



HAL
open science

Rapports d'embranchement et résonances dans les désintégrations des mésons B en particules charmées dans BaBar et flux cosmique de positons dans AMS

Vincent Poireau

► **To cite this version:**

Vincent Poireau. Rapports d'embranchement et résonances dans les désintégrations des mésons B en particules charmées dans BaBar et flux cosmique de positons dans AMS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2013. tel-00909741

HAL Id: tel-00909741

<https://theses.hal.science/tel-00909741>

Submitted on 26 Nov 2013

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.



Laboratoire d'Annecy-le-Vieux
de Physique des Particules

LAPP-H-2013-01

Université de Savoie

Mémoire

présenté par

Vincent Poireau

pour obtenir le diplôme

d'Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité: Physique des Particules

Rapports d'embranchement et résonances dans les
désintégrations des mésons B en particules
charmées dans BABAR
et flux cosmique de positons dans AMS

Soutenu le 20 novembre 2013 devant le jury composé de :

Denis Bernard, Rapporteur
Jacques Chauveau, Rapporteur
Yannis Karyotakis
Martin Pohl, Rapporteur
Pascal Vincent



In2p3



Université de Savoie

Mémoire

présenté par

Vincent Poireau

pour obtenir le diplôme

d'Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité: Physique des Particules

Rapports d'embranchement et résonances dans les désintégrations des mésons B en particules charmées dans BABAR et flux cosmique de positons dans AMS

Soutenu le 20 novembre 2013 devant le jury composé de :

Denis Bernard, Rapporteur
Jacques Chauveau, Rapporteur
Yannis Karyotakis
Martin Pohl, Rapporteur
Pascal Vincent

Table des matières

Introduction	7
1 L'expérience BABAR	9
1.1 Installations expérimentales	10
1.1.1 Accélérateur et anneaux de stockage	10
1.1.2 Le détecteur	11
1.2 Principaux résultats	12
1.2.1 Violation de CP	12
1.2.2 Violation de T	14
1.2.3 Oscillation des mésons D	14
1.2.4 Recherche de nouvelle physique	14
1.2.5 Recherche de résonances	16
1.3 Désintégrations des mésons B en particules charmées	16
1.3.1 Mesure de l'angle γ	16
1.3.2 Les rapports d'embranchement	17
1.3.3 Les baryons	17
2 Rapports d'embranchement des désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$	19
2.1 Les événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$	19
2.1.1 États finals	19
2.1.2 Intérêts de ces états finals	20
2.1.3 Anatomie des événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$	22
2.2 Mesure des rapports d'embranchement	23
2.2.1 Reconstruction et sélection des événements	23
2.2.2 Fits des données	26
2.2.3 Calcul des rapports d'embranchement	29
2.2.4 Résultats	32
2.3 Analyse d'isospin des désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$	36
2.3.1 Relations d'isospin	36
2.3.2 Étude des résultats expérimentaux	37
2.4 Mesure de $\sin 2\beta$ et $\cos 2\beta$	40
2.4.1 Mesure de $\cos 2\beta$ avec le canal $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^0$	40
2.4.2 Perspectives	41
2.5 Conclusions et perspectives	41

3	Etude des résonances	45
3.1	Les résonances	46
3.1.1	Définition	46
3.1.2	Les enjeux	46
3.1.3	Le modèle de potentiel et états exotiques	47
3.2	Les résonances charmoniums	47
3.2.1	Petite histoire des états charmoniums depuis 2003	47
3.2.2	Le $\psi(3770)$	50
3.2.3	Le $X(3872)$	53
3.2.4	Le $Y(4140)$	59
3.3	Les résonances $c\bar{s}$	61
3.3.1	Petite histoire des mésons $c\bar{s}$ depuis 2003	61
3.3.2	Le $D_{s1}^+(2536)$	63
3.3.3	Le $D_{s1}^*(2700)$ et autres $c\bar{s}$ dans le plan de Dalitz	66
3.4	Conclusions et perspectives	72
4	Projet de recherche dans AMS	75
4.1	Les rayons cosmiques	75
4.1.1	Généralités	75
4.1.2	Fraction et flux de positons	78
4.2	L'expérience AMS	82
4.2.1	Les objectifs d'AMS	82
4.2.2	Le détecteur	84
4.3	Mesure de la fraction et du flux de positons	86
4.3.1	Fraction de positons	86
4.3.2	Flux de positons	92
4.4	Conclusions et perspectives	93
	Conclusions et perspectives	95
	Remerciements	97
A	Annexe : paramétrisation des résonances	105
B	Annexe : détail de la présélection d'événements pour la fraction de positons	107
C	Annexe : publications	109

Introduction

Ce document, présenté en vue de l'obtention de l'habilitation à diriger des recherches, décrit mes travaux de recherche depuis mon entrée au CNRS en 2003. J'ai rejoint l'expérience *BABAR* à cette occasion, en étant pendant deux ans sur place au laboratoire de SLAC aux États-Unis afin de m'investir dans la bonne marche du détecteur. Ces dix années dans *BABAR* m'ont permis d'aborder de nombreux aspects de la recherche, avec des responsabilités dans la prise de données, des analyses de physique, de l'encadrement d'étudiants via des stages ou des groupes de physique. Tout en restant membre de *BABAR*, j'ai rejoint l'expérience AMS fin 2011 pour travailler sur une mesure de physique.

Dans ce document, je vais exposer mes activités de recherche depuis ces dix années. Dans le chapitre 1, je décris l'expérience *BABAR*, son détecteur et les avancées importantes qu'elle a apportées à la physique des particules. Mes recherches dans *BABAR* ont principalement porté sur l'étude des états finals $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ dont la physique s'est révélée très riche. Dans le chapitre 2, je montrerai l'intérêt de ces états finals, et décrirons la mesure des rapports d'embranchement. Cette mesure permet d'obtenir des informations sur les relations d'isospin et sur les angles du triangle d'unitarité. Le chapitre 3 se penche sur l'étude des résonances. Tout d'abord, j'expliquerai pourquoi l'intérêt pour les résonances s'est subitement accru en 2003, et les nombreuses découvertes surprenantes qui se sont ensuivies. Mes recherches sur les résonances charmoniums et les résonances $c\bar{s}$ produites dans les désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ seront décrites. Enfin, dans le chapitre 4, mon projet de recherche sur AMS sera développé. Je décrirai le rayonnement cosmique et sa propagation, ainsi que l'expérience AMS qui a pour but de les détecter. Ma recherche s'articule autour de la mesure de la fraction et du flux de positons, et ces études seront également détaillées. Je ne décris pas dans ce document le travail que j'ai effectué avant 2003. Il s'agit de mon travail de thèse portant sur la recherche de particules supersymétriques avec violation de la R -parité sur l'expérience DELPHI au LEP, ainsi que de mon travail au CERN sur les cristaux du calorimètre électromagnétique de CMS au LHC.

Les publications concernant mon travail sont regroupées à la fin de ce document, dans l'annexe C page 109. La liste de ces publications est, dans l'ordre chronologique :

- B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), « *Measurement of the branching fraction and time-dependent CP asymmetry in the decay $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^0$* », Phys. Rev. D **74**, 091101 (2006) ;
- B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), « *Study of resonances in exclusive B decays to $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$* », Phys. Rev. D **77**, 011102 (2008) ;
- P. del Amo Sanchez *et al.* (collaboration *BABAR*), « *Measurement of the $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ branching fractions* », Phys. Rev. D **83**, 032004 (2011) ;
- V. Poireau et M. Zito, « *A precise isospin analysis of $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ decays* », Phys. Lett. B **704**, 559 (2011).

Chapitre 1

L'expérience *BABAR*

Sommaire

1.1 Installations expérimentales	10
1.1.1 Accélérateur et anneaux de stockage	10
1.1.2 Le détecteur	11
1.2 Principaux résultats	12
1.2.1 Violation de CP	12
1.2.2 Violation de T	14
1.2.3 Oscillation des mésons D	14
1.2.4 Recherche de nouvelle physique	14
1.2.5 Recherche de résonances	16
1.3 Désintégrations des mésons B en particules charmées	16
1.3.1 Mesure de l'angle γ	16
1.3.2 Les rapports d'embranchement	17
1.3.3 Les baryons	17

Je suis membre de la collaboration *BABAR* depuis mon entrée au CNRS en 2003. Cette collaboration, à son maximum, était composée de plus de 500 physiciens provenant de 70 institutions dans 10 pays. Le détecteur *BABAR*, installé sur le collisionneur PEP-II du laboratoire de SLAC, dans l'état de Californie aux États-Unis, a accumulé 531 fb^{-1} de données depuis 1999, et s'est arrêté en avril 2008. L'expérience *BABAR* avait pour but principal d'étudier la violation de CP dans le secteur des mésons B . Cette expérience possède en réalité une large gamme de mesures possibles, comme la mesure des angles et des côtés du triangle d'unitarité (reliée à la violation de CP), la spectroscopie et en particulier la recherche de nouvelles résonances, la détermination précise de rapports d'embranchement ou la recherche de nouvelle physique (dans les diagrammes en boucle). Mes recherches dans *BABAR* ont porté sur l'analyse de données avec des mesures de rapports d'embranchement et l'étude de résonances, travail qui est développé dans les chapitres suivants. Mon activité dans *BABAR* a aussi été tournée vers l'instrumentation, la gestion des détecteurs et de la prise de données. Je suis d'ailleurs parti en expatriation au laboratoire de SLAC de juillet 2004 à juillet 2006 pour participer activement à la prise de données. J'ai également eu l'occasion d'être à la tête d'un groupe traitant de la physique des désintégrations du méson B avec une ou plusieurs particules charmées dans l'état final. Enfin, j'ai assuré la responsabilité de l'interface entre le centre de calcul de l'IN2P3 et l'expérience *BABAR*, le centre de calcul étant essentiel à la production de simulations Monte Carlo et à l'analyse de données au sein de la col-

laboration. Ce chapitre décrit rapidement le détecteur, les principaux résultats de l'expérience, ainsi que les résultats obtenus au sein du groupe de physique mentionné.

1.1 Installations expérimentales

J'ai été impliqué dans de nombreux aspects du détecteur et de la prise de données. J'ai en particulier travaillé sur la chambre à dérive de *BABAR* en étant gestionnaire du système de contrôle (trois ans), puis gestionnaire de la prise de données (un an), et enfin co-responsable de la chambre à dérive (trois ans). Pendant mon expatriation à SLAC, j'ai été coordinateur général de la prise de données de *BABAR* (pendant six mois), un travail où de nombreuses interactions étaient nécessaires avec les scientifiques de l'accélérateur.

1.1.1 Accélérateur et anneaux de stockage

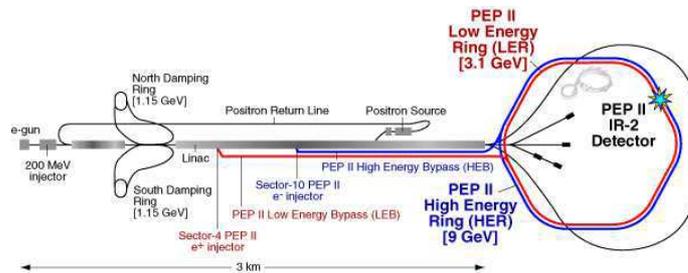


FIGURE 1.1 – Vue du système d'accélération et des anneaux de stockage PEP-II.

La figure 1.1 montre une vue du système d'accélération et de stockage des électrons et positons. Les électrons et positons sont accélérés dans le LINAC long de 3 km à des énergies respectivement de 9 et 3,1 GeV. Ces particules sont ensuite envoyées dans les anneaux de stockage de PEP-II, d'une circonférence de 2,2 km. La collision entre électrons et positons se produit avec une énergie dans le centre de masse de 10,58 GeV, ce qui correspond à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$ (état lié $b\bar{b}$). Cette résonance se désintègre pratiquement exclusivement en paires $B^0\bar{B}^0$ et B^+B^- (avec une légère différence entre les taux de production des deux canaux comme nous le verrons dans la suite). Puisque les faisceaux ne sont pas d'énergies égales, la collision est asymétrique, le centre de masse du système électron-positon est en mouvement dans le laboratoire avec un *boost* de Lorentz $\beta\gamma = 0,56$. Cette asymétrie permet de produire les mésons B en mouvement afin de distinguer expérimentalement leurs vertex de désintégration. Une mesure de la séparation spatiale permet de remonter à l'intervalle de temps entre les deux désintégrations, ingrédient indispensable dans la mesure de la violation de CP .

La section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ est de 1,10 nb, tandis que les processus $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, c\bar{c}, s\bar{s}$ ont une section efficace du même ordre et constituent donc un bruit de fond pour l'étude des événements $B\bar{B}$. Pour étudier ces bruits de fond, environ 10 % des données ont été collectées à une énergie dans le centre de masse de 40 MeV en dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$ (*off peak*). Lors de la dernière campagne de prise de données, afin d'étudier d'autres canaux de physique, l'énergie de l'accélérateur a été modifiée de façon à produire des collisions aux résonances $\Upsilon(2S)$ et $\Upsilon(3S)$.

Au vu des sections efficaces et des faibles rapports d'embranchement des canaux de désintégration des mésons B , une luminosité importante est nécessaire pour produire un grand nombre

1.1 Installations expérimentales

de ces mésons (usine à B). L'accélérateur avait été prévu pour une luminosité instantanée nominale de $3,10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, mais grâce à de nombreuses améliorations une luminosité instantanée de $1,2.10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a pu être atteinte. La luminosité délivrée par PEP-II et enregistrée par $BABAR$ est présentée sur la figure 1.2. La luminosité pour chacune des énergies de fonctionnement est également détaillée. La luminosité intégrée disponible pour les analyses présentées dans la suite est donc d'environ 433 fb^{-1} , et une luminosité *off peak* de 54 fb^{-1} .

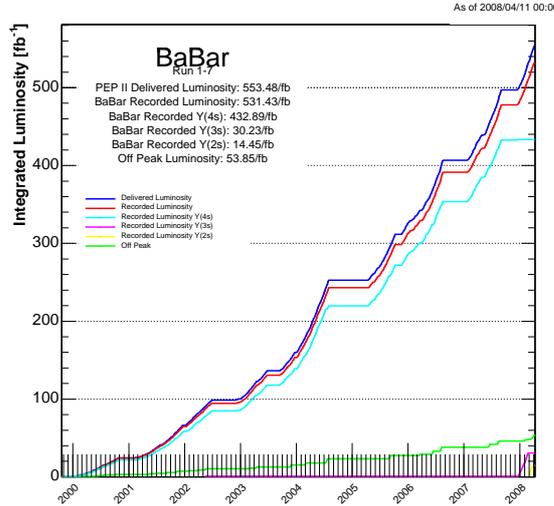


FIGURE 1.2 – Luminosité intégrée délivrée par PEP-II et collectée par $BABAR$.

1.1.2 Le détecteur

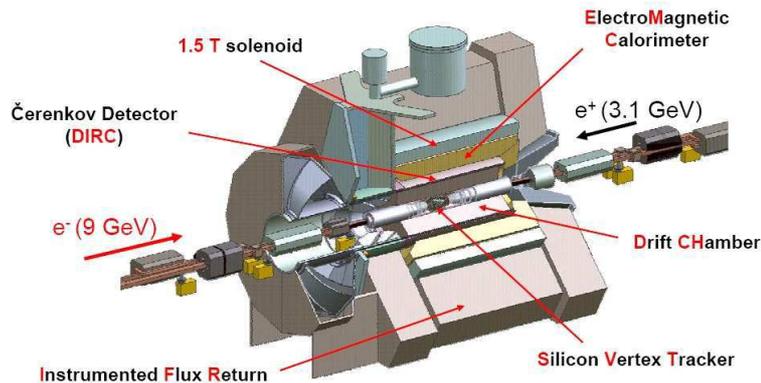


FIGURE 1.3 – Schéma du détecteur $BABAR$.

Le détecteur $BABAR$ est présenté sur la figure 1.3 et est décrit très précisément dans la publication citée dans la référence [1]. Il est à noter qu'une publication récente de 2013 expose toutes les avancées technique de l'expérience [2]. Sa structure est non symétrique avec une nette différence entre l'avant et l'arrière adaptée à la détection des collisions asymétriques qui prennent place en son cœur. Il est constitué tout d'abord d'un détecteur de vertex au silicium, le SVT (*Silicon*

Vertex Tracker). Celui-ci tient un rôle très important pour la détermination précise du vertex de chacun des mésons B et des particules charmées. La résolution le long de l'axe du faisceau est de $15\ \mu\text{m}$ par micro-piste de silicium, ce qui correspond à une résolution pour la position du vertex de $80\ \mu\text{m}$, à comparer avec la distance de vol des mésons B de $250\ \mu\text{m}$. La chambre à fils (DCH, *Drift CHamber*) est le détecteur de traces principal qui détecte les particules chargées et mesure leur impulsion et leur angle avec une grande précision. Ce détecteur contribue également à l'identification des particules grâce à la mesure du pouvoir d'arrêt, décrivant la perte d'énergie par unité de distance (dE/dx). La chambre est longue de 2,8 m avec un diamètre de 81 cm. Elle est constituée de 40 couches successives (formées par des cellules constituées de fils), et est remplie de 80 % d'hélium et de 20 % d'isobutane. Le détecteur Cherenkov (DIRC, *Detection of Internally Reflected Cherenkov light*) entoure la chambre à dérive. Il est constitué de barres de quartz dans lesquelles l'effet Cherenkov prend place. Les photons y sont totalement réfléchis jusqu'à une cuve remplie d'eau dont la paroi externe porte 10 731 photomultiplicateurs. Le DIRC est un détecteur essentiel pour l'identification des particules et permet de séparer pions et kaons à plus de 4 fois l'écart-type à 3 GeV/c. Le calorimètre électromagnétique (EMC, *ElectroMagnetic Calorimeter*) entoure le DIRC ; il est constitué de cristaux d'iodure de césium dopés au thallium. Le calorimètre détecte les photons et les électrons avec une excellente résolution. La résolution sur l'énergie σ_E/E varie entre 5 % à 6 MeV et 2 % à 7 GeV. Tous ces sous-détecteurs sont entourés par un aimant solénoïdal produisant un champ de 1,5 T. Enfin, la masse de fer qui permet au champ de se refermer est instrumentée en intégrant des détecteurs pour identifier les muons et les hadrons neutres (comme le K_L^0) ; il constitue le détecteur de retour de champ instrumenté (IFR, *Instrumented Flux Return*). La détection efficace des muons est un ingrédient important des mesures de la violation de CP (via par exemple $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$).

1.2 Principaux résultats

La collaboration *BABAR* a publié plus de 530 articles à ce jour, avec encore un grand nombre à venir. Les analyses couvrent de nombreux sujets de physique, et nous montrons ici seulement une sélection des résultats les plus marquants.

1.2.1 Violation de CP

La violation de CP est une condition nécessaire (mais pas suffisante) pour expliquer la prépondérance de la matière sur l'antimatière dans l'univers. Comme l'ont montré M. Kobayashi et T. Maskawa en 1973 (prix Nobel en 2008), la violation de CP dans le modèle standard découle du fait qu'il y a trois familles de quarks, ce qui implique que la matrice de mélange (la matrice CKM de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) comporte une phase décrivant cette violation. La condition d'unitarité de la matrice CKM se traduit par des relations qui peuvent être représentées par des triangles dans des plans complexes appropriés. En particulier une relation donne lieu au triangle d'unitarité comportant les angles α , β et γ et qui permet de visualiser graphiquement la violation de CP . Un des buts principaux de l'expérience *BABAR* était de mesurer les angles et les côtés du triangle d'unitarité. L'idée consiste à sur-contraindre le triangle par plusieurs mesures complémentaires afin de déceler des incohérences et donc des déviations par rapport au modèle standard. C'est rapidement après le démarrage de l'expérience que *BABAR* a mis en évidence la violation de CP dans le secteur des mésons B . Depuis, de nombreuses mesures ont permis de déterminer précisément le triangle d'unitarité.

L'angle β du triangle d'unitarité se mesure via des canaux comme $B \rightarrow J/\psi K_S^0$, qui proviennent de la transition $b \rightarrow c\bar{c}s$. L'idée repose sur le fait que cet état final f est accessible à

1.2 Principaux résultats

la fois aux mésons B^0 et \bar{B}^0 et qu'il y a donc une interférence entre les amplitudes de $B^0 \rightarrow f$ (désintégration directe) et de $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f$ (désintégration précédée par une oscillation). Il en résulte une asymétrie de CP dépendante du temps. En utilisant des canaux du B^0 se désintégrant en charmonium et kaon neutre (tels $B \rightarrow J/\psi K_S^0$, $B \rightarrow J/\psi K_L^0$, $B \rightarrow \psi(2S)K_S^0$, ...), *BABAR* mesure [3] $\sin 2\beta = 0.687 \pm 0.028 \pm 0.012$ (la première incertitude représente l'incertitude statistique et la seconde l'incertitude systématique). D'autres canaux ont également été utilisés pour mesurer cet angle comme $B \rightarrow \phi K_S^0$, $B \rightarrow \eta' K_S^0$ ou $B \rightarrow D^{(*)+} D^{(*)-}$ par exemple. La comparaison de certaines de ces désintégrations est sensible à la nouvelle physique.

L'angle α est déterminé grâce à la mesure de l'asymétrie CP dépendante du temps des canaux $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $B \rightarrow \rho \pi$, $B \rightarrow \rho \rho$. La violation de CP résulte de l'interférence du diagramme en boîte de mélange $B^0 - \bar{B}^0$ avec le diagramme en arbre $b \rightarrow u\bar{u}d$. La difficulté de la mesure provient du fait que l'état final peut aussi être produit par des diagrammes pingouins (diagramme à une boucle). Cette contribution des diagrammes pingouins s'est avérée plus importante qu'initialement attendue. Malgré la difficulté théorique que cela représente, les diagrammes pingouins rendent la mesure de l'angle α sensible à la nouvelle physique, via par exemple une différence dans la mesure pour deux canaux différents. La mesure donne $\alpha = (87 \pm 5)^\circ$ [4] pour la combinaison de mesures de *BABAR* et de Belle, et aucune déviation n'est détectée par rapport au modèle standard.

L'angle γ se mesure via les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)0} K^{(*)-}$. Nous reviendrons sur le principe de la mesure à la section 1.3.1.

La figure 1.4 présente les contraintes actuelles et montre que, moyennant les incertitudes, toutes les mesures déterminent un seul et même sommet du triangle, ce qui confirme les attentes du modèle standard. La violation de CP observée dans le modèle standard est cependant trop faible pour expliquer l'asymétrie de matière dans l'univers. D'autres sources de violation de CP sont nécessaires réclamant une nouvelle physique.

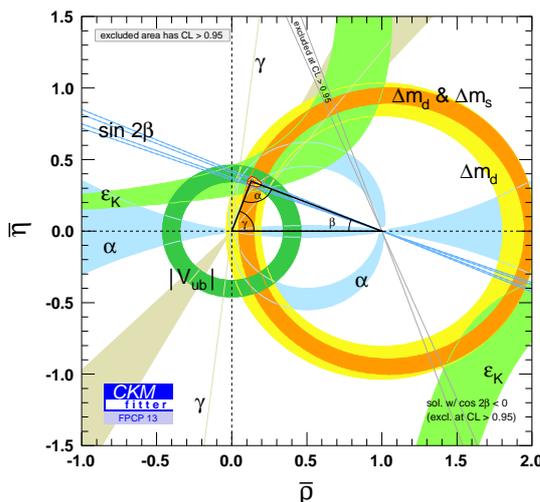


FIGURE 1.4 – Contraintes sur le triangle d'unitarité, en incluant l'apport de toutes les expériences [5].

1.2.2 Violation de T

La violation de CP étant observée dans le secteur des mésons B , une violation de T est par conséquent attendue de façon à respecter l'invariance CPT . L'idée est ici d'observer la violation directe de T grâce à l'échange de l'état initial et final dans une transition qui est reliée par une symétrie de T . Les deux mésons B produits lors de la désintégration du $\Upsilon(4S)$ sont dans un état d'intrication quantique. Le principe suivi par BABAR [6] est d'étiqueter la saveur du premier méson B à se désintégrer grâce à un état semi-leptonique : la désintégration $\ell^+ X$ et $\ell^- X$ permet l'étiquetage du méson B^0 et \bar{B}^0 respectivement. Ceci conduit à déduire la saveur du second méson B à l'instant de la désintégration du premier, qui est donc dans l'état opposé de saveur. Le second méson B oscille et se désintègre après un temps $\Delta\tau$, et l'idée ici est de le reconstruire en $J/\psi K_L$ ou $J/\psi K_S$, ce qui permet d'étiqueter l'état CP de ce méson B . Ce méson est en réalité une combinaison linéaire des mésons B^0 et \bar{B}^0 et est appelé B_+ ou B_- pour l'état avec $CP = +1$ et $CP = -1$ respectivement. L'étude de ce méson B permet de déduire par exemple une transition $\bar{B}^0 \rightarrow B_-$, en fonction de la différence de temps $\Delta\tau$, si l'état final reconstruit est dans l'ordre temporel ($\ell^+ X, J/\psi K_S^0$). La même mesure peut être effectuée si le premier méson à se désintégrer est un méson dans l'état B_+ ou B_- , ce qui identifie le second méson comme l'état opposé à l'instant de la désintégration, et de reconstruire ce méson en B^0 ou \bar{B}^0 lors de sa désintégration. Par exemple, dans le cas d'une reconstruction en $(J/\psi K_L^0, \ell^- X)$, cette mesure permet de déduire qu'il s'agit d'une transition $B_- \rightarrow \bar{B}^0$ avec un temps $\Delta\tau$.

Ainsi cette méthode permet de comparer, dans l'exemple pris ici, les taux des transitions $\bar{B}^0 \rightarrow B_-$ et $B_- \rightarrow \bar{B}^0$, et de mesurer une éventuelle différence qui montrerait la violation de T . Il est possible de la même façon d'utiliser les transitions $B_+ \rightarrow B^0$, $\bar{B}^0 \rightarrow B_+$ et $B_- \rightarrow B^0$ et leurs conjugués de T . Il est à noter que ces transitions ne font intervenir que la symétrie par rapport à T , et non pas les symétries CP et CPT .

Après avoir effectué ces mesures, BABAR [6] observe pour la première fois une violation de T dans le système des mésons B avec une signification de l'ordre de 14σ , où σ est l'écart-type. Ces résultats sont cohérents et compatibles avec la violation de CP mesurée par BABAR et les autres expériences, compte tenu de l'invariance CPT .

1.2.3 Oscillation des mésons D

Le mélange de mésons neutres (K^0 , B^0 , D^0) procède, dans le modèle standard, via des diagrammes en boîte, qui induisent des oscillations entre le méson et l'antiméson. Le mélange des K^0 a été découvert en 1956, celui des B_d^0 en 1987, et celui des B_s^0 en 2006. Il restait donc à découvrir l'oscillation des mésons D^0 , défi expérimental important au vu des paramètres de masse et de largeur des D^0 . Malgré ces difficultés, c'est en 2007 que BABAR établit pour la première fois l'oscillation des mésons D^0 [7]. L'étude était basée sur l'analyse des désintégrations de « bon signe » $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (désintégrations favorisées) et celle de « mauvais signe » $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Cette dernière peut en effet être produite soit par une désintégration défavorisée $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ ou via un mélange $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Depuis cette mesure, divers autres canaux ont été utilisés, et l'oscillation des mésons D^0 est maintenant un fait bien établi expérimentalement.

1.2.4 Recherche de nouvelle physique

Malgré ses succès expérimentaux indéniables, le modèle standard n'est pas considéré comme le modèle ultime. Du point de vue théorique, il souffre d'insuffisances qui laissent penser qu'il est incomplet. La liste suivante détaille les principaux problèmes.

1.2 Principaux résultats

- Inclusion de la gravité : le modèle standard décrit les interactions forte, faible et électromagnétique, mais n’inclut pas la quatrième force connue, la gravitation.
- Hiérarchie des masses : la diversité du spectre des particules observées reste sans explication.
- La matière noire : le modèle standard ne permet pas d’expliquer l’origine de la matière noire, il est nécessaire d’introduire de nouvelles particules.
- La baryogénèse : la violation de CP , nécessaire à la baryogénèse, est trop faible dans le cadre du modèle standard pour expliquer l’asymétrie observée des baryons dans l’univers. Une nouvelle physique est nécessaire pour laquelle la violation de CP est plus importante.
- Les divergences quadratiques et la naturalité : des divergences quadratiques apparaissent dans les diagrammes de correction à la masse du Higgs, et un ajustement fin est nécessaire à 10^{-16} près si une nouvelle physique n’est pas introduite avec une échelle de l’ordre du TeV, ajustement fin allant à l’encontre de la naturalité du modèle standard (ses propriétés ne sont pas stables sous de petites variations de ses paramètres fondamentaux).

Il existe de multiples modèles de nouvelle physique, comme la technicouleur, la supersymétrie, la quatrième génération de quarks et de leptons, les modèles à deux doublets de Higgs, etc.

De nombreux canaux sont sensibles à la nouvelle physique, en particulier via les diagrammes avec une boucle ou les diagrammes pingouins. Parmi ces canaux, on peut citer par exemple les transitions $b \rightarrow s\gamma$ et $b \rightarrow d\gamma$ ou encore $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ et $b \rightarrow d\ell^+\ell^-$, qui sont parmi les plus intéressants pour la découverte éventuelle de nouvelle physique. Ces processus de courants neutres avec changement de saveur (FCNC, *Flavor Changing Neutral Currents*) sont interdits à l’ordre des arbres dans le modèle standard. Ces transitions ont lieu via un diagramme à une boucle, avec la circulation du boson W et des quarks t , c ou u dans la boucle. Des prédictions théoriques précises sont disponibles pour le modèle standard. Une déviation importante de la mesure par rapport à ces prédictions pourrait être un signe de nouvelle physique. En effet, les particules entrant dans la boucle pourraient être des particules supersymétriques ou des bosons de Higgs chargés, et donc modifier le taux de transition.

Nous prenons l’exemple ici d’un résultat récent de *BABAR* avec une mesure du taux de transition $b \rightarrow s\gamma$ [8]. La prédiction basée sur le modèle standard donne $\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow X_s\gamma) = (3,15 \pm 0,23) \times 10^{-4}$ [9], pour une énergie minimum du photon de $E_\gamma > 1,6$ GeV mesurée dans le référentiel du B , et où X_s est l’état final du système hadronique venant du quark s . En utilisant une approche de canaux exclusifs, *BABAR* détermine le rapport d’embranchement total avec une valeur de $\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow X_s\gamma) = (3,29 \pm 0,19 \pm 0,48) \times 10^{-4}$ pour $E_\gamma > 1,9$ GeV¹.

A l’image de cette analyse, la plupart des mesures effectuées par *BABAR* sont compatibles avec les prédictions du modèle standard. Cependant, quelques canaux présentent des désaccords, le plus important étant un excès dans les désintégrations $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ vues par *BABAR* [10]. Les canaux semi-leptoniques sont utilisés depuis longtemps pour mesurer les propriétés du modèle standard (comme la mesure des éléments de matrice CKM), et sont prédits très précisément de façon théorique. Ces processus procèdent via un diagramme à l’arbre avec la propagation d’un boson W . Dans le cas d’un lepton τ dans l’état final, la désintégration devient sensible à des phénomènes nouveaux, en particulier à la propagation d’un boson de Higgs chargé à la place du W (le Higgs se couplant plus fortement à une particule lourde tel le lepton τ). *BABAR* mesure les rapports $\mathcal{R}(D^{(*)}) = \mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau)/\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}_\ell)$ où ℓ représente un électron ou un muon. Après analyse, les valeurs mesurées sont $\mathcal{R}(D) = 0,440 \pm 0,058 \pm 0,042$ et $\mathcal{R}(D^*) = 0,332 \pm 0,024 \pm 0,018$, qui sont supérieures aux valeurs prédites du modèle standard à

1. Une extrapolation doit être effectuée de la valeur de coupure expérimentale, 1,9 GeV, à celle théorique, 1,6 GeV. L’extrapolation est basée sur différente forme du spectre de photon, ce qui rajoute une incertitude théorique.

$2,0\sigma$ et $2,7\sigma$ respectivement, où σ représente l'écart-type. Ces deux mesures combinées montrent un désaccord de $3,4\sigma$ par rapport au modèle standard. Ces mesures ne sont cependant pas non plus compatibles avec les modèles à deux doublets de Higgs. Il faudra attendre les premiers résultats de Belle II pour conclure quant à la réalité du phénomène observé.

1.2.5 Recherche de résonances

La découverte de plusieurs dizaines de nouvelles résonances de saveurs lourdes a révolutionné ce champ de recherche depuis 2003. Nous reviendrons en détail sur ces recherches au chapitre 3.

1.3 Désintégrations des mésons B en particules charmées

J'ai été coordinateur d'un groupe de physique qui a produit 15 publications pendant que j'en étais responsable. Il s'agit du groupe « désintégrations des mésons B en particules charmées ». Ce groupe a pour mission d'étudier toutes les désintégrations du B qui contiennent un quark charmé non caché (c'est-à-dire tous les modes charmés sauf $c\bar{c}$). Il peut s'agir aussi bien de mésons que de baryons.

Différents types d'analyses sont effectués dans ce groupe. Un bref aperçu des résultats qui ont été obtenus récemment est présenté dans la suite.

1.3.1 Mesure de l'angle γ

Les analyses sur la mesure de l'angle γ sont les analyses-phares du groupe, car elles contraignent le triangle d'unitarité à partir de transitions ne contenant pas de nouvelle physique, permettant de fournir une mesure purement issue du modèle standard. Les canaux sont de la forme $B^- \rightarrow D^{(*)0} K^{(*)-}$, et la mesure tire son principe de l'interférence entre les diagrammes $b \rightarrow c$ et $b \rightarrow u$ qui donne accès à l'angle γ . L'interférence a lieu entre les désintégrations $B^- \rightarrow DK^-$ suivi par $D \rightarrow f$ et $B^- \rightarrow \bar{D}K^-$ suivi par $\bar{D} \rightarrow f$, où f est un état final commun aux mésons D et \bar{D} . Les diagrammes qui interviennent dans ces désintégrations sont à l'ordre des arbres, et il n'y a pas de contribution des diagrammes pingouins, ce qui signifie que la mesure ne souffre pas d'imprécision théorique. Cette mesure dépend de deux paramètres qui sont r_B le rapport des amplitudes des désintégrations $B^- \rightarrow \bar{D}^{(*)0} K^{(*)-}$ et $B^- \rightarrow D^{(*)0} K^{(*)-}$, et δ_B la différence de phase entre ces deux amplitudes. La valeur de r_B dépend du canal, mais est proche typiquement de 10 %. Plusieurs types d'analyses sont possibles suivant les désintégrations du méson D^0 . La première méthode, appelée « GLW » (Gronau, London, Wyler) repose sur l'utilisation de désintégrations du D^0 dans un état propre de CP , comme par exemple K^+K^- ou $K_S^0\pi^0$. Le groupe a publié plusieurs articles utilisant cette méthode [12], qui permettent d'obtenir des intervalles de confiance sur les paramètres. La deuxième méthode, dite « ADS » (Atwood, Dunietz, Soni), profite de l'interférence entre des modes du D favorisés et non favorisés. Par exemple, l'état final $B^- \rightarrow [K^+\pi^-]_D K^-$ peut être atteint soit par $B \rightarrow D^0 K^-$ (favorisé) suivi de $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (défavorisé), soit par $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ (défavorisé) suivi de $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (favorisé). Ce canal a été utilisé par *BABAR* [14], et a permis pour la première fois d'obtenir une indication de signal. Une valeur de r_B a pu aussi être déterminée. La dernière méthode, appelée de Dalitz ou « GGSZ » (Giri, Grossman, Soffer, Zupan), utilise une désintégration du D en trois corps, avec une étude de Dalitz de ces désintégrations pour extraire les paramètres. Les états finaux les plus usités sont $D \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ et $D \rightarrow K_S^0K^+K^-$ qui sont accessibles à la fois par le D^0 et le \bar{D}^0 . Le groupe a publié une analyse en 2010 [16] avec une mesure précise de l'angle γ et une observation de la violation de CP à $3,5\sigma$. Il faut souligner que d'autres méthodes ont également

1.3 Désintégrations des mésons B en particules charmées

été employées : celles-ci mettent des contraintes sur l'angle γ et les différents paramètres du modèle à partir d'autres modes de désintégrations du D^0 ou des états neutres des mésons B ou K .

Un travail important a également été produit pour combiner toutes les mesures relatives à l'angle γ dans *BABAR*. La combinaison permet de gagner en précision sur la mesure de l'angle. Une publication [17] a été produite récemment par le groupe traitant de la combinaison des canaux $B^- \rightarrow DK^-$, $B^- \rightarrow D^*K^-$ et $B^- \rightarrow DK^{*-}$. La figure 1.5 présente la distribution du niveau de confiance sur l'angle γ obtenue après cette combinaison. Le résultat final donne $\gamma = (69^{+17}_{-16})^\circ$ à 180° près, résultat qui établit la violation de CP directe avec une signification de pratiquement 6σ .

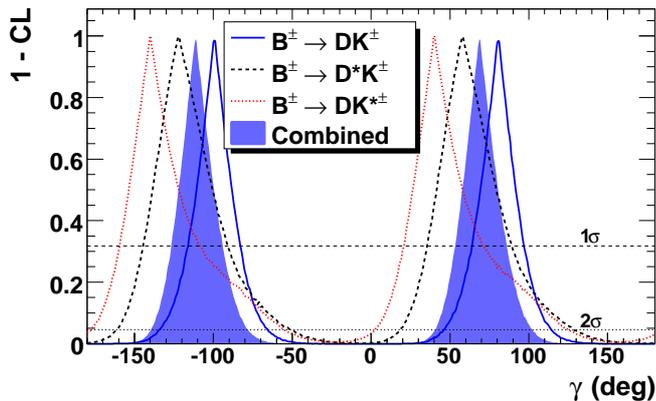


FIGURE 1.5 – Distribution de 1-CL (niveau de confiance) pour la combinaison des différentes méthodes de mesure pour l'angle γ .

1.3.2 Les rapports d'embranchement

Certaines analyses ont pour but de mesurer les rapports d'embranchement de désintégrations des mésons B pour mieux comprendre leur dynamique (modes supprimés de couleur par exemple). Nous reviendrons plus longuement sur un exemple d'analyse sur la mesure de rapports d'embranchement dans le chapitre 2.

1.3.3 Les baryons

Le groupe a travaillé sur un nombre important d'analyses qui étudient des baryons charmés dans l'état final. Ces modes avec baryons ont effectivement été peu étudiés par le passé et beaucoup de mystères restent encore à résoudre. Les désintégrations du B en baryons font intervenir les propriétés de l'interaction faible aussi bien que celles de l'hadronisation des quarks. Cependant les mécanismes de production sont encore mal connus théoriquement, et des données expérimentales sur les désintégrations sont donc nécessaires. L'étude inclusive des états finals avec baryons montre qu'environ 7 % des désintégrations du méson B passent par une paire baryon-antibaryon. Le groupe d'analyse s'est donc attaché à mesurer plusieurs canaux de façon exclusive, et à déterminer les rapports d'embranchement et les éventuelles résonances intermédiaires. Les études ont couvert des désintégrations comme par exemple $\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^0$, $\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda^- K^-$, $B \rightarrow D^{(*)} p \bar{p} (\pi) (\pi)$, ou encore $\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^+ \pi^-$ [18]. Il apparaît dans certaines

de ces analyses un excédent d'événements dans la masse invariante de deux baryons présents dans l'état final. Cet excès a lieu au seuil, pour une faible valeur de la masse invariante. Cet effet avait auparavant été observé dans d'autres expériences. Celui-ci s'expliquerait par la dynamique de la désintégration plutôt que par des résonances, mais reste encore incompris au niveau théorique.

Chapitre 2

Rapports d'embranchement des désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$

Sommaire

2.1	Les événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$	19
2.1.1	États finals	19
2.1.2	Intérêts de ces états finals	20
2.1.3	Anatomie des événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$	22
2.2	Mesure des rapports d'embranchement	23
2.2.1	Reconstruction et sélection des événements	23
2.2.2	Fits des données	26
2.2.3	Calcul des rapports d'embranchement	29
2.2.4	Résultats	32
2.3	Analyse d'isospin des désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$	36
2.3.1	Relations d'isospin	36
2.3.2	Étude des résultats expérimentaux	37
2.4	Mesure de $\sin 2\beta$ et $\cos 2\beta$	40
2.4.1	Mesure de $\cos 2\beta$ avec le canal $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0$	40
2.4.2	Perspectives	41
2.5	Conclusions et perspectives	41

Dans ce chapitre et le suivant, nous allons nous intéresser aux événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$. Mes analyses ont en effet porté sur l'étude de ces événements qui se révèlent être intéressants à plus d'un titre. J'ai contribué à cinq publications qui ont été consacrées directement à ce sujet. Dans cette partie, nous nous concentrerons sur la mesure des rapports d'embranchement et ses implications directes.

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

2.1.1 États finals

Les événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ correspondent à 22 états finals possibles de désintégration du méson B : en effet le $D^{(*)}$ est l'un des mésons D^0 , D^{*0} , D^+ ou D^{*+} ; $\bar{D}^{(*)}$ est le conjugué de charge de $D^{(*)}$; et K est un méson K^+ ou K^0 . Ces 22 modes de désintégration sont présentés

dans le tableau 2.1. Bien sûr les modes conjugués de charge sont également pris en compte dans toute la suite, même s'ils ne sont pas écrits explicitement. On peut constater qu'il y a 22 modes et non 24 comme naïvement attendu. En effet, par exemple les modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K_S^0$ et $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$ ne se distinguent pas expérimentalement. Le conjugué de charge de la première réaction est $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \bar{D}^{*0} K_S^0$ (puisque le K_S^0 est sa propre antiparticule) : la reconstruction de l'état final $\bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$ ne permet donc pas de savoir si l'on a reconstruit le conjugué de charge du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K_S^0$ ou le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K_S^0$. Il en va de même pour les modes $B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K_S^0$ et $B^0 \rightarrow D^- D^{*+} K_S^0$ qui sont aussi combinés. Par contre, pour les modes de B chargés, les états finals se distinguent du fait de la distinction entre les mésons K^+ et K^- .

TABLE 2.1 – Les 22 modes de désintégration de $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$.

Modes de B neutre	Modes de B chargé
$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0$
$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K^0$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K^0$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K^0$
$B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$
$B^0 \rightarrow D^- D^{*+} K^0 + D^{*-} D^+ K^0$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0$	$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0$	$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^0 + \bar{D}^{*0} D^0 K^0$	$B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^0$	$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^0$	$B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$

2.1.2 Intérêts de ces états finals

Les modes de désintégration $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ présentent un intérêt pour plusieurs raisons :

- ils apportent une contribution importante au problème du « taux de charme » ;
- ils permettent de tester les relations d'isospin ;
- ils donnent accès à une mesure de $\sin 2\beta$ et $\cos 2\beta$;
- ils contiennent de nombreuses résonances.

Tous ces sujets sont développés dans la suite.

Taux de charme

Comme on le voit sur les diagrammes de Feynman de la figure 2.1 page 23, les événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ proviennent de la transition $b \rightarrow c\bar{c}s$. Ces événements ont joué un rôle important dans la résolution du problème lié au taux de charme. Le taux de charme est défini comme le nombre de hadrons charmés par désintégration de B , autrement dit comme le nombre moyen de quarks c ou \bar{c} produits par la désintégration du quark b . Il existe une relation entre le taux de désintégration semi-leptonique $B \rightarrow X\ell\nu_\ell$ (où X représente une particule ou un ensemble de particules) et le taux de désintégration hadronique du B , ce qui se traduit par une relation directe entre le taux de désintégration semi-leptonique et le taux de charme.

Dans les années 1990, les mesures effectuées pour les désintégrations hadroniques étaient en désaccord avec les valeurs attendues par le biais des désintégrations semi-leptoniques [19].

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

En effet, on pensait que les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ étaient dominées par les désintégrations $B \rightarrow D_s X$, avec des faibles contributions de désintégrations vers des états charmoniums et vers des baryons étranges. Ainsi, le rapport d'embranchement $b \rightarrow c\bar{c}s$ était calculé à partir des rapports d'embranchement inclusifs des modes $B \rightarrow D_s X$, $B \rightarrow (c\bar{c})X$ et $B \rightarrow \Xi_c X$, avec pour résultat $\mathcal{B}(b \rightarrow c\bar{c}s) = (15,8 \pm 2,8) \%$. Les calculs théoriques n'étaient pas capables de rendre compte simultanément de cette faible valeur et du rapport d'embranchement semi-leptonique du méson B . Une augmentation de $\sim 50 \%$ de la contribution hadronique était nécessaire pour mettre en accord les observations et les modèles. Il a donc été supposé qu'une contribution supplémentaire dans les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ était nécessaire pour résoudre le désaccord [20] : les désintégrations du type $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K(X)$ devaient jouer un rôle plus important que soupçonné initialement.

Cette prédiction des auteurs de la référence [20] n'a pas tardé à être confirmée expérimentalement. L'expérience CLEO a tout d'abord mesuré les rapports d'embranchement de $B \rightarrow DX$ et $B \rightarrow \bar{D}X$ [21] et a effectivement trouvé ces rapports plus élevés que ce qui était prévu quelques années plus tôt. L'expérience ALEPH a été la première à mesurer des désintégrations du B doublement charmées dans le canal $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}X$ [22], reconstruisant même quelques modes de façon complète (avec de 1 à 5 événements candidats de signal). Ce sujet a ensuite été étudié plus précisément au LAPP par Patrick Robbe dans sa thèse sous la direction de Jean-Pierre Lees, en utilisant l'expérience BABAR avec une statistique de 76 fb^{-1} [23]. Les 22 modes $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ étaient reconstruits de façon exclusive avec au total 823 ± 57 mésons B^0 et 970 ± 65 mésons B^+ . Les rapports d'embranchement mesurés sont de $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K) = (4,3 \pm 0,3 \pm 0,6) \%$ et $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K) = (3,5 \pm 0,3 \pm 0,5) \%$, où la première incertitude est statistique et la seconde systématique. J'ai repris cette étude [24] en bénéficiant de la statistique totale de BABAR pour rendre ces résultats plus précis. Je détaille cette étude un peu plus loin dans le chapitre.

Ce résultat peut être comparé au taux de production de mésons D de mauvais signe qui donne directement accès au taux de charme. On appelle D de bon signe les mésons D provenant de la désintégration $\bar{b} \rightarrow \bar{c}W^+$, soit $B \rightarrow \bar{D}X$, et D de mauvais signe ceux provenant de la désintégration $W^+ \rightarrow c\bar{s}$, soit $B \rightarrow DX$. Les D de mauvais signe résultent essentiellement des transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$, les transitions $b \rightarrow c\bar{c}d$ étant supprimées de Cabibbo. La mesure du taux de production de méson D de mauvais signe a également été réalisée au LAPP par Fabrice Couderc dans sa thèse, sous la direction de Robert Barate et d'Amina Zghiche [25]. Dans l'expérience BABAR, ils ont étudié les désintégrations inclusives des mésons B dans des états finals contenant au moins une particule charmée. La production de mésons D de mauvais signe est trouvée égale à $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{D}X) = (10,4 \pm 1,9) \%$ et $\mathcal{B}(B^- \rightarrow \bar{D}X) = (11,1 \pm 0,9) \%$. On constate que les événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ n'expliquent pas à eux seuls ce taux élevé. D'autres événements du type $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K(n\pi)$, $n \geq 1$, sont nécessaires pour combler la différence. Dans ce même article, une mesure très précise du taux de charme a été effectuée, dorénavant compatible avec celle dérivée du rapport d'embranchement semi-leptonique.

Très récemment, des auteurs [26] ont calculé de façon théorique le rapport d'embranchement $b \rightarrow c\bar{c}s$, et prédisent de manière plus précise $\mathcal{B}(b \rightarrow c\bar{c}s) = (23 \pm 2) \%$.

Pour conclure sur ce point, le taux plus élevé qu'attendu d'événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ a été un élément très important qui a permis de résoudre l'énigme portant sur le désaccord entre le taux de charme et le taux de désintégration semi-leptonique.

Relations d'isospin

Un autre intérêt des événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ réside dans les relations d'isospin que l'on peut établir entre les 22 modes de désintégration. La mesure des rapports d'embranchement permet de vérifier la validité de ces relations d'isospin. Il est également possible grâce à cette

analyse d'extraire le rapport des taux d'embranchement $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$ et $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$. Cette étude a fait l'objet d'un article publié par moi-même et Marco Zito [27] et est détaillée dans la section 2.3.

Mesure de $\sin 2\beta$ et $\cos 2\beta$

Un autre aspect très intéressant des états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ est le fait que certains d'entre eux permettent de déterminer $\sin 2\beta$ et $\cos 2\beta$ via la mesure du taux de désintégration dépendante du temps de $B^0 \rightarrow D^{(*)-}D^{(*)+}K_s^0$. Le principe de cette mesure est expliqué dans la section 2.4 et a donné lieu à un article auquel j'ai participé dans *BABAR* [28].

Résonances

Finalement, les événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ se sont révélés être un formidable sujet d'étude pour les résonances $c\bar{c}$ (se désintégrant en $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}$) et les résonances $c\bar{s}$ (se désintégrant en $D^{(*)}K$). Grâce à la haute statistique accumulée par l'expérience *BABAR*, ces résonances peuvent être observées dans les états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Mes recherches à ce sujet ont fait l'objet de deux articles, dont un est encore en préparation [29, 30]. Cette partie sera développée dans le chapitre 3.

Actuellement les événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ sont activement étudiés dans l'expérience LHCb, pour la mesure des rapports d'embranchement et l'étude des résonances. Ces canaux qui ont déjà apporté beaucoup sont donc promis encore à un bel avenir, y compris dans la super usine à B Belle II.

2.1.3 Anatomie des événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$

Comme rappelé plus haut, on pensait initialement que les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ étaient dominées par $B \rightarrow D_s^{(*)+}D^{(*)}$. En fait, il s'avère qu'une paire de quarks $u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$ peut facilement être créée pour former les événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. La figure 2.1 illustre toutes les possibilités pour ces événements. On remarque que certaines désintégrations se produisent via des diagrammes purement externes (avec une émission externe du boson W), d'autres via des diagrammes purement internes, et d'autres via une interférence entre un diagramme externe et un diagramme interne. Ces désintégrations se classent comme suit :

- diagramme externe : $B^0 \rightarrow D^{(*)-}D^{(*)0}K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0}D^{(*)+}K^0$;
- diagramme interne : $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}D^{(*)0}K^0$ et $B^+ \rightarrow D^{(*)-}D^{(*)+}K^+$;
- diagramme externe + interne : $B^0 \rightarrow D^{(*)-}D^{(*)+}K^0$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0}D^{(*)0}K^+$.

Les diagrammes internes sont aussi appelés « supprimés de couleur ». En effet, les mésons étant incolores, les quarks venant du W sont contraints par la couleur des quarks avec lesquels ils s'apparient, c'est-à-dire les quarks provenant du méson B . L'amplitude du diagramme est donc réduite d'un facteur $1/N_c$, où $N_c = 3$ est le nombre de couleurs. Les rapports d'embranchement pour ces modes sont plus faibles théoriquement d'un facteur $(1/N_c)^2$. Au contraire, dans le cas des diagrammes externes, les quarks provenant du W n'ont pas de contrainte de couleur.

On verra plus loin (section 2.3) que d'autres diagrammes permettent d'obtenir des états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$, mais que ceux-ci contribuent de façon négligeable.

2.2 Mesure des rapports d'embranchement

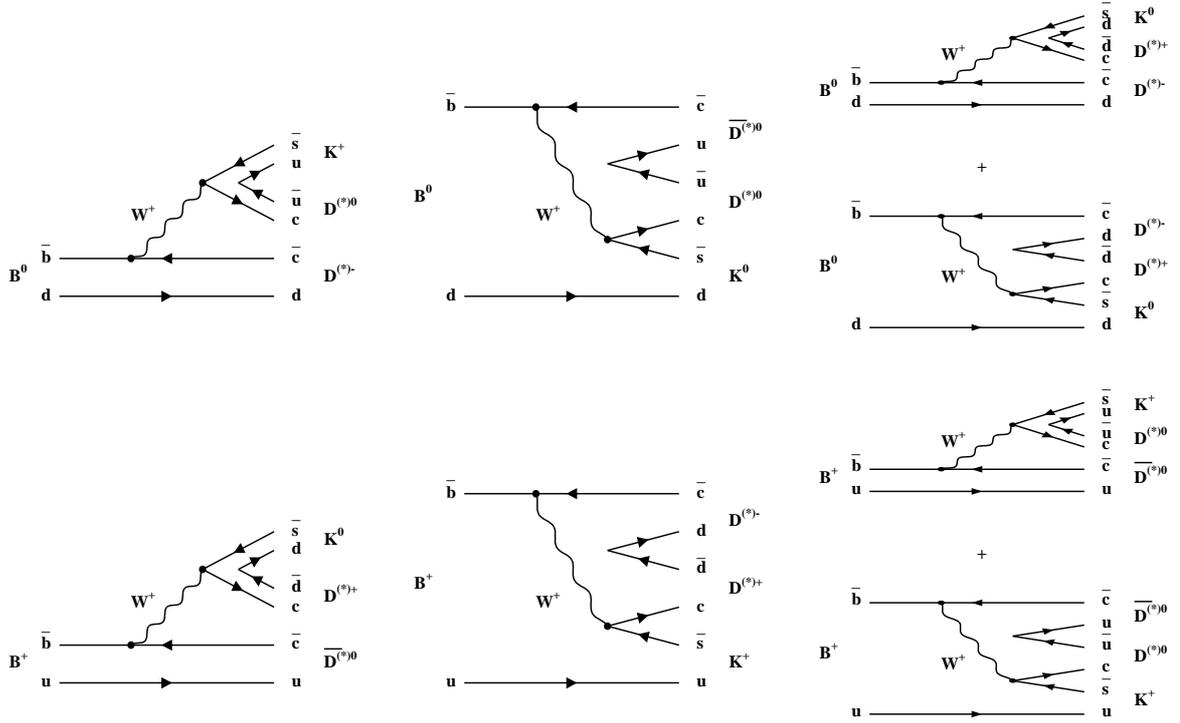


FIGURE 2.1 – Diagrammes de Feynman des désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ pour le B^0 (haut) et le B^+ (bas). A gauche : diagrammes de Feynman avec émission externe du boson W . Au centre : diagrammes avec émission interne du W . A droite : diagrammes avec émission externe et interne du W .

2.2 Mesure des rapports d'embranchement

Dans cette partie, je présente la mesure des rapports d'embranchement des 22 modes $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$. Ce travail dont je suis l'auteur principal a été publié en 2011 dans Physical Review D [24]. L'analyse avait été initiée par Mickaël Abry que j'ai encadré pour un stage de Master 1 en 2008 [31]. La totalité des données de *BABAR* est utilisée, soit une luminosité intégrée de 429 fb^{-1} , équivalente à 471 millions de paires $B\bar{B}$.

2.2.1 Reconstruction et sélection des événements

Reconstruction

Les mésons $D^{(*)}$ et K^0 sont des particules instables, et il faut donc reconstruire les états finals $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ en choisissant des modes de désintégration de ces particules. En particulier, le méson $D^{(*)}$ possède de nombreuses possibilités de désintégration, et il faut opter pour les modes qui présentent la meilleure efficacité de reconstruction dans le détecteur *BABAR*, ainsi qu'un taux d'embranchement assez élevé. Ces modes correspondent aux désintégrations vers des états finals contenant des particules stables à l'échelle du détecteur et chargées laissant une trace dans les détecteurs de trace, tels que les K^+ et π^+ . De plus, seul le méson K_S^0 est reconstruit quand il y a un méson K^0 dans l'état final. Les modes de désintégration sélectionnés, ainsi que leur valeur

TABLE 2.2 – Rapports d'embranchement [32] des modes utilisés dans l'analyse.

Mode	\mathcal{B} (%)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$3,88 \pm 0,05$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$13,9 \pm 0,5$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$8,07 \pm 0,21$
Total D^0	25,85
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$9,13 \pm 0,19$
$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	$67,7 \pm 0,5$
$D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$	$30,7 \pm 0,5$
Total D^{*+}	98,4
$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	$61,9 \pm 2,9$
$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$	$38,1 \pm 2,9$
Total D^{*0}	100
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$69,20 \pm 0,05$

de rapport d'embranchement, sont présentés dans le tableau 2.2.

Tous ces modes de désintégration ne sont pas utilisés simultanément pour des raisons d'efficacité. Le mode le plus efficace étant $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, nous demandons pour les modes contenant deux mésons D^0 qu'au moins l'un de ces deux mésons se désintègre en $K^- \pi^+$. Pour les désintégrations $D^{*-} D^{*+} K^0$, $D^{*-} D^{*+} K^+$ et $D^{*-} D^0 K^+$, toutes les combinaisons sont par contre acceptées car ces modes possèdent peu de bruit de fond. Pour les modes contenant un D^{*+} , on reconstruit uniquement la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, excepté pour les modes avec deux D^{*+} , où l'on reconstruit également les désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$. En comptant toutes les combinaisons sur les 22 modes, nous avons au total 112 états finals possibles à reconstruire dans cette analyse. Dans la suite, nous appelons *mode* un des 22 modes de désintégration du B et *sous-mode* un des états finals complètement reconstruits, par exemple $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K^0$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$, $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Suivant le mode et le sous-mode, le nombre de particules finales peut être radicalement différent : par exemple, on aura cinq traces chargées pour le mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+ \rightarrow K^+ K^+ K^- \pi^+ \pi^-$, douze traces chargées pour le mode $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0 \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \pi^- \pi^-$ et huit traces chargées et quatre photons pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^0 \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \gamma \gamma \gamma \gamma$. Une sélection est nécessaire pour reconstruire correctement ces particules, et se tromper le moins possible dans leur combinaison.

Sélection

La sélection des événements est basée sur la maximisation du rapport $\frac{\mathcal{S}}{\sqrt{\mathcal{S}+\mathcal{B}}}$, où \mathcal{S} et \mathcal{B} sont respectivement le nombre d'événements de signal et de bruit de fond dans la région du signal. Le bruit de fond dans *BABAR* provient essentiellement de deux catégories : le bruit de fond $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ (ne se désintégrant pas dans un état final que l'on étudie) et le bruit de fond de continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ avec $q = u, d, s, c$. Pour estimer le nombre de bruit de fond \mathcal{B} , une simulation Monte Carlo de ces processus est réalisée, avec une statistique deux à trois fois plus élevée que celle des données, que l'on normalise à la luminosité des données pour calculer \mathcal{B} . Le nombre de signal \mathcal{S} est estimé également à partir de simulations Monte Carlo des événements de signal. Ces événements sont simulés avec un espace de phase plat, c'est-à-dire sans résonances

2.2 Mesure des rapports d'embranchement

intermédiaires ; on reviendra sur ce point important un peu plus loin. Pour calculer le nombre de signal \mathcal{S} , on utilise les résultats de *BABAR* sur les rapports d'embranchement publiés en 2003 [23].

Le bruit de fond s'avère être très différent suivant l'état final. Ceci est évidemment vrai pour deux modes différents, mais c'est également le cas pour deux sous-modes d'un même mode : par exemple pour un B se désintégrant vers un état final contenant un D^0 , le bruit de fond va différer suivant que le D^0 se désintègre en $K^-\pi^+$ ou en $K^-\pi^+\pi^0$. L'optimisation de la sélection est donc appliquée sur chacun des 112 sous-modes.

La sélection repose sur de nombreux critères et dépend du type de particules. Pour les kaons chargés, cette sélection est basée sur la qualité de la trace dans le détecteur et sur l'identification de la particule (basée sur le dE/dx dans les détecteurs de traces et sur le rayonnement Cherenkov dans le DIRC). Pour les kaons neutres, la sélection consiste en des critères sur le vertex $\pi^+\pi^-$, sur la masse reconstruite ainsi que sur le temps de vol. Les mésons D doivent avoir une masse reconstruite à $\pm 2,5\sigma$ de la masse du D mesurée dans *BABAR*, où σ est l'écart-type sur la masse du D . La sélection de ces mésons D est aussi basée sur l'identification des kaons contenus dans la désintégration, sur la qualité du vertex de désintégration, et sur la distribution des événements dans le plan de Dalitz (pour $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$). Les mésons excités D^* sont sélectionnés sur des critères de masse invariante, ainsi que des critères reposant sur l'impulsion ou l'énergie des pions ou photons résultant de la désintégration.

Finalement, le méson B est reconstruit en combinant un $\bar{D}^{(*)}$, un $D^{(*)}$ et un K dans un des 22 modes possibles. Afin d'améliorer la résolution sur l'impulsion, les particules secondaires (D^{*0} , D^{*+} , D^0 , D^+ , K_S^0 , π^0) sont contraintes à leur masse. Pour supprimer le bruit de fond provenant du continuum, on utilise des critères topologiques sur la forme de l'événement : en particulier en utilisant les variables de Fox-Wolfram [33] et l'angle lié à la poussée (ou *thrust*). Les événements du continuum prennent une forme allongée du fait des masses légères mises en jeu, tandis que les états finals issus des désintégrations du B sont de forme sphérique.

Deux variables cinématiques très utilisées dans *BABAR* sont également mises à profit. La première, qui est essentielle dans cette analyse, est la masse contrainte à l'énergie du faisceau définie comme

$$m_{\text{ES}} = \sqrt{\left(\frac{s/2 + \vec{p}_\gamma \cdot \vec{p}_B}{E_\gamma}\right)^2 - |\vec{p}_B|^2}, \quad (2.1)$$

où \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse e^+e^- . L'impulsion \vec{p}_γ et l'énergie E_γ sont mesurées dans le système e^+e^- et l'impulsion \vec{p}_B correspond à celle du méson B reconstruit. La distribution de cette variable présente un pic centré sur la masse du B . L'utilisation de m_{ES} plutôt que la masse invariante du B calculée à partir de ses produits de désintégration permet de gagner en résolution du pic. En effet, la dispersion sur l'énergie du faisceau est de l'ordre de 1 MeV, ce qui est beaucoup plus précis que la résolution sur les particules intermédiaires. La résolution sur cette variable est comprise entre 2,4 et 3,6 MeV/ c^2 suivant le mode $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$.

La deuxième variable pour la discrimination du signal est la différence d'énergie, ΔE , entre l'énergie reconstruite du méson B et l'énergie dans le centre de masse e^+e^- (équivalent à la moitié de l'énergie du faisceau). La distribution de cette variable possède un pic autour de la valeur 0, avec une résolution de l'ordre de 6 à 14 MeV pour les modes $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ avec zéro ou un méson D^{*0} , et de 12 à 20 MeV pour les modes avec deux D^{*0} (la résolution empirant avec la présence de π^0 et de photons). La variable ΔE est utilisée pour choisir le meilleur candidat B quand, après sélection, il reste plusieurs modes possibles pour ce candidat B : le choix du meilleur candidat correspond à celui qui possède la plus petite valeur de $|\Delta E|$. Finalement, après ce choix, une coupure sur la variable ΔE est effectuée pour supprimer du bruit de fond.

Après cette sélection, l'efficacité du signal étudié $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ est typiquement de l'ordre

de 5 à 10 %, avec des variations allant de 0,5 % pour les modes les moins faciles à reconstruire (modes avec des D^{*+}) à 22 % pour les modes plus faciles.

La figure 2.2 montre la distribution de la variable m_{ES} après la sélection complète, en sommant les 22 modes $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$, pour toute la statistique de *BABAR*. Le signal apparaît clairement à des valeurs centrées sur la masse du B . L'étude Monte Carlo montre que le bruit de fond est constitué majoritairement d'événements $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ (autre que ceux du signal), appelés bruit de fond combinatoire, car ce sont des événements reconstruits à tort dans un mode $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ du fait des nombreuses combinaisons possibles entre les particules finales kaons, pions et photons. Ces événements ne présentent par conséquent pas de pic en m_{ES} . Une faible proportion (environ 10 %) du bruit de fond est constituée d'événements provenant du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q = u, d, s, c$.

Dans la suite, nous utilisons la variable m_{ES} en séparant chacun des modes pour mesurer individuellement leur rapport d'embranchement.

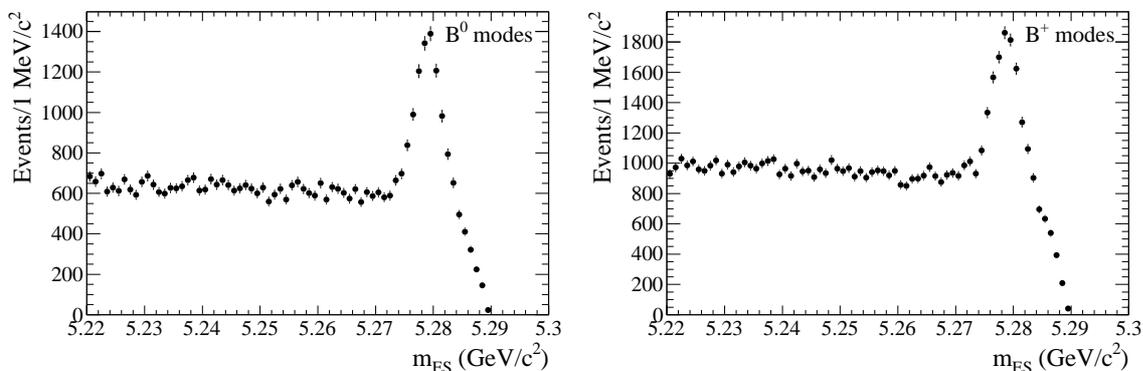


FIGURE 2.2 – Distributions de la variable m_{ES} pour la somme de tous les modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ (à gauche) et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ (à droite).

2.2.2 Fits des données

Le *fit* (ou ajustement¹) des données va permettre d'extraire le signal des distributions m_{ES} , et d'utiliser ces résultats pour calculer les rapports d'embranchement pour chaque mode. Pour extraire le signal, il faut comprendre très précisément les différentes contributions qui entrent en jeu dans la distribution de m_{ES} . Quatre contributions sont présentes : le signal, le *cross-feed*, le bruit de fond combinatoire et le bruit de fond « piqué ». Chacune de ces contributions doit être fittée sur des échantillons indépendants à l'aide de fonctions de densité de probabilité (PDF en anglais). Le fit final détermine les poids de toutes ces PDFs dans la somme qui reproduit au mieux la distribution expérimentale de m_{ES} . Le poids de la PDF du signal est utilisé pour déterminer le rapport d'embranchement. Chaque mode est fitté indépendamment des autres, en sommant chacun des sous-modes reconstruits : il y a donc 22 fits au total.

Contribution du signal

La forme du signal est déterminée grâce aux simulations Monte Carlo à haute statistique de chacun des modes et sous-modes de $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Ces distributions sont des fonctions

1. Dans la suite, nous utilisons l'anglicisme fit et fitter plutôt qu'ajustement et ajuster.

2.2 Mesure des rapports d'embranchement

gaussiennes présentant des queues (plus ou moins marquées suivant les modes) vers les basses valeurs de m_{ES} : le fit est donc réalisé avec une fonction Crystal Ball [24].

Contribution du cross-feed

Les événements cross-feed sont des événements d'un certain mode $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ reconstruits de façon erronée dans un autre mode $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Il existe plusieurs types possibles de cross-feed comme le montre la simulation Monte Carlo, la liste suivante les classant par ordre d'importance.

- Le D^{*+} est reconstruit de façon erronée en D^{*0} : dans ce cas un π^0 ou un photon de faible énergie non relié à l'état final est combiné avec le D^0 venant du D^{*+} pour former un D^{*0} incorrect. Par exemple, le mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^{*+}K^0$ peut être reconstruit à tort en $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}D^{*0}K^0$.
- Le système $\bar{D}^{*0}D^0$ est confondu avec \bar{D}^0D^{*0} , lorsque le π^0 ou le photon est associé avec le mauvais D^0 . Ceci est le cas par exemple des modes $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^0K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^{*0}K^+$ qui se polluent l'un l'autre.
- Le D^{*0} est reconstruit à tort comme un D^0 , quand le π^0 ou le photon du D^{*0} est perdu, comme par exemple pour le mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^{*0}K^+$ parfois reconstruit en $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+$.

Le cross-feed est une difficulté majeure dans cette analyse où l'on peut facilement se tromper dans la combinatoire des particules finales et reconstruire un mode erroné. Pour un mode donné, la proportion de pollution venant d'autres modes $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ est souvent de l'ordre de 10 %, mais cette proportion peut parfois être comparable ou même supérieure au signal étudié lui-même, spécialement pour les modes contenant $\bar{D}^{(*)0}D^{*0}$ dans leur état final. La difficulté du cross-feed réside dans le fait que ces événements ont une structure avec un pic en m_{ES} , de manière similaire au signal. La simulation Monte Carlo des 22 modes fournit une estimation de la proportion et de la forme du cross-feed pour un mode donné.

Contribution du bruit de fond

Le bruit de fond correspond aux événements $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ (autres que le signal) ainsi que ceux venant du continuum. Pour la plupart, ces événements n'ont pas de structure particulière en m_{ES} , et sont donc fittés directement sur les données en utilisant une fonction spécifique.

Contribution du bruit de fond piqué

Il s'avère qu'une très faible proportion du bruit de fond possède une structure avec un pic en m_{ES} dans la région du signal. Cette constatation est observée en utilisant la simulation Monte Carlo des bruits de fond qui montre que certains modes subissent une pollution de ces événements, parfois pouvant atteindre une contribution non négligeable, et qui biaiserait l'interprétation du signal si on n'en tenait pas compte. La forme et la proportion de cette contribution sont estimées à partir de la simulation des bruits de fond normalisée au lot de données, et une PDF est construite pour modéliser ces événements.

Résultat des fits

Pour chacun de 22 modes, les quatre contributions précédentes permettent d'effectuer un fit des données via leur PDF respective. Ces PDFs sont sommées entre elles pour donner la PDF totale. Tous les paramètres sont fixés aux valeurs trouvées dans les étapes précédentes, sauf le nombre d'événements de signal et de bruit de fond, la valeur moyenne du pic du signal,

ainsi qu'un paramètre déterminant la forme du bruit de fond. Une procédure itérative est utilisée pour prendre en compte le cross-feed dont la proportion dépend directement des rapports d'embranchement que l'on cherche à mesurer.

Les résultats des fits des 22 modes dans les données sont montrés dans les figures 2.3 et 2.4. On constate que les fits décrivent les données de manière satisfaisante. Un large signal est observé dans la plupart des modes. Les modes supprimés de couleur ont comme attendu un signal moindre. Des signaux significatifs sont observés pour la première fois pour certains modes $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Le nombre d'événements de signal est donné dans le tableau 2.3 page 34.

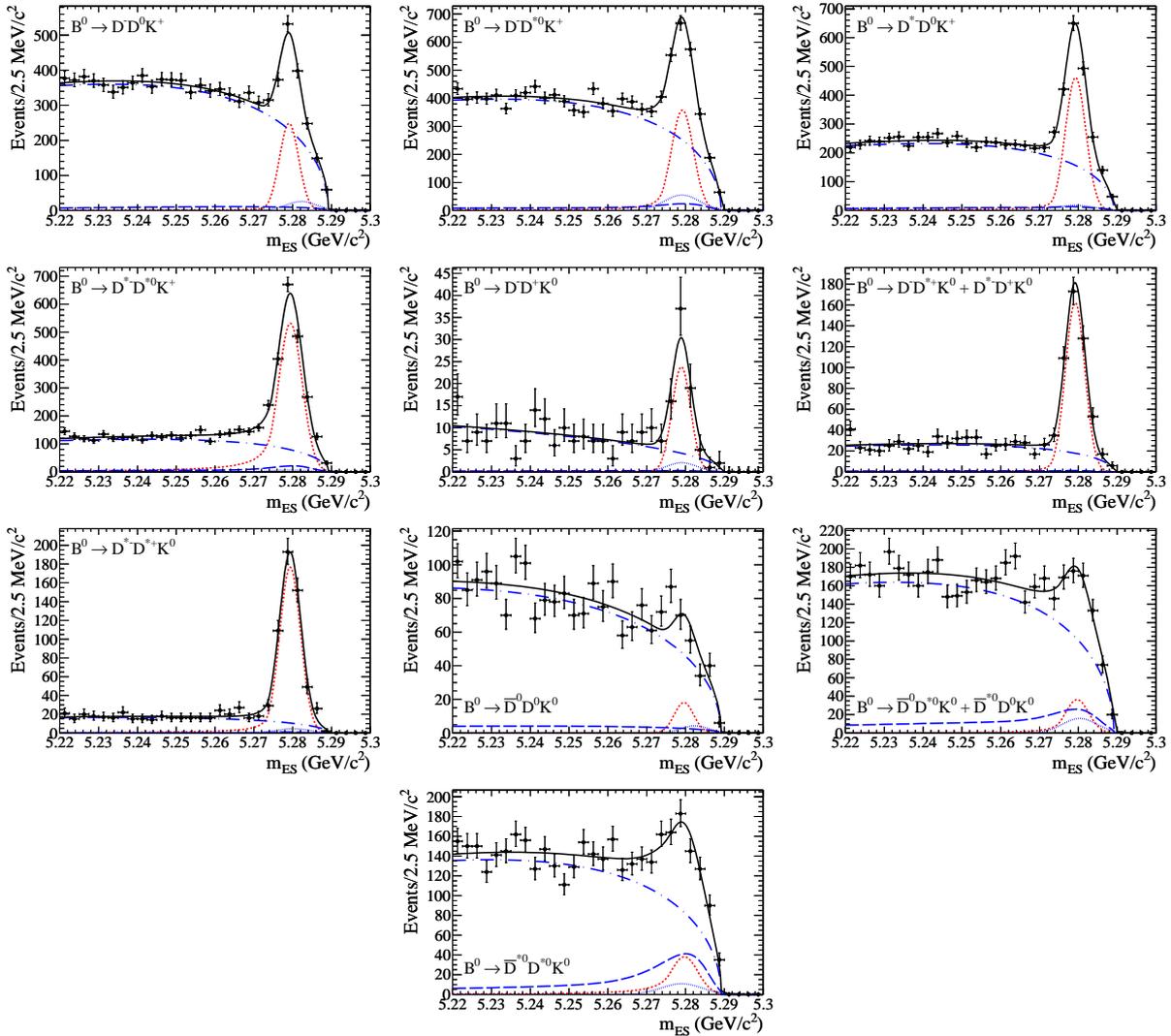


FIGURE 2.3 – Fits des distributions m_{ES} pour les modes neutres $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Le mode de désintégration est indiqué sur la figure. Les points correspondent aux données, la ligne rouge représente le signal, la ligne bleue en pointillés longs le cross-feed, la ligne bleue en pointillés alternativement courts et longs le bruit de fond, et la ligne bleue en pointillés courts le bruit de fond piqué. Enfin, la ligne noire représente le fit total.

2.2 Mesure des rapports d'embranchement

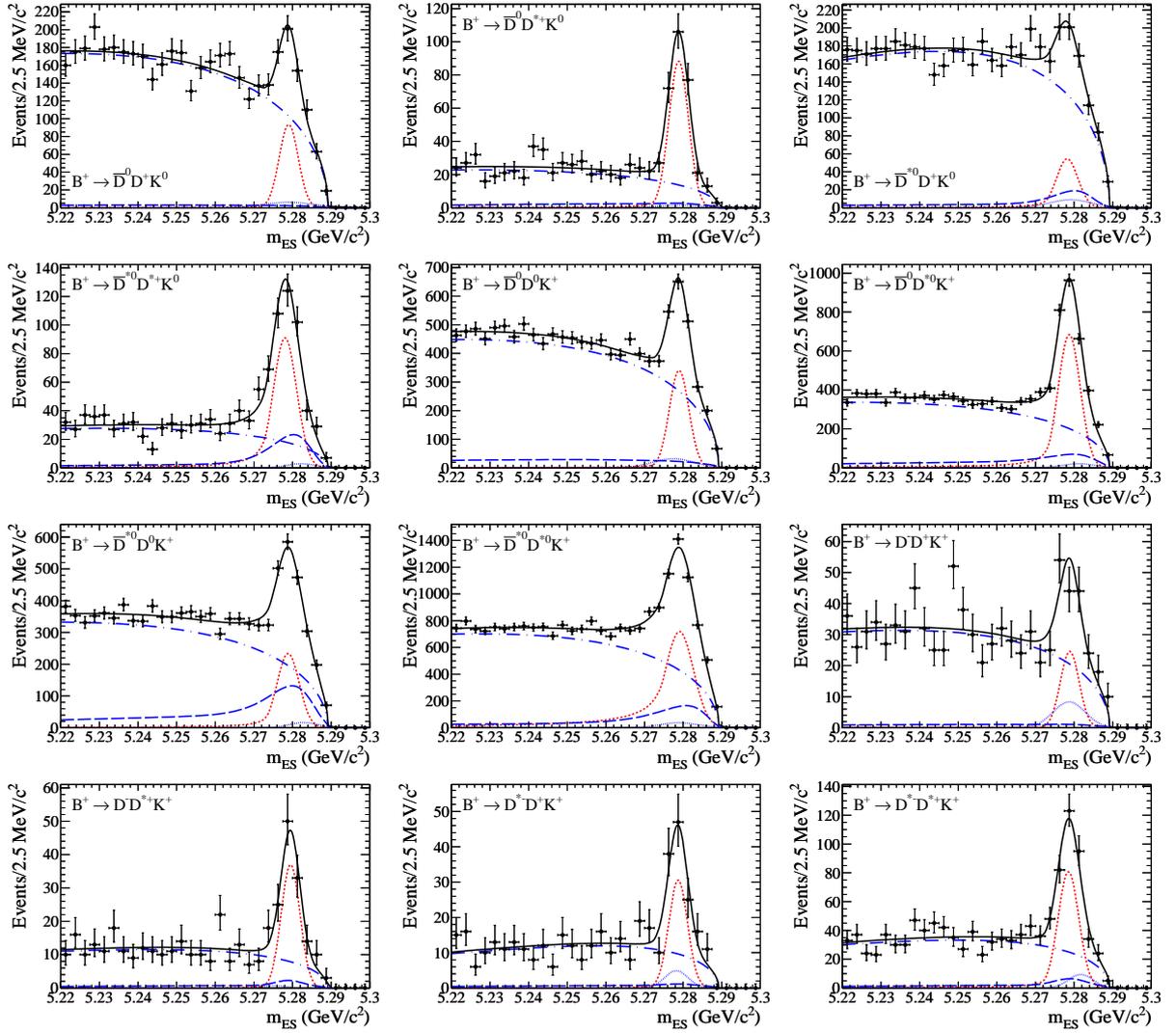


FIGURE 2.4 – Fits des distributions m_{ES} pour les modes chargés $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Le mode de désintégration est indiqué sur la figure. Les points correspondent aux données, la ligne rouge représente le signal, la ligne bleue en pointillés longs le cross-feed, la ligne bleue en pointillés alternativement courts et longs le bruit de fond, et la ligne bleue en pointillés courts le bruit de fond piqué. Enfin, la ligne noire représente le fit total.

2.2.3 Calcul des rapports d'embranchement

La mesure des rapports d'embranchement des événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ est plus complexe qu'il n'y paraît au premier abord. En effet, comme on va le voir au chapitre suivant, de nombreuses résonances intermédiaires entrent en jeu dans les désintégrations, avec $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{sJ}$, $D_{sJ} \rightarrow D^{(*)}K$ ou $B \rightarrow \psi K$, $\psi \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}$, où D_{sJ} et ψ sont des résonances $c\bar{s}$ et $c\bar{c}$ respectivement. Certaines de ces résonances sont connues (comme les $D_{s1}^+(2536)$, $D_{s1}^*(2700)$, $\psi(3770)$), mais d'autres encore inconnues à ce jour pourraient entrer en jeu. Les états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ possèdent en principe également une partie non résonante (avec une distribution plate dans l'espace des phases). Évidemment, la mesure des rapports d'embranchement inclut ces deux catégories

d'événements. La simulation indique que l'efficacité d'un mode $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ passant ou non par une résonance diffère de façon non négligeable. Cette différence s'explique du fait que l'efficacité du signal n'est pas plate dans le plan de Dalitz défini par exemple par $m^2(\bar{D}^{(*)}D^{(*)}) \times m^2(D^{(*)}K)$. La reconstruction de particules intermédiaires est en effet plus ou moins efficace suivant l'impulsion des particules. Des événements $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ sans résonance intermédiaire (appelés « non résonants » dans la suite) peuplent de façon uniforme le plan de Dalitz. Au contraire, des événements $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ contenant une ou plusieurs résonances (appelés « événements résonants ») vont peupler des régions spécifiques du plan de Dalitz suivant la masse, la largeur et le spin de la résonance. L'efficacité pour ces événements peut donc être différente comparée aux événements non résonants. Or les efficacités dans l'analyse sont calculées à partir de la simulation d'événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ non résonants.

Une méthode possible serait d'utiliser également les simulations d'événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ pour des résonances connues pour estimer l'efficacité de ces modes. Cette méthode requiert la très bonne connaissance des proportions entre événements non résonants et événements résonants, ce qui n'est pas le cas pour la plupart des 22 modes. De plus, certaines proportions ne sont pas du tout connues, y compris pour des résonances contribuant beaucoup, à l'image du D_{s1}^* (2700). Finalement, il resterait l'inconnu lié aux résonances non mesurées à ce jour. Cette méthode serait donc entachée de nombreuses incertitudes systématiques, et n'est pas utilisée ici. L'étude montre qu'un biais de 9 % pourrait être introduit pour le rapport d'embranchement de certains modes.

Dans la suite, une méthode est présentée qui résout ce problème lié aux résonances connues ou inconnues.

Méthode de mesure

Afin de mesurer les rapports d'embranchement sans aucune hypothèse sur le contenu en résonances des états finals, l'efficacité du signal est estimée en fonction de l'emplacement dans le plan de Dalitz $m^2(\bar{D}^{(*)}D^{(*)}) \times m^2(D^{(*)}K)$. En effet, l'efficacité dans une région limitée du plan de Dalitz est identique pour un état résonant ou non résonant, puisqu'il s'agit de la même région physique. Ainsi, pour chaque événement, on calcule l'efficacité en un point donné du plan de Dalitz : pour ce faire, il faut une carte de l'efficacité dans le plan de Dalitz, ce qui est calculé en utilisant la simulation du signal non résonant. Cette efficacité événement par événement permet de pondérer la contribution du signal. Cette pondération doit évidemment être utilisée sur le signal, et non pas sur le bruit de fond. Ceci nécessite l'utilisation d'une méthode capable d'isoler la contribution du signal événement par événement : la technique appelée `sPlot` [34] est employée ici. Cette technique est généralement mise en œuvre pour effectuer des vérifications à l'aide d'une variable de contrôle autre que celle utilisée dans l'analyse. Une utilisation moins répandue consiste à employer `sPlot` pour calculer le nombre d'événements de signal corrigé de l'efficacité. `sPlot` permet de construire la distribution de Dalitz pour le signal et ainsi de corriger le nombre d'événements pour une efficacité variant dans le plan de Dalitz, et produisant ainsi une mesure des rapports d'embranchement sans connaître la structure en résonance du signal.

La méthode `sPlot` [34] exploite le résultat du fit m_{ES} présenté plus haut pour calculer un poids événement par événement pour le signal et le bruit de fond. Cette méthode utilise les PDFs, le nombre d'événements et la matrice de covariance obtenus par le fit pour le signal et le bruit de fond. Le bruit de fond est ici défini comme la somme du bruit de fond combinatoire, du bruit de fond piqué, et du cross-feed. Le poids `sPlot` pour le signal est défini comme :

$$w_S(i) = \frac{V_{S,S}\mathcal{P}_S(i) + V_{S,B}\mathcal{P}_B(i)}{N_S\mathcal{P}_S(i) + N_B\mathcal{P}_B(i)}. \quad (2.2)$$

2.2 Mesure des rapports d'embranchement

L'indice i correspond à un événement donné, et $\mathcal{P}_S(i)$ et $\mathcal{P}_B(i)$ correspondent à la valeur de la PDF pour l'événement i pour le signal et le bruit de fond respectivement. La quantité $V_{S,S}$ est l'élément de matrice de covariance relatif au signal et $V_{S,B}$ l'élément de cette matrice pour le terme croisé entre le signal et le bruit de fond. Enfin, N_S et N_B sont les nombres d'événements du signal et du bruit de fond.

Le nombre d'événements de signal corrigé de l'efficacité est calculé comme suit :

$$N'_S = \sum_i \frac{w_S(i)}{\varepsilon_i}, \quad (2.3)$$

où i est le numéro de l'événement dans les données et ε_i est l'efficacité dans le plan de Dalitz calculée à la position de l'événement i . Le rapport d'embranchement vaut alors :

$$\mathcal{B} = \sum_i \frac{w_S(i)}{N_{B\bar{B}} \times \varepsilon_i \times \mathcal{B}_{\text{sub}}}, \quad \mathcal{B}_{\text{sub}} = \mathcal{B}_{\bar{D}^{(*)}} \times \mathcal{B}_{D^{(*)}} \times \mathcal{B}_K. \quad (2.4)$$

La quantité $N_{B\bar{B}}$ est le nombre total de paires $B\bar{B}$ dans l'expérience BABAR, $\mathcal{B}_{\bar{D}^{(*)}}$, $\mathcal{B}_{D^{(*)}}$ et \mathcal{B}_K sont les rapports d'embranchement secondaires des mésons $\bar{D}^{(*)}$, $D^{(*)}$ et K (tableau 2.2).

Cependant, l'équation (2.4) ne s'applique que dans le cas d'un seul sous-mode de l'état final $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Dans notre cas, le fit est exécuté sur tous les sous-modes d'un mode donné, et la formule doit être modifiée comme suit pour prendre en compte la somme de ces sous-modes :

$$\mathcal{B} = \sum_i \frac{w_S(i)}{N_{B\bar{B}} \times \langle \varepsilon \mathcal{B}_{\text{sub}} \rangle_i}, \quad \langle \varepsilon \mathcal{B}_{\text{sub}} \rangle_i = \sum_j \varepsilon_{ij} \times \mathcal{B}_{\text{sub},j}. \quad (2.5)$$

L'indice j permet de sommer sur tous les sous-modes d'un mode $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$, et ε_{ij} correspond à l'efficacité du sous-mode j à la position dans le plan de Dalitz de l'événement i . L'efficacité ε_{ij} est déterminée en divisant le signal simulé reconstruit par le signal généré dans le plan de Dalitz.

Mesure

Pour chaque événement, on obtient d'une part le poids `sPlot` à partir du fit, et d'autre part l'efficacité dans le plan de Dalitz. Ceci conduit, à partir de l'équation (2.5), à calculer le rapport d'embranchement pour chaque mode. Les résultats sont présentés dans le tableau 2.3. Pour ces résultats, il est fait la supposition qu'il y a autant de paires $B^0\bar{B}^0$ que de paires B^+B^- produites lors de la désintégration du méson $\Upsilon(4S)$.

Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques liées à l'analyse ont bénéficié d'études poussées pour pouvoir estimer leur taille. Plusieurs catégories peuvent être identifiées. Ces incertitudes systématiques sont liées à :

- la forme de la PDF du signal ;
- l'incertitude sur le cross-feed ;
- la contribution du bruit de fond piqué ;
- la forme de la PDF du bruit de fond combinatoire ;
- la procédure du fit (recherche de biais) ;
- le biais éventuellement introduit par la procédure itérative ;
- la statistique limitée de la simulation Monte Carlo affectant les efficacités ;

- la taille des *bins* dans le plan de Dalitz ;
- la détection et l'identification des particules intermédiaires (traces chargées, K_S^0 , pions neutres, photons, identification des kaons chargés) ;
- les rapports d'embranchement des particules intermédiaires et le nombre de mésons B dans les données *BABAR*.

Les résultats montrent que l'incertitude dominante est celle liée au bruit de fond piqué, qui est très difficile à évaluer de façon certaine. Une autre incertitude dominante est celle relative à la détection des particules, du fait de leur grand nombre dans la désintégration. Au final, l'incertitude systématique est du même ordre de grandeur, voire parfois plus grande, que l'incertitude statistique.

2.2.4 Résultats

Le résultat sur les 22 rapports d'embranchement de $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ est présenté dans le tableau 2.3. La signification totale du signal est également indiquée dans le tableau. Cette signification est calculée à partir des valeurs de vraisemblance des fits avec ou sans la contribution du signal. Les incertitudes systématiques sont également prises en compte pour le calcul de la signification. Certains des modes $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ sont observés pour la première fois avec une signification supérieure à 5σ : $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^0K^+$ ($8,3\sigma$), $B^+ \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^+$ ($7,4\sigma$), $B^+ \rightarrow D^-D^{*+}K^+$ ($6,7\sigma$), $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^+K^0$ ($6,6\sigma$), et $B^0 \rightarrow D^-D^+K^0$ ($5,1\sigma$). Le mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^+K^0$ est observé pour la première fois avec une signification supérieure à 3σ . Cette étude permet également d'observer des modes supprimés de couleur : $B^+ \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^+$ ($7,4\sigma$), $B^+ \rightarrow D^-D^{*+}K^+$ ($6,7\sigma$), et $B^+ \rightarrow D^{*-}D^+K^+$ ($5,1\sigma$). Les autres modes supprimés de couleur sont vus avec une signification moindre : $B^+ \rightarrow D^-D^+K^+$ ($2,8\sigma$), $B^0 \rightarrow \bar{D}^0D^0K^0$ ($2,3\sigma$), $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}D^{*0}K^0$ ($2,2\sigma$), et $B^0 \rightarrow \bar{D}^0D^{*0}K^0 + \bar{D}^{*0}D^0K^0$ ($2,2\sigma$).

Comme rappelé dans la section 2.1.2, la somme des rapports d'embranchement de tous les modes entre eux présente un intérêt vis-à-vis du taux de charme. La somme des 10 modes neutres représentent $(3,68 \pm 0,10 \pm 0,24)$ % des désintégrations du B^0 , tandis que la somme des 12 modes chargés correspond à $(4,05 \pm 0,11 \pm 0,28)$ % des désintégrations du B^+ . Ces taux ne permettent pas d'expliquer totalement la production de mésons D de mauvais signe, et n'en représentent environ qu'un tiers. Ceci implique que les désintégrations du type $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K(n\pi)$ (avec $n \geq 1$) possèdent une contribution non négligeable aux transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$.

Nos résultats peuvent être comparés avec les mesures faites précédemment par les expériences *BABAR*, *Belle* et *CLEO*. Cette comparaison est présentée dans le tableau 2.4. Tout d'abord, on constate que l'accord est bon avec l'étude précédente réalisée par *BABAR* avec 76 fb^{-1} . La somme des modes neutres et chargés était mesurée comme $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K) = (4,3 \pm 0,3 \pm 0,6)$ % et $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K) = (3,5 \pm 0,3 \pm 0,5)$ %, ce qui est également compatible avec notre mesure. Dans le tableau, on remarque que l'accord est bon entre les différentes mesures du mode $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^0$ par *BABAR* (deux mesures) et *Belle*. Au contraire, la mesure du mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+$ effectuée également par *Belle* est incompatible avec notre mesure à $2,1\sigma$.

Ce désaccord avec *Belle* et le fait que les rapports d'embranchement mesurés ici soit systématiquement moins élevés que les mesures précédentes de *BABAR* (bien que le plus souvent compatibles) s'explique par les raisons suivantes :

- une paramétrisation plus précise de la variable m_{ES} est utilisée ;
- le cross-feed est pris en compte ;
- le bruit de fond piqué est pris en compte ;
- notre méthode est valide quel que soit le contenu en résonances des modes.

Il faut noter que pour l'analyse précédente de *BABAR*, le cross-feed était déjà correctement pris

2.2 Mesure des rapports d'embranchement

en compte, mais que la statistique était trop limitée pour pouvoir considérer le bruit de fond piqué.

Pour conclure, on observe que le gain de précision statistique par rapport à l'analyse précédente de *BABAR* correspondrait en moyenne à un lot de données de 1 ab^{-1} si les performances de l'analyse étaient restées identiques. Notre mesure est donc plus précise que le gain attendu par l'augmentation de luminosité, cette meilleure précision statistique provenant d'une part de l'amélioration du code de reconstruction de *BABAR*, et d'autre part de l'amélioration de l'analyse elle-même.

TABLE 2.3 – Nombre d'événements de signal, N_S , de bruit de fond piqué, N_{BFP} , et de cross-feed dans la région du signal, $N_{\text{CF}}^{\text{RS}}$, et rapports d'embranchement \mathcal{B} en unité 10^{-4} . Les quantités N_S et N_{BFP} correspondent aux nombres d'événements sur tout l'intervalle m_{ES} , tandis que $N_{\text{CF}}^{\text{RS}}$ correspond à la région du signal $m_{\text{ES}} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$. La première incertitude représente l'incertitude statistique, et la seconde l'incertitude systématique. La quantité \mathcal{S} correspond à la signification totale du signal.

Mode	N_S	N_{BFP}	$N_{\text{CF}}^{\text{RS}}$	\mathcal{B}	\mathcal{S}
Désintégrations du B^0 via une émission externe du W					
$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	635 ± 47	99 ± 54	65	$10,7 \pm 0,7 \pm 0,9$	$8,6\sigma$
$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	1116 ± 64	250 ± 69	137	$34,6 \pm 1,8 \pm 3,7$	$7,6\sigma$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$	1300 ± 54	93 ± 40	78	$24,7 \pm 1,0 \pm 1,8$	$12,6\sigma$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$	1883 ± 63	31 ± 28	112	$106,0 \pm 3,3 \pm 8,6$	$11,4\sigma$
Désintégrations du B^0 via une émission externe+interne du W					
$B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0$	58 ± 10	8 ± 11	2	$7,5 \pm 1,2 \pm 1,2$	$5,1\sigma$
$B^0 \rightarrow D^- D^{*+} K^0 + D^{*-} D^+ K^0$	422 ± 25	0 ± 12	7	$64,1 \pm 3,6 \pm 3,9$	$13,4\sigma$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0$	511 ± 27	20 ± 13	5	$82,6 \pm 4,3 \pm 6,7$	$12,5\sigma$
Désintégrations du B^0 via une émission interne du W (suppression de couleur)					
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0$	46 ± 19	15 ± 19	19	$2,7 \pm 1,0 \pm 0,5$	$2,3\sigma$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^0 + \bar{D}^{*0} D^0 K^0$	126 ± 39	70 ± 39	147	$10,8 \pm 3,2 \pm 3,6$	$2,2\sigma$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^0$	170 ± 49	58 ± 31	231	$24,0 \pm 5,5 \pm 6,7$	$2,2\sigma$
Désintégrations du B^+ via une émission externe du W					
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0$	237 ± 30	40 ± 23	16	$15,5 \pm 1,7 \pm 1,3$	$6,6\sigma$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K^0$	233 ± 19	9 ± 10	17	$38,1 \pm 3,1 \pm 2,3$	$10,7\sigma$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K^0$	164 ± 37	48 ± 33	95	$20,6 \pm 3,8 \pm 3,0$	$3,3\sigma$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K^0$	308 ± 28	11 ± 12	113	$91,7 \pm 8,3 \pm 9,0$	$7,5\sigma$
Désintégrations du B^+ via une émission externe+interne du W					
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$	901 ± 54	173 ± 77	153	$13,1 \pm 0,7 \pm 1,2$	$8,6\sigma$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$	2180 ± 74	92 ± 50	409	$63,2 \pm 1,9 \pm 4,5$	$12,5\sigma$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$	745 ± 60	61 ± 26	724	$22,6 \pm 1,6 \pm 1,7$	$8,3\sigma$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	3530 ± 141	186 ± 65	928	$112,3 \pm 3,6 \pm 12,6$	$6,8\sigma$
Désintégrations du B^+ via une émission interne du W (suppression de couleur)					
$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$	60 ± 15	35 ± 20	7	$2,2 \pm 0,5 \pm 0,5$	$2,8\sigma$
$B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$	91 ± 13	2 ± 7	10	$6,3 \pm 0,9 \pm 0,6$	$6,7\sigma$
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$	75 ± 13	15 ± 9	6	$6,0 \pm 1,0 \pm 0,8$	$5,1\sigma$
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	232 ± 23	30 ± 14	31	$13,2 \pm 1,3 \pm 1,2$	$7,4\sigma$

2.2 Mesure des rapports d'embranchement

TABLE 2.4 – Comparaison des mesures de rapports d'embranchement de cette analyse (deuxième colonne) et des analyses précédentes. Tous les rapports d'embranchement sont en unités de 10^{-4} . La référence [28] correspond à *BABAR* avec 209 fb^{-1} , la référence [35] à Belle avec 414 fb^{-1} , la référence [36] à Belle avec 88 fb^{-1} , la référence [37] à Belle avec 414 fb^{-1} , et la référence [21] à CLEO. La mesure de [37] remplace celle de [36], mais cette dernière est citée ici pour être complet.

Mode	<i>BABAR</i> 429 fb^{-1}	<i>BABAR</i> 76 fb^{-1} [23]	Autre mesure	Autre mesure
$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	$10,7 \pm 0,7 \pm 0,9$	$17 \pm 3 \pm 3$		
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0$	$2,7 \pm 1,0 \pm 0,5$	$8 \pm 4 \pm 2$		
$B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0$	$7,5 \pm 1,2 \pm 1,2$	$8 \pm 6 \pm 3$		
$B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$	$34,6 \pm 1,8 \pm 3,7$	$46 \pm 7 \pm 7$		
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$	$24,7 \pm 1,0 \pm 1,8$	$31 \pm 4 \pm 4$	$45 \pm 25 \pm 8$ [21]	
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^0$	$10,8 \pm 3,2 \pm 3,6$	$17 \pm 14 \pm 7$		
$+ \bar{D}^{*0} D^0 K^0$				
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^+ K^0$	$64,1 \pm 3,6 \pm 3,9$	$65 \pm 12 \pm 10$		
$+ D^- D^{*+} K^0$				
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$	$106,0 \pm 3,3 \pm 8,6$	$118 \pm 10 \pm 17$	$130 \pm 61 \pm 27$ [21]	
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^0$	$24,0 \pm 5,5 \pm 6,7$	$33 \pm 21 \pm 14$		
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0$	$82,6 \pm 4,3 \pm 6,7$	$88 \pm 15 \pm 13$	$88 \pm 8 \pm 14$ [28]	$68 \pm 8 \pm 14$ [35]
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$	$13,1 \pm 0,7 \pm 1,2$	$19 \pm 3 \pm 3$	$11,7 \pm 2,1 \pm 1,5$ [36]	$22,2 \pm 2,2 \pm 2,6$ [37]
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0$	$15,5 \pm 1,7 \pm 1,3$	$18 \pm 7 \pm 4$		
$B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$	$2,2 \pm 0,5 \pm 0,5$	$0 \pm 3 \pm 1$		
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$	$22,6 \pm 1,6 \pm 1,7$	$18 \pm 7 \pm 4$	$54 \pm 33 \pm 12$ [21]	
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^+ K^0$	$20,6 \pm 3,8 \pm 3,0$	$41 \pm 15 \pm 8$		
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^+ K^+$	$6,0 \pm 1,0 \pm 0,8$	$15 \pm 3 \pm 2$		
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$	$63,2 \pm 1,9 \pm 4,5$	$47 \pm 7 \pm 7$		
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K^0$	$38,1 \pm 3,1 \pm 2,3$	$52 \pm 10 \pm 7$		
$B^+ \rightarrow D^- D^{*+} K^+$	$6,3 \pm 0,9 \pm 0,6$	$2 \pm 2 \pm 1$		
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$	$112,3 \pm 3,6 \pm 12,6$	$53 \pm 11 \pm 12$	$145 \pm 78 \pm 36$ [21]	
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K^0$	$91,7 \pm 8,3 \pm 9,0$	$78 \pm 23 \pm 14$		
$B^+ \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^+$	$13,2 \pm 1,3 \pm 1,2$	$9 \pm 4 \pm 2$		

2.3 Analyse d'isospin des désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$

Les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ présentent des propriétés d'isospin très intéressantes, et la mesure des 22 modes $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ permet de les étudier avec une précision inégalée. Une étude sur les relations d'isospin entre les différents modes avait été entreprise [38] en utilisant les résultats précédents de *BABAR*. Dans la suite, nous utilisons les mesures récentes de *BABAR* qui viennent d'être présentées [24] ainsi que les mesures de Belle pour les modes $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^0$ [35] et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+$ [37], ces mesures étant combinées pour gagner en précision. L'étude des relations d'isospin entre tous les modes a fait l'objet d'un article publié par moi-même et Marco Zito [27] : ces résultats sont présentés ici.

2.3.1 Relations d'isospin

La symétrie d'isospin est une symétrie de l'interaction forte qui relie les quarks u et d . Ces deux quarks ont un isospin I égal à $1/2$ tandis que tous les autres quarks possèdent un isospin nul $I = 0$. Comme nous l'avons vu, les états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ proviennent des transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ via les diagrammes de Feynman montrés sur la figure 2.1 page 23. Puisque ces transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ ne se font qu'à travers des quarks isoscalaires, l'état final est un état propre d'isospin avec une transition $\Delta I = 0$. Les propriétés d'isospin peuvent s'écrire de la façon suivante pour les taux de désintégration :

$$\Gamma(B^+ \rightarrow f(c\bar{c}s)) = \Gamma(B^0 \rightarrow \tilde{f}(c\bar{c}s)), \quad (2.6)$$

où l'état final $\tilde{f}(c\bar{c}s)$ est obtenu par une rotation de 180° dans l'espace de l'isospin de l'état $f(c\bar{c}s)$ [38].

Cependant, il existe d'autres diagrammes de Feynman contribuant aux états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ et pouvant invalider cette relation : ces diagrammes sont montrés sur la figure 2.5. Un diagramme pingouin avec une boucle où circule un boson W et une émission de gluon est possible, mais celui-ci possède une contribution négligeable par rapport aux diagrammes à l'arbre. Un autre diagramme est également possible pour les désintégrations $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}D^{(*)0}K^0$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0}D^{(*)0}K^+$ comme le montre la figure. Ce diagramme peut introduire une amplitude $\Delta I = 1$, mais celui-ci est supprimé du fait de la présence d'une transition $b \rightarrow Wu$, d'une transition $W \rightarrow \bar{s}u$, et d'une création à partir du vide d'une paire de quarks lourds $c\bar{c}$. Sa contribution peut donc être négligée. Au final, on constate que la règle $\Delta I = 0$ est respectée à une très bonne approximation dans les désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$.

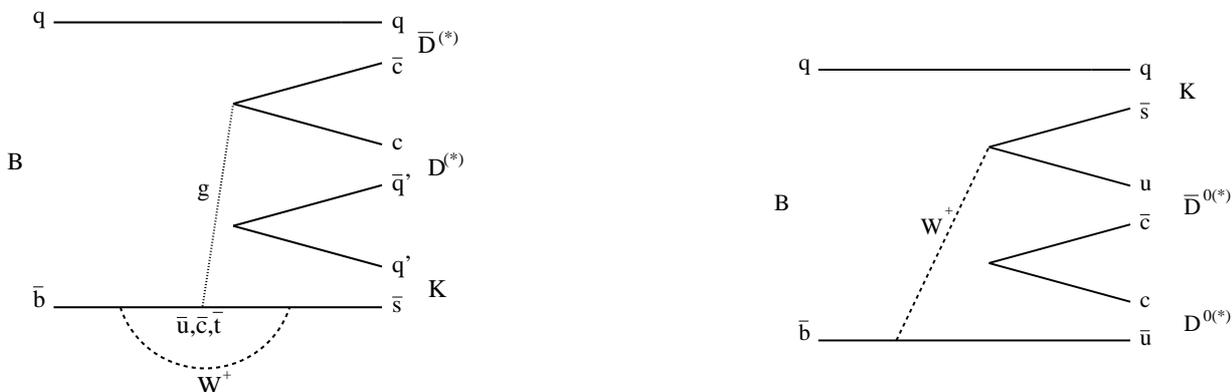


FIGURE 2.5 – À gauche : diagramme pingouin. À droite : diagramme supprimé de Cabibbo.

2.3 Analyse d'isospin des désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$

Les propriétés d'isospin peuvent s'écrire de la façon suivante pour les amplitudes des mésons B^0 se désintégrant en $\bar{D}DK$:

$$\begin{aligned} A(B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+) &= \frac{1}{\sqrt{6}}A_1 - \frac{1}{\sqrt{2}}A_0, \\ A(B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0) &= \frac{1}{\sqrt{6}}A_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}A_0, \\ A(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0) &= -\sqrt{\frac{2}{3}}A_1, \end{aligned} \quad (2.7)$$

où A_0 et A_1 sont les amplitudes pour produire les systèmes DK avec un isospin de 0 et 1 respectivement. Des relations similaires existent pour le méson B^+ :

$$\begin{aligned} A(B^+ \rightarrow D^0 D^+ K^0) &= \frac{1}{\sqrt{6}}A_1 - \frac{1}{\sqrt{2}}A_0, \\ A(B^+ \rightarrow D^0 \bar{D}^0 K^+) &= \frac{1}{\sqrt{6}}A_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}A_0, \\ A(B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+) &= -\sqrt{\frac{2}{3}}A_1, \end{aligned} \quad (2.8)$$

où les amplitudes A_0 et A_1 sont identiques au jeu de relations pour le B^0 . Les relations sont les mêmes pour les états finals $B \rightarrow \bar{D}D^*K$, $B \rightarrow \bar{D}^*DK$ et $B \rightarrow \bar{D}^*D^*K$, avec cependant des amplitudes différentes, notées respectivement A_i^* , A_i^{**} et A_i^{***} ($i = 0,1$). Les phases relatives entre les amplitudes A_0 et A_1 , A_0^* et A_1^* , ... sont notées respectivement δ , δ^* , ...

Les relations vues précédemment impliquent également pour les mésons B^0 :

$$-A(B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+) = A(B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0) + A(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0) \quad (2.9)$$

qui peut se représenter par un triangle d'isospin. Une relation similaire existe pour les mésons B^+ .

Il est important de noter que toutes ces relations restent valables en présence de résonances dans les états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$.

2.3.2 Étude des résultats expérimentaux

Les rapports d'embranchement pour les mésons B chargés et neutres s'écrivent :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K) &= \frac{\tau_+}{(2\pi)^3 32M_{B^+}^3} \left(\int dm_{\bar{D}^{(*)}D^{(*)}}^2 dm_{D^{(*)}K}^2 \right) \\ &\quad \times |A(B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K)|^2 \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K) &= \frac{\tau_0}{(2\pi)^3 32M_{B^0}^3} \left(\int dm_{\bar{D}^{(*)}D^{(*)}}^2 dm_{D^{(*)}K}^2 \right) \\ &\quad \times |A(B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K)|^2, \end{aligned} \quad (2.11)$$

avec $\tau_+ = 1,638 \times 10^{-12}$ s et $\tau_0 = 1,525 \times 10^{-12}$ s [32] les temps de vie des mésons B^+ et B^0 , M_{B^+} et M_{B^0} leur masse, $m_{\bar{D}^{(*)}D^{(*)}}$ et $m_{D^{(*)}K}$ les masses invariantes des systèmes $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}$ et $D^{(*)}K$. Puisque les expressions des amplitudes (2.7) et (2.8) ne dépendent pas de l'espace des phases, ces amplitudes peuvent être extraites de l'intégrale. L'intégrale est calculée numériquement sur toute la région permise de l'espace des phases.

TABLE 2.5 – Résultats du fit pour les amplitudes (en unité de 10^{-5}) et les phases relatives (en degrés). Les exposants \cdot , \cdot^* , \cdot^* et \cdot^{**} se réfèrent aux états finals $\bar{D}DK$, $B \rightarrow \bar{D}D^*K$, $B \rightarrow \bar{D}^*DK$ et $B \rightarrow \bar{D}^*D^*K$. La valeur du rapport prédit $f_{+/0}$ (en prenant en compte la contrainte sur la valeur mondiale) ainsi que le χ^2 et le nombre de degrés de liberté n_{dof} du fit sont présentés.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$ A_1^{\cdot} $	$0,23 \pm 0,03$	$ A_1^{\cdot^*} $	$0,41 \pm 0,04$
$ A_0^{\cdot} $	$0,59 \pm 0,02$	$ A_0^{\cdot^*} $	$0,92 \pm 0,03$
δ^{\cdot}	94 ± 8	δ^{\cdot^*}	103 ± 7
$ A_1^{\cdot^*} $	$0,42 \pm 0,04$	$ A_1^{\cdot^{**}} $	$0,72 \pm 0,05$
$ A_0^{\cdot^*} $	$1,33 \pm 0,04$	$ A_0^{\cdot^{**}} $	$2,28 \pm 0,08$
δ^{\cdot^*}	53 ± 9	$\delta^{\cdot^{**}}$	100 ± 7
$f_{+/0}$	$1,071 \pm 0,023$		
χ^2/n_{dof}	$18,9/10$		
$\text{Prob}(\chi^2, n_{\text{dof}})$	$4,1 \%$		

Pour les résultats expérimentaux sur lesquels on se base (*BABAR* et *Belle*), il est fait la supposition $\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-) = \mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0) = 0,5$. Il se trouve que la valeur mondiale [32] du rapport de ces embranchements est :

$$f_{+/0} = \frac{\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-)}{\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0)} = 1,055 \pm 0,025.$$

Cette différence est prise en compte correctement dans notre analyse.

Les données expérimentales utilisées sont celles de *BABAR* [24] et de *Belle* pour les modes $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^0$ [35] et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+$ [37]. Les mesures sont combinées pour ces deux modes en supposant des incertitudes systématiques complètement corrélées. Un fit simultané sur tous les modes est exécuté en utilisant la méthode du χ^2 , et en prenant en compte toutes les corrélations entre les incertitudes systématiques décrites page 31. Une contrainte sur la valeur mondiale de $f_{+/0}$ est également ajoutée.

Les résultats du fit sont présentés sur la figure 2.6. Le fit retourne un χ^2/n_{dof} , où n_{dof} est le nombre de degrés de liberté du fit, avec une valeur de 18,9/10, ce qui montre que l'accord est raisonnable sans toutefois être parfait. Dans le tableau 2.5, les valeurs des amplitudes et de leur phase relatives sont indiquées. Il est également possible de représenter le résultat du fit via les triangles d'isospin (équation (2.9)) comme il est montré dans la référence [27].

De plus, le fit a été effectué à nouveau en enlevant la contrainte sur le rapport $f_{+/0}$. Nous obtenons la valeur suivante sur ce rapport

$$f_{+/0} = 1,100 \pm 0,056 \tag{2.12}$$

qui est en bon accord avec la valeur mondiale, avec une précision comparable aux meilleures mesures individuelles de ce paramètre.

2.3 Analyse d'isospin des désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$

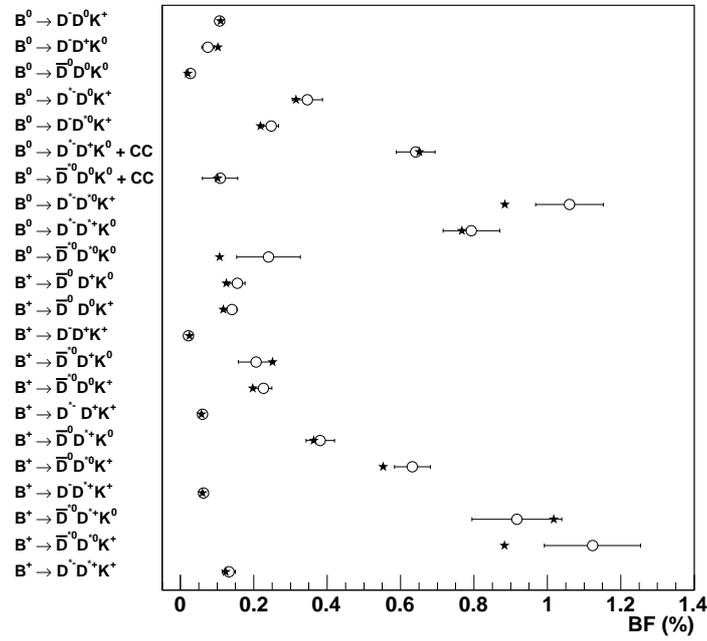


FIGURE 2.6 – Résultat du fit des rapports d'embranchement mesurés. Les valeurs expérimentales sont indiquées par les points avec les barres d'erreur tandis que les valeurs obtenues par le fit sont représentées par les étoiles.

2.4 Mesure de $\sin 2\beta$ et $\cos 2\beta$

L'angle β , angle du triangle d'unitarité, a été mesuré précisément et a permis d'établir la violation de CP via en particulier le mode $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, provenant d'une transition $b \rightarrow c\bar{c}s$. Même s'ils apportent moins de précision, d'autres modes sont utilisés pour mesurer cet angle, comme les états finals $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}$. Dans notre cas de l'étude des événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$, il s'avère que toutes les désintégrations $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K^0$ autorisent en principe une mesure de l'angle β . Ces états finals confèrent certains avantages par rapport à $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}$ puisqu'ils ne sont pas supprimés de Cabibbo et n'ont qu'une contribution très faible des diagrammes pingouins comme on l'a vu plus haut. Puisque les mésons B^0 et \bar{B}^0 peuvent tous les deux se désintégrer vers $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K^0$, on aura une violation de CP dépendante du temps. L'étude du plan de Dalitz dépendant du temps peut donc être réalisée pour mesurer l'angle β .

Seule une mesure sur l'état final $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^0$ a été entreprise jusqu'à présent par les expériences *BABAR* [28] et *Belle* [35]. Dans la suite, on décrit l'analyse par *BABAR* de ce mode qui permet de mesurer le signe de $\cos 2\beta$, ce qui a donné lieu à une publication en 2006 [28], en utilisant 209 fb^{-1} . La section 2.4.2 reviendra sur les autres modes.

2.4.1 Mesure de $\cos 2\beta$ avec le canal $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^0$

Le principe d'une analyse dépendante du temps repose sur le fait que le méson B^0 et \bar{B}^0 sont produits dans un état quantique cohérent et qu'il y a toujours un B^0 et un \bar{B}^0 jusqu'à ce que l'un se désintègre. Après la désintégration du premier B , le deuxième continue de se propager en oscillant entre l'état B^0 et \bar{B}^0 (avec une fréquence Δm_d). On identifie la saveur de l'un des mésons B à partir de désintégrations sans ambiguïté (par exemple $B^0 \rightarrow D^{(*)-}\ell^+\nu_\ell$, $\ell = e, \mu$, en utilisant la charge du lepton). L'autre méson B est reconstruit, dans notre cas, dans l'état propre de CP $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K_S^0$. Connaissant la saveur du premier B , on en déduit la saveur du second B à l'instant de la désintégration du premier B . La différence de temps Δt entre les deux désintégrations se mesure grâce à la différence de position des vertex des deux désintégrations sur l'axe du faisceau et du boost des mésons B : $\Delta z \approx \beta\gamma\Delta t$.

Dans le canal qui nous intéresse, le principe de la mesure a été proposé par Browder *et al* [39]. Ces auteurs ont montré que l'asymétrie du taux de désintégration dépendante du temps pouvait s'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma_{\bar{B}^0} - \Gamma_{B^0}}{\Gamma_{\bar{B}^0} + \Gamma_{B^0}} &= \eta_y \frac{J_c}{J_0} \cos(\Delta m_d t) \\ &\quad - \left(\frac{2J_{s1}}{J_0} \sin 2\beta + \eta_y \frac{2J_{s2}}{J_0} \cos 2\beta \right) \\ &\quad \times \sin(\Delta m_d t). \end{aligned} \tag{2.13}$$

Cette équation est définie dans chaque demi-plan de Dalitz $s^+ < s^-$ ou $s^+ > s^-$, avec $s^+ \equiv m^2(D^{*+}K_S^0)$ et $s^- \equiv m^2(D^{*-}K_S^0)$. Le paramètre η_y vaut $+1$ ou -1 pour $s^- < s^+$ ou $s^- > s^+$ respectivement. Les quantités Γ_{B^0} et $\Gamma_{\bar{B}^0}$ représentent le taux de désintégration de B^0 et \bar{B}^0 en $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K_S^0$ au temps propre t après la production, et Δm_d est la différence de masse entre les deux états propres de masse du B^0 . Les paramètres J_0 , J_c , J_{s1} et J_{s2} sont les intégrales, sur l'espace des phases du demi-plan de Dalitz défini comme $s^+ < s^-$, des fonctions $|A|^2 + |\bar{A}|^2$, $|A|^2 - |\bar{A}|^2$, $\text{Re}(\bar{A}A^*)$, et $\text{Im}(\bar{A}A^*)$, où A et \bar{A} sont les amplitudes de $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}K_S^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}K_S^0$. Les valeurs de ces paramètres dépendent du contenu en résonances de ces états finals. Comme on le verra dans le chapitre suivant, les résonances possédant une contribution

2.5 Conclusions et perspectives

sont le méson D_{s1}^+ (2536) (qui a une largeur étroite) et le méson D_{s1}^* (2700) (qui a une largeur de l'ordre de 100 MeV). Ceci implique une valeur non nulle de J_{s2} et une valeur importante de J_c .

L'analyse est réalisée grâce à un fit simultané des distributions des variables m_{ES} et Δt , ce qui permet d'en extraire l'asymétrie de CP . La figure 2.7 montre la projection de ce fit sur la variable Δt , ainsi que l'asymétrie suivant l'étiquetage du B en B^0 ou \bar{B}^0 . A partir de l'équation (2.13) et du fit, on trouve les résultats suivants :

$$\frac{J_c}{J_0} = 0,76 \pm 0,18 \pm 0,07, \quad (2.14)$$

$$\frac{2J_{s1}}{J_0} \sin 2\beta = 0,10 \pm 0,24 \pm 0,06, \quad (2.15)$$

$$\frac{2J_{s2}}{J_0} \cos 2\beta = 0,38 \pm 0,24 \pm 0,05. \quad (2.16)$$

On constate que le rapport $\frac{J_c}{J_0}$ est différent de zéro, ce qui confirme qu'une résonance large est présente dans l'état final (très probablement le méson D_{s1}^* (2700)). Puisque $\frac{2J_{s2}}{J_0}$ est prédit comme positif en présence d'une résonance large [39], on peut en déduire ici le signe de $\cos 2\beta$: grâce à cette analyse, le signe de $\cos 2\beta$ est mesuré comme positif avec un degré de confiance de 94 %. Ce résultat lève donc l'ambiguïté $\beta \leftrightarrow \pi/2 - \beta$.

2.4.2 Perspectives

Comme affirmé plus haut, en principe tous les modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K^0$ permettent d'avoir accès à la mesure de $\sin 2\beta$ et $\cos 2\beta$. Jusqu'à présent, seul le mode $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^0$ a été exploité pour cette mesure. Pourtant, d'après les mesures des rapports d'embranchement présentées à la section 2.2, le mode $B^0 \rightarrow D^-D^{*+}K^0 + D^{*-}D^+K^0$ est observé avec une signification supérieure à 13σ , ce qui rendrait possible une analyse de violation de CP . De même, le mode $B^0 \rightarrow D^-D^+K^0$ est observé avec une signification de 5σ et a l'avantage de ne posséder que des états pseudo-scalaires dans l'état final, ce qui faciliterait l'analyse angulaire de ce mode. Ces modes présentent donc un fort potentiel, en particulier pour la future usine à B Belle II.

2.5 Conclusions et perspectives

J'ai montré dans ce chapitre les multiples intérêts des états finals $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ et présenté les résultats dans *BABAR* liés à la mesure des rapports d'embranchement. La haute statistique accumulée par *BABAR* permet d'effectuer une mesure très précise, en prenant en compte toutes les sources de bruits de fond, comme le cross-feed ou le bruit de fond piqué. Une méthode originale a été utilisée afin d'extraire les rapports d'embranchement : cette méthode permet de calculer ceux-ci quel que soit le contenu en résonances des états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Les valeurs des rapports d'embranchement de chacun des 22 modes $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ ont été mesurées, avec de nombreux canaux observés avec certitude pour la première fois, y compris des modes supprimés de couleur. La somme des modes neutres d'une part et des modes chargés d'autre part avoisine 4 % des désintégrations du B neutre et du B chargé respectivement. La mesure des rapports d'embranchement de certains états finals $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ sera sans nul doute entreprise au sein de la collaboration LHCb, qui bénéficiera d'une statistique bien plus élevée. Cette expérience pourra apporter une contribution importante pour les modes ne contenant que des traces chargées, tels $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+$ ou $B^+ \rightarrow D^-D^+K^+$, avec une bonne efficacité de reconstruction. Les modes contenant des mésons π^0 , K_S^0 , ou D^{*0} souffriront d'une mauvaise efficacité de reconstruction, mais peut-être celle-ci sera compensée par la plus haute statistique.

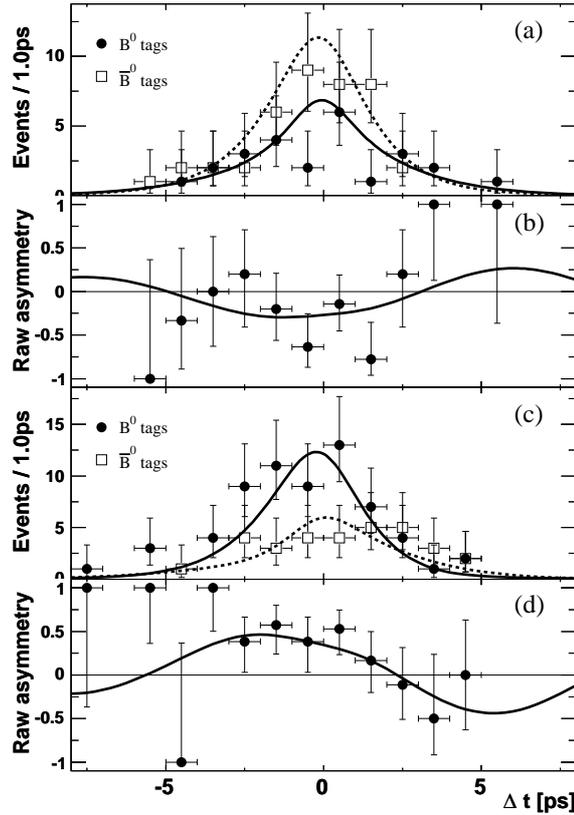


FIGURE 2.7 – (a) Distribution de la variable Δt pour $m_{ES} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$ pour des mésons B étiquetés comme B^0 ou \bar{B}^0 dans le demi-plan de Dalitz $s^+ < s^-$ ($\eta_y = -1$). La courbe solide représente la projection du fit pour les B^0 , et la courbe en pointillés pour les \bar{B}^0 . (b) Asymétrie $(N_{B^0} - N_{\bar{B}^0}) / (N_{B^0} + N_{\bar{B}^0})$ en fonction de Δt , avec N_{B^0} et $N_{\bar{B}^0}$ le nombre de candidats avec un étiquetage B^0 et \bar{B}^0 . Les figures (c) et (d) représentent le demi-plan de Dalitz pour $s^+ > s^-$ ($\eta_y = +1$).

Ces états finals permettent ainsi en partie d'expliquer le désaccord observé entre le taux de charme et le taux de désintégration semi-leptonique. La contribution des événements $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ mesurée ici n'étant pas suffisante, il est probable que les événements du type $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K(n\pi)$, $n \geq 1$, possèdent une contribution non négligeable. Il s'agit par exemple des états finals $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K^*$ ou $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{**}K$, où D^{**} est un méson D excité autre que D^{*+} et D^{*0} . Ces états finals n'ont jamais été étudiés, et aucune information n'existe quant à leur magnitude. Cette étude n'a pas été entreprise à *BABAR* ou *Belle*, mais serait un sujet très intéressant à *Belle II*, puisqu'en effet les rapports d'embranchement sont attendus avec des valeurs non négligeables, afin d'expliquer le taux de production élevé de mésons D de mauvais signe.

J'ai également montré dans ce chapitre comment tirer partie des 22 mesures des rapports d'embranchement pour vérifier les relations d'isospin entre les états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. En utilisant les mesures de *BABAR* et *Belle*, les relations d'isospin sont vérifiées de façon satisfaisante, et une valeur de $f_{+ / 0}$, le rapport de production des paires de mésons B^+ et B^0 , a été extraite.

2.5 Conclusions et perspectives

Enfin j'ai montré que les états finals $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ présentent des perspectives intéressantes pour la mesure de $\sin 2\beta$ et $\cos 2\beta$. Un seul mode a été utilisé jusqu'à présent, $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*+}K^0$, par les expériences *BABAR* et Belle. L'analyse de *BABAR* fournit une contrainte sur le signe de $\cos 2\beta$, tandis que l'analyse de Belle ne permet pas de tirer de conclusions sur cet angle. Ces deux analyses n'emploient pas toute la statistique collectée dans les expériences *BABAR* et Belle. Comme nous l'avons vu, ce mode a été observé avec 511 ± 27 événement dans *BABAR*, à comparer avec les 201 ± 17 événements qui ont été employés pour la publication de *BABAR*. Une amélioration notable serait donc attendue si l'analyse était à nouveau effectuée avec la statistique complète. De même, d'autres modes pourraient être utilisés pour la mesure de $\sin 2\beta$ et $\cos 2\beta$, comme $B^0 \rightarrow D^-D^{*+}K^0 + D^{*-}D^+K^0$ ou $B^0 \rightarrow D^-D^+K^0$. Ces mesures ne seront sans doute pas effectuées au sein de *BABAR* et Belle, mais ces états finals sont très prometteurs pour les expériences futures.

Chapitre 3

Etude des résonances

Sommaire

3.1	Les résonances	46
3.1.1	Définition	46
3.1.2	Les enjeux	46
3.1.3	Le modèle de potentiel et états exotiques	47
3.2	Les résonances charmoniums	47
3.2.1	Petite histoire des états charmoniums depuis 2003	47
3.2.2	Le $\psi(3770)$	50
3.2.3	Le $X(3872)$	53
3.2.4	Le $Y(4140)$	59
3.3	Les résonances $c\bar{s}$	61
3.3.1	Petite histoire des mésons $c\bar{s}$ depuis 2003	61
3.3.2	Le $D_{s1}^+(2536)$	63
3.3.3	Le $D_{s1}^*(2700)$ et autres $c\bar{s}$ dans le plan de Dalitz	66
3.4	Conclusions et perspectives	72

Dans ce chapitre, nous traitons des résonances, sujet de physique qui s'est révélé beaucoup plus prolifique que ce qui était attendu avant le démarrage des usines à B . Un grand nombre de résonances ont été découvertes pendant ces dix dernières années, et étonnamment la plupart de celles-ci ne cadrent pas avec les modèles simples. Un bouillonnement intense en a résulté, aussi bien en physique expérimentale qu'en physique théorique. De façon surprenante, les articles les plus cités dans *BABAR* sont des articles traitant de l'étude des états résonants : sur les cinq articles les plus cités, trois concernent les résonances ! Pour ma part, je me suis consacré aux résonances qui pouvaient apparaître dans les états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$, canaux qui se sont montrés féconds pour ce type d'étude. En effet, la plupart des 22 états finals peuvent contenir des résonances charmoniums $\psi \equiv c\bar{c}$ avec $B \rightarrow \psi K$, $\psi \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}$ (comme le $\psi(3770)$ ou le $X(3872)$) ou des résonances $D_{sJ} \equiv c\bar{s}$ avec $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{sJ}$, $D_{sJ} \rightarrow D^{(*)}K$ (comme le $D_{s1}^+(2536)$ ou le $D_{s1}^*(2700)$). J'ai publié un article [29] début 2008 qui traitait des résonances $\psi(3770)$, $D_{s1}^+(2536)$ et $X(3872)$, article qui a été cité de nombreuses fois, en particulier du fait de l'information importante qu'il apportait sur la résonance $X(3872)$. J'ai étudié le méson $D_{s1}^*(2700)$ dans un article qui est actuellement en préparation [30]. Cette partie résume les résultats de ces travaux, tout en les replaçant dans le contexte expérimental et théorique.

Dans la suite, nous ne décrivons que les résonances liées aux travaux décrits ici, c'est-à-dire les résonances charmoniums (ou *charmonium-like*) et les résonances $c\bar{s}$. Ces deux types de

résonance ont joué un rôle central ces dernières années, même si d'autres résonances ont été découvertes pour les mésons D ($c\bar{d}$, $c\bar{u}$), pour les résonances bottomoniums ($b\bar{b}$) ou pour les baryons.

3.1 Les résonances

3.1.1 Définition

Dans notre cas, une résonance est une particule subatomique composée de quarks dont le temps de vie est extrêmement court ($\tau < 10^{-23}$ s, ce qui à la vitesse de la lumière équivaut à peine à la traversée d'un proton). Il s'agit d'un état instable et son énergie au repos (c'est-à-dire sa masse) est définie, d'après le principe d'incertitude d'Heisenberg $\Delta t \Delta E = \hbar$, avec une incertitude $\Gamma = \hbar/\tau$, où τ est le temps propre de la particule. La quantité Γ est appelée largeur intrinsèque de la particule et s'exprime en MeV (et non en MeV/ c^2 puisqu'il s'agit d'une énergie). Pour les résonances traitées dans la suite, la largeur est typiquement de l'ordre de 1 à 200 MeV.

Ces particules fortement instables ne sont détectées que grâce à leurs produits de désintégration. Leur présence se manifeste par l'apparition d'un pic de largeur Γ dans les distributions de masse invariante des particules filles. Pour une désintégration du type $A \rightarrow 1\ 2\ 3$, avec une désintégration intermédiaire d'une résonance $B \rightarrow 1\ 2$, le plan de Dalitz $m_{12}^2 - m_{23}^2$ (où m_{ij} est la masse invariante des particules i et j), est utilisé et permet d'observer les résonances et leur structure en spin. La forme du pic est décrite par une distribution de Breit-Wigner, forme qui provient du propagateur d'une particule instable. La distribution dépend de la masse de la particule, de sa largeur Γ , et de l'énergie dans le centre de masse. Pour des largeurs importantes par rapport à la masse (typiquement $\Gamma > 10$ MeV), il faut prendre en compte la dépendance de cette largeur par rapport à l'espace des phases. La forme que prend la distribution de Breit-Wigner est décrite précisément dans l'annexe A.

3.1.2 Les enjeux

Les expériences *BABAR*, *Belle*, *CLEO*, *D0* et *CDF* ont produit depuis 2003 un grand nombre de résultats avec la découverte de plusieurs dizaines de nouveaux états résonants. Une activité théorique intense en a résulté. En effet, la plupart de ces nouvelles résonances ne correspondaient pas du tout à l'emplacement (en masse et en largeur) auquel on les attendait. Alors que jusqu'en 2003 tous les états respectaient les attentes théoriques, ces résonances nouvellement découvertes ont déjoué toutes les prédictions. Les modèles simples d'assemblage de quarks ne fonctionnaient plus, ou du moins ne suffisaient plus pour ces états. Toutes les résonances connues à présent étaient formées de deux quarks (mésons) ou trois quarks (baryons). Puisque les modèles ne marchaient plus, beaucoup de questions se sont posées, et se posent encore. Est-ce que ces résonances sont constituées de plus de trois quarks ? Est-ce que des gluons pourraient entrer dans leur composition ? Est-ce qu'un état moléculaire fait de deux mésons étroitement liés pourrait être une explication ? Aujourd'hui encore, de nombreuses questions restent sans réponse, mais le grand nombre de résonances découvertes fournit un lot de données complet aux théoriciens, ce qui permettra à terme de pouvoir assembler toutes les pièces du puzzle et résoudre ces mystères. Cette révolution expérimentale va entraîner à coup sûr une révolution théorique dans les années à venir, en particulier dans l'application de la QCD aux assemblages de quarks.

3.2 Les résonances charmoniums

3.1.3 Le modèle de potentiel et états exotiques

Le modèle le plus utilisé pour décrire le spectre des mésons date de 1985. Godfrey et Isgur [40] ont utilisé la QCD afin de prédire les propriétés de ces mésons, et ces prédictions correspondaient aux masses de la plupart des mésons connus jusqu'alors (du pion à l'upsilon). Les calculs en QCD étant très compliqués, les auteurs ont utilisé comme ingrédient un mélange de véritable QCD et un traitement phénoménologique du confinement. L'idée est ici d'utiliser un potentiel qui conduit à un confinement des quarks à grande distance et à une attraction de type coulombienne à courte distance. La grande force de ce modèle réside dans le fait que ce potentiel est universel et unique, et s'applique à tous les mésons sans distinction. De plus, le modèle prend en compte la variation de la constante de couplage QCD avec l'énergie. Enfin, tous les effets relativistes sont inclus de façon rigoureuse et cohérente.

Ce modèle ne s'applique qu'aux états liés de deux quarks. Comme mentionné plus haut, de nombreuses résonances découvertes récemment ne semblent pas correspondre aux prédictions de ce modèle. Ceci a conduit à imaginer que ces résonances proviennent d'un état lié exotique. Nous détaillons ici les modèles exotiques suivants : les états hybrides [41], les molécules [42], et les tétraquarks [43].

- Un état hybride est un état lié d'un quark, d'un antiquark, et d'un ou plusieurs gluons excités ($q\bar{q}g$). Ces états se distinguent en particulier du fait que certains d'entre eux possèdent des nombres quantiques J^{PC} interdits pour les mésons.
- Une molécule est un état lié de deux mésons ($[Q\bar{q}_1][q_2\bar{Q}]$), où Q est un quark lourd. Cet état peut être stable dans certaines configurations bien précises. La largeur de ces états est prédite étroite, et seulement un petit nombre d'états nouveaux est attendu.
- Un tétraquark est un état lié à quatre quarks, du type $[Qq_1][\bar{q}_2\bar{Q}]$. Un grand nombre d'états différents sont prévus, donc l'association d'un candidat avec ce modèle implique que d'autres résonances sont à rechercher. Les largeurs de ces états sont attendues comme étroites.

Il existe d'autres possibilités comme des effets de seuil, où la section efficace pourrait être augmentée proche d'un seuil cinématique sans que cela ne corresponde à une résonance. Certaines nouvelles résonances sont des candidates pour l'un ou l'autre des modèles, mais aucune preuve assez forte à ce jour n'a encore été apportée. Il faut encore attendre des avancées expérimentales et théoriques pour montrer que l'un de ces modèles se réalise effectivement dans la nature. C'est pour cette raison qu'il est important d'étudier la spectroscopie dans *BABAR* (et ailleurs), afin de contraindre les modèles et de rechercher les nouvelles résonances qui pourraient apporter une démonstration de ces modèles d'association de quarks. Les signatures claires de modèles exotiques pourraient être des nombres quantiques J^{PC} qui ne seraient pas possibles pour les mésons, une largeur étroite non explicable de façon naturelle, ou une charge non nulle pour les états attendus comme neutres (dans la recherche d'états charmoniums par exemple).

3.2 Les résonances charmoniums

3.2.1 Petite histoire des états charmoniums depuis 2003

Les résonances charmoniums sont des états liés $c\bar{c}$. Le J/ψ en est le membre le plus renommé puisque sa découverte a révolutionné en 1974 la vision que l'on avait des constituants de la matière, en l'occurrence les quarks. Ces états sont des systèmes non relativistes (du fait que la vitesse des quarks dans l'état lié est petite) et permettent de sonder aussi bien le régime perturbatif de la QCD que le régime non perturbatif. Ces états sont définis par le moment angulaire

orbital L (désigné par les lettres S , P , D , etc.), par le spin total de la paire de quarks S (0 ou 1), et par le moment angulaire total J . Il existe également des excitations radiales caractérisées par le nombre quantique radial n ($n = 1$ pour l'état fondamental). Les états charmoniums sont ainsi notés $n^{2S+1}L_J$, avec $P = (-1)^{L+1}$ et $C = (-1)^{L+S}$. Le spectre des charmoniums prédits par le modèle de potentiel ainsi que les états découverts jusqu'à présent sont présentés sur la figure 3.1. Les résonances situées sous le seuil de production de particules charmées ($M < 2m_D$) possèdent une largeur étroite. Elles sont toutes observées et expliquées depuis longtemps. Après plus de vingt années sans découverte de nouvelles résonances charmoniums, de nombreuses observations ont été annoncées depuis 2003. Les résonances observées sont situées au-dessus du seuil de production de particules charmées et sont majoritairement larges, et beaucoup ne correspondent pas aux prédictions comme on peut le voir sur la figure.

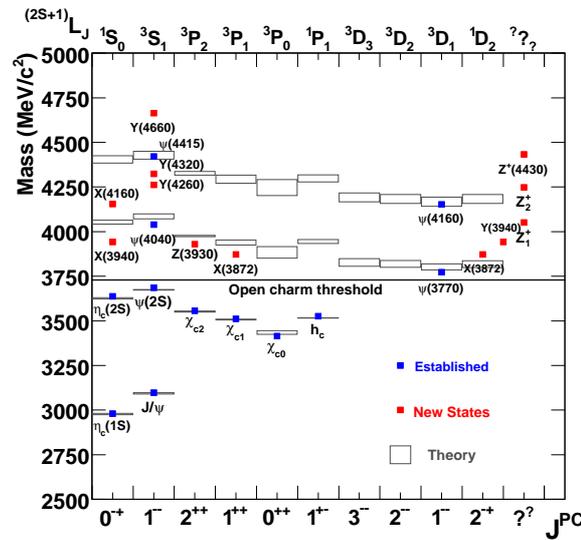


FIGURE 3.1 – Spectre des états charmoniums pour $L \leq 2$. En bleu les résonances confirmées depuis plusieurs années et en rouge les résonances nouvellement découvertes. Les prédictions provenant du modèle de potentiel sont dénotées par des rectangles dont la hauteur transcrit l'incertitude théorique [44].

X(3872) : la résonance $X(3872)$ a été découverte en 2003 et a été la première surprise sur la longue liste qui s'est ensuivie pour les charmoniums. Cet état a été observé par Belle [45] dans le canal $B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm$ avec $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$, et a été rapidement confirmé par les expériences BABAR, CDF et D0 [45]. Il est amusant de noter que le $X(3872)$ avait déjà été observé (comme un excès d'événements) en 1994 à Fermilab dans l'expérience E705 [46]. Sa masse est maintenant connue très précisément, $(3871,68 \pm 0,17) \text{ MeV}/c^2$, et sa largeur est plus petite que 1,2 MeV à 90 % de niveau de confiance (malgré le fait que le $X(3872)$ soit au-dessus du seuil de production de particules charmées). Cette résonance est très proche du seuil $D^{*0}\bar{D}^0$ situé à $(3871,8 \pm 0,4) \text{ MeV}/c^2$, les erreurs de mesure ne permettant pas de savoir si elle est située juste en dessous ou juste au-dessus. Cette coïncidence a amené les théoriciens à penser que le $X(3872)$ est une molécule $D^{*0}\bar{D}^0$, malgré le fait que certaines prédictions de ce modèle semblent en contradiction avec les données expérimentales. Une autre possibilité est que cet état soit un tétraquark, même si cette solution présente aussi des problèmes. Il est remarquable que malgré une masse d'information expérimentale très importante recueillie après dix années

3.2 Les résonances charmoniums

de recherche sur le $X(3872)$, la composition exacte de cet état ne soit pas encore connue avec certitude. Il semble cependant acquis que le $X(3872)$ soit composé de quatre quarks, avec un arrangement qui reste à déterminer. On peut affirmer sans doute qu'il s'agit du premier état exotique jamais découvert. Nous discuterons en détail de cette résonance un peu plus loin car l'analyse $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ a apporté des renseignements essentiels.

$X(3940)$, $Y(3940)$, $Y(3915)$, $Z(3930)$: trois nouveaux états ont été découverts par Belle à des masses autour de $3940 \text{ MeV}/c^2$ [47]. Bien que leurs masses soient très proches, ces résonances sont supposées être différentes les unes des autres. L'état $X(3940)$ a été découvert dans $e^+e^- \rightarrow J/\psi X(3940)$, en étudiant la masse de recul du J/ψ . Les paramètres de cette résonance sont $M = (3942 \pm 9) \text{ MeV}/c^2$ et $\Gamma = (37_{-17}^{+27}) \text{ MeV}$. Une interprétation possible serait de l'identifier au charmonium manquant, $\eta_c(3S)[3^1S_0]$, bien que d'autres interprétations aient été proposées. Le $Y(3940)$ a été observé par Belle comme un excès proche du seuil dans le canal $B \rightarrow J/\psi \omega K$, en regardant la masse invariante de $J/\psi \omega$. Cette résonance a une masse de $(3943 \pm 11 \pm 13) \text{ MeV}/c^2$ et une largeur de $(87 \pm 22 \pm 26) \text{ MeV}$. Cette résonance n'est pas compatible avec le $X(3940)$ compte tenu de ses voies de désintégration. La collaboration *BABAR* a recherché l'état $Y(3940)$ et l'a confirmé [47] mais avec une masse et une largeur toutes deux plus petites. Dans des analyses ultérieures, *BABAR* et Belle donnent raison à cette dernière mesure, et nomment cette résonance le $Y(3915)$ (qui serait donc identique au $Y(3940)$ de Belle), qui a une masse de $(3917 \pm 3) \text{ MeV}/c^2$ et une largeur de $(27 \pm 10) \text{ MeV}$. Cet état est maintenant identifié comme la résonance $c\bar{c} \chi_{c0}[2^3P_0]$. Enfin, une nouvelle résonance, le $Z(3930)$ a été découverte dans le canal $\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$, ce qui a été confirmé plus tard par une mesure de *BABAR* [47]. Cet état a été identifié comme l'état $\chi_{c2}[2^3P_2]$.

$Y(4260)$, $Y(4350)$: l'état $Y(4260)$ constitue également un mystère toujours non éclairci. Cet état, avec $J^{PC} = 1^{--}$, a été découvert par *BABAR* en 2005 dans le canal $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}(J/\psi\pi^+\pi^-)$ avec un photon rayonné dans l'état final [48]. Cet état a été confirmé par Belle et par CLEO [48]. Beaucoup d'informations ont été obtenues sur cette résonance, notamment par de nombreuses études sur ses modes de production ou de désintégration. Il était naturel de chercher la désintégration du $Y(4260)$ en $\psi(2S)\pi^+\pi^-$, et effectivement un signal clair est observé dans ce canal [49], mais avec une masse incompatible avec les résultats précédents. Belle a confirmé plus tard qu'il s'agissait d'une résonance différente, le $Y(4350)$. L'interprétation de ces deux nouveaux états est loin d'être évidente, car il n'y a pas d'états charmoniums manquant pour des états 1^{--} en dessous de $4500 \text{ MeV}/c^2$. Les possibilités qui ont été évoquées seraient un tétraquark $[cs][\bar{c}\bar{s}]$, un méson hybride ou une molécule $\omega\chi_{c1}$ [50].

$Y(4140)$: cette résonance découverte par CDF en 2009 reste à ce jour fortement controversée. La collaboration CDF a annoncé son observation proche du seuil dans la masse invariante de $J/\psi\phi$ dans les désintégrations $B \rightarrow J/\psi\phi K$ [51]. Le $Y(4140)$ n'a pas été vu dans les usines à B , mais la résonance souffre d'une faible efficacité de détection. L'expérience LHCb n'observe pas non plus le $Y(4140)$. Des résultats récents et préliminaires des expériences CMS et D0 semblent confirmer cette résonance. Le $Y(4140)$ pourrait être la manifestation de l'état hybride de plus basse masse. Nous reviendrons sur cet état dans la suite car il a été étudié par Elisabetta Prencipe dans *BABAR* qui était en postdoc au LAPP.

$Z^+(4430)$: l'expérience Belle en 2008 a annoncé la découverte du $Z^+(4430)$ dans les désintégrations $B \rightarrow Z^- K$ suivies par $Z^- \rightarrow \psi(2S)\pi^-$ [52]. Cette résonance, si elle était confirmée, serait la manifestation certaine d'un contenu en quark exotique, puisque cet état est chargé, et

son contenu minimal en quarks serait $(c\bar{c}u\bar{d})$. *BABAR* a effectué une recherche du $Z(4430)$ en utilisant le canal $B \rightarrow \psi\pi^-K$ où le ψ est soit un J/ψ ou un $\psi(2S)$ [53]. Dans cette analyse, le système $K\pi^-$ est étudié en détail pour prendre en compte des éventuelles structures dans les distributions de masse et les distributions angulaires. Les réflexions des structures $K\pi^-$ sont alors projetées sur la distribution de masse $\psi\pi^-$, et utilisées pour déterminer si des contributions additionnelles sont nécessaires. L'analyse montre qu'une bonne description des données est obtenue sans besoin d'ajouter des structures supplémentaires. Ainsi, aucun signal $Z(4430)$ n'est observé dans les données *BABAR*, même si toutefois les résultats de *BABAR* n'excluent pas l'état proposé par Belle. Après la parution de ce travail, Belle a utilisé une analyse de Dalitz plus rigoureuse, et a confirmé son propre résultat [52]. Afin de déterminer si cet état, qui serait révolutionnaire, existe ou non, il faut attendre des études d'autres expériences afin de pouvoir trancher.

$Z_1^+(4050)$, $Z_2^+(4250)$: deux autres états chargés ont été observés par Belle en 2008 dans le canal $B \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K$ à l'aide d'une analyse de Dalitz [54]. *BABAR* a ensuite produit une analyse similaire mais ne confirme pas cette découverte [54]. Ici encore l'apport d'autres expériences est attendu pour résoudre la question.

$Z_c(3900)$: enfin, il faut mentionner un état qui a été découvert récemment (en 2013) par les expériences Belle et BESIII [55]. En étudiant la désintégration du $Y(4260)$, un pic a été observé aux environs de $3,9 \text{ GeV}/c^2$ en reconstruisant la masse invariante de $J/\psi\pi^\pm$. En combinant les événements des deux expériences, 460 événements se trouvent dans le pic. Cet état ressemble fortement à un état charmonium, tout en étant une résonance chargée. Ce pourrait être un tétraquark où l'on rajoute au $c\bar{c}$ un quark u et un quark \bar{d} .

Cette liste n'est pas exhaustive puisque les états $X(4160)$, $X(4350)$, et $Y(4660)$ n'ont par exemple pas été mentionnés ici. Il faut noter que la plupart des états chargés de type charmonium sont controversés, et il est intéressant de mentionner les états bottomoniums $Z_b(10610)$ et $Z_b(10650)$ qui semblent indiscutables expérimentalement. Ils ont été découverts par Belle [56] dans les canaux suivants : $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, $n = 1,2,3$, et $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$, $n = 1,2$, dans les masses invariantes $\Upsilon(nS)\pi^\pm$ et $h_b(nP)\pi^\pm$. Une analyse de Dalitz est effectuée, et les cinq canaux donnent des masses et des largeurs cohérentes entre elles. Ces états sont chargés, et leur contenu minimal en quark est une combinaison de quatre quarks. Ils pourraient être de type moléculaire car ils sont chacun très proches des seuils $B^*\bar{B}$ et $B^*\bar{B}^*$.

Dans la suite, nous nous attardons sur le $\psi(3770)$, sur le $X(3872)$ ainsi que sur le $Y(4140)$ qui ont fait l'objet de mes recherches. Le $\psi(3770)$ et le $X(3872)$ ont été observés dans les événements $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ comme on va le voir, mais beaucoup des résonances mentionnées plus haut pourraient se désintégrer en $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}$, et ainsi être vues également dans les états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ (si leurs nombres quantiques les y autorisent). Aucune résonance cependant autres que le $\psi(3770)$ et le $X(3872)$ n'a été observée avec la statistique présente, mais ces canaux $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ pourraient se révéler être importants dans les expériences à haute luminosité (en particulier Belle II).

3.2.2 Le $\psi(3770)$

Introduction

Le méson $\psi(3770)$ est une résonance charmonium $c\bar{c}$ avec $J^P = 1^-$ et une masse qui se trouve juste au-dessus du seuil de production des mésons D . Sa masse et sa largeur, avant que

3.2 Les résonances charmoniums

ne soit publié l'article dont il est question, étaient en 2006 mesurées à des valeurs de $(3771,1 \pm 2,4) \text{ MeV}/c^2$ et de $(23,0 \pm 2,7) \text{ MeV}$, en bon accord avec les modèles de potentiel. Ce méson est un état charmonium constitué d'un mélange des états propres du moment angulaire du système $c\bar{c}$ en ondes S et D . Cet état se désintègre principalement en $\bar{D}^0 D^0$ et $D^+ D^-$, canaux qui conduisent à observer cette résonance dans les états finals $B \rightarrow D\bar{D}K$. Cependant, cette résonance comporte aussi sa part d'inconnu, et des propriétés restent encore mal mesurées. Premièrement, la proportion de désintégration en d'autres états finals que $D\bar{D}$ est prédite avec un rapport d'embranchement plus faible que 2 % alors qu'elle est mesurée à $(15,1 \pm 5,6 \pm 1,8) \%$ [57] de façon inclusive par l'expérience BES, même si aucune contribution substantielle autre que $D\bar{D}$ n'a jamais été mesurée. Une autre incertitude sur cette particule est liée à sa masse, et la mesure présentée ici apporte plus d'information. La masse du $\psi(3770)$ a été mesurée à de nombreuses reprises par diverses expériences, et ces mesures ne semblent pas cohérentes entre elles. Comme décrit dans la référence [58], suivant que les interférences entre la production d'états $D\bar{D}$ résonants et non résonants soient prises en compte ou pas dans la mesure, on trouve des résultats pour la moyenne des mesures de $\langle M \rangle = (3772,5 \pm 0,4) \text{ MeV}/c^2$ (sans interférences) ou de $\langle M \rangle = (3777,3 \pm 1,3) \text{ MeV}/c^2$ (avec interférences). Enfin, pour conclure sur les curiosités expérimentales du $\psi(3770)$, l'expérience BES [57] rapporte une anomalie dans la forme de la section efficace $e^+e^- \rightarrow$ hadrons autour de la région du $\psi(3770)$. Une explication possible serait la présence, non pas d'une résonance, mais de deux résonances avec des masses très proches. Cette anomalie de la section efficace n'a cependant pas été confirmée par la collaboration KEDR [58].

Analyse

J'ai étudié cette résonance dans les désintégrations du méson B en 2006-2007, en utilisant 347 fb^{-1} de données. Puisque le $\psi(3770)$ se désintègre majoritairement en $D\bar{D}$, les canaux susceptibles de contenir cette résonance sont :

- $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^0$;
- $B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$;
- $B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0$.

Cette particule est produite très proche des seuils de production de $D\bar{D}$ qui sont de $3730 \text{ MeV}/c^2$ pour $D^0 \bar{D}^0$ et de $3739 \text{ MeV}/c^2$ pour $D^+ D^-$. Le $\psi(3770)$ possède une largeur mesurée (en 2006) de $(23,0 \pm 2,7) \text{ MeV}$, ce qui est grand comparé à la résolution du détecteur dans ces canaux (quelques MeV), et donc cette résolution est négligée. Le $\psi(3770)$ est donc décrit comme une Breit-Wigner pour une particule de spin 1 se désintégrant en deux particules de spin 0. L'expression exacte de la Breit-Wigner est détaillée dans l'annexe A. La figure 3.2 montre un fit sur les événements simulés $B^+ \rightarrow \psi K^+$, $\psi \rightarrow \bar{D}^0 D^0$ (pour la somme pondérée de tous les modes du D^0), après reconstruction, en utilisant cette fonction de Breit-Wigner. Le fit est capable de retrouver la masse et la largeur générée avec une très bonne précision.

Pour le fit sur les données, cette même fonction de Breit-Wigner a été utilisée pour la contribution du signal, en conjonction avec une fonction de seuil définie comme $(m - m_0)^a \times e^{b(m-m_0)}$, avec m la masse invariante, m_0 la somme des masses des deux mésons D , et a et b deux paramètres libres. Le résultat de ces fits est montré sur la figure 3.3. Le mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ montre la présence claire d'un signal dû à la présence de la résonance $\psi(3770)$, tandis que ce signal est observé de manière plus ténue dans le mode $B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$. Les deux autres modes ne révèlent pas ce signal du fait du manque de statistique. La signification statistique¹

1. La signification statistique est calculée en répétant le fit sans la contribution du signal, et en comparant les valeurs de vraisemblance du fit, tout en prenant en compte les degrés de liberté de la contribution du signal.

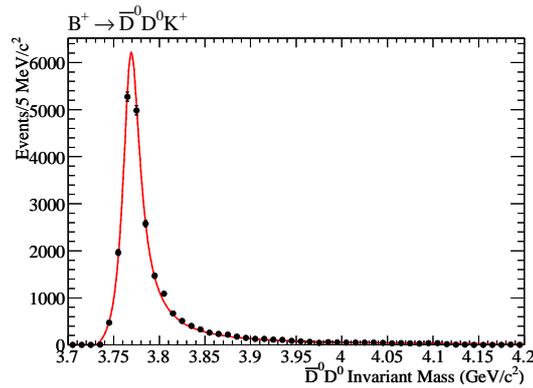


FIGURE 3.2 – Fit de la masse invariante $\bar{D}^0 D^0$ pour la simulation du signal $\psi(3770)$ dans le canal $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$. Les points représentent la simulation et la ligne représente le fit. Du fait de la pondération des différents modes des D^0 entre eux, le nombre d'événements en ordonnées est arbitraire.

est également indiquée sur la figure pour chacun des modes. En fittant séparément les quatre modes, on obtient les rapports d'embranchement (ou les limites) présenté(e)s dans le tableau 3.1.

Sur la figure 3.4, le fit est répété pour la combinaison des deux modes les plus significatifs de façon à extraire une mesure de la masse du $\psi(3770)$ (la largeur de la résonance est fixée à la valeur du PDG). On observe 57 ± 11 événements, avec une signification statistique de $6,4\sigma$, et une masse mesurée de $(3775,5 \pm 2,4 \pm 0,5) \text{ MeV}/c^2$. L'erreur systématique comprend, entre autres, l'incertitude reliée à la procédure de fit (paramètres fixés, bruit de fond), l'incertitude due à la méconnaissance du champ magnétique ainsi que celle reliée à la perte d'énergie dans les détecteurs de traces. Dans cette mesure de la masse, nous ne prenons pas en compte les interférences entre la production de $D\bar{D}$ résonants et non résonants (cf. discussion en introduction), mais ces interférences sont différentes de celles observées dans les désintégrations $e^+e^- \rightarrow$ hadrons, et celles-ci sont attendues plus faibles au vu de la petite proportion du continuum dans ce canal. Une mesure de la largeur du $\psi(3770)$ n'est pas effectuée car l'incertitude sur la mesure serait grande et n'améliorerait pas la valeur mondiale.

L'angle d'hélicité, défini comme l'angle entre la direction du méson D et la direction du méson B dans le référentiel du $\psi(3770)$, permet d'évaluer les nombres quantiques J^P de la résonance. En utilisant les deux modes contenant du signal, un fit de la distribution d'hélicité confirme que le $\psi(3770)$ possède bien un spin 1, comme on peut le voir sur la figure 3.4. La conservation de la parité implique que le $\psi(3770)$ est une résonance avec $J^P = 1^-$.

Conclusions

La détermination de la masse du $\psi(3770)$ grâce à cette analyse est de $(3775,5 \pm 2,4 \pm 0,5) \text{ MeV}/c^2$, avec une précision comparable à la moyenne mondiale en 2006. Cette valeur entre maintenant directement dans la moyenne effectuée par le PDG, qui trouve une valeur de $(3773,15 \pm 0,33) \text{ MeV}/c^2$ [32], en très bon accord avec la valeur de *BABAR*. Cette mesure de la masse ne permet cependant pas de conclure quant à la controverse sur la valeur de la masse soulevée par la collaboration *KEDR* [58].

3.2 Les résonances charmoniums

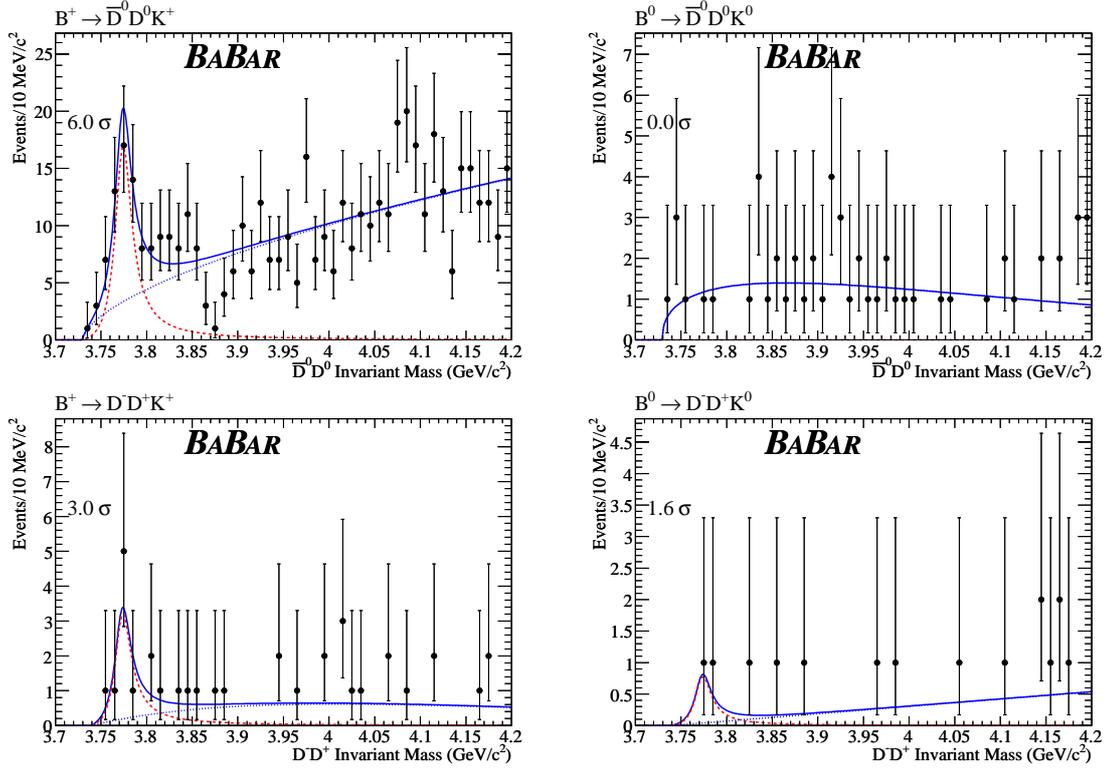


FIGURE 3.3 – Fits des masses invariantes $\bar{D}D$ dans les données pour chaque mode individuel. Les points sont les données, la ligne pleine représente le fit, la ligne rouge en pointillés courts montre la contribution du signal, et la ligne en pointillés longs la contribution du bruit de fond. La signification statistique est également montrée sur les figures.

3.2.3 Le $X(3872)$

Introduction

Comme déjà présenté plus haut, la résonance $X(3872)$, découverte en 2003, reste à ce jour profondément mystérieuse malgré une quantité grandissante d'information expérimentale la concernant. Sa masse est connue très précisément ($(3871,68 \pm 0,17) \text{ MeV}/c^2$), mais on ne sait toujours pas si elle se situe juste en dessous ou juste au-dessus du seuil de création de la paire $D^{*0}\bar{D}^0$, ni si cette coïncidence est fortuite. Sa largeur est très étroite et non mesurée expérimentalement, et seule une limite supérieure est disponible ($< 1,2 \text{ MeV}$ à 90 % de niveau de confiance). En ce qui concerne les nombres quantiques J^{PC} du $X(3872)$, la collaboration CDF [59] a montré que seuls 1^{++} et 2^{-+} étaient compatibles avec leurs données. Une avancée récente de l'expérience LHCb [60] a déterminé cependant avec une grande certitude que le $X(3872)$ possédait $J^{PC} = 1^{++}$. L'étude est basée sur les corrélations angulaires de la désintégration $B \rightarrow X(3872)K^+$, $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$. Ceci exclut fortement que le $X(3872)$ soit un état charmonium conventionnel.

Le $X(3872)$ a été vu se désintégrant en $J/\psi\pi^+\pi^-$ (canal de découverte), en $J/\psi\omega$, en $J/\psi\gamma$ et $\psi(2S)\gamma$. Un autre canal de désintégration très intéressant est $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0}$. Ce canal est très important pour mieux comprendre le $X(3872)$ et a fait l'objet de mes recherches. L'expérience Belle en 2006 a étudié pour la première fois le canal $B \rightarrow \bar{D}^0 D^0 \pi^0 K$ et a ob-

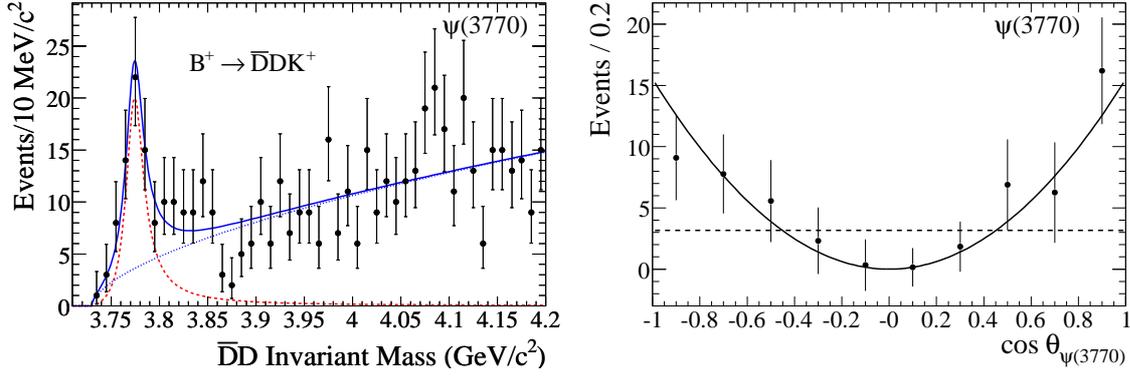


FIGURE 3.4 – Gauche : fit de la masse invariante $\bar{D}D$ dans les données pour la combinaison des modes $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ et $B^+ \rightarrow D^- D^+ K^+$. Droite : distribution de l’angle d’hélicité pour le $\psi(3770)$ où les points sont les données et la ligne pleine est un fit avec l’hypothèse $J^P = 1^-$, et la ligne en pointillés un fit avec 0^+ .

TABLE 3.1 – Nombre d’événements de signal N_S et rapports d’embranchement \mathcal{B} (ou limites sur ces rapports à 90 % de niveau de confiance) en unité 10^{-4} . La première incertitude représente l’incertitude statistique, et la seconde l’incertitude systématique. La quantité \mathcal{S} correspond à la signification totale du signal.

Mode B		N_S	\mathcal{B}	Limite	\mathcal{S}
$B^+ \rightarrow \psi(3770)K^+$	$[\bar{D}^0 D^0]$	$48,6 \pm 10,2$	$1,41 \pm 0,30 \pm 0,22$	-	$6,0\sigma$
$B^0 \rightarrow \psi(3770)K^0$	$[\bar{D}^0 D^0]$	$0,0 \pm 1,5$	-	1,23	$0,0\sigma$
$B^+ \rightarrow \psi(3770)K^+$	$[D^- D^+]$	$8,9 \pm 3,4$	$0,84 \pm 0,32 \pm 0,21$	1,80	$3,0\sigma$
$B^0 \rightarrow \psi(3770)K^0$	$[D^- D^+]$	$2,2 \pm 1,6$	$0,81 \pm 0,59 \pm 0,09$	1,88	$1,6\sigma$

servé un excès dans la masse invariante de $\bar{D}^0 D^0 \pi^0$ [61]. La singularité de ce résultat est la mesure de la masse, $(3875,4 \pm 0,7_{-2,0}^{+1,2})$ MeV/ c^2 , en désaccord net avec celle mesurée dans le canal $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. En 2008, le résultat de l’expérience *BABAR* est publié sur le canal $B \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K$ (où les deux désintégrations du D^{*0} - $D^0 \pi^0$ et $D^0 \gamma$ - sont prises en compte), résultat qui est détaillé plus bas. En utilisant ce même canal, Belle a mis à jour son analyse dans une seconde publication [61] et trouve une masse de $(3872,6_{-0,4}^{+0,5} \pm 0,4)$ MeV/ c^2 , qui est en meilleur accord avec la masse mesurée dans le canal $J/\psi \pi^+ \pi^-$. La largeur mesurée par Belle est de $(3,9_{-1,4-1,1}^{+2,8+0,2})$ MeV. La figure 3.5 montre le résultat du fit des données, en utilisant une fonction relativiste de Breit-Wigner.

Analyse

Comme on l’a vu, cette analyse sur le $X(3872)$ dans *BABAR* est très importante pour apporter plus d’information sur cette mystérieuse résonance. Elle a fait l’objet d’une publication début 2008 [29] après mon travail sur ce sujet, en utilisant 347 fb^{-1} de données. J’ai également encadré Frédéric Mazoyer pour un stage en Master 1 sur ce sujet en 2009 qui a mis à jour ce résultat : son analyse [62] n’ayant pas été publiée, il faut considérer ses résultats comme préliminaires, mais nous les mentionnerons dans la suite pour les comparer à la publication. Ce stage a bénéficié,

3.2 Les résonances charmoniums

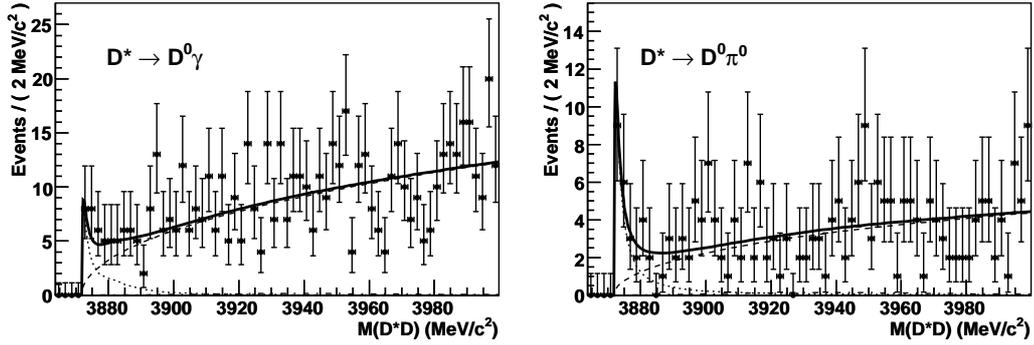


FIGURE 3.5 – Distribution de la masse invariante $\bar{D}^0 D^{*0}$ pour $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ (à gauche) et $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ (à droite) dans le canal $B \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K$ pour l’analyse de Belle [61].

en plus de la statistique complète de *BABAR* (429 fb^{-1}), d’un traitement hautement optimisé de toute la chaîne de reconstruction et donc d’une bien meilleure efficacité.

Comme vu plus haut, le $X(3872)$ peut se désintégrer en $\bar{D}^0 D^{*0}$, se situant tout près du seuil de création de ces deux mésons. Cela signifie que les modes $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ concernés sont :

- $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$;
- $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^0 + \bar{D}^{*0} D^0 K^0$.

La simulation montre que le cross-feed entre les modes $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$ est très important et qu’il est difficile de les séparer individuellement. Ces deux modes ont par conséquent été combinés, ce qui revient au final à étudier les modes $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+ + \bar{D}^{*0} D^0 K^+$ et $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^0 + \bar{D}^{*0} D^0 K^0$.

Du fait de la proximité du seuil cinématique et de la largeur naturelle du $X(3872)$ qui est comparable à la résolution de la reconstruction de masse, il est très difficile de trouver une paramétrisation de la distribution de masse de la résonance $X(3872)$. La méthode employée pour connaître cette distribution est basée sur la simulation Monte Carlo. Pour ce faire, nous avons généré, simulé et reconstruit un signal $B \rightarrow X(3872)K$, $X(3872) \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0}$, en supposant que le $X(3872)$ était de spin 1 avec une désintégration via une onde S pure. Puisque la masse et la largeur sont des paramètres que l’on cherche ici à mesurer, de nombreuses simulations sont produites avec une masse variant entre 3872 et 3877 MeV/c^2 et une largeur variant entre 0 et 20 MeV (90 échantillons). La distribution de masse dans les données est fittée 90 fois, en utilisant comme PDF pour le signal la distribution de masse provenant du Monte Carlo (et en utilisant une fonction de seuil pour décrire le bruit de fond). Certains de ces fits décrivent correctement les données tandis que d’autres sont visiblement incompatibles. Pour chacun de ces fits, un χ^2 est calculé en utilisant des *bins* de 2 MeV/c^2 de large dans la région du signal. Le meilleur fit, présenté sur la figure 3.6, donne 33 ± 7 événements dans le pic du $X(3872)$ pour une signification statistique de $4,9\sigma$. Sur cette même figure est présenté également le résultat obtenu en utilisant la statistique complète de *BABAR*, où une signification de $5,5\sigma$ est obtenue.

Les 90 fits conduisent à une distribution de χ^2 dans un plan masse - largeur, distribution présentée sur la figure 3.7. Cette distribution est interpolée de façon à trouver le χ^2 minimal, χ^2_{\min} , qui donne une détermination de la masse et la largeur du $X(3872)$. Les erreurs de mesure sont données par les points extrêmes du contour dans le plan, contour défini par $\chi^2_{\min} + 1$ pour une erreur à 1σ . A l’aide de cette méthode, nous obtenons $M_{X(3872)} = (3875,1^{+0,7}_{-0,5} \pm 0,5) \text{ MeV}/c^2$

et $\Gamma_{X(3872)} = (3,0_{-1,4}^{+1,9} \pm 0,9) \text{ MeV}$ pour ce qui est de la publication, et $M_{X(3872)} = 3874,1_{-0,3}^{+0,4} \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$ et $\Gamma_{X(3872)} = 3,8_{-1,2}^{+0,8} \pm 0,9 \text{ MeV}$ (en supposant les mêmes incertitudes systématiques) avec l'analyse utilisant la statistique complète. Ces deux mesures sont donc compatibles aux incertitudes près. Les incertitudes systématiques prennent en compte la taille fixée du bin de la distribution de masse, le choix de la simulation avec l'utilisation d'une onde S , la perte d'énergie dans le trajectomètre, la connaissance imparfaite du champ magnétique et la calibration du calorimètre.

Le tableau 3.2 présente les rapports d'embranchement mesurés en fittant individuellement les modes concernés (pour la publication). Une étude sur l'angle d'hélicité est entreprise, mais celle-ci ne permet pas de se prononcer sur la nature du spin du $X(3872)$.

Nous avons également étudié le rapport du nombre d'événements en différenciant les canaux $\bar{D}^0 D^0 \pi^0$ et $\bar{D}^0 D^0 \gamma$. Cette étude indique si la résonance se désintègre en passant par un méson D^{*0} . D'après la simulation, on attend un rapport de 1,30 entre les modes π^0 et γ . Le rapport calculé à partir des données conduit à une valeur de $1,37 \pm 0,56$, ce qui est compatible avec une désintégration pure en méson D^{*0} .

De plus, de façon à différencier les modèles théoriques, nous mesurons la différence de masse entre la résonance vue dans les désintégrations du B^0 et la résonance vue dans les désintégrations du B^+ . En effet, les modèles avec tetraquarks (états liés à quatre quarks) [63] prévoient deux états neutres et deux états chargés, avec un état neutre produit dans les désintégrations du B^0 et l'autre produit dans les désintégrations du B^+ . La différence de masse entre ces deux états est prédite à $\Delta M \approx 7 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$. En supposant que le signal vu dans le canal B^0 n'est pas dû à une fluctuation, nous mesurons $\Delta M = (0,7 \pm 1,9 \pm 0,3) \text{ MeV}/c^2$, ce qui serait incompatible avec les modèles de tetraquarks. De plus, le modèle moléculaire du $X(3872)$ prédit que la désintégration $B^0 \rightarrow X(3872)K^0$ est supprimée d'un facteur 10 par rapport à la désintégration $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$ [64]. Grâce à cette analyse, nous mesurons ce rapport et trouvons $1,33 \pm 0,69 \pm 0,43$, qui est donc en désaccord avec la valeur prédite du modèle moléculaire.

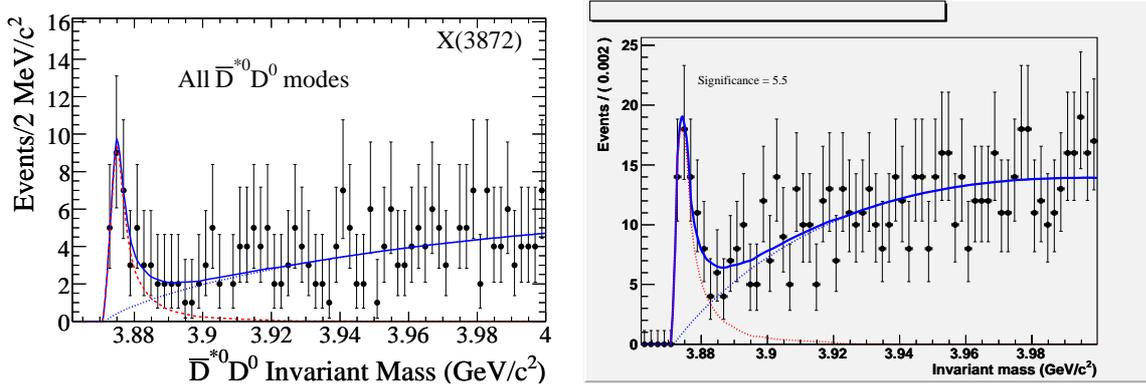


FIGURE 3.6 – Fits des masses invariantes $\bar{D}^0 D^{*0} + \bar{D}^0 D^0$ dans les données pour la somme de tous les modes (à gauche : résultat de la publication [29], à droite : résultat obtenu par F. Mazoyer [62]). Les points sont les données, la ligne pleine représente le fit, la ligne rouge en pointillés courts montre la contribution du signal, et la ligne en pointillés longs la contribution du bruit de fond.

3.2 Les résonances charmoniums

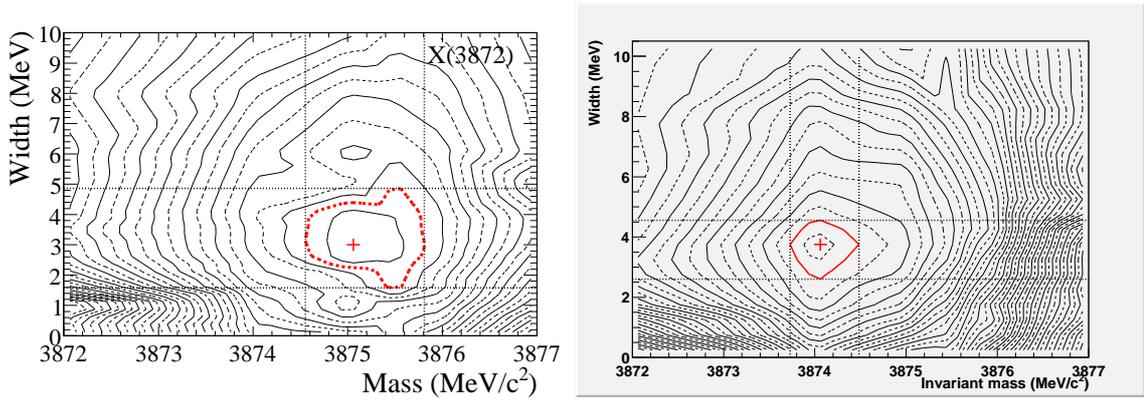


FIGURE 3.7 – Contours équidistants de $\chi^2 - \chi_{\min}^2$ en fonction de la masse et de la largeur du signal simulé de la résonance $X(3872)$. A gauche : figure provenant de la publication [29] ; à droite : figure avec la statistique complète de *BABAR* (travail de F. Mazoyer [62]). Les contours sont séparés par une différence de χ^2 de 0,5. Le contour avec $\chi^2 - \chi_{\min}^2 = 1$ est indiqué par une épaisseur de trait plus importante. La croix dénote la valeur centrale de la masse et de la largeur, où le χ^2 prend la valeur minimum χ_{\min}^2 . Les lignes verticales et horizontales indiquent les erreurs sur la masse et la largeur.

TABLE 3.2 – Nombre d'événements de signal N_S et rapports d'embranchement \mathcal{B} (ou limites sur ces rapports à 90 % de niveau de confiance) en unité 10^{-4} [29]. La première incertitude représente l'incertitude statistique, et la seconde l'incertitude systématique. La quantité \mathcal{S} correspond à la signification totale du signal.

Mode B		N_S	\mathcal{B}	Limite	\mathcal{S}
$B^0 \rightarrow X(3872)K^0$	$[\bar{D}^{*0}D^0]$	$5,8 \pm 2,7$	$2,22 \pm 1,05 \pm 0,42$	4,37	$1,3\sigma$
$B^+ \rightarrow X(3872)K^+$	$[\bar{D}^{*0}D^0]$	$27,4 \pm 5,9$	$1,67 \pm 0,36 \pm 0,47$	-	$4,6\sigma$

Conclusions

La masse du $X(3872)$ mesurée par l'analyse de *BABAR* et sa mise à jour avec toute la statistique indiquent une valeur plus élevée que celle mesurée dans le canal $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ incompatible à plus de 4σ . La valeur mesurée par Belle dans le canal $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0}$ est plus faible, mais tout de même à $1,5\sigma$ de la moyenne mondiale des autres canaux. *BABAR* comme Belle mesure une largeur d'environ 4 MeV pour le $X(3872)$ alors que cette largeur est contrainte à être plus petite que 1,2 MeV à 90 % de niveau de confiance après l'étude des autres canaux de désintégrations. Ces différences ont conduit tout d'abord à penser qu'il s'agissait d'un état distinct, le $X(3875)$. Cependant il s'avère qu'il est possible de réconcilier les observations apparemment contradictoires sur la masse et la largeur dans les deux canaux. L'explication la plus convaincante de cette différence de masse a été avancée par Braaten *et al.* [65]. Ils font l'hypothèse que le $X(3872)$ est une molécule $\bar{D}^0 - D^{*0}$ liée de façon extrêmement faible. Dans le canal $X(3872) \rightarrow \bar{D}^0D^{*0}$, le seuil cinématique est très proche de la résonance. Si le $X(3872)$ se situe juste en dessous du seuil, la forme de la distribution de la résonance va créer un pic artificiel au-dessus du seuil. C'est ce pic qui serait mesuré par *BABAR* et Belle, avec des paramètres ne correspondant pas aux propriétés de la particule réelle. De plus, dans ces deux expériences, une

contrainte de masse est effectuée pour améliorer la reconstruction des particules, et donc la distribution de masse obtenue se trouve par construction au-dessus du seuil $\bar{D}^0 D^{*0}$. Au contraire, dans le canal $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, il n'y a pas de présence de seuil cinématique proche, et donc les paramètres du pic correspondent au $X(3872)$. Cette distinction est illustrée sur la figure 3.8 (tirée de la référence [65]). La masse réelle serait donc celle mesurée en $J/\psi \pi^+ \pi^-$, tandis que la mesure de la position et de la largeur du pic dans le canal $\bar{D}^0 D^{*0}$ ne pourrait pas être interprétée comme une mesure de la masse et de la largeur du $X(3872)$. L'information apportée par le canal $\bar{D}^0 D^{*0}$, s'il ne permet pas de mesurer les propriétés du $X(3872)$, fournit des contraintes sur les modèles possibles, qui doivent pouvoir expliquer le comportement différent pour $X(3782) \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0}$.

De nombreuses utilisations ont été faites de ces résultats par des théoriciens [66]. Par exemple, Hanhart *et al* conclut que le $X(3872)$ est un état virtuel avec une masse au-dessus du seuil $\bar{D}^0 D^{*0}$ (contrairement à l'état lié prédit par Braaten *et al.*). Ces articles discutent aussi de la largeur non nulle du D^* si le $X(3872)$ est un état lié, et des conséquences que cela pourrait avoir sur la forme de la distribution théorique.

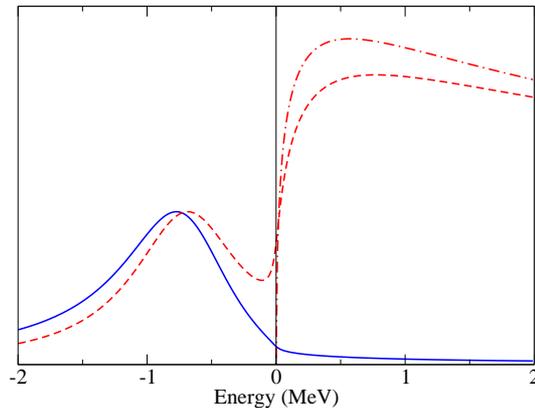


FIGURE 3.8 – Forme de la distribution en énergie de la résonance pour le $X(3872)$ [65]. La ligne bleue pleine est la courbe pour $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ et la ligne en pointillés pour $X(3872) \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} \pi^0$. La ligne en pointillés alternativement courts et longs représente la distribution en énergie de $X(3782) \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0}$.

Si le $X(3872)$ est un état moléculaire, celui-ci serait défini comme :

$$X(3872) = \frac{1}{\sqrt{2}}(D^{*0} \bar{D}^0 + D^0 \bar{D}^{*0}).$$

Cet état serait faiblement lié, avec une taille caractéristique de 10 fm. Ce modèle explique naturellement la coïncidence entre la masse du $X(3872)$ et le seuil $\bar{D}^0 D^{*0}$, sa faible largeur, ainsi que ses nombres quantiques 1^{++} . Par contre le modèle moléculaire prédit le rapport $\Gamma(B^0 \rightarrow XK^0)/\Gamma(B^+ \rightarrow XK^+)$ entre 0,06 et 0,29 [68], un peu loin des mesures expérimentales (qui ont cependant des erreurs non négligeables). Un problème soulevé par le modèle moléculaire est que la production du $X(3872)$ à CDF serait au moins dix fois plus petite que celle observée. Cependant, cet argument a été contredit un peu plus tard en prenant en compte les effets des interactions dans l'état final des mésons D et D^* [67], ce qui rend les prédictions compatibles avec les données. Il est à noter que cet état moléculaire $D^* \bar{D}$ avait été prévu dès 1994 en utilisant

3.2 Les résonances charmoniums

un modèle de potentiel [69]. Un total de 21 molécules serait possible, bien que non observées jusqu'à présent, pour les mésons étroits tels que D , D^* , D_s , etc.

Une autre possibilité quant à la composition du $X(3872)$ serait un tétraquark [63]. Dans ce cas, le modèle prédit deux états neutres et deux états chargés, avec une différence de masse entre les deux états neutres (produits respectivement dans les désintégrations du B^0 et du B^+) comprise entre 5 et 10 MeV. La meilleure mesure de cette différence de masse est $(-0,71 \pm 0,96 \pm 0,19) \text{ MeV}/c^2$ [70], et ne semble pas compatible avec la contrainte théorique. De plus les deux états chargés n'ont pas été observés, mais ceux-ci pourraient être très larges et difficilement mesurables.

Puisque récemment LHCb a exclu que le $X(3872)$ soit un état 2^{-+} à plus de 8σ [60], ceci implique que le $X(3872)$ ne peut pas être identifié au charmonium $\eta_{c2}(1^1D_2)$ comme supposé auparavant. Une possibilité pour un état 1^{++} est le $\chi_{c1}(2^3P_1)$, mais cette interprétation n'est pas favorisée puisque sa masse est attendue à $3950 \text{ MeV}/c^2$. On peut donc conclure de façon presque certaine que le $X(3872)$ n'est pas un état charmonium conventionnel.

Au final l'explication privilégiée pour la composition du $X(3872)$ est considérée pour beaucoup comme un mélange d'un état charmonium avec un état multiquark (molécule ou tétraquark) [71]. Ceci a l'avantage de réconcilier les observations expérimentales avec les prédictions, comme par exemple l'observation du canal $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$. Le LHC a produit et va encore produire une grande quantité de cette résonance, et donc les données expérimentales à venir vont permettre d'accumuler beaucoup d'information sur le $X(3872)$, comme sa section efficace de production ou sa masse. A n'en pas douter, ces informations aideront dans un futur proche à l'identification du $X(3872)$.

3.2.4 Le $Y(4140)$

En 2009-2010, j'ai encadré le travail postdoctoral d'Elisabetta Prencipe. Bien que ses travaux soient toujours en cours et encore non publiés, les principes de la mesure sont présentés ici brièvement. La résonance $Y(4140)$ a été observée par CDF [51] en 2009 dans la désintégration $B \rightarrow J/\psi\phi K$ en étudiant la masse invariante $J/\psi\phi$. La résonance possède une masse de $(4143,0 \pm 2,9 \pm 1,2) \text{ MeV}/c^2$ et une largeur de $(11,7_{-5,0}^{+8,3} \pm 3,7) \text{ MeV}$. La signification statistique de l'observation est $3,8\sigma$. La figure 3.9 montre la distribution de masse. CDF a mis à jour cette analyse en 2011 [72] et confirme des paramètres compatibles avec la première mesure (et suggère qu'une deuxième résonance autour de $4274 \text{ MeV}/c^2$ pourrait exister). Belle a recherché le $Y(4140)$ dans les processus $\gamma\gamma \rightarrow \phi J/\psi$ mais n'a trouvé aucun événement à la masse attendue [73] (ce qui ne contredit pas directement son existence puisque le mode de production est différent). En 2012, l'expérience LHCb a recherché le $Y(4140)$ dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ [74] en utilisant $0,37 \text{ fb}^{-1}$, mais trouve un résultat négatif, ce qui est en désaccord à $2,4\sigma$ avec le résultat de CDF (voir la figure 3.9). Au contraire, très récemment les expériences CMS et D0 [75] confirment l'excès au seuil proche de $4140 \text{ MeV}/c^2$ en utilisant $5,2 \text{ fb}^{-1}$ et $10,4 \text{ fb}^{-1}$ respectivement.

La désintégration $B \rightarrow J/\psi\phi K$ s'effectue via une transition $b \rightarrow c\bar{c}s$ de manière très similaire aux désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$, mais avec un diagramme interne (supprimé de couleur) et une création de paire $s\bar{s}$ à partir du vide. Des diagrammes supplémentaires via des gluons sont également possibles. La reconstruction du J/ψ s'effectue dans les canaux e^+e^- et $\mu^+\mu^-$, et celle du ϕ en K^+K^- . La sélection est basée sur des coupures sur les masses invariantes (le J/ψ , le ϕ , le K_s^0), sur ΔE , et sur la reconstruction des vertex du J/ψ et du ϕ . La figure 3.10 montre la distribution de la variable m_{ES} pour les canaux en B^+ et en B^0 après sélection. La désintégration $B \rightarrow J/\psi\phi K$ est observée avec une signification de 11σ et 6σ pour le B chargé et

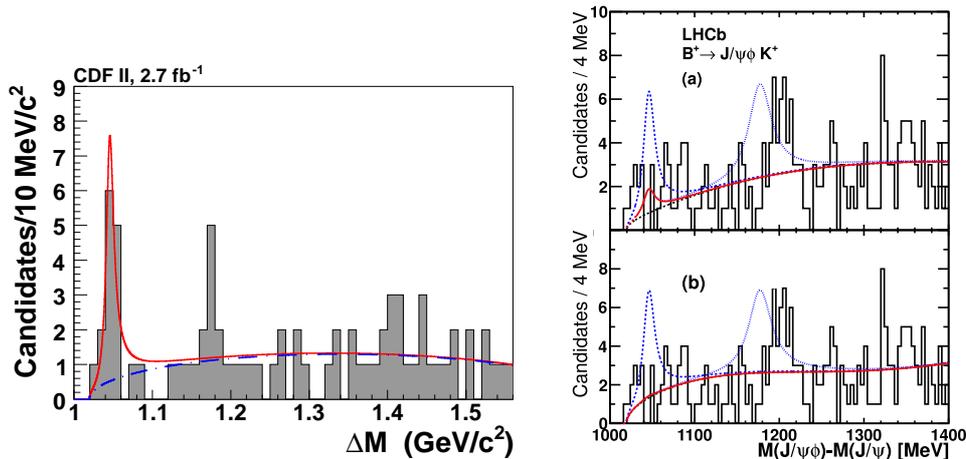


FIGURE 3.9 – Différence de masse ΔM entre les masses invariantes de $J/\psi\phi$ et J/ψ . A gauche : distribution pour CDF. La courbe représente un fit avec la contribution du signal et celle du bruit de fond. A droite : distribution pour LHCb, pour deux modèles différents de contribution du fond (haut et bas). La courbe pleine rouge montre le fit obtenu sur les données, et la courbe en pointillés bleus montre la contribution attendue pour le $Y(4140)$ et la seconde résonance autour de $4274 \text{ MeV}/c^2$ observée par CDF.

neutre respectivement. A partir de ces observations, les rapports d'embranchement de ces deux modes sont calculés (valeurs encore préliminaires, donc non données ici).

Les masses invariantes du système $J/\psi\phi$ sont montrées sur le haut de la figure 3.11 pour les mésons B chargé et neutre. On remarque qu'aucune résonance évidente ne semble être présente. L'efficacité du signal est également indiquée sur la figure. Elle décroît fortement dans la région où le $Y(4140)$ pourrait être localisé. Une procédure de soustraction du bruit de fond est mise en oeuvre : celle-ci consiste à réaliser un fit de m_{ES} par tranche de masse invariante, et de reporter cette valeur dans un histogramme. Cette valeur représente le nombre d'événements de signal, ce qui permet de soustraire la partie venant du fond. Après une correction bin à bin pour prendre en compte l'efficacité qui peut différer, on obtient les distributions montrées sur le bas de la figure 3.11. La contribution de deux résonances est ajoutée dans le fit, avec une première résonance fixée sur les paramètres du $Y(4140)$ et une deuxième sur l'excès observé par CDF vers $4274 \text{ MeV}/c^2$. Le fit est également répété laissant ces valeurs libres de varier. Dans ce cas, on obtient une signification statistique de $1,8\sigma$ et $2,6\sigma$ pour le $Y(4140)$ et l'excès de CDF à $4274 \text{ MeV}/c^2$ pour le canal du B chargé. Puisque ces excès ne sont pas significatifs, des limites sont placées sur les rapports d'embranchement.

En conclusion, même si ce résultat est encore préliminaire, on remarque que l'analyse dans *BABAR* est limitée par sa faible efficacité à l'emplacement attendu du $Y(4140)$. Dans l'état actuel des connaissances, il reste difficile de conclure quant à l'existence de cette hypothétique résonance, puisque LHCb contredit CDF, mais que CMS et D0 semblent en voir une trace. L'analyse de toute la statistique fournie par le LHC, et les données futures, permettront de conclure à coup sûr sur l'existence ou non du $Y(4140)$.

3.3 Les résonances $c\bar{s}$

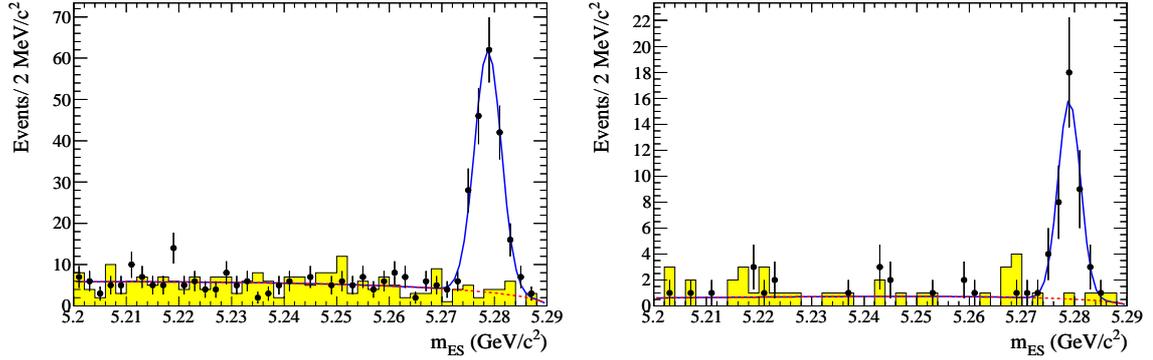


FIGURE 3.10 – Distribution de la variable m_{ES} pour le canal $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ (à gauche) et $B^0 \rightarrow J/\psi\phi K_s^0$ (à droite). La courbe bleue représente le fit total et la rouge en pointillés le fit du bruit de fond. L’histogramme jaune correspond au bruit de fond estimé à partir des données (en supprimant le signal sur la variable ΔE).

3.3 Les résonances $c\bar{s}$

3.3.1 Petite histoire des mésons $c\bar{s}$ depuis 2003

Avant 2003, seulement quatre mésons $c\bar{s}$ étaient connus : leurs propriétés correspondaient parfaitement aux prédictions. Les modèles, du fait de la structure de ces mésons, fournissent une classification de ces états. En effet, dans les états liés $c\bar{s}$, le quark c peut être considéré en première approximation comme infiniment lourd par rapport au quark s . Dans ce cas, on peut considérer que le quark s est en rotation autour du quark c , et une analogie directe peut être faite avec l’atome d’hydrogène. Ce modèle se dénomme HQET, pour *Heavy Quark Effective Theory*. Dans ce modèle, le spin du quark lourd se découple de celui du quark léger. Le moment angulaire total du quark s peut s’écrire simplement comme $j_s = S_s + L$, avec S_s le spin du quark s et L le moment orbital du quark s par rapport au quark c . Le moment angulaire total du système $c\bar{s}$ s’écrit ainsi $J = j_s + S_c$, où S_c est le spin du quark c . Cette nomenclature permet de classer les états $c\bar{s}$ en doublets caractérisés par le nombre quantique j_s . Pour $L = 0$ (onde S), il existe un seul doublet défini par $j_s = 1/2$ et $J^P = (0^-, 1^-)$ (puisque $P = (-1)^{L+1}$) : expérimentalement, ce doublet correspond aux mésons D_s ($J^P = 0^-$) et D_s^* (1^-). Pour $L = 1$ (onde P), deux doublets sont prévus : $(0^+, 1^+)$ pour $j_s = 1/2$ et $(1^+, 2^+)$ pour $j_s = 3/2$. Ce dernier peut être identifié avec les mésons $D_{s1}(2536)$ (1^+) et $D_{s2}(2573)$ (2^+). Le modèle de potentiel prédit pour le doublet $(0^+, 1^+)$ des états à des masses comprises entre 2,4 et 2,6 GeV/c^2 , avec une grande largeur (plusieurs centaines de MeV). Pour les ondes D ($L = 2$), deux doublets supplémentaires sont prévus. Tous ces doublets sont définis pour le nombre radial $n = 1$ (toujours en analogie avec l’atome d’hydrogène). Des excitations radiales avec $n = 2, \dots$ sont également attendues.

Les paragraphes qui suivent listent les mésons $c\bar{s}$ récemment découverts.

$D_{s0}(2317)$, $D_{s1}(2460)$: c’est l’expérience *BABAR* qui a lancé la révolution expérimentale concernant les résonances en avril 2003, en découvrant le méson $D_{s0}(2317)$ [76]. La collaboration *CLEO* a rapidement confirmé cette découverte (mai 2003), et a à son tour annoncé l’observation du méson $D_{s1}(2460)$ [76]. Ces deux découvertes constituaient une surprise totale car ces mésons étaient censés être composés de quarks $c\bar{s}$ au vu du canal de production et de

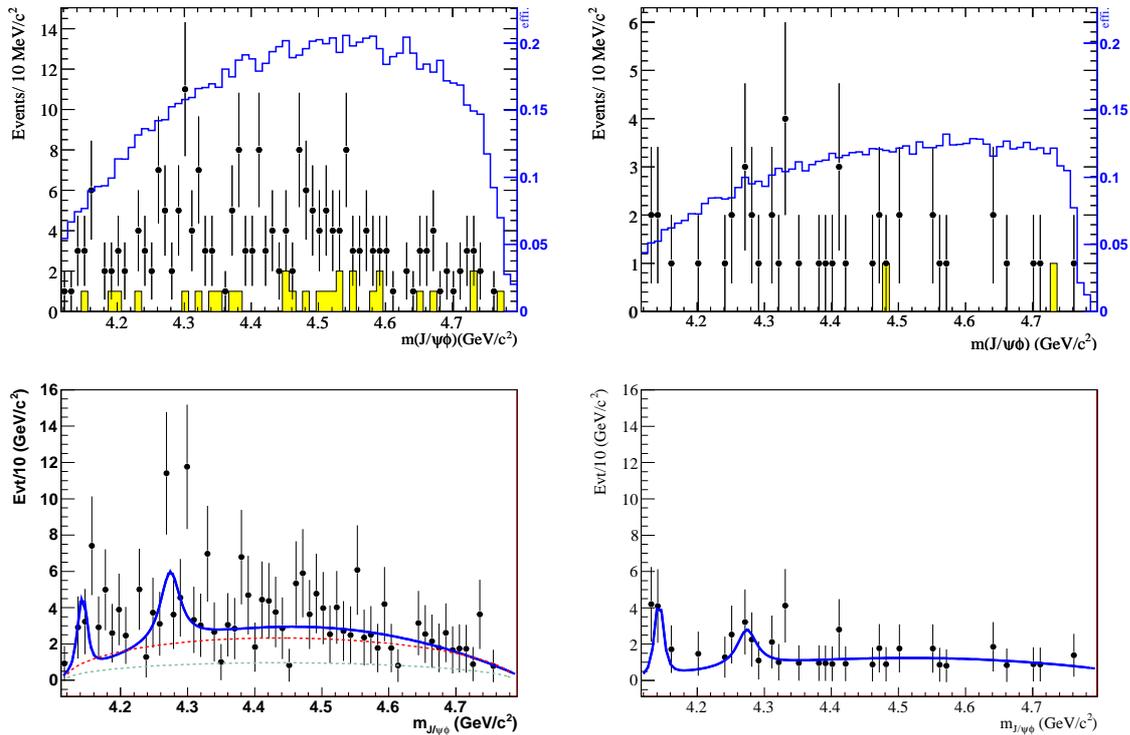


FIGURE 3.11 – Haut : distribution de la masse invariante du système $J/\psi\phi$ pour les canaux $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ (à gauche) et $B^0 \rightarrow J/\psi\phi K_S^0$ (à droite), après une coupure $m_{ES} > 5,27 \text{ GeV}/c^2$. L’histogramme jaune correspond au bruit de fond estimé à partir des données. La courbe bleue représente l’efficacité pour le signal. Bas : distribution de la masse invariante après soustraction du bruit de fond et correction de l’efficacité pour les canaux $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ (à gauche) et $B^0 \rightarrow J/\psi\phi K_S^0$ (à droite). La ligne bleue représente le fit total, la ligne verte correspond à un fit avec un polynôme et la ligne rouge à une paramétrisation de l’espace des phases (non résonant). Les paramètres pour les deux pics sont fixés sur les valeurs données par CDF.

désintégration, mais leur masse et leur largeur étaient en désaccord total avec les prédictions du modèle de potentiel. En effet, ces deux mésons sont étroits (largeur non mesurable expérimentalement) et le $D_{s0}(2317)$ et $D_{s1}(2460)$ se désintègrent respectivement en $D_s^+ \pi^0$ et $D_s^{*+} \pi^0$ alors que l’on attendait des mésons très larges se désintégrant en DK et D^*K respectivement. Ces deux états sont maintenant très bien connus expérimentalement (canaux de production, rapports d’embranchement, masse, faible largeur, nombres quantiques). Malgré cette très bonne connaissance, leur interprétation théorique reste toujours difficile. La possibilité la plus simple est de les identifier comme le doublet $(0^+, 1^+)$ d’onde P avec $j_s = 1/2$ des états $c\bar{s}$, même si aucun calcul basé sur le modèle de potentiel n’est capable de reproduire les masses mesurées. Une extension minimale du modèle serait de supposer que ces états sont un mélange entre un état $c\bar{s}$ et le continuum DK . D’autres interprétations plus exotiques ont été proposées comme des tétraquarks, des molécules $DK^{(*)}$ ou des atomes $D\pi$ [77].

$D_{s1}^*(2700)$: ce nouveau méson a été découvert par *BABAR* en 2006 dans des données inclusives des interactions e^+e^- en étudiant la masse invariante du système DK , et vu ensuite plus tard

également dans les masses invariantes du système D^*K [78]. Il a été confirmé par Belle [37] en 2008 dans le canal $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$, et par LHCb en 2012 [79]. Nous reviendrons plus en détail sur cet état dans la suite puisque nous l'avons étudié précisément dans les canaux $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$. Cet état peut être identifié soit comme un état avec $L = 2$ (onde D), soit comme une excitation radiale ($n = 2$). La préférence actuelle au niveau théorique est que le $D_{s1}^*(2700)$ soit une excitation radiale du méson D_s^* .

$D_{sJ}^*(2860)$, $D_{sJ}(3040)$: en 2006, dans la même analyse BABAR [78] que celle qui a permis de découvrir le $D_{s1}^*(2700)$, le méson $D_{sJ}^*(2860)$ a été observé pour la première fois, se désintégrant en DK . Cet état a été confirmé un peu plus tard par BABAR en regardant les états finals en D^*K [78], et a été vu en 2012 par l'expérience LHCb [79]. Ce méson, avec $J^P = 1^-, 2^+, 3^-, \dots$, pourrait être un membre du doublet $(2^-, 3^-)$ pour $j_s = 5/2$, mais cette interprétation reste incertaine et plus de données expérimentales sont nécessaires. Dans l'analyse de BABAR des états finals D^*K , un nouveau méson a été découvert, le $D_{sJ}(3040)$. Celui-ci n'a pas encore été confirmé par d'autres expériences, même si l'observation présentée par BABAR correspond à une signification de 6σ . L'interprétation de cet état est difficile en l'absence de plus d'information à son sujet.

$D_{sJ}(2632)$: enfin, un peu à part de ces nombreuses découvertes, la collaboration SELEX (Fermilab) a décrit [80] l'observation d'un nouveau méson $c\bar{s}$ en 2004. Cet état a été vu se désintégrant en $D_s^+ \eta$ et $D^0 K^+$ (avec une signification statistique de, respectivement, $6,2\sigma$ et $5,3\sigma$), et possède une largeur très petite. Cette faible largeur et la domination du canal $D_s^+ \eta$ sont difficilement explicables de façon théorique. Cette observation n'a jamais été confirmée, et aucune expérience jusqu'à présent n'a vu la trace de cette résonance. On peut donc douter fortement de son existence.

Il est remarquable de noter que, sur les cinq nouveaux états $c\bar{s}$ découverts et confirmés depuis 2003, quatre l'ont été par Antimo Palano, membre de BABAR (et maintenant de LHCb) !

Dans la suite, nous nous attardons sur les mésons $D_{s1}^+(2536)$ et $D_{s1}^*(2700)$ qui ont fait l'objet d'une analyse poussée lors de mes recherches.

3.3.2 Le $D_{s1}^+(2536)$

Introduction

Le $D_{s1}^+(2536)$ a été découvert en 1989 par la collaboration ARGUS [81] puis confirmé par CLEO [82]. Ce méson est une résonance étroite : en 2006, avant la publication de l'article décrit ici, sa masse était mesurée comme égale à $(2535,35 \pm 0,34 \pm 0,50) \text{ MeV}/c^2$, et seule une limite supérieure sur sa largeur était disponible, $\Gamma_{D_{s1}^+(2536)} < 2,3 \text{ MeV}$ à 90 % de niveau de confiance (aujourd'hui sa largeur est mesurée grâce à BABAR à $(0,92 \pm 0,05) \text{ MeV}$). Une configuration $J^P = 1^+$ est fortement favorisée pour cet état. Cette résonance se désintègre majoritairement en $D^{*0} K^+$ et $D^{*+} K^0$, et pourra donc être vue dans de nombreux canaux $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ (et ceci pour la première fois).

Analyse

Sur les 22 modes $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$, huit modes sont des canaux où la résonance $D_{s1}^+(2536)$ est attendue :

- $B^0 \rightarrow D^- D^{*0} K^+$;

- $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$;
- $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K^+$;
- $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$;
- $B^0 \rightarrow D^- D^{*+} K^0$;
- $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0$;
- $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K^0$;
- $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*+} K^0$.

La résolution du détecteur est ici du même ordre de grandeur que la largeur du $D_{s1}^+(2536)$. Il est donc nécessaire d'utiliser la convolution d'une fonction de Breit-Wigner (représentant la largeur intrinsèque de la particule) et d'une gaussienne (représentant la résolution du détecteur). De plus, les simulations Monte Carlo montrent que le signal $D_{s1}^+(2536) \rightarrow D^{*0} K^+$ possède une proportion non négligeable d'événements où le méson D^{*0} est mal reconstruit, et il est nécessaire d'ajouter dans ce cas une gaussienne supplémentaire, dont les paramètres sont fixés à ceux trouvés sur la simulation. La figure 3.12 montre deux exemples de fit de signal simulé pur.

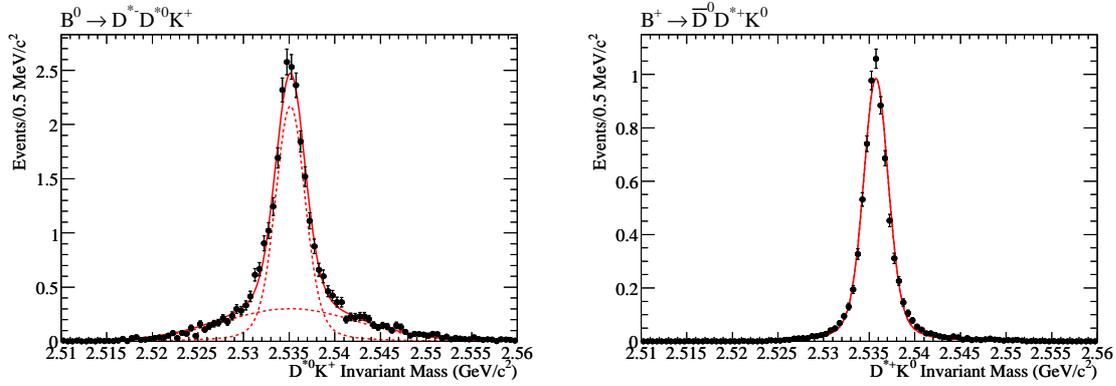


FIGURE 3.12 – Fit de la masse invariante D^*K pour la simulation du signal $D_{s1}^+(2536)$ dans le canal $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$ (à gauche) et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^{*+} K^0$ (à droite). Les points représentent la simulation et la ligne pleine représente le fit (la ligne en pointillés montrant les contributions décrites dans le texte). Du fait de la pondération des différents modes des $D^{(*)}$ entre eux, le nombre d'événements en ordonnées est arbitraire.

Ces différentes PDFs sont utilisées pour chacun des modes dans les données, où tout est fixé sur la simulation Monte Carlo, excepté la masse laissée libre et la largeur intrinsèque fixée à 1 MeV (ce qui est pris en compte dans les systématiques, sachant que la largeur n'était pas connue lors de l'analyse). Une fonction de seuil est utilisée pour décrire le bruit de fond. Les fits sur les données sont montrés sur les figures 3.13 et 3.14. Un net signal est visible sur pratiquement tous les modes. Cependant, la mesure est ici compliquée par le fait que du vrai signal $D_{s1}^+(2536)$ d'un autre mode $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ que celui étudié peut contribuer au mode étudié (cross-feed). Ce cross-feed biaiserait le comptage d'événements s'il n'était pas pris en compte. Après calcul, on obtient les valeurs sur le rapport d'embranchement reportées dans le tableau 3.3. On note que, comme attendu, les rapports d'embranchement des modes se correspondant (comme par exemple les modes $B^0 \rightarrow D^- D_{s1}^+(2536) [D^{*0} K^+]$ et $B^0 \rightarrow D^- D_{s1}^+(2536) [D^{*+} K^0]$) sont compatibles entre eux.

La figure 3.15 présente le fit effectué sur la somme des huit modes pouvant contenir la résonance $D_{s1}^+(2536)$. Un total de 182 ± 19 événements de signal est trouvé, pour une signification statistique de $11,8\sigma$. Afin de réduire les incertitudes systématiques, seuls les modes contenant

3.3 Les résonances $c\bar{s}$

$D^{*+}K_S^0$ sont utilisés pour estimer la masse : une mesure très précise pour la masse du méson $D_{s1}^+(2536)$ est déterminée à $(2534,78 \pm 0,31 \pm 0,40) \text{ MeV}/c^2$.

La distribution de l'angle d'hélicité, défini comme l'angle entre la direction du méson D^* et la direction du méson B dans le référentiel du $D_{s1}^+(2536)$, est fittée pour différentes hypothèses sur les nombres quantiques J^P (figure 3.15). Les fits avec $J^P = 1^+$ ou 1^- sont tous en bon accord avec les données, alors que les fits avec $J^P = 2^+$ et 2^- sont clairement défavorisés.

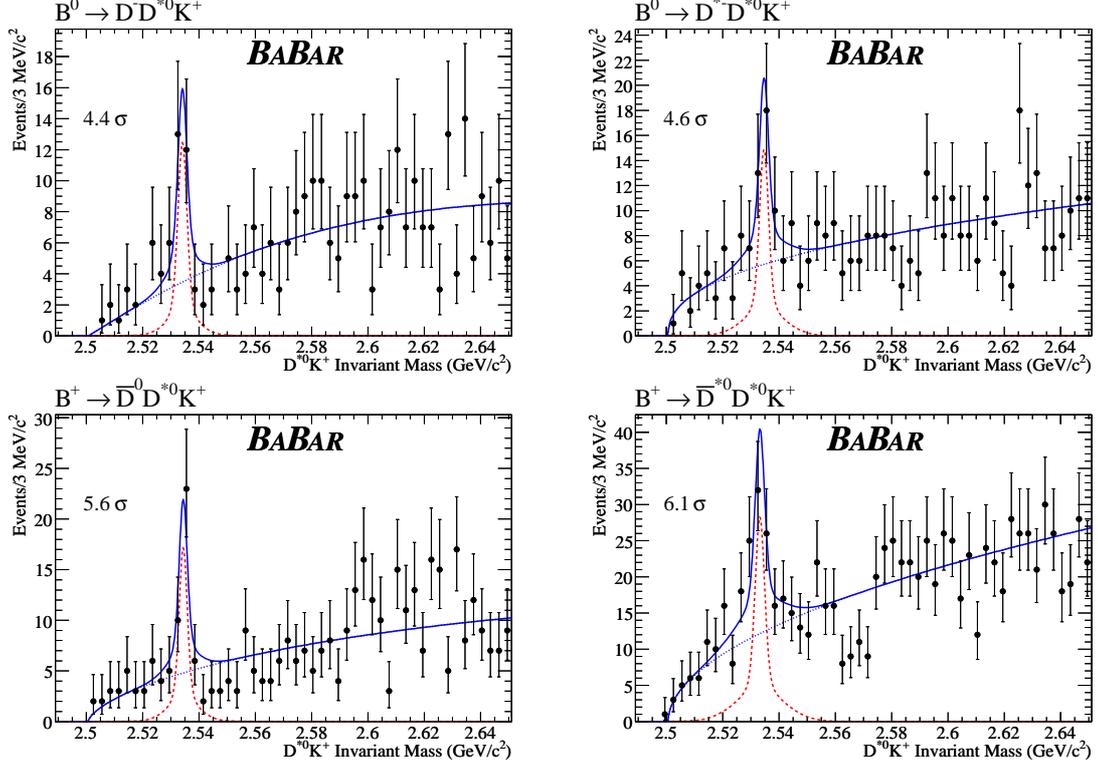


FIGURE 3.13 – Fits des masses invariantes $D^{*0}K^+$ dans les données pour chaque mode individuel. Les points sont les données, la ligne pleine représente le fit, la ligne rouge en pointillés courts montre la contribution du signal, et la ligne en pointillés longs la contribution du bruit de fond. La signification statistique est également montrée sur les figures.

Conclusions

Cette analyse a permis pour la première fois d'observer et de mesurer le rapport d'embranchement de sept modes $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s1}^+(2536)$. Une mesure très précise de la masse a été produite, $M_{D_{s1}^+(2536)} = (2534,78 \pm 0,31 \pm 0,40) \text{ MeV}/c^2$, à elle seule plus précise que la valeur mondiale en 2006, $M_{D_{s1}^+(2536)} \text{ PDG } 2006 = (2535,35 \pm 0,34 \pm 0,50) \text{ MeV}/c^2$. Aujourd'hui, la masse du $D_{s1}^+(2536)$ est connue très précisément avec $M_{D_{s1}^+(2536)} \text{ PDG } 2013 = (2535,12 \pm 0,13) \text{ MeV}/c^2$, notre valeur entrant évidemment toujours en ligne de compte pour la moyenne mondiale.

Analyse avec la statistique complète

En 2009, j'ai encadré Frédéric Mazoyer, stagiaire de Master 1, à qui j'ai proposé de refaire cette analyse tout en bénéficiant de la statistique complète de BABAR (429 fb^{-1}). Le code de

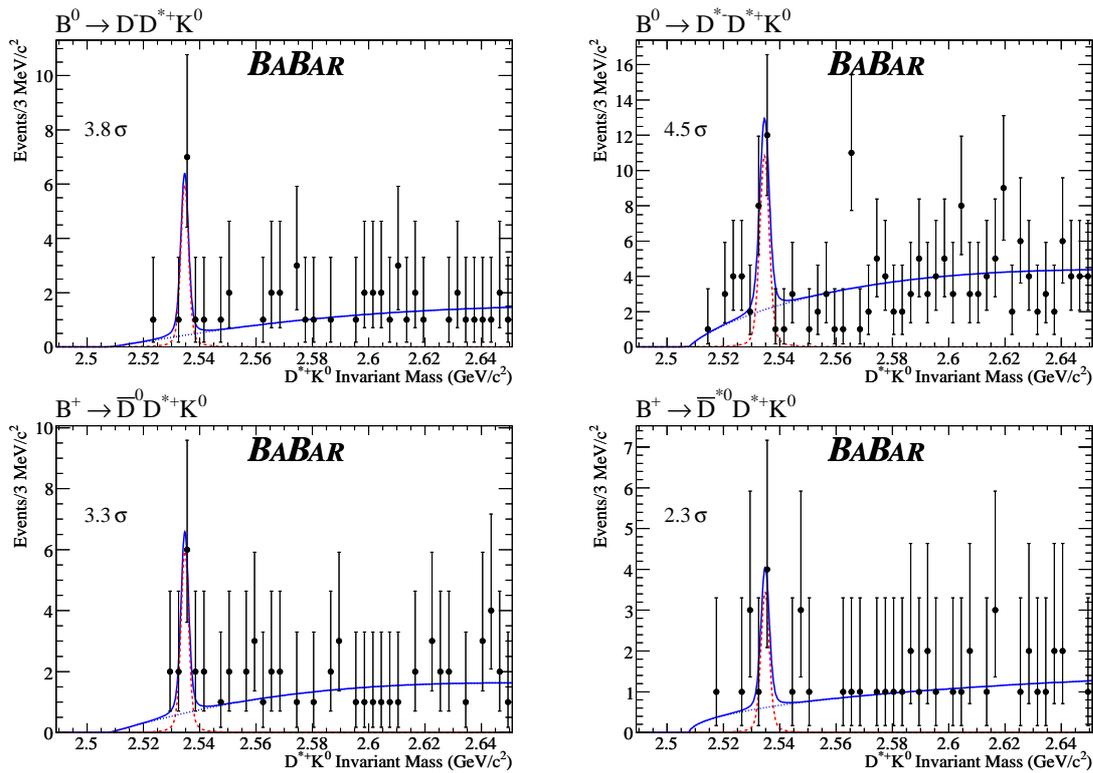


FIGURE 3.14 – Fits des masses invariantes $D^{*+}K^0$ dans les données pour chaque mode individuel. Les points sont les données, la ligne pleine représente le fit, la ligne rouge en pointillés courts montre la contribution du signal, et la ligne en pointillés longs la contribution du bruit de fond. La signification statistique est également montrée sur les figures.

reconstruction de *BABAR* ayant été perfectionné, un net gain en efficacité était également attendu, avec donc une amélioration sensible de l'analyse grâce à la statistique plus élevée et à cette optimisation. Ce travail de stage [62] n'a pas fait l'objet d'une publication, et donc les résultats présentés dans cette section ne sont que préliminaires. La méthode utilisée par F. Mazoyer est identique à celle employée dans la publication décrite précédemment.

Cette analyse mise à jour multiplie par deux pratiquement le nombre d'événements dans chacun des huit modes. Toutes les significations statistiques passent au-dessus de 5σ , sauf celle du mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^{*+}K^0$ qui est cependant observé pour la première fois avec une signification plus grande que 3σ . La mesure de la masse, en supposant les incertitudes systématiques inchangées (ces incertitudes n'avaient pas été étudiées), donne $M_{D_{s1}^+(2536)} = (2534,64 \pm 0,22 \pm 0,40) \text{ MeV}/c^2$.

3.3.3 Le $D_{s1}^*(2700)$ et autres $c\bar{s}$ dans le plan de Dalitz

Introduction

Le méson $D_{s1}^*(2700)$ a été découvert en 2006 par *BABAR* [78] dans les données inclusives en reconstruisant la masse invariante de D^0K^+ et D^+K^0 . Cet article décrit un excès de données vu comme un large pic, excès ne pouvant pas être expliqué par le bruit de fond ou par une réflexion. En utilisant une fonction de Breit-Wigner pour le fit, les auteurs obtiennent une masse

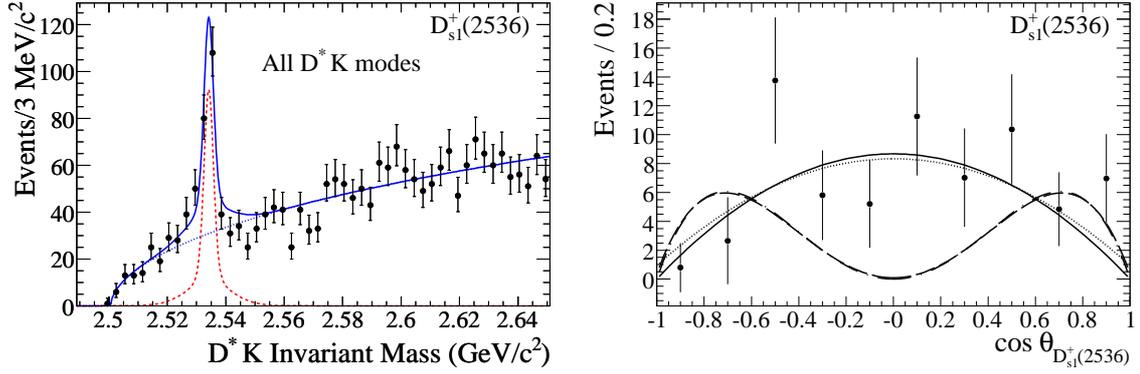


FIGURE 3.15 – Gauche : fit de la masse invariante D^*K dans les données pour la combinaison de tous les modes pouvant contenir la résonance $D_{s1}^+(2536)$. Droite : distribution de l'angle d'hélicité pour le $D_{s1}^+(2536)$ où les points sont les données et la ligne pleine est un fit avec l'hypothèse $J^P = 1^-$, la ligne en pointillés courts avec 1^+ et un mélange d'ondes S et D , la ligne en pointillés longs avec 2^- .

de $(2688 \pm 4 \pm 3) \text{ MeV}/c^2$ et une largeur de $(112 \pm 7 \pm 36) \text{ MeV}$. Rapidement, Belle a confirmé ce nouveau méson en étudiant le canal $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ et en utilisant les masses invariantes après soustraction du bruit de fond (sans effectuer d'analyse de Dalitz). Belle observe la désintégration du $D_{s1}^*(2700)$ en $D^0 K^+$, avec une masse de $(2708 \pm 9_{-10}^{+11}) \text{ MeV}/c^2$ et une largeur de $(108 \pm 23_{-31}^{+36}) \text{ MeV}$, et mesure les nombres quantiques comme $J^P = 1^-$. Leur résultat est présenté sur la figure 3.16. Ils observent également un excès inconnu à basse masse en $M(D^0 K^+)$, fitté par une fonction de seuil. En 2009, BABAR observe pour la première fois la désintégration du $D_{s1}^*(2700)$ en $D^* K$ dans l'étude des interactions e^+e^- inclusives [78]. Dans cet article, la masse du $D_{s1}^*(2700)$ est mesurée à $(2710 \pm 2_{-7}^{+12}) \text{ MeV}/c^2$ et sa largeur à $(149 \pm 7_{-52}^{+39}) \text{ MeV}$. Récemment [79], LHCb a étudié le méson $D_{s1}^*(2700)$ dans les états finals $D^+ K_S^0$ et $D^0 K^+$ avec $1,0 \text{ fb}^{-1}$ de données à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

Le tableau 3.4 montre la valeur mondiale de la masse et de la largeur du $D_{s1}^*(2700)$ (sans compter la mesure récente de LHCb) ainsi que les valeurs mesurées par LHCb.

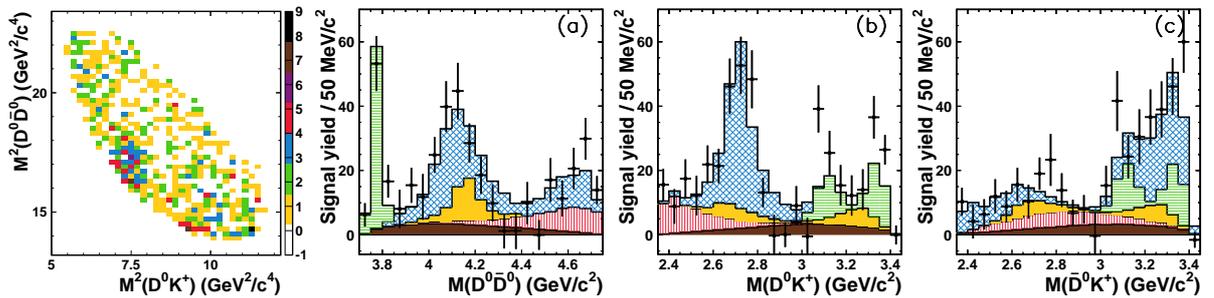


FIGURE 3.16 – Résultats provenant de l'expérience Belle sur le mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ après analyse de 414 fb^{-1} de données [37]. Distribution de Dalitz et distributions des masses invariantes $M(\bar{D}^0 D^0)$, $M(D^0 K^+)$ et $M(\bar{D}^0 K^+)$. Les histogrammes montrent la contribution du $D_{s1}^*(2700)$ (bleu/grille), du $\psi(3770)$ (vert/hachures horizontales), du $\psi(4160)$ (jaune/gris clair), de la fonction de seuil (rouge/hachures verticales), et de l'espace des phases (marron/gris foncé).

TABLE 3.3 – Nombre d'événements de signal N_S , de cross-feed N_{CF} et rapports d'embranchement \mathcal{B} (ou limites sur ces rapports à 90 % de niveau de confiance) en unité 10^{-4} . La première incertitude représente l'incertitude statistique, et la seconde l'incertitude systématique. La quantité \mathcal{S} correspond à la signification totale du signal.

Mode B		N_S	N_{CF}	\mathcal{B}	Limite	\mathcal{S}
$B^0 \rightarrow D^- D_{s1}^+(2536)$	$[D^{*0} K^+]$	$22,4 \pm 6,3$	$0,1 \pm 0,1$	$1,71 \pm 0,48 \pm 0,32$	-	$4,4\sigma$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s1}^+(2536)$	$[D^{*0} K^+]$	$30,9 \pm 7,9$	$1,2 \pm 0,1$	$3,32 \pm 0,88 \pm 0,66$	-	$4,6\sigma$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}^+(2536)$	$[D^{*0} K^+]$	$29,2 \pm 6,9$	$0,7 \pm 0,1$	$2,16 \pm 0,52 \pm 0,45$	-	$5,6\sigma$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}^+(2536)$	$[D^{*0} K^+]$	$66,7 \pm 13,0$	$6,3 \pm 0,1$	$5,46 \pm 1,17 \pm 1,04$	-	$6,1\sigma$
$B^0 \rightarrow D^- D_{s1}^+(2536)$	$[D^{*+} K^0]$	$7,7 \pm 3,1$	$0,0 \pm 0,1$	$2,61 \pm 1,03 \pm 0,31$	-	$3,8\sigma$
$B^0 \rightarrow D^{*-} D_{s1}^+(2536)$	$[D^{*+} K^0]$	$16,8 \pm 5,0$	$0,1 \pm 0,1$	$5,00 \pm 1,51 \pm 0,67$	-	$4,5\sigma$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{s1}^+(2536)$	$[D^{*+} K^0]$	$7,7 \pm 3,2$	$0,1 \pm 0,1$	$2,30 \pm 0,98 \pm 0,43$	-	$3,3\sigma$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_{s1}^+(2536)$	$[D^{*+} K^0]$	$4,8 \pm 2,7$	$0,6 \pm 0,1$	$3,92 \pm 2,46 \pm 0,83$	10,69	$2,3\sigma$

TABLE 3.4 – Propriétés du méson $D_{s1}^*(2700)$.

Type	J^P	Masse (MeV/c^2)	Largeur (MeV)
PDG	1^-	2709_{-6}^{+9}	125 ± 30
LHCb	-	$2709,2 \pm 1,9 \pm 4,5$	$115,8 \pm 7,3 \pm 12,1$

Méthode

L'étude réalisée ici suit une approche plus rigoureuse que celle de Belle, puisque nous utilisons une analyse de Dalitz complète, ce qui prend en compte les interférences possibles entre les différentes résonances. En plus du mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ étudié par Belle, le mode $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$ est également employé car le $D_{s1}^*(2700)$ y est également attendu. Par contre, nous n'effectuons pas une analyse de Dalitz sur les nombreux autres modes pouvant contenir le $D_{s1}^*(2700)$: en effet, les modes du type $\bar{D}^* D K$, $\bar{D} D^* K$ ou $\bar{D}^* D^* K$ contiennent un ou plusieurs mésons vecteurs dans l'état final, et une analyse classique de Dalitz n'est adaptée qu'aux états finals ne contenant que des mésons scalaires ou pseudo-scalaires. Il serait éventuellement possible d'étendre l'analyse aux états finals contenant des D^* en rajoutant des nombreuses amplitudes, mais ce type d'analyse très complexe n'a pas été fait ici. Enfin, il est à noter que les modes $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^+ K^0$ et $B^0 \rightarrow D^- D^+ K^0$, bien que composés d'états pseudo-scalaires, ne sont pas étudiés car ceux-ci présentent une statistique trop faible pour en tirer une quelconque information.

L'analyse sur les modes $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ a été produite à l'aide de la statistique complète de BABAR, soit 429 fb^{-1} équivalent à 471 millions de B . Les événements sont sélectionnés de la même façon que décrite précédemment, incluant une sélection sur la variable m_{ES} . Pour le mode $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$, nous sélectionnons 635 ± 47 événements avec une pureté de 38,6 %, et pour le mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ 901 \pm 54 événements avec une pureté de 41,6 % (où la pureté est définie comme le nombre d'événements de signal divisé par le nombre total d'événements, calculé après sélection totale).

Deux degrés de liberté seulement sont nécessaires pour décrire la cinématique de la désintégration (pour des particules de spin 0) : nous choisissons les masses invariantes au carré

3.3 Les résonances $c\bar{s}$

$m_1^2 \equiv m_{D^0K^+}^2$ et $m_2^2 \equiv m_{D^0D^0}^2$, qui définissent le plan de Dalitz. Le taux de désintégration dans le plan peut s'écrire comme :

$$\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3 32m_B^3} |\mathcal{M}|^2 dm_1^2 dm_2^2,$$

où \mathcal{M} est l'élément de matrice de désintégration. Le modèle utilisé pour l'analyse de Dalitz est le modèle isobare, où l'élément de matrice est la somme des amplitudes représentant les contributions résonantes et non résonantes [83] :

$$\mathcal{M} = \sum_i c_i A_i, \quad (3.1)$$

où c_i sont des coefficients complexes de module $\rho_i \equiv |c_i|$ et de phase ϕ_i ($c_i = \rho_i e^{i\phi_i}$). Les quantités A_i sont les amplitudes complexes représentant les résonances ($A_i = 1$ pour les événements non résonants) et s'écrivent :

$$A_i = BW_i \times W_i(\Omega), \quad (3.2)$$

avec BW_i représentant la fonction dynamique (une fonction de Breit-Wigner complexe [83], voir l'annexe A) et $W_i(\Omega)$ représentant la distribution angulaire [83] des particules dans l'état final.

L'objectif de l'analyse est d'extraire les masses et largeurs des particules ainsi que les modules et phases ρ_i et ϕ_i . Pour obtenir ces paramètres, un fit non binné par la méthode du maximum de vraisemblance est utilisé, avec la fonction de vraisemblance définie comme :

$$\mathcal{L} = p \times \varepsilon(m_1^2, m_2^2) \times \frac{|\mathcal{M}|^2}{\int |\mathcal{M}|^2 \varepsilon(m_1^2, m_2^2) dm_1^2 dm_2^2} + (1-p) \times \frac{B(m_1^2, m_2^2)}{\int B(m_1^2, m_2^2) dm_1^2 dm_2^2}, \quad (3.3)$$

avec $|\mathcal{M}|^2 = \sum_{i,j} c_i c_j^* A_i A_j^*$, et p la pureté du signal. La fonction $\varepsilon(m_1^2, m_2^2)$ est l'efficacité dans le plan de Dalitz, calculée à partir du signal simulé non résonant. La fonction $B(m_1^2, m_2^2)$ représente l'évolution du bruit de fond dans le plan de Dalitz, et est calculée à partir des données génériques simulées. Le fit permet de minimiser la quantité :

$$\mathcal{F} = \sum_i -2 \times \log(\mathcal{L}_i), \quad (3.4)$$

où l'indice i représente un événement particulier et la somme est effectuée sur la totalité des événements. Puisque l'analyse de Dalitz n'est sensible qu'aux modules et phases relatives, nous fixons le module et la phase du $D_{s1}^*(2700)$ respectivement à 1 et 0. La fraction de chaque amplitude est définie comme :

$$f_i = \frac{|c_i|^2 \int |A_i|^2 dm_1^2 dm_2^2}{\sum_{j,k} c_j c_k^* \int A_j A_k^* dm_1^2 dm_2^2}. \quad (3.5)$$

La somme des fractions ne vaut pas forcément 1 du fait des interférences entre les différentes amplitudes. Pour extraire les paramètres du plan de Dalitz, 200 fits sont réalisés en générant aléatoirement les valeurs initiales des paramètres libres du fit : le fit avec la valeur \mathcal{F} la plus petite est sélectionné, si celui-ci possède une somme des fractions physiquement acceptable. Cette procédure évite les minimums locaux dans l'espace des paramètres et permet de choisir réellement le fit correspondant au minimum global.

Analyse

Nous présentons l'analyse de Dalitz effectuée afin d'observer le méson $D_{s1}^*(2700)$ dans les états finals $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Tous les résultats de cette analyse sont préliminaires, puisque celle-ci est en cours de revue au sein de *BABAR*.

Il est tout d'abord nécessaire de lister les contributions susceptibles d'intervenir dans le fit du plan de Dalitz pour les modes $B^0 \rightarrow D^-D^0K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+$. Ces contributions sont :

- les événements non résonants ;
- le méson $D_{s1}^*(2700)$, que l'on cherche à observer ;
- le méson $D_{s2}^*(2573)$, qui se désintègre en D^0K^+ , et qui n'a jamais été vu jusqu'à présent dans les désintégrations $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$.

De plus, pour le mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+$, des contributions des états charmoniums sont possibles :

- le méson $\psi(3770)$ qui a déjà été observé dans ce mode comme montré plus haut ;
- le méson $\psi(4160)$ qui se désintègre en $D\bar{D}$, et qui n'a jamais été vu jusqu'à présent dans les désintégrations $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$.

Dans les fits montrés ultérieurement, la masse et la largeur de ces résonances seront fixées aux valeurs des moyennes mondiales, sauf pour les $D_{s1}^*(2700)$ dont les paramètres resteront libres afin d'extraire leur valeur du fit.

La première étape est d'utiliser un contenu minimal en résonance, et d'inclure uniquement les résonances observées auparavant. Tout d'abord, on note que des fits effectués sans inclure le $D_{s1}^*(2700)$ conduisent à de très mauvais résultats. Ensuite, un fit est effectué en incluant le $D_{s1}^*(2700)$, les événements non résonants, et le $\psi(3770)$ (uniquement pour $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+$). Le résultat de ces fits est montré sur la figure 3.17. On constate que le méson $D_{s1}^*(2700)$ est bien observé, et ceci pour la première fois dans l'état final $B^0 \rightarrow D^-D^0K^+$. Une mesure de la masse et de la largeur peut donc être extraite de cette analyse. On peut remarquer également que la contribution des événements non résonants est faible.

On observe cependant que les fits ne sont pas satisfaisants et montrent un désaccord avec les données qui est concentré, et ceci pour les deux modes, à basse valeur de la masse invariante D^0K^+ . Cet excès à basse masse est particulièrement visible pour l'état final $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+$, avec un excès localisé entre 2400 et 2600 MeV/ c^2 . La collaboration Belle a également observé cet excès (voir figure 3.16) sans trouver d'explication et l'incluant dans son fit en utilisant une fonction exponentielle. L'excès que nous observons est confirmé si une comparaison est effectuée entre les données et la simulation Monte Carlo : la simulation ne reproduit pas l'excès d'événements. De plus, il est possible d'étudier les états finals $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^0K^+$ (non étudiés dans l'analyse de Dalitz), et la même observation est vérifiée : un excès de données par rapport au bruit de fond attendu est visible pour la masse invariante de D^0K^+ .

Cet excès pourrait être créé artificiellement par deux types d'effets que nous avons étudiés. Premièrement, il pourrait s'agir d'une réflexion d'une résonance présente dans une autre masse invariante, mais ceci est exclu par le fait que pour les modes $B^0 \rightarrow D^-D^0K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^0K^+$, aucune résonance n'est possible autre que sur l'axe $m(D^0K^+)$. Deuxièmement, l'effet pourrait provenir du *cross-feed*, c'est-à-dire d'autres modes $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ que celui étudié, et qui par le biais d'une mauvaise reconstruction seraient pris pour le mode en question. Il a été vu plus haut dans ce document (voir section 2.2.2 page 26) que le cross-feed est important entre les différents modes $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Si une résonance est contenue dans un mode de cross-feed, cette résonance peut apparaître décalée avec une moindre contribution dans le mode étudié. Le cross-feed est faible pour les modes $B^0 \rightarrow D^-D^0K^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D^0K^+$, et $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$, et important pour $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D^0K^+$. Pour ce dernier, l'étude de la simulation montre cependant que les résonances connues ne peuvent pas, via le cross-feed, produire l'excès à basse masse. En

conclusion, aucun effet artificiel ne semble expliquer l'effet observé.

Une autre possibilité réside dans la présence d'une ou plusieurs résonances $c\bar{s}$ de basse masse. Aucune résonance connue de ce type ne se trouve dans cette zone de masse. Il serait possible que cet effet soit la manifestation d'une résonance encore inconnue à ce jour. Plusieurs auteurs ont travaillé sur le spectre d'états $c\bar{s}$ et prédisent plusieurs états encore non observés [84], même si ces états sont la plupart prédits à plus haute masse. Dans l'hypothèse que cet excès soit d'origine physique, nous avons essayé de le décrire par un état résonant dans le fit. Cependant, la statistique disponible ne permet pas de conclure quant à la masse et la largeur d'une telle résonance à l'aide du fit. En particulier, les fits des deux modes étudiés, $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$, produisent des valeurs de masse et de largeur incompatibles pour les deux canaux. Des fits ont également été effectués en ajoutant une contribution d'une résonance virtuelle, qui aurait une masse sous le seuil du $D^0 K^+$, fits qui se sont révélés non satisfaisants.

Ainsi, puisqu'il n'est pas possible de conclure quant à la nature de l'effet observé, nous utilisons une fonction arbitraire pour décrire l'excès à basse masse. Une fonction exponentielle commençant au seuil $D^0 K^+$ est choisie. Les fits sont donc effectués avec cette nouvelle contribution, ainsi que l'ajout des mésons $D_{s2}^*(2573)$ et $\psi(4160)$ (ce dernier uniquement dans le cas de $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$). Pour le mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$, la contribution des événements non résonants n'est pas incluse car celle-ci détériore la qualité du fit. Le résultat pour les deux modes est montré sur la figure 3.18. Le fit pour le mode $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$ produit un χ^2 par degrés de liberté, χ^2/n_{dof} , égal à 126/62. Cette valeur est médiocre, mais l'étude montre que le désaccord est localisé au centre du plan de Dalitz, où les données sont peu nombreuses, et le fit n'est pas capable de reproduire cette région sans résonance. Le fit pour le mode $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ retourne $\chi^2/n_{\text{dof}} = 110/67$. Ces hautes valeurs du χ^2 reflètent le fait que l'excès à basse masse est mal compris.

Ces fits permettent d'extraire les paramètres de chaque contribution, comme les modules et les phases des amplitudes. Pour $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$, les fractions des contributions sont de 11 % pour les événements non résonants, 67 % pour le $D_{s1}^*(2700)$, 3 % pour le $D_{s2}^*(2573)$, et 10 % pour la fonction exponentielle. La somme des fractions vaut 91 %, valeur différente de 100 % du fait des interférences entre les diverses contributions. Pour $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$, les fractions sont de 38 % pour le $D_{s1}^*(2700)$, 1 % pour le $D_{s2}^*(2573)$, 9 % pour le $\psi(3770)$, 6 % pour le $\psi(4160)$, et 45 % pour la fonction exponentielle, la somme totale étant égale à 99 %. Ces fractions permettent de calculer les rapports d'embranchement partiel de chacune des contributions.

La masse et la largeur du $D_{s1}^*(2700)$ obtenues pour les deux modes sont présentées dans le tableau 3.5, où l'on peut constater que les mesures dans les deux canaux sont compatibles entre elles. Ces résultats sont à comparer avec le tableau 3.4. L'accord avec les moyennes mondiales est bon, d'autant plus que les incertitudes systématiques sur ces paramètres n'ont pas encore été estimées ici.

Le spin et la parité du $D_{s1}^*(2700)$ peuvent également être déduits de notre analyse. Des fits ont été répétés avec les hypothèses $J = 0$ et $J = 2$ pour le spin du $D_{s1}^*(2700)$, mais leur résultat montre une détérioration évidente, en particulier visible sur la valeur du χ^2 . Grâce à la conservation de la parité, on en déduit que le $D_{s1}^*(2700)$ est un méson avec $J^P = 1^-$.

Conclusions

Les résultats de cette analyse sont préliminaires, et il reste encore quelques points à accomplir avant la publication. En particulier, les incertitudes systématiques sont en cours d'étude. La combinaison de la masse et de la largeur du $D_{s1}^*(2700)$ entre les deux canaux reste à faire et permettra de diminuer les incertitudes.

TABLE 3.5 – Masse et largeur du méson $D_{s1}^*(2700)$ obtenues grâce à l’analyse de Dalitz. Les incertitudes sont statistiques. Ces résultats sont préliminaires.

Mode	Masse (MeV/c^2)	Largeur (MeV)
$B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$	2698 ± 8	159 ± 24
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$	2714 ± 7	123 ± 21

En conclusion, l’analyse de Dalitz a permis d’observer le $D_{s1}^*(2700)$, et ceci pour la première fois dans le canal $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$. Sa masse, sa largeur, ainsi que son spin ont été déterminés. Nous observons un excès d’événements en-dessous de $2600 \text{ MeV}/c^2$ dans la masse invariante $D^0 K^+$. Cet effet pourrait être dû à une ou plusieurs résonances, mais la statistique accumulée par *BABAR* ne permet pas de conclure quant à la réalité de cet effet ou de mesurer les paramètres de cette hypothétique résonance. Des expériences à haute statistique telles LHCb ou Belle II seront capables d’apporter bientôt plus d’information à ce sujet.

3.4 Conclusions et perspectives

J’ai montré dans ce chapitre l’importance qu’avait pris l’étude des résonances depuis quelques années, et en particulier les résonances charmoniums (ou assimilées) et les résonances $c\bar{s}$. De nombreux états résonants découverts récemment ne semblent pas rentrer dans le cadre des modèles de potentiel. Leur masse, leur largeur, ou leurs modes de désintégrations ne correspondent pas aux prévisions de ces modèles. Une explication est de considérer que ces résonances ne sont pas un assemblage de deux quarks, mais par exemple de quarks et de gluons, ou de quatre quarks. La résonance de ce type la plus emblématique est le $X(3872)$, que j’ai étudiée dans *BABAR*. Cette résonance observée dans les états finals $B \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K + \bar{D}^{*0} D^0 K$ possède une masse et une largeur différente de celle mesurée dans le canal $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. L’explication réside sans doute dans le fait que la proximité du seuil $\bar{D}^0 D^{*0}$, ainsi que la contrainte de masse effectuée durant l’analyse, déforme la distribution de masse.

J’ai également montré l’étude du $Y(4140)$ dans *BABAR*, qui n’indique pas de signes de cette résonance du fait de la faible efficacité de reconstruction.

En plus du $X(3872)$, les états finals $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ permettent d’étudier les résonances $\psi(3770)$, $D_{s1}^+(2536)$ et $D_{s1}^*(2700)$. Des mesures de masses et de largeurs ont été présentées pour ces résonances, valeurs qui participent aux moyennes mondiales pour certaines. L’analyse de Dalitz mise en oeuvre pour les modes $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ montre un excès à basse masse, excès qui pourrait être créé par la présence d’une résonance $c\bar{s}$ inconnue. L’expérience LHCb pourrait rapidement statuer sur cet excès grâce au grand nombre attendu d’événements $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ (pour les modes avec une bonne efficacité de reconstruction).

Pour conclure, il est clair que les années à venir vont apporter encore beaucoup d’informations expérimentales sur les résonances. Les états finals $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ garderont leur importance dans cette recherche. Ces nouveaux résultats permettront sans doute de conclure sur la composition réelle de certains de ces états encore incompris.

3.4 Conclusions et perspectives

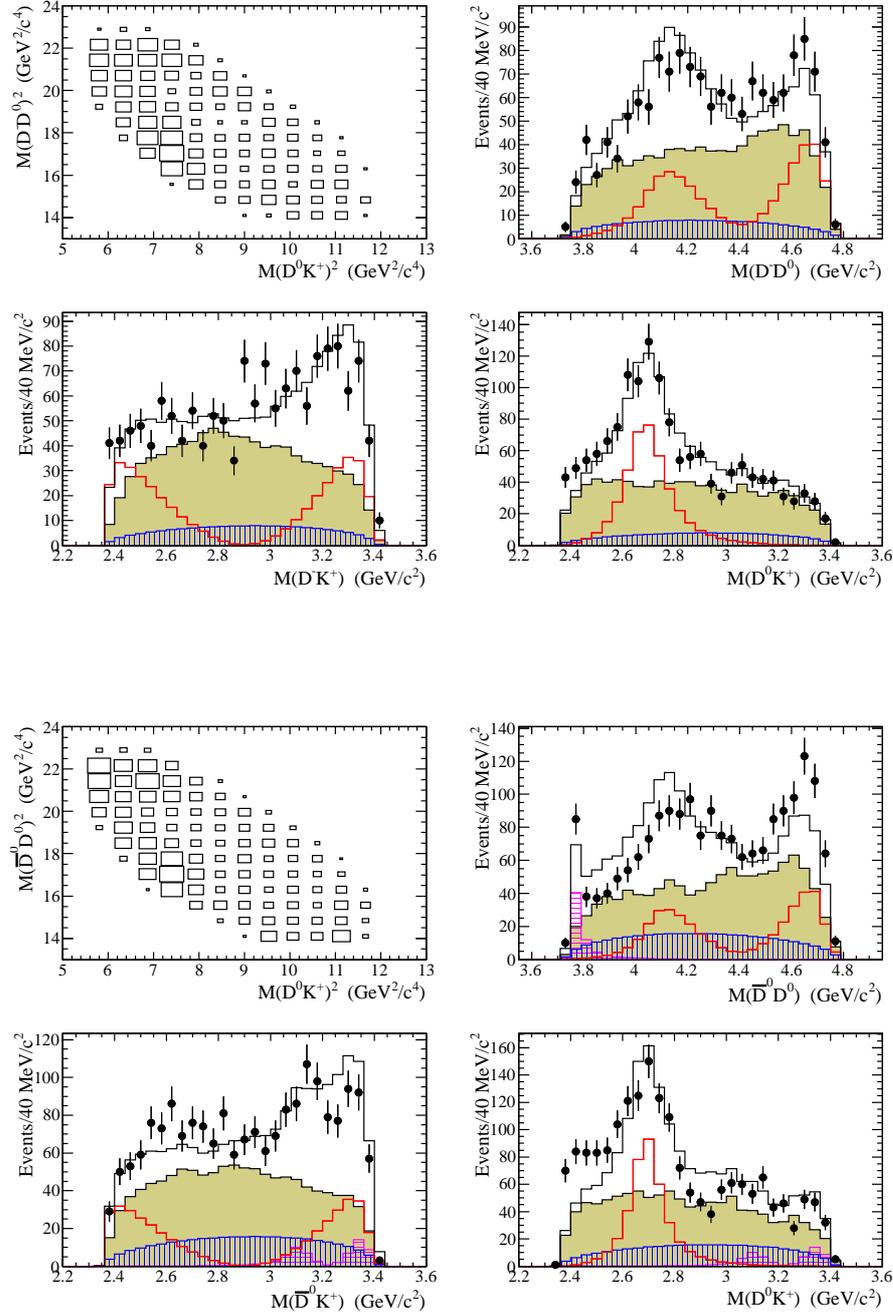


FIGURE 3.17 – Fits de Dalitz des données pour l'état final $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$ (quatre figures du haut) et pour l'état final $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ (quatre figures du bas), en utilisant un modèle avec peu de contributions. Pour chacun de ces états finals : distribution de Dalitz dans les données (en haut à gauche) et projections sur les trois axes de masses invariantes pour les données (points avec les incertitudes) et pour le fit de Dalitz (histogramme noir). Le fit inclut les contributions du bruit de fond (histogramme beige), des événements non résonants (histogramme bleu), du $D_{s1}^*(2700)$ (histogramme rouge) et du $\psi(3770)$ (histogramme violet). Ces résultats sont préliminaires.

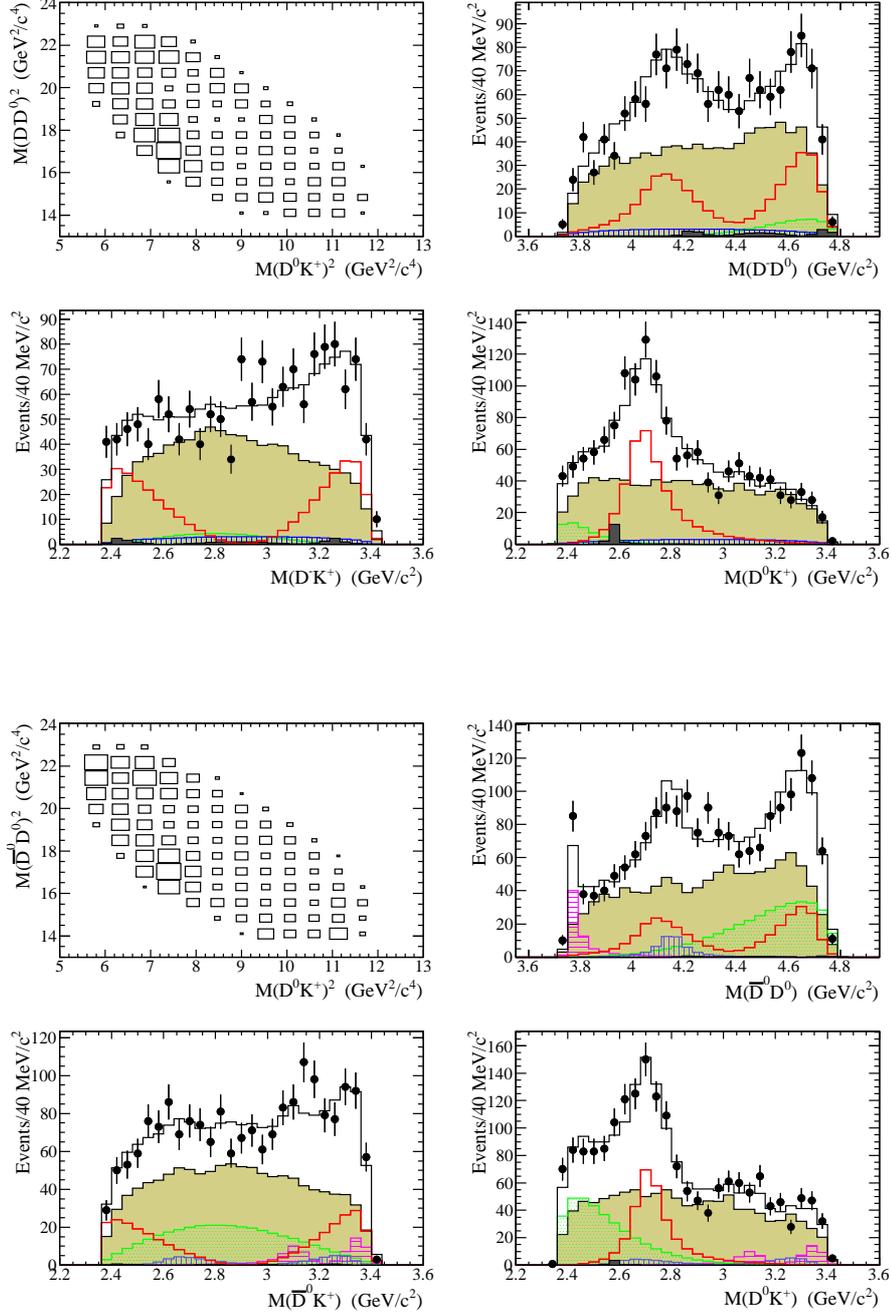


FIGURE 3.18 – Fits de Dalitz des données pour l'état final $B^0 \rightarrow D^- D^0 K^+$ (quatre figures du haut) et pour l'état final $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ (quatre figures du bas), pour les modèles nominaux. Pour chacun de ces états finals : distribution de Dalitz dans les données (en haut à gauche) et projections sur les trois axes de masses invariantes pour les données (points avec les incertitudes) et pour le fit de Dalitz (histogramme noir). Le fit inclut les contributions du bruit de fond (histogramme beige), des événements non résonants (histogramme bleu), du $D_{s1}^*(2700)$ (histogramme rouge), du $D_{s2}^*(2573)$ (histogramme gris), du $\psi(4160)$ (histogramme violet foncé), du $\psi(3770)$ (histogramme violet clair), et de la fonction exponentielle (histogramme vert). Ces résultats sont préliminaires.

Chapitre 4

Projet de recherche dans AMS

Sommaire

4.1	Les rayons cosmiques	75
4.1.1	Généralités	75
4.1.2	Fraction et flux de positons	78
4.2	L'expérience AMS	82
4.2.1	Les objectifs d'AMS	82
4.2.2	Le détecteur	84
4.3	Mesure de la fraction et du flux de positons	86
4.3.1	Fraction de positons	86
4.3.2	Flux de positons	92
4.4	Conclusions et perspectives	93

Depuis fin 2011, en parallèle de mes activités sur *BABAR*, je suis membre de la collaboration AMS, qui regroupe 600 scientifiques venant de 16 pays sur trois continents. AMS-02 est un détecteur de particules qui a été placé en mai 2011 sur la station spatiale internationale à 400 km en orbite autour de la Terre. AMS-02 détecte les rayons cosmiques qui atteignent la Terre avant que ceux-ci n'interagissent avec l'atmosphère. Cette expérience fait suite à AMS-01, expérience prototype, qui a été lancée en 1998 et qui est restée douze jours en orbite autour de la Terre à bord de la navette américaine *Discovery*.

Je travaille en particulier sur la mesure de la fraction positonique et du flux de positons. Ces mesures sont importantes, puisqu'elles pourraient ouvrir une nouvelle voie pour la compréhension de la matière noire. De mars 2013 à octobre 2016, j'encadre un étudiant, Sami Caroff, pour effectuer une thèse sur ce sujet. Son stage de Master 2, réalisé lors du printemps 2013 sur trois mois, a débouché sur des résultats intéressants que je vais développer dans la suite [85]. Tout d'abord, je détaille les enjeux de physique d'AMS et je décris plus précisément pourquoi la mesure du flux de positons est une mesure essentielle.

4.1 Les rayons cosmiques

4.1.1 Généralités

Les rayons cosmiques sont des particules ou noyaux se propageant dans le milieu intersidéral : ils sont constitués d'une composante chargée, avec les électrons, les protons, les noyaux, ainsi

que d'une composante neutre, avec les photons et les neutrinos. Leur énergie varie de quelques centaines de MeV à 10^{20} eV, mais nous nous intéresserons ici plus particulièrement à l'intervalle 0,5 GeV – 1 TeV qui est le domaine accessible à l'expérience AMS. La figure 4.1 montre le flux et la composition du rayonnement cosmique dans cette région. Approximativement, le rayonnement cosmique est constitué de 99 % de noyaux, dont 89 % de protons, 10 % de noyaux d'hélium et 1 % de noyaux plus lourds. Les antiprotons sont aussi présents, avec un facteur de suppression de 10 000 par rapport aux protons. Les électrons constituent 1 % du rayonnement cosmique, et les positons approximativement 0,1 %. Le flux des rayons cosmiques suit une loi de puissance en $dN/dE \propto E^{-\gamma}$, où γ vaut approximativement 2,7 dans la région qui nous intéresse pour les protons, 3,2 pour les électrons et 2,8 pour les positons au-delà de 20 GeV. Cet indice spectral peut varier suivant les plages en énergie, et est connu avec une précision de 0,1 pour l'expérience Fermi et 0,01 pour AMS.

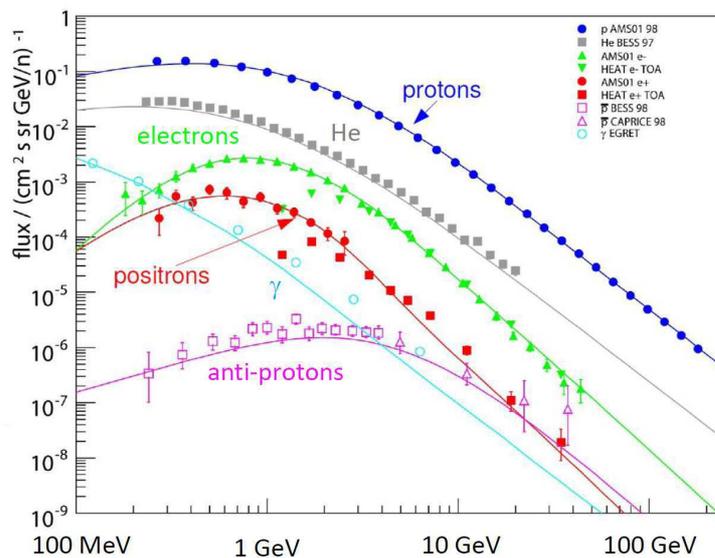


FIGURE 4.1 – Flux du rayonnement cosmique arrivant au sommet de l'atmosphère.

Les rayons cosmiques proviennent principalement de l'extérieur du système solaire¹ et sont dits primaires ou secondaires selon leur provenance. Les rayons cosmiques d'origine primaire sont produits directement par une source tandis que les rayons cosmiques d'origine secondaire proviennent de l'interaction du rayonnement cosmique primaire sur le milieu intersidéral.

Les restes de supernovas constituent la source principale du rayonnement cosmique primaire pour des énergies inférieures à 10^{15} eV. Les particules ne proviennent pas directement de l'explosion de la supernova, mais de la coquille de cette supernova, où règnent des champs magnétiques très forts. Ces coquilles sont des nuages de gaz qui s'étendent pendant des milliers d'années suite à l'explosion. L'onde de choc ainsi produite accélère les particules chargées par le processus de Fermi du premier ordre [86] : un va-et-vient continu dans le champ électrique et magnétique fait gagner de l'énergie aux particules, qui pour certaines s'échappent à l'extérieur de la supernova. Ce mécanisme produit naturellement un flux en loi de puissance. La création du rayonnement cosmique dans les supernovas explique pourquoi la composition de ce rayonnement est similaire

1. Une petite partie à basse énergie provient des éruptions solaires. Le soleil peut accélérer des particules chargées jusqu'à l'échelle du GeV, le maximum observé étant de 100 GeV.

4.1 Les rayons cosmiques

à celle observée dans le système solaire. L'énergie maximale fournie par ce mécanisme est d'environ 10^{15} eV. Au vu du champ magnétique galactique, les particules chargées de moins de 10^{15} eV restent confinées dans la Galaxie et ne peuvent s'en échapper. Les supernovas dont les rayons cosmiques proviennent sont donc situées dans notre galaxie. D'autres sources de rayons cosmiques sont envisageables, comme les pulsars que l'on abordera plus loin, qui pourraient produire des électrons et des positons. A plus haute énergie, au-delà de 10^{15} eV, les supernovas n'expliquent pas le rayonnement observé car celles-ci ne peuvent pas accélérer à de telles énergies. Ces rayons d'ultra haute énergie proviennent sans doute d'une origine extra-galactique, comme les noyaux actifs de galaxie, les quasars ou les flashes de rayons gamma. Ces questions ne sont pas encore résolues aujourd'hui.

Les rayons cosmiques peuvent aussi être d'origine secondaire, c'est-à-dire qu'ils proviennent de l'interaction des rayons cosmiques primaires avec le milieu interstellaire. Ce milieu est constitué à 90 % d'hydrogène et à 10 % d'hélium. Les rayons cosmiques primaires interagissent par spallation sur ce milieu, donnant lieu à la création de rayonnement secondaire, et en particulier à la création des positons et des antiprotons. Des informations importantes peuvent être tirées des rapports entre rayons cosmiques primaires et secondaires et peuvent aider à mieux comprendre la propagation des particules dans l'espace intersidéral. C'est le cas par exemple du rapport bore sur carbone B/C, où le carbone est produit par spallation du bore.

Les électrons, protons, et les noyaux tels que l'hélium, le carbone, l'oxygène, le fer, ont une origine primaire, étant produits dans les étoiles par nucléosynthèse stellaire² et disséminés dans les explosions de ces étoiles. Au contraire, les positons, les antiprotons, et les noyaux tels que le lithium, le béryllium, et le bore sont majoritairement d'origine secondaire (une faible fraction des protons, ainsi que 10 % des électrons sont également secondaires). L'abondance des différents noyaux dans les rayons cosmiques se calque presque parfaitement sur l'abondance des noyaux dans le système solaire. Cela s'explique par le fait que les noyaux présents dans les rayons cosmiques proviennent de l'explosion des étoiles en fin de vie. Il existe cependant des exceptions notables, en particulier pour le lithium, le béryllium et le bore qui ne sont pratiquement pas présents dans les étoiles, et qui par contre sont produits dans les rayons cosmiques par fragmentation de noyaux plus lourds, comme le carbone et l'oxygène. Une autre exception réside dans le fait que les éléments juste en-dessous du fer sont plus présents dans les rayons cosmiques que dans le système solaire : ceci est dû à la fragmentation ou la spallation du fer lors de sa propagation dans le cosmos.

Déceler de l'antimatière d'origine primaire constitue une recherche fondamentale dans le domaine de l'astrophysique. Des positons ou des antiprotons produits par une source pourraient être le signe de la mystérieuse matière noire, tandis que la détection d'antinoyaux serait la preuve que l'antimatière n'a pas complètement disparu de l'univers actuel.

La propagation des rayons cosmiques chargés est équivalente à une diffusion dans le milieu galactique. La figure 4.2 présente schématiquement l'aspect de la Voie lactée composée d'un halo diffusif d'une hauteur L (variant entre 1 et 15 kpc suivant les modèles) entourant la matière lumineuse d'une épaisseur d'environ 200 pc. Ce halo diffusif, différent du halo de matière noire, est observé en onde radio pour les galaxies similaires à la Voie lactée : ce halo est caractérisé par la présence d'un champ magnétique. Il faut noter qu'un vent convectif semble exister partant du disque lumineux pour se diriger vers l'extérieur de la galaxie. Les rayons cosmiques chargés produits dans une source appartenant à la Voie lactée vont se propager et interagir avec le champ

2. La nucléosynthèse stellaire est à distinguer de la nucléosynthèse primordiale, qui se réfère à la production des noyaux pendant les premiers instants de l'univers. La nucléosynthèse primordiale permet d'expliquer la présence de noyaux qui ne pourraient pas être créés par les étoiles, comme le deutérium ou l'hélium 4. Tous les éléments plus lourds que le lithium sont créés au sein des étoiles par la nucléosynthèse stellaire.

magnétique. Ce champ magnétique étant irrégulier, les particules vont avoir une trajectoire type marche au hasard, ce qui revient finalement à une diffusion de ces particules. L'équation de diffusion modélise la propagation des particules et prend en compte les pertes d'énergie par interaction avec le milieu interstellaire, les réaccélérations par le mécanisme de Fermi du second ordre [86], le vent convectif et la diffusion sur les inhomogénéités du champ magnétique. Pour les particules légères telles que les électrons ou positons, la perte radiative par effet Compton inverse et par rayonnement synchrotron est également prise en compte. Le coefficient de diffusion s'écrit $K(E) = K_0 \beta (R/R_0)^\delta$, où R est la rigidité de la particule ($R = pc/Ze$, p étant l'impulsion et Z la charge), R_0 une échelle de rigidité (prise souvent à 1 GV) et β le facteur de Lorentz. Les paramètres libres du modèle de diffusion sont les coefficients K_0 , δ , la hauteur de la zone de diffusion L , la vitesse du vent convectif V_c , et la vitesse des ondes d'Alfvén V_a (correspondant à la vitesse des inhomogénéités du champ magnétique). Les paramètres de diffusion sont contraints par plusieurs mesures, et en particulier par la mesure du rapport bore sur carbone, B/C, ou la mesure des flux des noyaux stables qui ont eu le temps de sonder une grande partie du halo diffusif. Les incertitudes sur les paramètres libres sont cependant importantes et entraînent des prédictions théoriques peu précises. Trois jeux de paramétrisations sont utilisés par Donato *et al.* [88], appelés modèles minimal, médium et maximal, en référence au flux d'antiprotons primaires, tous étant compatibles avec les contraintes provenant du rapport B/C. Ces trois modèles sont utilisés conjointement pour avoir l'idée d'une fourchette théorique sur les prédictions.

La propagation des rayons cosmiques de basse énergie est également affectée par la modulation solaire. Le champ magnétique du soleil induit effectivement une modification du flux de particules chargées, et ce pour des particules de moins de 10 GeV environ. La modulation solaire dépend directement du cycle de 11 ans du soleil. Cette modulation solaire est très complexe à modéliser, et des approximations sont faites le plus souvent. Il est cependant difficile de comparer des flux expérimentaux venant de deux expériences effectuées à des dates différentes.

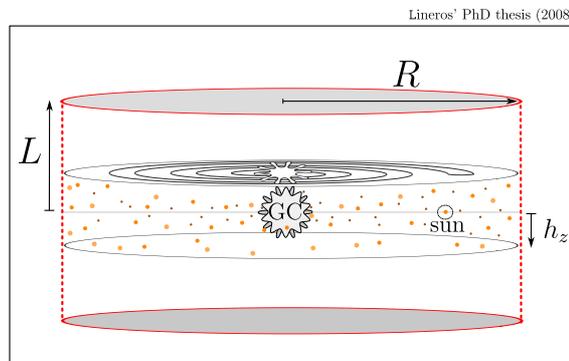


FIGURE 4.2 – Schéma de la Voie lactée de hauteur h_z et de son halo diffusif de hauteur L [87].

4.1.2 Fraction et flux de positons

Dans la suite, nous nous intéressons plus particulièrement aux positons, car ceux-ci pourraient être révélateurs de nouvelle physique comme certains modèles le prédisent. Il est possible de calculer le flux théorique de positons qui sont d'origine secondaire et de le comparer au flux mesuré. Si un excès de positons est mesuré, alors il s'agira d'un signe clair d'une source primaire pour ces positons. Une façon simple expérimentalement de chercher un excès de positons est de

4.1 Les rayons cosmiques

mesurer la fraction de positons (ou fraction positonique) définie comme :

$$F = \frac{\Phi_{e^+}}{\Phi_{e^+} + \Phi_{e^-}},$$

où Φ_{e^+} et Φ_{e^-} sont les flux de positons et d'électrons arrivant sur Terre (au niveau du sommet de l'atmosphère). Ce rapport a de nombreux avantages expérimentalement car il permet de s'affranchir de multiples incertitudes. En effet, les instruments de mesure ne différencient pas les électrons ou les positons qui interagissent de la même manière, la seule différence étant leur courbure dans le champ magnétique de l'appareil. Ainsi, la plupart des incertitudes systématiques disparaissent dans le rapport. De plus, aucun calcul d'acceptance et d'efficacité n'est requis puisque ces quantités, étant les mêmes pour les électrons et les positons, se factorisent et disparaissent également du rapport. Au final, la fraction positonique revient à :

$$F = \frac{N_{e^+}}{N_{e^+} + N_{e^-}},$$

où N_{e^+} et N_{e^-} consistent en un simple comptage des positons et des électrons par tranche d'énergie. Dans un premier temps, pendant le stage de Sami Caroff, nous avons mesuré cette fraction positonique de 0,5 à 350 GeV, mesure présentée dans une section ultérieure. Cependant, au niveau théorique il est préférable de mesurer les flux, qui contraignent mieux les modèles. Mon projet de recherche sur AMS consiste à mesurer ce flux de positons, en collaboration avec Sami Caroff qui travaillera aussi sur ce sujet pendant sa thèse.

Afin de mesurer un éventuel excès de positons, il est nécessaire d'avoir une prédiction assez précise du flux de positons et de la fraction positonique pour les positons d'origine secondaire. Comme mentionné, les positons sont créés par spallation des rayons cosmiques sur le milieu interstellaire. La propagation des positons suit également l'équation de diffusion. Les pertes d'énergie se font par effet Compton inverse (diffusion du positon sur des photons du fond diffus cosmologique ou sur des photons de la lumière des étoiles) et par effet synchrotron dû à l'effet du champ magnétique. Par contre, les effets du vent convectif et des ondes d'Alfvén peuvent être négligés au-dessus de quelques GeV. Sami Caroff, lors de son stage de Master 2, a utilisé les outils développés au LAPTh par Pierre Salati [93] pour calculer la distance de propagation d'un positon d'une énergie donnée. Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure 4.3 pour le jeu de paramètres minimal et maximal. Par exemple, on constate dans le modèle maximal qu'un positon produit à la source avec une énergie de 100 TeV et détecté dans AMS avec une énergie de 10 GeV aura été produit à approximativement 6 kpc de la Terre. Ces figures montrent que les positons ne peuvent pas se propager à plus d'une dizaine de kiloparsecs quel que soit le modèle envisagé. Ce chiffre est à comparer avec la taille de la Voie lactée qui est de 25 kpc et la position du soleil qui est à 8,5 kpc du centre de la galaxie. Les positons arrivant sur Terre sont donc créés dans un voisinage proche.

Sami Caroff, toujours en utilisant les outils du LAPTh, a calculé le flux théorique de positons, en supposant que ceux-ci ne sont que d'origine secondaire. La source est donc ici constituée d'un flux de protons et de noyaux d'hélium qui crée par spallation les positons. Après la résolution de l'équation de diffusion en l'intégrant sur l'espace et sur l'énergie, un flux de positons est prédit avec les jeux de paramètres minimal, médium et maximal. Ce flux est transformé en fraction positonique en le divisant par le flux $\Phi_{e^+} + \Phi_{e^-}$ mesuré par les expériences AMS-01 et Fermi [94]. Utiliser un flux expérimental diminue les incertitudes sur la méthode. Une correction de la modulation solaire est également réalisée. La figure 4.4 présente le résultat obtenu pour la prédiction de la fraction positonique si les positons sont seulement d'origine secondaire. On note que cette fraction décroît avec l'énergie. Sur cette même figure sont reportées

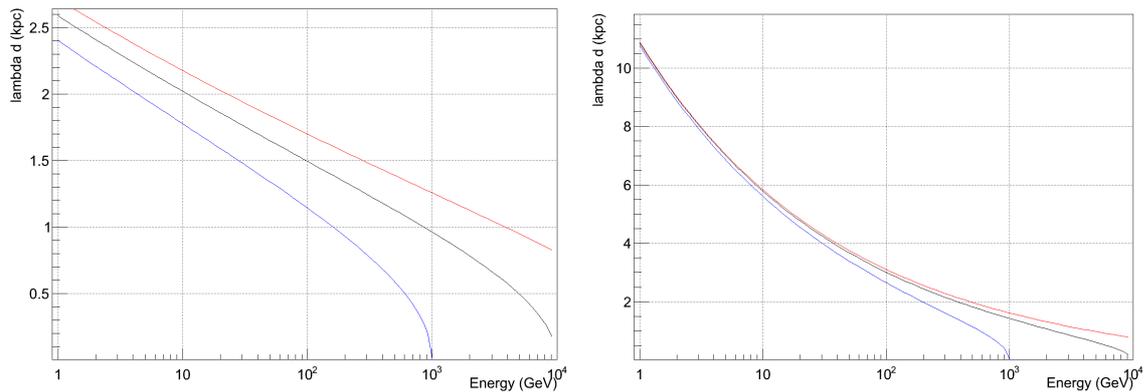


FIGURE 4.3 – Diagramme en fonction de l'énergie de la longueur de propagation maximale (en kpc) de positons produits à la source à une énergie de 1 TeV (courbe bleue), de 10 TeV (courbe noire), et de 100 TeV (courbe rouge) pour le jeu de paramètres minimal (à gauche) et maximal (à droite).

les données expérimentales avant la mise en service d'AMS-02, avec les données de PAMELA [95] et de Fermi [96]. Ces données sont nettement incompatibles avec les prédictions de la fraction positonique, et on observe une remontée de cette fraction au-delà de 10 GeV. Comme on va le voir dans la suite, AMS-02 confirme cette remontée en mesurant la fraction avec une précision bien meilleure, et étend la mesure à plus haute énergie. A terme, la mesure à plus haute énergie permettra de constater si la remontée continue, ou s'il existe une cassure dans cette fraction positonique.

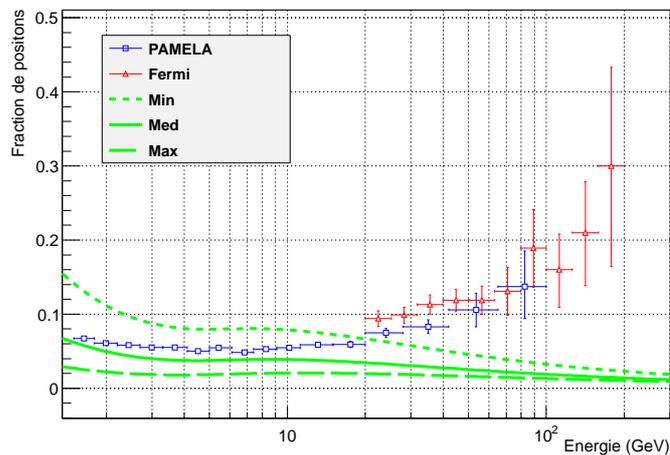


FIGURE 4.4 – Prédiction sur la fraction de positons pour les jeux de paramètres minimal, médium et maximal (courbes vertes) et comparaison avec les données de l'expérience PAMELA [95] et de Fermi [96].

Cette remontée observée par Fermi, PAMELA et AMS prouve qu'il existe une ou plusieurs sources de positons dans notre environnement proche. Ces sources primaires pourraient être la

4.1 Les rayons cosmiques

matière noire s'annihilant en paires particule-antiparticule (et en particulier en paires électron-positon). Il s'agirait donc ici d'une détection indirecte de la matière noire. Cependant d'autres scénarios sont envisageables tels que des paires électron-positon créées par des pulsars.

Selon les mesures récentes de l'expérience Planck [89], 26 % de l'univers est constitué d'une mystérieuse matière noire, non composée de matière baryonique. Cette matière noire est observée aussi bien par l'intermédiaire des courbes de rotation des galaxies, par son émission en rayons X dans les ensembles de galaxies que par leur effet de lentilles gravitationnelles. Parmi toutes les possibilités, le meilleur candidat pour expliquer cette matière noire est une particule massive et interagissant très faiblement (WIMP). Sa masse serait comprise entre quelques dizaines de GeV et quelques TeV [90]³. Cette particule pourrait être la particule supersymétrique la plus légère⁴. Cette particule WIMP, présente dans un large halo englobant la Voie lactée, s'annihilerait avec une autre WIMP⁵ en donnant des paires particule-antiparticule, et créerait donc l'excès de positons observé. Le taux de production de positons peut être prédit dans un cadre très général, en fonction de la section efficace d'annihilation, de la densité du WIMP dans la galaxie et de sa masse. La section efficace est contrainte par les mesures de l'expérience WMAP, et un ordre de grandeur est connu pour la densité. Ces contraintes permettent de calculer, pour une masse donnée, le taux de production ainsi que le flux de positons créés par l'annihilation du WIMP. Les flux calculés ne rendent cependant pas compte des flux observés, et le taux de production doit être multiplié artificiellement par un facteur d'amplification (appelé aussi facteur de *boost*) [91] de l'ordre de 100 à 1000 pour obtenir un accord avec le flux expérimental de positons. Un haut facteur d'amplification pourrait être expliqué par des concentrations locales de matière noire, mais cette hypothèse demeure peu probable après une analyse poussée [92]. De plus ajouter ce facteur d'amplification rend incompatible le flux prédit et mesuré pour le rapport antiprotons sur protons. Effectivement, les antiprotons ne semblent avoir qu'une origine secondaire et il est difficile d'expliquer un non excès d'antiprotons si les positons viennent de l'annihilation des WIMPs. En conclusion, en l'état actuel des connaissances, il semble peu probable que l'excès de positons soit une manifestation indirecte de la matière noire. Il faut donc sans doute se tourner vers une autre explication pour comprendre l'excès de positons au-delà de 10 GeV.

Les pulsars [93] pourraient être de bons candidats pour produire des paires électron-positon, et donc pour être une source de positons primaires. Les pulsars sont des étoiles à neutrons (reste compact après l'explosion de la supernova) tournant sur elles-mêmes à grande vitesse et possédant un fort champ magnétique, envoyant un faisceau de radiation électromagnétique le long de son axe magnétique. Le champ électrique arrache les électrons de la surface du pulsar : ces électrons suivent les lignes de champ magnétique et émettent un rayonnement synchrotron. Ces photons très énergétiques peuvent se convertir en paires électron-positon, qui sont eux-mêmes accélérés dans l'environnement du pulsar. Les électrons et positons s'échappant du pulsar rejoignent le milieu interstellaire et pourraient donc contribuer aux positons observés dans les rayons cosmiques. Il est par contre très difficile de prédire précisément les flux d'électrons et de positons libérés dans le milieu interstellaire par les pulsars, et seules des données qualitatives

3. La publication [90] (1990) se base sur des considérations d'unitarité sur la section efficace d'annihilation et obtient une masse de la particule WIMP qui doit être inférieure à 300 TeV pour être compatible avec les contraintes cosmologiques. En utilisant les contraintes actuelles et les mesures récentes, cette limite supérieure est aujourd'hui d'environ 30 TeV.

4. Pendant ma thèse sur l'expérience DELPHI, j'ai eu l'occasion d'étudier la supersymétrie. La particule supersymétrique la plus légère est stable si la R -parité est conservée. Durant ma thèse, j'avais supposé que la R -parité était violée et que par conséquent la particule supersymétrique la plus légère se désintégrait en particules standard, ne permettant pas d'expliquer la matière noire.

5. Il s'agit ici d'une annihilation puisque dans la plupart des modèles la particule WIMP est sa propre antiparticule.

sont disponibles. D'après la figure 4.3, on constate que l'excès vu à des énergies supérieures à 10 GeV provient de sources situées à moins de 5 kpc de la Terre. Les calculs sont donc basés sur les pulsars se trouvant au voisinage de la Terre : environ 200 pulsars à moins de 2 kpc de la Terre, le plus proche étant Geminga à 0,16 kpc. Seulement une poignée d'entre eux sont capables d'accélérer des électrons/positons à des énergies suffisantes, suivant leur âge et leurs propriétés. Les calculs montrent qu'il est tout à fait possible d'expliquer l'excès de positons grâce aux pulsars, même si des prédictions précises ne sont pas encore possibles.

Les données d'AMS-02 seront précieuses pour discriminer entre les différentes possibilités, et en particulier permettront d'observer une éventuelle retombée de la fraction positonique à plus haute énergie. La retombée est en effet une caractéristique nette de l'annihilation des WIMPs, du fait de la cinématique des particules filles due à sa masse. Pour les pulsars, une redescente plus lente est prévue. A titre illustratif, ces caractéristiques sont montrées sur la figure 4.5 où l'on peut voir la fraction de positons avec une contribution de l'annihilation d'un neutralino de 700 GeV/c² (avec un facteur d'amplification important) et celle de pulsars. Une projection des données d'AMS en 2023 est également représentée sur la figure, ce qui permet de constater qu'AMS devrait être capable, pour les scénarios envisagés ici, de distinguer entre les deux possibilités.

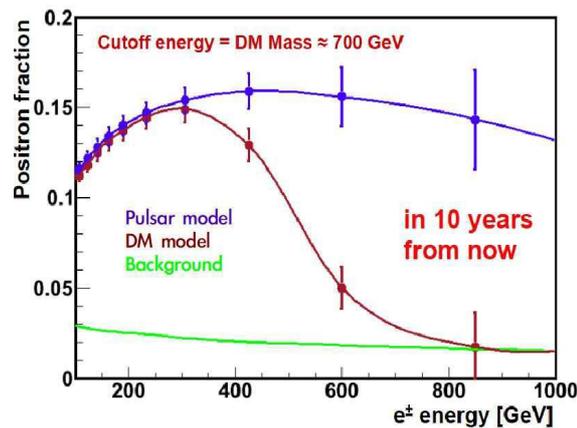


FIGURE 4.5 – Fraction de positons indiquant de façon schématique la contribution de l'annihilation de neutralinos de 700 GeV/c² (courbe rouge), la contribution de pulsars (courbe bleue) additionnées à la contribution du bruit de fond (courbe verte). Les points représentent une projection des données d'AMS en 2023 pour chacun des scénarios (avec les incertitudes attendues).

4.2 L'expérience AMS

4.2.1 Les objectifs d'AMS

L'expérience AMS-02⁶ a été lancée par la NASA le 16 mai 2011 et installée sur la station spatiale internationale (ISS) le 19 mai. Il s'agit d'un détecteur de particules placé sur orbite qui détecte directement les rayons cosmiques avant leur entrée dans l'atmosphère. Ses buts principaux sont d'étudier la propagation des rayons cosmiques, la recherche indirecte de matière noire et la recherche d'antimatière. Pour ce faire, AMS mesure avec une précision inégalée le flux

6. L'expérience AMS-02 est dénommée simplement AMS dans la suite.

4.2 L'expérience AMS

des particules chargées et des rayons gamma, de l'échelle du GeV au TeV. AMS a déjà collecté plus de 40 milliards d'événements après deux ans et demi de prise de données. L'expérience AMS est prévue pour fonctionner au moins jusqu'en 2020, et suivant ses résultats pourrait rester en activité durant 20 années.

La collaboration a montré des résultats préliminaires lors de la conférence ICRC 2013 sur les flux de protons et de noyaux d'hélium [97]. On constate que ces flux suivent une loi de puissance sans discontinuité notable, ce qui est en contradiction avec les résultats précédents d'autres expériences. En particulier, PAMELA [98] observe une cassure dans le flux de protons et de noyaux d'hélium pour une rigidité aux alentours de 200 GV. Ces observations sont clairement incompatibles avec le flux vu par AMS.

Une avancée importante que va permettre AMS est la meilleure compréhension de la propagation des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire. Comme on l'a vu, les modèles souffrent encore d'une mauvaise connaissance des paramètres de propagation, et la mesure très précise des différents flux de rayons cosmiques par AMS va contraindre ces paramètres et raffiner les modèles de propagation. D'autres mesures vont également donner lieu à une meilleure compréhension d'un certain nombre de mécanismes. Par exemple, le rapport des isotopes $\text{Be}^9/\text{Be}^{10}$ (le premier étant stable, et le second instable avec une durée de vie de 1,5 million d'années) fournit une estimation du temps de confinement dans la galaxie ainsi que de la densité moyenne du milieu interstellaire. Le rapport des noyaux B/C sonde les paramètres de propagation et d'accélération. Une première mesure de ce rapport a été présentée [99], où un bon accord est montré avec les mesures précédentes. Le but de la collaboration est de mesurer à terme ce rapport avec une précision meilleure que 10 % à haute énergie, ce qui donnerait une contrainte forte sur les paramètres de propagation.

Un deuxième objectif d'AMS est la recherche indirecte de matière noire avec l'observation des produits d'annihilation de la particule de matière noire. Les canaux de recherche sont en particulier les positons et les antiprotons : une observation simultanée de déviations dans différents canaux serait un signe fort de présence de matière noire. La mesure du flux de positons constitue mon projet de recherche, et est une mesure phare pour la découverte indirecte de matière noire. Cette mesure se fait en conjonction avec celle du flux d'électrons, ainsi qu'avec une mesure de la fraction de positons. La collaboration a publié en avril 2013 un premier résultat sur la fraction de positons [100], et a montré des résultats préliminaires [101] lors de la conférence ICRC 2013 sur les flux d'électrons, de positons, ainsi que sur la somme des flux. La fraction de positons montre la présence d'une remontée au moins jusqu'à 350 GeV, tandis que les flux des électrons et positons indiquent que les indices spectraux respectifs sont différents et que le flux de positons présente une cassure vers 30 GeV. Une étude de l'anisotropie des positons a également été présentée par la collaboration [101] : aucune anisotropie significative n'a pu être décelée, ce qui a été transcrit en une limite sur l'anisotropie dipolaire, qui permet d'ores et déjà de poser des contraintes sur la contribution des pulsars.

La recherche d'antimatière est un autre but important d'AMS : matière et antimatière ont été créées à part égale lors du big-bang. Cependant l'univers semble constitué seulement de matière, et aucune trace d'antimatière primordiale n'a été décelée à ce jour. Un signe clair que des îlots d'antimatière existeraient dans l'univers serait la détection d'un noyau d'antimatière (comme de l'antihélium). Un seul de ces noyaux détectés par AMS serait une indication forte en faveur de présence d'antimatière primordiale dans l'univers. La détection d'un noyau d'anticarbone prouverait même la présence d'antiétoiles puisque ces noyaux ne peuvent pas être produits autrement que par celles-ci.

L'expérience AMS autorise divers types d'étude comme la recherche d'autres formes de matière, à l'image des *strangelets* [102]. Ces particules seraient formées non pas seulement des

quarks u et d , mais aussi de quarks s . Ces états pourraient être stables à partir d'un grand nombre de quarks liés ensemble avec un nombre équivalent de quarks u , d et s . La stabilité découlerait du principe d'exclusion de Pauli, et ces particules auraient été créées dans la phase primordiale de l'univers. AMS pourrait donc détecter cette nouvelle forme de matière, en détectant une particule de large masse avec un rapport Z/A plus petit que 0,1. De plus, AMS permet d'étudier l'abondance des noyaux jusqu'au moins le noyau de fer. Une autre étude intéressante est celle de la modulation solaire. Le soleil possède un cycle de 11 ans pendant lequel son activité passe par un minimum et un maximum. Le flux des rayons cosmiques est affecté par ce cycle pour des énergies plus petites que quelques GeV. Les nombreuses années de prise de données qui attendent AMS (au moins jusqu'en 2020) vont permettre de suivre ce cycle solaire et modéliser son effet sur les rayons cosmiques.

4.2.2 Le détecteur

AMS est typique d'un détecteur de particules, même si ses dimensions sont restreintes du fait des contraintes de lancement. AMS mesure environ cinq mètres de haut pour une largeur de trois mètres, et un poids de 7,5 tonnes (figure 4.6). Il s'agit d'un spectromètre qui mesure les informations relatives au passage des particules de manière redondante. Il est composé de différents sous-détecteurs dont le but est de mesurer l'énergie, la charge et d'identifier la particule.

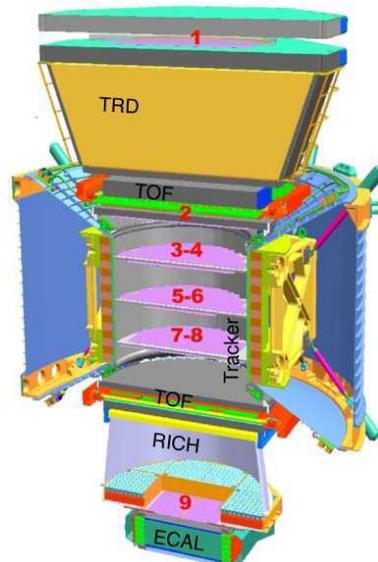


FIGURE 4.6 – Vue du détecteur AMS.

Les rayons cosmiques pénètrent tout d'abord par le détecteur à rayonnement de transition, le TRD. Ce sous-détecteur discrimine entre les électrons/positons et les protons. En effet, le détecteur est basé sur le fait qu'une particule chargée rayonne à l'interface de deux milieux de constante diélectrique différente. Cet effet est d'autant plus important que la particule est relativiste. Pour des énergies supérieures à 1 GeV, les électrons et positons vont émettre un rayonnement dans la gamme des X , alors que les protons n'émettent pas de rayons avant une énergie de 300 GeV. Le TRD permet donc une discrimination entre électrons/positons et protons très efficace entre 1 et 300 GeV, discrimination moins performante à plus haute énergie. Pour une efficacité de 90 % pour les positons, on obtient une réjection de protons de l'ordre de 20 000

4.2 L'expérience AMS

à 10 GeV, 3 000 à 100 GeV et 100 à 600 GeV.

Les rayons cosmiques traversent ensuite les compteurs de temps de vol, le TOF. Ces compteurs sont placés de part et d'autre du trajectographe, séparés par une distance de 1,3 mètre, et mesurent la vitesse de la particule en déterminant la différence de temps. La quantité de lumière recueillie par les scintillateurs est proportionnelle à Z^2 , ce qui conduit donc à mesurer la charge. Ce détecteur permet également de distinguer entre les particules montantes ou descendantes, et possède un rôle important dans le système de déclenchement.

Les particules traversent ensuite le trajectographe, entouré d'un aimant permanent de 0,125 Tesla. Il est à noter qu'un aimant supraconducteur était prévu initialement, mais sa durée de vie de trois ans, et des tests au sol non concluants ont conduit à abandonner cette solution. Pour compenser le champ magnétique plus faible de l'aimant permanent, un plan du trajectographe a été placé au-dessus du TRD et un autre plan placé au-dessus du calorimètre, ce qui augmente le bras de levier de la mesure (trois mètres). Une autre compensation par rapport à l'aimant supraconducteur est la durée de vie de l'aimant permanent (au moins 20 ans) qui va permettre à AMS d'accumuler énormément de statistique. Le trajectographe est constitué de neuf plans de silicium (dont six doubles qui fournissent une lecture à deux dimensions). Ce détecteur mesure la rigidité des particules chargées, détermine le signe de la charge par la mesure de la courbure, et enfin mesure la charge puisque le signal déposé est proportionnel au carré de la charge. La rigidité est définie comme $R = \rho Bc = pc/Ze$ avec ρ le rayon de courbure, B le champ magnétique, p l'impulsion de la particule et Z sa charge. La résolution de la mesure de la position est de l'ordre de 10 μm . La stabilité des plans les plus extérieurs est mesurée à moins de 4 μm près.

A la suite du trajectographe, les rayons cosmiques traversent le détecteur à rayonnement Cherenkov, le RICH. Celui-ci est constitué d'un milieu radiateur qui conduit à la création d'un cône Cherenkov dont la lumière est collectée par plus de 10 000 photomultiplicateurs. L'angle du cône permet de mesurer la vitesse de la particule, et l'intensité du signal donne accès à la charge (intensité de la lumière proportionnelle à Z^2). Le RICH est particulièrement utile pour l'identification des noyaux.

Finalement, les particules arrivent sur le calorimètre électromagnétique (ECAL) qui a en partie été conçu au LAPP. Avant leur entrée sur le calorimètre, les particules ont rencontré une épaisseur de $0,5X_0$ de matière. Le calorimètre est constitué de couches de plomb contenant des fibres scintillantes qui amènent la lumière sur des photomultiplicateurs. Le calorimètre mesure la gerbe électromagnétique en trois dimensions avec une profondeur de $17X_0$ jusqu'à des énergies de 1 TeV. La résolution en énergie vaut $\sigma(E)/E = (10,4/\sqrt{E} \oplus 1,4) \%$. Un électron ou positon crée une gerbe électromagnétique en pénétrant dans le calorimètre. Les protons passent au minimum d'ionisation et la moitié d'entre eux traverse le calorimètre en laissant un signal faible. L'autre moitié déclenche une gerbe hadronique dans le calorimètre, gerbe qui peut se distinguer de celle des électrons. Le calorimètre autorise une discrimination efficace entre électrons/positons et protons, avec une réjection des protons de l'ordre de 10^4 sur une large gamme d'énergie.

AMS est donc un détecteur de particules qui offre des mesures redondantes des paramètres des particules entrantes. La charge des particules est extraite grâce à la perte d'énergie par ionisation dans le TOF et dans le trajectographe, ainsi que par le nombre de photons dans le RICH. L'énergie est estimée grâce à la mesure effectuée dans le calorimètre et dans le trajectographe (après identification). La vitesse est elle donnée par le temps de vol avec le TOF et la mesure du rayon de l'anneau du RICH. La masse est mesurée grâce au rayon de courbure dans le trajectographe (ce qui donne la rigidité) associée à la charge et la vitesse.

4.3 Mesure de la fraction et du flux de positons

Dans cette partie est présenté notre projet de recherche sur AMS qui consiste à mesurer le flux de positons. Une étape intermédiaire est de mesurer la fraction de positons, mesure plus simple puisque le rapport permet d'éliminer des quantités qui ne seront pas à estimer (comme l'acceptance ou certaines erreurs systématiques). Cette mesure a été produite de manière préliminaire pendant le stage de Sami Caroff au printemps 2013 [85]. Évidemment, notre mesure ne présente pas les mêmes performances que celle de l'analyse officielle d'AMS, puisque nos résultats ont été produits en seulement trois mois, mais d'ores et déjà de nombreux axes d'améliorations sont envisagés comme nous le verrons dans la suite.

4.3.1 Fraction de positons

Méthode de mesure et variables utilisées

La fraction de positons se définit par :

$$F = \frac{N_{e^+}}{N_{e^+} + N_{e^-}}.$$

Expérimentalement, il s'agit donc de compter le nombre d'électrons et de positons. Le bruit de fond largement majoritaire est constitué de protons. A 10 GeV, il y a approximativement 1 électron pour 100 protons, et 1 positon pour 2000 protons. La discrimination entre protons et positons est compliquée du fait de leur charge égale. Une présélection est effectuée pour éliminer la plus grande partie du bruit de fond tout en gardant une bonne efficacité pour le signal. Le détail de cette présélection est décrit à l'annexe B. Cette présélection repose sur le nombre de traces et leur qualité dans le trajectographe, sur la valeur absolue de la charge mesurée, sur le nombre de gerbes dans le calorimètre, etc. De plus, de façon à éliminer les particules qui ont interagi avec l'atmosphère, et qui par le biais du champ magnétique terrestre sont détectées par AMS, une sélection est exécutée sur la rigidité de la coupure géomagnétique pour ne garder que les rayons d'origine cosmique. Ensuite, la discrimination entre leptons et protons repose sur le TRD, sur le trajectographe ainsi que sur le calorimètre. Trois variables sont ici construites basées sur ces sous-détecteurs :

- \mathcal{L}_{TRD} , qui est le rapport de vraisemblance du TRD entre leptons et protons (en combinant les vraisemblances sur les différentes couches) ;
- $E/|R|$, le rapport entre l'énergie mesurée dans le calorimètre et la rigidité (égale ici à l'impulsion) mesurée dans le trajectographe ; cette valeur est proche de 1 pour des électrons ou positons qui déposent toute leur énergie dans le calorimètre ;
- ESE, variable de type *boosted decision tree*, qui combine les différentes mesures effectuées par le calorimètre, en particulier se basant sur la géométrie de la gerbe électromagnétique.

Les figures 4.7 et 4.8 présentent les distributions de ces trois variables pour le signal ainsi que pour le bruit de fond en une dimension et en deux dimensions pour une énergie comprise entre 65 et 100 GeV. On remarque que la résolution sur la variable $E/|R|$ est moins bonne que ce qui serait attendue d'après les résolutions sur les mesures de l'énergie et de l'impulsion. L'explication réside dans le fait que les électrons émettent du rayonnement bremsstrahlung en amont du calorimètre, avec un photon proche de la trace de l'électron. Dans le trajectographe, la rigidité de l'électron après émission est donc plus faible que la rigidité de l'électron initial, tandis que le calorimètre mesure l'énergie du photon et de l'électron (puisque souvent ils ne sont pas discernables et forment une seule gerbe), ce qui revient à mesurer l'énergie de l'électron

4.3 Mesure de la fraction et du flux de positons

initial. L'énergie mesurée dans le calorimètre est donc supérieure à la rigidité mesurée dans le trajectographe.

Une discrimination nette est possible pour chacune des trois variables à ces énergies, ce qui reste également vrai à plus basse énergie. A plus haute énergie, la variable \mathcal{L}_{TRD} perd de son pouvoir discriminant puisque les performances du TRD diminuent avec l'énergie du fait que les protons deviennent relativistes. De même, la variable $E/|R|$ voit sa résolution se détériorer, principalement à cause de la difficulté grandissante à mesurer la rigidité avec une bonne précision et de l'effet du bremsstrahlung. Au contraire, la variable ESE garde de bonnes performances à haute énergie, même si la séparation protons/leptons perd quelque peu de son efficacité.

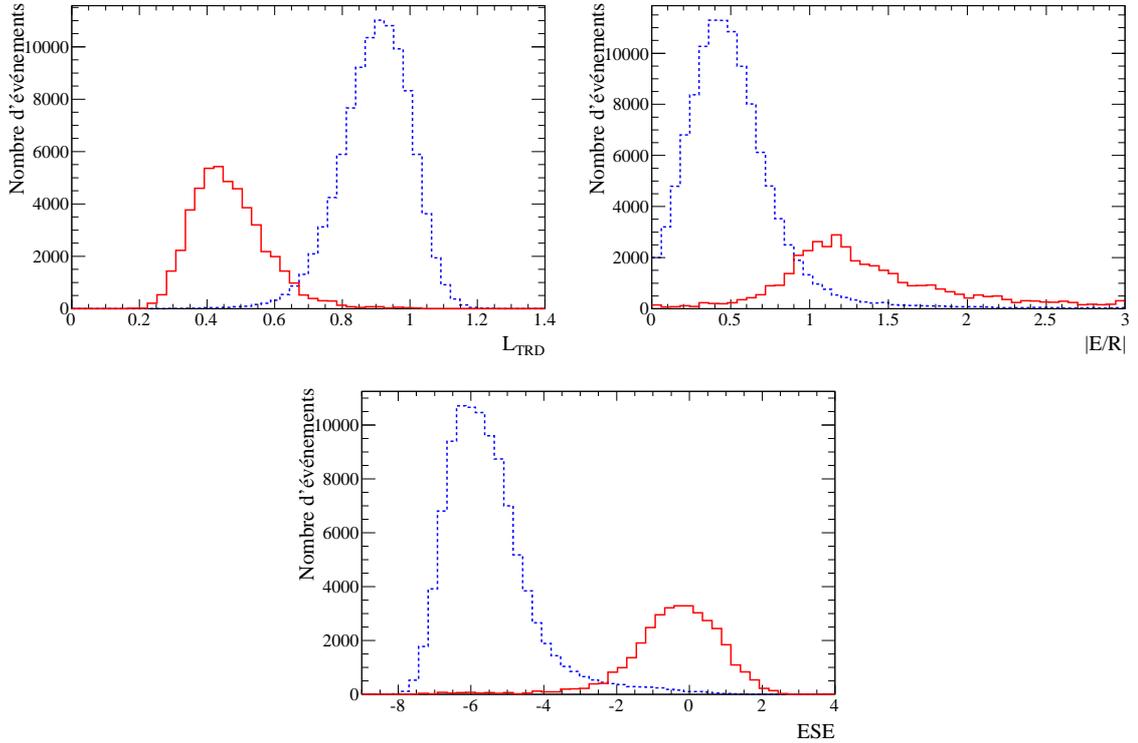


FIGURE 4.7 – Distributions dans les données d'AMS de \mathcal{L}_{TRD} , $E/|R|$ et ESE pour les protons (histogramme bleu en pointillés) et pour les électrons (histogramme rouge en trait plein). L'énergie des particules est comprise entre 65 et 100 GeV. Le signal a été multiplié par un facteur 10 pour le faire apparaître plus clairement. Les distributions sur une variable ont été obtenues après coupure sur les deux autres variables pour sélectionner des événements type signal ou bruit de fond.

Le comptage des électrons et positons est réalisé à l'aide de PDFs (*probability density functions*) fittées sur des distributions pour une variable donnée. Le choix est de réaliser un fit sur la variable \mathcal{L}_{TRD} après avoir sélectionné le signal sur les variables $E/|R|$ et ESE. Il est à noter que la distribution de la variable \mathcal{L}_{TRD} est similaire pour les électrons et les positons puisque seul le signe de la charge les différencie : ces particules possèdent donc un comportement strictement similaire dans le TRD.

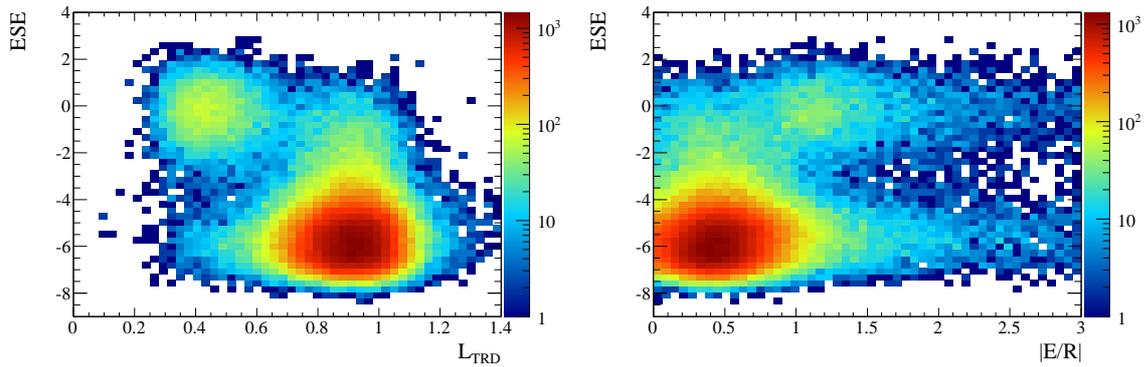


FIGURE 4.8 – A gauche : distribution de la variable \mathcal{L}_{TRD} en fonction de ESE pour les données d’AMS pour une énergie comprise entre 65 et 100 GeV. L’échelle de couleur est logarithmique et indique le nombre d’événements. On peut distinguer le pic dû aux électrons et positons (en haut à gauche) et le pic dû aux protons (en bas à droite). A droite : distribution de la variable $E/|R|$ en fonction de ESE pour une énergie comprise entre 65 et 100 GeV.

Échantillons purs de signal et de bruit de fond

La première étape de l’analyse est de déterminer la distribution des échantillons purs de signal et de bruit de fond afin d’obtenir la PDF pour le comptage. Une méthode pourrait consister à utiliser la simulation Monte Carlo (à l’image de ce qui a été présenté plus haut pour *BABAR*), mais l’idée est ici de se baser uniquement sur les données pour déterminer ces PDFs (afin de réduire les incertitudes systématiques). Pour chaque domaine d’énergie, une sélection est opérée sur les variables $E/|R|$ et ESE afin d’obtenir d’une part un lot d’échantillon pur d’électrons et d’autre part un lot d’échantillon pur de protons. Les sélections sont volontairement très sévères afin d’avoir une pureté maximale. Ces sélections sont basées sur des coupures elliptiques dans le plan des deux variables (voir figure 4.8⁷). Une fois la distribution de \mathcal{L}_{TRD} obtenue pour les échantillons purs, celle-ci est fittée à l’aide d’une PDF : il s’agit d’une fonction de Novosibirsk (une gaussienne asymétrique avec une queue) pour les protons et d’une fonction non paramétrique (un histogramme) pour les électrons. Un exemple de tels fits est montré sur la figure 4.9.

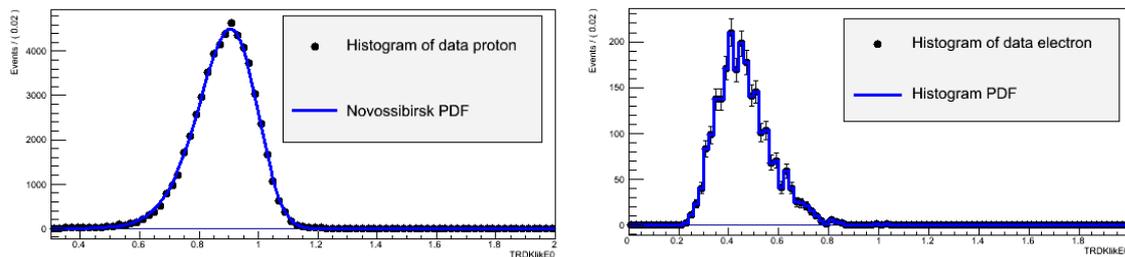


FIGURE 4.9 – Distributions de la variable \mathcal{L}_{TRD} et fits des échantillons purs de protons (à gauche) et d’électrons (à droite) dans les données d’AMS. L’énergie des particules est comprise entre 83 et 100 GeV.

7. Par rapport à la figure, l’échantillon d’électrons est enrichi en ne sélectionnant que les rigidités négatives.

4.3 Mesure de la fraction et du flux de positons

Comptage des leptons

L'étape suivante consiste à effectuer le comptage des électrons et des positons. Une sélection elliptique dans le plan $E/|R|$ et ESE est réalisée de façon à garder le plus grand nombre d'électrons/positons tout en rejetant le maximum de protons. Deux distributions de la variable \mathcal{L}_{TRD} sont ainsi obtenues, la première pour $Z < 0$ qui permet le comptage des électrons, et une seconde pour $Z > 0$ qui permet le comptage des positons. Ces deux distributions sont fittées à l'aide des PDFs déterminées dans l'étape précédente (en utilisant la PDF pour les leptons et pour les protons), et l'intégrale de ces PDFs donne le nombre d'électrons et de positons. La figure 4.10 présente le résultat de ces fits.

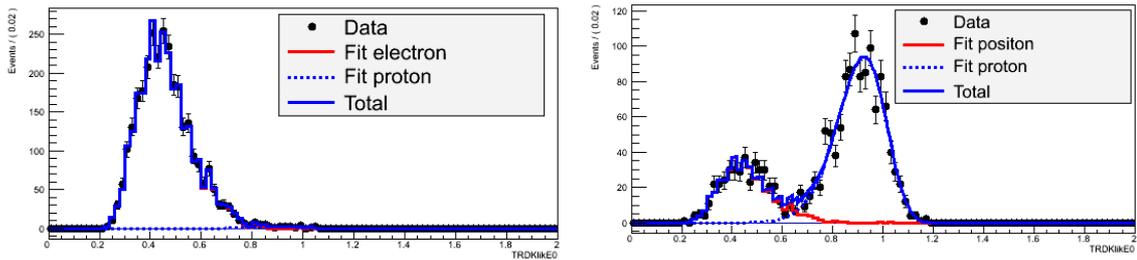


FIGURE 4.10 – Distributions de la variable \mathcal{L}_{TRD} et fits des données d'AMS pour les particules de charge négative (à gauche) et positive (à droite). Les protons sont à peine visibles dans la distribution de gauche. L'énergie des particules est comprise entre 83 et 100 GeV.

Confusion de charge

Le comptage brut obtenu de cette manière doit être corrigé de la confusion de charge. En effet, pour certaines gammes d'énergie, le signe de la charge est plus difficilement mesurable, et une fraction des événements subissent une inversion du signe de la charge de la particule. Un électron sera parfois vu comme un positon ou vice-versa. Deux raisons sont à l'origine de la confusion de charge. Tout d'abord, à haute énergie, le rayon de courbure des particules devient grand et donc il est plus difficile de distinguer le sens de la courbure. La confusion de charge est également causée par les traces secondaires créées par l'électron ou positon primaire dans le trajectographe. La confusion de charge étant bien reproduite par la simulation Monte Carlo, celle-ci est utilisée pour estimer cette confusion dans chaque gamme d'énergie. A partir d'un lot simulé d'électrons interagissant dans AMS à plusieurs énergies, il est possible de calculer le nombre d'électrons reconstruits comme des positons. Les résultats montrent que la confusion de charge est inférieure à 0,2 % en dessous de 40 GeV, et augmente ensuite pour prendre des valeurs telles que 4 % à 350 GeV. A l'aide de ces résultats, le comptage brut est corrigé de la confusion de charge.

Résultats

Au final, le résultat préliminaire pour la fraction de positons est montré sur la figure 4.11 pour des énergies allant de 0,5 GeV à 350 GeV. Ce résultat préliminaire est comparé avec la publication d'AMS [100] d'avril 2013. L'échantillon utilisé dans les deux cas correspond à 18 mois de prise de données. Nos résultats sont en bon accord avec le résultat officiel d'AMS, même si on note que l'incertitude statistique est plus élevée dans notre cas. Cette différence s'explique

en partie par une présélection qui est trop sévère et qui supprime des événements de signal. Cette présélection doit donc être perfectionnée pour augmenter sensiblement le nombre de positons dans l'échantillon final. On note également des fluctuations à haute énergie dans nos points de mesure, fluctuations qui proviennent de techniques de fits à améliorer et de l'utilisation d'une variable peu discriminante à haute énergie. Nous recensons les améliorations possibles de la méthode de mesure un peu plus bas. La figure présente également la fraction donnée par l'expérience PAMELA [95], ce qui permet de constater que les deux résultats sont en bon accord, avec une meilleure précision pour AMS et une fraction mesurée à plus haute énergie. La mesure de Fermi [96] est également montrée sur la figure. Cette mesure est entachée de plus grandes incertitudes statistiques, et présente des valeurs de la fraction plus élevées par rapport à PAMELA et AMS. La différence pourrait s'expliquer par le fait que Fermi ne dispose pas d'aimant et donc ne peut pas distinguer facilement les charges positives des charges négatives. Cette séparation est effectuée en utilisant le champ magnétique terrestre, ce qui introduit des incertitudes supplémentaires, en particulier avec des acceptances différentes pour les électrons et positons, difficilement modélisables.

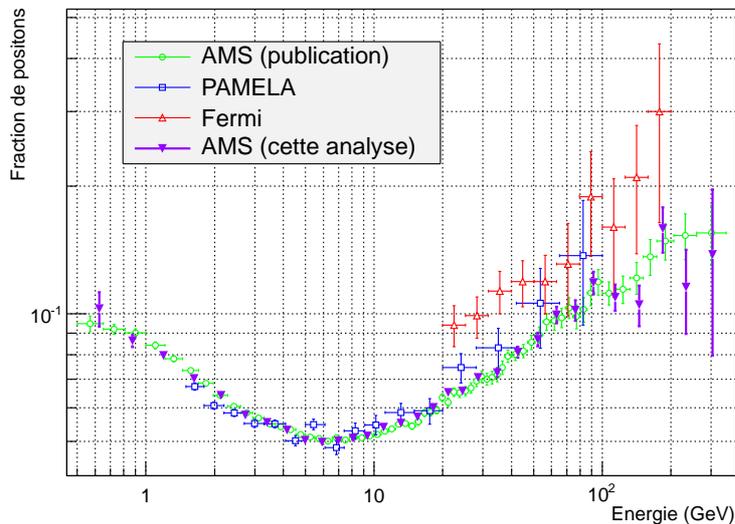


FIGURE 4.11 – Fraction de positons mesurée dans cette analyse et comparaison avec les résultats de PAMELA, Fermi, ainsi qu'avec les résultats officiels d'AMS.

Interprétation

On note que la fraction de positons décroît comme attendu pour les faibles énergies, mais que la remontée au-delà de 10 GeV est confirmée par AMS, et ce jusqu'au moins 350 GeV. Comme nous l'avons vu, ceci est contraire aux prédictions pour des positons uniquement d'origine secondaire. La figure 4.12 présente nos résultats superposés avec la courbe théorique discutée à la section 4.1.2. AMS confirme donc nettement qu'une source de positons d'origine primaire est nécessaire.

Un léger décrochage est observé aux alentours de 100 GeV, décrochage également vu dans l'analyse officielle d'AMS. Cette structure demande cependant une confirmation expérimentale

4.3 Mesure de la fraction et du flux de positons

et AMS permettra à moyen terme grâce à la statistique s'accumulant de statuer quant à la réalité de cet effet.

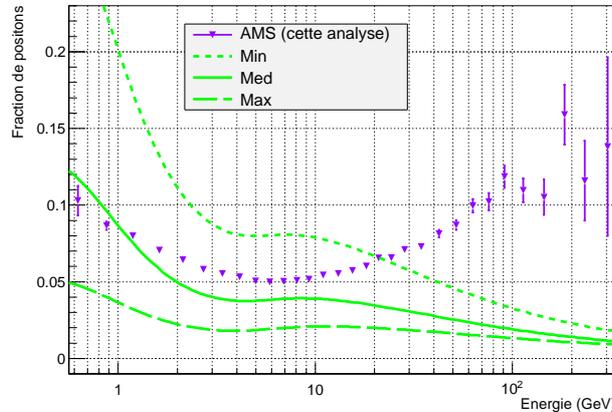


FIGURE 4.12 – Comparaison de la fraction de positons mesurée dans cette analyse et de la prédiction théorique pour les jeux de paramètres minimal, médium et maximal (courbes vertes).

Amélioration de la mesure

Cette mesure de la fraction de positons va être améliorée nettement dans le futur. Tout d'abord, au niveau de l'analyse elle-même, beaucoup d'améliorations sont à venir. Par exemple, la présélection va être perfectionnée pour garder plus d'événements de signal. En effet, la présélection demande une étude plus poussée, et des sélections se sont montrées trop sévères, comme par exemple la sélection sur le nombre de traces dans le trajectographe. Comme détaillé dans l'annexe B, exactement une trace est requise dans le trajectographe. Cette contrainte est trop restrictive puisque certains événements peuvent présenter une trace secondaire due au bremsstrahlung. Afin d'augmenter la statistique, la présélection acceptera tous les événements avec $N_{Tr} \geq 1$. De même, toujours dans l'optique d'augmenter la statistique, les sélections sur les plans touchés du trajectographe ainsi que sur le point d'entrée et de sortie de la gerbe dans le calorimètre seront supprimées. Une version plus performante de la variable ESE relative au calorimètre va être utilisée : la version employée jusqu'à présent manque de pouvoir discriminant à haute énergie, et le LAPP a déployé une version optimisée pour les hautes énergies qui devrait grandement améliorer la séparation entre leptons et protons. Plutôt que de n'utiliser qu'une seule variable pour le comptage des leptons (ici \mathcal{L}_{TRD}), nous planifions d'utiliser un comptage en deux dimensions en utilisant les variables \mathcal{L}_{TRD} et ESE après sélection sur $E/|R|$. Ces variables étant non corrélées, l'opération est possible en utilisant le produit des PDFs des distributions à une dimension. Ceci permettra de gagner en statistique pour le signal. Une étude des incertitudes systématiques n'a pas été entreprise mais fera l'objet d'un travail ultérieur.

Enfin, grâce au gain de statistique par ces méthodes plus évoluées ainsi qu'évidemment à la statistique des données d'AMS qui ne cesse d'augmenter, la mesure de la fraction de positons sera étendue à plus haute énergie. Dans l'analyse présentée, seule 10 % de la statistique attendue à terme a été utilisée. L'extension en énergie est également très importante, puisque suivant les modèles une retombée de la fraction de positons est attendue. Par exemple, si les positons sont créés par l'annihilation de particules de matière noire type WIMP, la fraction retombera

subitement à une énergie correspondant à la masse du WIMP. Une mesure de la fraction de positons à plus haute énergie est donc primordiale pour apporter plus d'information à ce sujet.

4.3.2 Flux de positons

La fraction de positons n'est qu'une étape dans mon projet de recherche puisque le but ultime est de mesurer le flux de positons. Cette mesure du flux de positons (associée à celui des électrons) apporte beaucoup plus d'information pour les modèles théoriques que la fraction seule. La mesure est plus compliquée que celle de la fraction puisque l'on ne bénéficie plus de la suppression de certains termes dans le rapport. Le flux de positons se calcule ainsi expérimentalement, pour une gamme d'énergie ΔE :

$$\Phi_{e^+}(E) = \frac{N_{e^+}}{A \times \varepsilon \times \Delta E \times T} ,$$

exprimé en $(\text{GeV.m}^2.\text{sr.s})^{-1}$, où N_{e^+} est le nombre de positons, A l'acceptance géométrique du détecteur, ε l'efficacité du système de déclenchement, de la présélection et de la sélection, et T est le temps de mesure. La quantité N_{e^+} a déjà été mesurée précédemment pour la fraction, mais les autres quantités restent à déterminer. L'acceptance géométrique sera déterminée à partir de simulations du détecteur AMS. L'acceptance géométrique est attendue comme approximativement constante au-delà de quelques GeV tandis qu'à basse énergie l'acceptance décroît légèrement du fait de la courbure plus importante de la trajectoire des particules dans le champ magnétique de l'aimant. L'efficacité ε est le produit des efficacités du système de déclenchement, de la présélection, et de la sélection. L'efficacité du système de déclenchement sera déterminée directement à partir des données. Cette efficacité devrait être proche de 1 à partir de quelques GeV. La simulation Monte Carlo sera utilisée pour déterminer l'efficacité de présélection et de sélection. Enfin le temps de mesure T correspond au temps d'exposition effectif aux rayons cosmiques, et dépend en particulier de l'état de prise de données d'AMS à chaque instant. Par exemple, aucune donnée n'est enregistrée au-dessus de la zone de l'anomalie de l'Atlantique du sud (zone d'anomalie du champ magnétique terrestre où le taux de déclenchement est trop élevé pour AMS). On estime que la fraction du temps de mesure sur le temps total est de l'ordre de 80 %.

Une mesure préliminaire de ce flux de positons a été présentée par AMS lors de la conférence ICRC 2013 [101], utilisant 22 mois de données. Ce flux est mesuré jusqu'à une énergie de 350 GeV. Le flux ne présente aucune structure particulière, mais montre l'existence d'une cassure dans la pente aux alentours de 30 GeV. Ces résultats sont le fruit du travail du groupe d'Aachen en Allemagne, et le groupe du LAPP sera en concurrence pour une mise à jour de ce résultat. Nous espérons apporter une contribution significative à cette mesure dans un futur proche, en particulier grâce à l'utilisation d'un fit à deux dimensions, avec l'emploi de la variable développée au LAPP pour le calorimètre.

Une fois le flux de positons obtenu, une autre valeur ajoutée de notre travail proviendra de la collaboration avec les théoriciens du LAPTh, qui permettra d'interpréter cette mesure. Un échange fructueux entre Pierre Salati, ses étudiants, Sami Caroff et moi-même a déjà eu lieu à propos de la mesure de la fraction de positons, et cet échange continuera naturellement pour l'interprétation du flux. Il n'existe pas à ce jour un modèle standard des rayons cosmiques, puisque par exemple l'effet de toutes les sources astrophysiques (comme les pulsars) est encore très mal connu. Beaucoup de progrès restent à faire au niveau théorique, mais les données d'AMS vont permettre de contraindre plus fortement les modèles.

4.4 Conclusions et perspectives

J'ai montré dans ce chapitre l'étude des rayons cosmiques : leur composition, leur abondance, leur origine et leur propagation. Mon projet de recherche, déjà entamé, se concentre sur les positons. Ces positons sont produits d'une part de façon secondaire, c'est-à-dire qu'ils proviennent de l'interaction du rayonnement cosmique primaire sur le milieu interstellaire. Cependant, depuis peu, il est maintenant établi qu'il existe une source de positons primaires. Cette constatation découle de la fraction de positons qui présente une remontée au-delà de 10 GeV. Cette source de positons se trouve dans notre voisinage immédiat (moins de 10 kpc) puisque les positons perdent rapidement leur énergie durant leur propagation.

J'ai montré la mesure de cette fraction grâce à l'expérience AMS, mesure qui présente une bien meilleure précision que ce qui a été effectué par les expériences précédentes. L'origine de ces positons demeure une énigme non résolue à ce jour. Une première possibilité réside dans l'annihilation des particules de matière noire comme les WIMPs, qui pourraient être par exemple des particules supersymétriques. Ce scénario est cependant difficile à concilier avec les observations de la fraction de positons. Une autre possibilité serait la création de paires électrons-positons par les pulsars. Il existe cependant trop d'incertitudes dans les modèles de pulsars pour pouvoir apporter des prédictions précises sur la fraction de positons. Il serait envisageable également que la remontée de la fraction s'explique par un mélange de ces deux scénarios.

Il est donc primordial de mesurer expérimentalement la fraction de positons à plus haute énergie, avec une précision suffisante, afin d'établir si la fraction de positons continue d'augmenter ou au contraire montre le signe d'une redescente. En effet, on s'attend à une chute subite de la fraction correspondant à la masse du WIMP dans le cadre de ce scénario, tandis qu'une redescente plus lente est prévue pour les pulsars. Je vais me concentrer sur cette mesure à plus haute énergie dans mes recherches, ce qui permettra sans doute bientôt de discriminer les deux possibilités. Mes recherches porteront également sur la mesure du flux de positons : cette mesure permet d'apporter plus d'information pour les modèles de propagation, ainsi que de mesurer l'indice spectral du flux. De nombreuses améliorations de l'analyse sont envisagées, ce qui devrait permettre d'augmenter l'efficacité de reconstruction et de sélection.

Pour conclure, la mesure de la fraction et du flux de positons va permettre d'apporter rapidement une réponse à la question importante de l'origine d'une partie des positons. Si l'annihilation de particules de matière noire était la bonne explication, cela ouvrirait de nouveaux horizons pour la recherche. Si l'émission des pulsars constituait la bonne hypothèse, alors une meilleure compréhension de ces objets astrophysiques en résulterait.

Conclusions et perspectives

Ce document m'a permis de résumer mes dix années de recherche passées au sein du CNRS. Je me suis consacré principalement à l'expérience *BABAR*. Cette expérience, même si arrêtée définitivement depuis 2008, reste encore très productive avec plus d'une cinquantaine de publications supplémentaires attendues après 2013. L'expérience a produit un très grand nombre de résultats : son but principal était de mieux comprendre l'asymétrie entre matière et antimatière. Les résultats ont ainsi couvert un grand nombre d'observables liées à la violation de *CP*, et cette violation observée dans *BABAR* est conforme à ce que l'on pouvait attendre du modèle standard. Beaucoup d'autres mesures ont également été effectuées comme je l'ai montré dans ce document.

Pour ma part, je me suis investi dans l'expérience *BABAR* aussi bien avec des contributions sur le détecteur, sur le calcul, ou sur l'analyse. Dans ce document, j'ai principalement développé mes contributions liées à l'analyse de données. Les événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ ont été au cœur de mes recherches, et j'ai montré les nombreux points forts qu'ils présentaient. Les rapports d'embranchement des 22 états finals ont été mesurés, avec de nombreux modes observés pour la première fois. Ces états finals issus des transitions $b \rightarrow c\bar{s}$ présentent des propriétés d'isospin particulières, et ces relations ont pu être vérifiées avec une bonne précision. Certains états finals $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ permettent d'avoir accès à une mesure de $\sin 2\beta$ et $\cos 2\beta$ via la violation de *CP* dépendante du temps, et j'ai montré l'étude d'un mode qui permet de déduire avec une bonne certitude que le signe de $\cos 2\beta$ est positif. Les événements $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ ont également pris beaucoup d'importance depuis 2003 avec la révolution expérimentale qui a eu lieu au sujet des états résonants. Mes recherches ont permis de préciser les propriétés de particules déjà connues comme les mésons $\psi(3770)$ et $D_{s1}^+(2536)$. J'apporte aussi une contribution à la connaissance du $D_{s1}^*(2700)$ avec une mesure de sa masse et de sa largeur, et une observation dans un canal nouveau. Enfin, mon étude sur le $X(3872)$ a eu une large répercussion dans le monde scientifique et a été citée de nombreuses fois.

Le potentiel des événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ reste encore important, et tout n'a pas été exploité dans les expériences *BABAR* et Belle. Tout d'abord, la mesure de la violation de *CP* dépendante du temps pourrait être mise à jour pour le mode $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0$ avec toute la statistique, et d'autres modes $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ pourraient être utilisés pour gagner en précision. De même, les 22 modes $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ n'ont pas encore été tous exploités pour la recherche de résonance. De nombreuses résonances charmoniums ou $c\bar{s}$ nouvellement découvertes seraient susceptibles d'apparaître dans les états finals $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$: même en cas d'absence de signal, une limite peut être mise sur le rapport d'embranchement, ce qui apporterait des informations supplémentaires sur ces résonances. Enfin, les modes contenant des états vecteurs D^* dans l'état final n'ont pas été tirés à profit pour effectuer une analyse de Dalitz. De tels modes permettraient par exemple d'étudier le $D_{s1}^*(2700)$ dans les canaux $B \rightarrow \bar{D}^* DK$ pour augmenter la statistique, ainsi que d'observer le $D_{s1}^*(2700)$ se désintégrer en $D^* K$ via les canaux du type $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^* K$. Effectuer ce genre d'analyse de Dalitz contenant des états vecteurs dans l'état final se révèle être très compliqué du fait des nouveaux degrés de liberté ajoutés. Malgré la difficulté de ce type

d'analyse, l'étude de ces canaux apporterait sans nul doute un grand nombre d'information sur des résonances connues ou inconnues.

Dans l'expérience LHCb, les événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ sont ou seront l'objet d'étude, même si seule une partie des 22 états finals seront accessibles, les autres modes étant difficilement observables du fait de leur faible efficacité de reconstruction. Aucun résultat n'a encore été présenté à ce jour, mais il demeure certain que des analyses sur ces modes seront bientôt disponibles, avec des mesures de rapport d'embranchement ou des recherche de résonances. L'expérience Belle II, qui débute sa prise de données dans quelques années, exploitera de même sans nul doute les événements $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Cette expérience bénéficiera d'une quantité de données très importante, et l'apport de ces états finals demeurera encore très fructueux dans l'avenir.

J'ai également présenté mon projet de recherche sur l'expérience AMS. Cette expérience a pour but d'étudier la propagation des rayons cosmiques, la recherche indirecte de matière noire, et la recherche d'antimatière. Même si je ne travaille pas directement sur la recherche d'antimatière, il est intéressant de noter les liens avec l'expérience *BABAR* sur ce sujet. En effet, la violation de CP (et de C) est une des trois conditions (appelés conditions de Sakharov) pour permettre la baryogénèse, avec les conditions sur la violation du nombre baryonique et sur la rupture de l'équilibre thermique. La baryogénèse a pour but d'expliquer l'asymétrie entre baryons et antibaryons dans l'univers primordial. La matière et l'antimatière se sont annihilées presque entièrement, mais cette légère asymétrie en faveur de la matière expliquerait qu'il ne reste principalement plus que de la matière dans l'univers actuel. La violation de CP observée par *BABAR* et les autres expériences est cependant trop faible pour conduire à la baryogénèse, et d'autres sources de violation de CP sont nécessaires, en particulier via la nouvelle physique. Il pourrait cependant rester des traces d'antimatière primordiale ou même des îlots d'antimatière dans l'univers, et l'expérience AMS s'attache donc à essayer de détecter ces traces d'antiparticules.

Pour ma part, je m'intéresse dans cette expérience aux positons par l'intermédiaire de leur fraction par rapport aux électrons ainsi que par l'intermédiaire de leur flux. Cette étude est primordiale puisque l'annihilation des particules de matière noire pourrait être une explication à la remontée de la fraction de positons. Les premiers résultats d'AMS ont été publiés et ont montré cette remontée jusqu'à des énergies de 350 GeV, ce que confirme l'analyse indépendante que j'ai montré dans ce document. Mon but à moi-même et à mon étudiant de thèse est de participer à la mise à jour de cette analyse en montant à plus haute énergie. Notre méthode d'analyse reposera sur un fit à deux dimensions, ce qui permettra d'augmenter la statistique des positons, en particulier à plus haute énergie. La statistique d'AMS augmentant continuellement, des points de mesure avec des énergies plus hautes que 500 GeV seront bientôt disponibles. Ces points de mesure seront primordiaux et aideront à déterminer si l'excès de positons provient de l'annihilation de la matière noire ou de l'émission des pulsars.

Remerciements

Ces dix années de recherche m’ont permis de rencontrer et de collaborer avec un grand nombre de personnes, et je ne pourrai tous les mentionner ici.

Je tiens tout d’abord à remercier Denis Bernard, Jacques Chauveau, Martin Pohl, Yannis Karyotakis, et Pascal Vincent pour avoir accepté de faire partie du jury. Je remercie particulièrement Denis, Jacques et Martin pour avoir rapporté sur ce document, et avoir largement participé à son amélioration grâce aux suggestions émises lors de leur lecture.

Travailler au LAPP est un réel plaisir et je remercie les directeurs et sous-directeurs successifs Paul Colas, Marie-Noëlle Minard, Yannis Karyotakis et Jean-Pierre Lees. Je remercie mes compagnons de couloir Maximilien Chefdeville, Jérôme Samarati, Vincent Tisserand, Stéphane T’Jampens, avec qui nous avons longtemps partagé les plaisirs de la Sodexo. Après dix années de bons et loyaux services dans le couloir du premier étage du bâtiment long, j’ai maintenant déménagé au premier étage du bâtiment rond, et je remercie donc Laurent Basara, Romain Bonnard, Sami Caroff, Marine Ducrot, Armand Fiasson, Loïc Rolland pour une nouvelle ère Sodexo-esque. Je remercie sans les nommer tout le personnel administratif, informatique et technique qui répond toujours présent pour nous aider.

Je remercie tous mes collaborateurs du LAPP dans *BABAR*, et en particulier Bernard Aubert, Dominique Boutigny, Pablo del Amo Sanchez, Yannis Karyotakis, Jean-Pierre Lees, Xavier Prudent, Vincent Tisserand, et Amina Zghiche. Je remercie également chaleureusement tous les collaborateurs français de *BABAR*, en particulier Nicolas Arnaud, Gérard Bonneaud, Denis Bernard, Jacques Chauveau, Philippe Grenier, François Le Diberder, Giovanni Marchiori, José Ocariz, Marco Zito et tant d’autres. *BABAR* est une collaboration internationale et j’ai eu donc l’occasion d’interagir avec beaucoup d’autres personnes, telles Karl Bouldin, Bill Dunwoodie, Antimo Palano, Mike Kelsey, David Mc Farlane, Bill Wisniewski, etc.

Je remercie le groupe d’AMS pour m’avoir intégré : merci à Fernando Barao, Laurent Basara, Guy Coignet, Armand Fiasson, Corinne Goy, Roman Kossakowski, Sylvie Rosier-Lees, Li Tao, et Jean-Pierre Vialle. Je remercie Sami Caroff pour le très bon stage effectué et pour une thèse qui s’annonce fructueuse. Merci à lui pour avoir produit de nombreux graphes pendant la dernière ligne droite de l’écriture. Je remercie également Pierre Salati pour l’interaction expérience-théorie.

Enfin, un grand merci à toute ma famille, et en particulier à Elisabeth pour son soutien sans faille, et à Antonin et Alexis pour leur dynamisme - également sans faille !

Bibliographie

- [1] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Nucl. Instrum. Method Phys. Res., Sec **A479**, 1 (2002).
- [2] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Nucl. Instrum. Method Phys. Res. (2013), Sec **A729**, 615 (2013).
- [3] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **79**, 072009 (2009).
- [4] Collaborations *BABAR* et Belle, « *Physics of the B factories book* », à paraître.
- [5] J. Charles *et al.* (groupe CKMfitter), Eur. Phys. J. **C41**, 1 (2005).
- [6] J-P. Lees *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. Lett. **109**, 211801 (2012).
- [7] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. Lett. **98**, 211802 (2007).
- [8] J-P. Lees *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **86**, 052012 (2012).
- [9] M. Misiak et M. Steinhauser, Nucl. Phys. **B764**, 62 (2007).
- [10] J-P. Lees *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. Lett. **109**, 101802 (2012).
- [11] M. Gronau et D. London, Phys. Lett. **B253**, 483 (1991) ; M. Gronau et D. Wyler, Phys. Lett. **B265**, 172 (1991).
- [12] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **78**, 092002 (2008) ; P. del Amo Sanchez *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **82**, 072004 (2010).
- [13] D. Atwood, I. Dunietz, et A. Soni, Phys. Rev. Lett. **78**, 3257 (1997).
- [14] P. del Amo Sanchez *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **82**, 072006 (2010).
- [15] A. Giri, Y. Grossman, A. Soffer, et J. Zupan, Phys. Rev. D **68**, 054018 (2003).
- [16] P. del Amo Sanchez *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. Lett. **105**, 121801 (2010).
- [17] J-P. Lees *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **87**, 052015 (2013).
- [18] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **82**, 031102 (2010) ; J-P. Lees *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **84**, 071102 (2011) ; P. del Amo Sanchez *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **85**, 092017 (2012) ; J-P. Lees *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **87**, 092004 (2013).
- [19] I. I. Bigi, B. Blok, M. Shifman, et A. Vainshtein, Phys. Lett. B **323**, 408 (1994) ; T. Browder, proceeding de la conférence ICHEP 1996 à Varsovie, édité par Z. Ajduk et A. K. Wroblewski, 1139, World Scientific (1997).
- [20] G. Buchalla, I. Dunietz, et H. Yamamoto, Phys. Lett. B **364**, 188 (1995).
- [21] Collaboration CLEO, CLEO CONF 97-26, EPS97 337 (1997) ; T. E. Coan *et al.* (collaboration CLEO), Phys. Rev. Lett. **80**, 1150 (1998) ;
- [22] R. Barate *et al.* (collaboration ALEPH), Eur. Phys. Jour. C **4**, 387 (1998).

- [23] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **68**, 092001 (2003) ; P. Robbe, thèse, « Étude des désintégrations doublement charmées des mésons B avec l'expérience *BABAR* à SLAC », LAPP-T-2002-01 (2003).
- [24] P. del Amo Sanchez *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **83**, 032004 (2011) (article inclus dans l'appendice C).
- [25] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **75**, 072002 (2007) ; F. Couderc, thèse, « Étude de la production de charme dans les désintégrations des mésons beaux avec l'expérience *BABAR* », SLAC-R-797 (2006).
- [26] F. Krinner *et al.*, arXiv :1305.5390.
- [27] V. Poireau et M. Zito, Phys. Lett. B **704**, 559 (2011) (article inclus dans l'appendice C).
- [28] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **74**, 091101 (2006) (article inclus dans l'appendice C).
- [29] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **77**, 011102 (2008) (article inclus dans l'appendice C).
- [30] Article en préparation.
- [31] M. Abry, stage de Master 1 au LAPP sous la direction de V. Poireau, « Mesure des rapports d'embranchement des désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ dans l'expérience *BABAR* » (2008).
- [32] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [33] G. C. Fox et S. Wolfram, Nucl. Phys. B **149**, 413 (1979).
- [34] M. Pivk et F. R. Le Diberder, Nucl. Inst. Meth. A **555**, 356 (2005).
- [35] J. Dalseno *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. D **76**, 072004 (2007).
- [36] K. Abe *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **93**, 051803 (2004).
- [37] J. Brodzicka, H. Palka *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **100**, 092001 (2008).
- [38] M. Zito, Phys. Lett. B **586**, 314 (2004).
- [39] T. E. Browder, A. Datta, P. J. O'Donnell et S. Pakvasa, Phys. Rev. D **61**, 054009 (2000).
- [40] S. Godfrey et N. Isgur, Phys. Rev. **D32** 189 (1985).
- [41] R. Kokoski et N. Isgur, Phys. Rev. D **35**, 907 (1987).
- [42] F. E. Close et P. R. Page, Phys. Lett. **B578**, 119 (2004) ; N. A. Tornqvist, Phys. Lett. **B590**, 209 (2004).
- [43] L. Maiani, F. Piccinini, A. Polosa et V. Riquer, Phys. Rev. D **71**, 014028 (2005).
- [44] N. Brambilla *et al.*, « *Heavy quarkonium physics* », CERN yellow report, CERN-2005-005 (2005), hep-ph/0412158.
- [45] S. K. Choi *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **91** 262001 (2003) ; B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. **D73** 011101 (2006) ; D. Acosta *et al.* (collaboration CDF), Phys. Rev. Lett. **93** 072001 (2004) ; V. M. Abazov *et al.* (collaboration D0), Phys. Rev. Lett. **93** 162002 (2004).
- [46] L. Antoniazzi *et al.* (collaboration E705), Phys. Rev. D **50**, 4258 (1994).
- [47] K. Abe *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **98**, 082001 (2007) ; S. K. Choi *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **94** 182002 (2005) ; S. Uehara *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **96** 082003 (2006) ; B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. Lett. **101**, 082001 (2008) ; B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. D **81**, 092003 (2010).

BIBLIOGRAPHIE

- [48] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. Lett. **95** 142001 (2005); C. Z. Yuan *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **99** 182004 (2007); Q. He *et al.* (collaboration CLEO), Phys. Rev. **D74** 091104 (2006); B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. **D73**, 011101 (2006).
- [49] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. Lett. **98** 212001 (2007); X. L. Wang *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **99**, 142002 (2007).
- [50] S. L. Zhu, Phys. Lett. **B625** 212 (2005); L. Maiani *et al.*, Phys. Rev. **D72** 031502 (2005); L. Maiani *et al.*, Phys. Lett. **B634** 399 (2006).
- [51] T. Aaltonen *et al.* (collaboration CDF), Phys. Rev. Lett. **102**, 242002 (2009).
- [52] S. K. Choi *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **100** 142001 (2008); R. Mizuk *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. **D80**, 031104 (2009).
- [53] B. Aubert *et al.* (collaboration *BABAR*), Phys. Rev. **D79**, 112001 (2009).
- [54] R. Mizuk *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. D **78**, 072004 (2008); J-P. Lees *et al.* (collaboration BaBar), Phys. Rev. D **85**, 052003 (2012).
- [55] M. Ablikim *et al.* (collaboration BESIII), Phys. Rev. Lett. **110**, 252001 (2013); Z. Q. Liu *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **110**, 252002 (2013).
- [56] A. Bondar *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **108**, 122001 (2012).
- [57] M. Ablikim *et al.* (collaboration BES), Phys. Lett. B **659**, 74 (2008).
- [58] V. V. Anashin *et al.* (collaboration KEDR), Phys. Lett. B **711**, 292 (2012).
- [59] A. Abulencia *et al.* (collaboration CDF), Phys. Rev. Lett. **98**, 132002 (2007).
- [60] R. Aaij *et al.* (collaboration LHCb), Phys. Rev. Lett. **110**, 222001 (2013).
- [61] G. Gokhroo *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **97** 162002 (2006); T. Aushev *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. D **81**, 031103 (2010).
- [62] F. Mazoyer, stage de Master 1 au LAPP sous la direction de V. Poireau, « Recherche et étude des résonances dans les désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ dans l'expérience *BABAR* » (2009).
- [63] L. Maiani *et al.*, Phys. Rev. **D71**, 014028 (2005).
- [64] N. A. Tornqvist, Phys. Lett. **B590** 209 (2004); E. Braaten et M. Kusunoki, Phys. Rev. **D71**, 074005 (2005).
- [65] E. Braaten et J. Stapleton, Phys. Rev. D **81**, 014019 (2010).
- [66] C. Hanhart *et al.*, Phys. Rev. D **76**, 034007 (2007); E. Braaten et M. Lu, Phys. Rev. **D77**, 014029 (2008); Y. S. Kalashnikova et A. V. Nefediev, Phys. Rev. D **80**, 074004 (2009); P. Artoisenet *et al.*, Phys. Rev. D **82**, 014013 (2010).
- [67] P. Artoisenet et E. Braaten, Phys. Rev. D **81**, 114018 (2010).
- [68] E. Swanson, Phys. Rep. **429**, 243 (2006).
- [69] N. A. Tornqvist, Z. Phys. **C61**, 525 (1994).
- [70] S. K. Choi *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. D **84**, 052004 (2011).
- [71] C. Hanhart *et al.*, Eur. Phys. J. **A47**, 101 (2011).
- [72] T. Aaltonen *et al.* (collaboration CDF), arXiv :1101.6058 [hep-ex].
- [73] C. P. Shen *et al.* (collaboration Belle), Phys. Rev. Lett. **104**, 112004 (2010).
- [74] R. Aaij *et al.* (collaboration LHCb), Phys. Rev. D **85**, 091103 (2012).

- [75] S. Chatrchyan *et al.* (collaboration CMS), arXiv :1309.6920 [hep-ex]; V. M. Abazov *et al.* (collaboration D0), arXiv :1309.6580 [hep-ex].
- [76] B. Aubert *et al.* (collaboration BABAR), Phys. Rev. Lett. **90**, 242001 (2003); D. Besson *et al.* (collaboration CLEO), Phys. Rev. D **68** 032002 (2003).
- [77] H-Y Cheng et W-S Hou, Phys. Lett. **B566** 193 (2003); T. Barnes, F. E. Close, et H. J. Lipkin, Phys. Rev. **D68** 054006 (2003); A. Szczepaniak, Phys. Lett. **B567** 23 (2003).
- [78] B. Aubert *et al.* (collaboration BABAR), Phys. Rev. Lett. **97** 222001 (2006); B. Aubert *et al.* (collaboration BABAR), Phys. Rev. **D80** 092003 (2009).
- [79] LHCb collaboration), arXiv :1207.6016 [hep-ex] (2012).
- [80] A.V Evdokimov *et al.* (collaboration SELEX), Phys. Rev. Lett. **93**, 242001 (2004).
- [81] H. Albrecht *et al.* (collaboration ARGUS), Phys. Lett. B **230**, 162 (1989).
- [82] P. Avery *et al.* (collaboration CLEO), Phys. Rev. D **41**, 774 (1990).
- [83] S. Kopp *et al.* (collaboration CLEO), Phys. Rev. **D63** 092001 (2001).
- [84] T. Matsuki et T. Morii, Phys. Rev. D **56**, 9 (1997); B. Chen, D-X. Wang et A. Zhang, Phys. Rev. D **80**, 071502 (2009); H-Y. Shan et A. Zhang, arXiv :0805.4764, Chin. Phys. **C34**, 16 (2010); D-M. Li, P-F. Ji et B. Ma, Eur. Phys. J. **C71**, 1582 (2011).
- [85] S. Caroff, stage de Master 2 au LAPP sous la direction de V. Poireau, « Contribution à la mesure et à l'interprétation du rapport positonique avec AMS-02 » (2013).
- [86] C. Grupen, « *Astroparticle physics* », Springer; M. S. Longair, « *High energy astrophysics* », Cambridge university press.
- [87] R. Lineros, thèse de l'université de Turin (2008).
- [88] F. Donato, N. Fornengo, D. Maurin et P. Salati, Phys. Rev. D **69**, 063501 (2004).
- [89] P. A. R. Ade *et al.* (Planck collaboration), arXiv :1303.5062 [astro-ph.CO].
- [90] K. Griest et M. Kamionkowski, Phys. Rev. Lett. **64**, 6 (1990).
- [91] P. Salati, arXiv :astro-ph/0701530 (2006); J. Lavalle *et al.*, A&A 479, 427 (2008).
- [92] P. Salati, *proceedings of the 12th ICATPP conference*, p613, publié par *World scientific* (2010).
- [93] T. Delahaye *et al.*, A&A 501, 821 (2009); T. Delahaye A&A 524, A51 (2010).
- [94] M. Aguilar *et al.* (collaboration AMS-01), Phys. Lett. B **646**, 145 (2007); M. Ackermann *et al.* (collaboration Fermi), Phys. Rev. D **82**, 092004 (2010).
- [95] O. Adriani *et al.* (collaboration PAMELA), Nature 458, 607 (2009).
- [96] M. Ackermann *et al.* (collaboration Fermi), Phys. Rev. Lett. **108**, 011103 (2012).
- [97] S. Haino, « *Precision measurement of the proton flux with AMS* », *proceeding de 33rd international cosmic ray conference*, Rio de Janeiro (2013); V. Choutko, « *Precision measurement of the cosmic ray helium flux with AMS experiment* », *proceeding de 33rd international cosmic ray conference*, Rio de Janeiro (2013).
- [98] O. Adriani *et al.* (collaboration PAMELA), Science **332**, 69 (2011).
- [99] A. Oliva, « *Precision measurement of the cosmic ray boron-to-carbon ration with AMS* », *proceeding de 33rd international cosmic ray conference*, Rio de Janeiro (2013).
- [100] M. Aguilar *et al.* (collaboration AMS-02), Phys. Rev. Lett. **110**, 141102 (2013).

- [101] S. Schael, « *Precision measurements of the electron spectrum and the positron spectrum with AMS* », *proceeding de 33rd international cosmic ray conference*, Rio de Janeiro (2013) ; B. Bertucci, « *Precision measurement of the $e^+ + e^-$ spectrum with AMS* », *proceeding de 33rd international cosmic ray conference*, Rio de Janeiro (2013) ; J. Casaus, « *Determination of the positron anisotropy with AMS* », *proceeding de 33rd international cosmic ray conference*, Rio de Janeiro (2013).
- [102] E. Fahri et R. L. Jaffe, *Phys. Rev. D* **30**, 2379 (1984).
- [103] J.D. Jackson, *Nuovo Cim.* **34**, 1644-1666, 1964. Pour la formulation de la paramétrisation pour la production et la désintégration d'un état résonant, voir l'équation (4).
- [104] J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, Wiley, New York, 1952.

Annexe A

Annexe : paramétrisation des résonances

La section efficace différentielle prend la forme $\frac{d\sigma}{dm} = |A|^2 d\Omega$ avec A l'amplitude décrivant la désintégration de la résonance et $d\Omega$ l'élément de l'espace de phase invariant de Lorentz. La section efficace de production d'un état résonant, intégrée sur tous les angles de désintégration dans le repère de la résonance au repos, peut s'écrire [103] :

$$\frac{d\sigma}{dm} \propto \frac{m\Gamma(m)}{(m_0^2 - m^2)^2 + m_0^2\Gamma^2(m)}, \quad (\text{A.1})$$

où m est la masse invariante, m_0 la masse de la résonance et $\Gamma(m)$ la largeur de la résonance, largeur dépendant de la masse. Le dénominateur est l'équivalent du propagateur de l'interaction et le numérateur contient les facteurs de l'espace des phases, inclus dans la largeur.

La largeur dépendante de la masse est donnée par :

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \left(\frac{m_0}{m}\right) \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2L+1} \frac{D_L(q_0 \times R)}{D_L(q \times R)}, \quad (\text{A.2})$$

où Γ_0 est la largeur intrinsèque de la résonance et L est le moment orbital angulaire entre les deux particules filles. Le paramètre q est la magnitude de l'impulsion d'une particule fille dans le repère de la résonance, et est défini comme :

$$q = \frac{\sqrt{(m^2 - (m_1 + m_2)^2)(m^2 - (m_1 - m_2)^2)}}{2m}, \quad (\text{A.3})$$

avec m_1 et m_2 les masses des deux particules filles. Dans l'équation A.2, q_0 représente q évalué à $m = m_0$.

Le paramètre R dans l'équation A.2 est une estimation du rayon d'une particule interagissant via l'interaction forte. Ce paramètre R est pris égal à 5 GeV^{-1} , ce qui correspond à une longueur d'interaction typique de 1 fm (ce paramètre est varié dans les analyses pour estimer les erreurs systématiques).

Les quantités $D_L(x)$ sont les facteurs de barrière de Blatt-Weisskopf [104], dont l'expression

exacte dépend du moment orbital L :

$$D_0(x) = 1; \tag{A.4}$$

$$D_1(x) = 1 + x^2; \tag{A.5}$$

$$D_2(x) = 9 + 3x^2 + x^4; \tag{A.6}$$

$$D_3(x) = 225 + 45x^2 + 6x^4 + x^6; \tag{A.7}$$

$$D_4(x) = 11025 + 1575x^2 + 135x^4 + 10x^6 + x^8. \tag{A.8}$$

Annexe B

Annexe : détail de la présélection d'événements pour la fraction de positons

Puisqu'aucun article publié n'accompagne l'analyse de la fraction de positons, les coupures de présélection sont décrites avec plus de détails dans cet annexe. La présélection permet d'effectuer un premier tri en ne gardant que les événements ressemblant au signal. Les coupures de présélection sont détaillées dans la liste qui suit.

- $T > 50 \%$, où T est le rapport du taux d'événements enregistrés par le détecteur et le taux d'événements traversant réellement le détecteur. Cette contrainte permet de ne sélectionner que des événements clairement séparés, sans chevauchement.
- La charge de la trace mesurée dans le trajectographe doit être inférieure à 1,5.
- Au moins 8 couches du TRD doivent avoir été touchées (sur les 20 couches totales du TRD).
- $N_{\text{Tr}} = 1$: le nombre de traces dans le trajectographe doit être égal à 1.
- $\chi_x^2 < 10$, $\chi_y^2 < 20$: le fit de la trace dans le trajectographe doit être de qualité suffisante. Sur l'axe y , la contrainte est plus lâche puisque le champ magnétique est orienté suivant cet axe.
- La trace doit avoir touché soit le premier plan, le deuxième plan ou le neuvième plan du trajectographe.
- Un rapport de vraisemblance est construit pour distinguer les protons des héliums grâce au trajectographe, et une coupure est effectuée sur cette quantité pour supprimer les héliums.
- $N_{\text{Gerbe}} \geq 1$: la présence d'au moins une gerbe dans le calorimètre est nécessaire.
- L'extrapolation de la trace du trajectographe doit être à moins de 15 cm du point d'entrée de la gerbe dans le calorimètre.
- Le point d'entrée et de sortie de la gerbe principale dans le calorimètre ne doit pas trop proche des bords (distance supérieure à 1,6 cm), afin que la totalité de la gerbe soit contenue dans ce sous-détecteur.

En plus de cette présélection, une sélection est effectuée sur le rapport de la rigidité R et de la rigidité de la coupure géomagnétique R_{geo} : $R/R_{\text{geo}} > 1,2$. Cette sélection est utilisée pour éliminer les particules qui sont créées de façon secondaire par interaction dans l'atmosphère. L'effet du champ magnétique terrestre a pour conséquence que les particules de rigidité inférieure à R_{geo} ne peuvent provenir du cosmos. La valeur de R_{geo} est calculée pour chaque latitude géomagnétique, variant de 14,5 GV pour l'équateur à 0,9 GV pour une latitude de 60°.

Annexe C

Annexe : publications

Je liste ici mes publications principales, dans l'ordre chronologique :

- B. Aubert *et al.* (collaboration BABAR), « *Measurement of the branching fraction and time-dependent CP asymmetry in the decay $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*+} K^0$* », Phys. Rev. D **74**, 091101 (2006) ;
- B. Aubert *et al.* (collaboration BABAR), « *Study of resonances in exclusive B decays to $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$* », Phys. Rev. D **77**, 011102 (2008) ;
- P. del Amo Sanchez *et al.* (collaboration BABAR), « *Measurement of the $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ branching fractions* », Phys. Rev. D **83**, 032004 (2011) ;
- V. Poireau et M. Zito, « *A precise isospin analysis of $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ decays* », Phys. Lett. B **704**, 559 (2011).

Résumé

Je présente dix années d'activité passées sur l'expérience *BABAR* ainsi que mon projet de recherche sur l'expérience AMS. Je décris les installations expérimentales relatives à *BABAR* et les principaux résultats apportés par l'expérience. Ensuite je détaille mes sujets de recherche qui sont liés à l'étude des états finals $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$. Ces états finals sont au nombre de 22 et présentent des propriétés très intéressantes à mesurer. Tout d'abord, ils constituent une fraction non négligeable des désintégrations des mésons B et une mesure des rapports d'embranchement est ainsi présentée. Cette mesure permet une étude des relations d'isospin entre tous les états finals. Ces désintégrations permettent également de retirer des informations utiles sur les angles du triangle d'unitarité, qui sont liés à la violation de CP . Les événements $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ contiennent de nombreuses résonances, dont certaines sont encore mal connues et demeurent mystérieuses. Je décris l'étude qui est faite sur des résonances telles que le $X(3872)$ ou le $D_{s1}^*(2700)$, en utilisant des distributions de masses invariantes ou des diagrammes de Dalitz. Enfin, mon projet de recherche sur AMS est présenté, et j'explique l'intérêt d'une mesure de la fraction de positons, et à terme, du flux de positons. Des déviations de ces mesures par rapport aux prédictions pourraient être le signe de pulsars proches, mais également pourraient constituer une observation indirecte de l'annihilation de matière noire.

Abstract

In this document, ten years of activities in the *BABAR* experiment, as well as my research project in the AMS experiment, are presented. We describe the experimental setup related to *BABAR* and the main results obtained by this experiment. My research in *BABAR* is focused on the study of the $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ final states. There are 22 final states which present very interesting properties. First of all, they constitute a non negligible fraction of the B meson decays and a measurement of the branching fractions is presented. This measurement allows to study the isospin relationships between all the final states. These decays give also insights on the angles of the unitary triangle related to the CP violation. The $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ events contain many resonances, and some of them are still poorly known and remain mysterious. We describe a study performed on resonances such as the $X(3872)$ or $D_{s1}^*(2700)$, using either invariant mass distributions or Dalitz plot analysis. Finally, my research project on AMS is presented, and we explain the interest of measuring the positron fraction as well as the positron spectrum. Discrepancies with respect to the predictions could be the sign of nearby pulsars, or could constitute also the indirect observation of dark matter annihilation.