



HAL
open science

Etude de la production de charme dans les désintégrations des mésons beaux avec l'expérience **BABAR**

Fabrice Couderc

► **To cite this version:**

Fabrice Couderc. Etude de la production de charme dans les désintégrations des mésons beaux avec l'expérience BABAR. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2005. Français. NNT: . tel-00009690

HAL Id: tel-00009690

<https://theses.hal.science/tel-00009690>

Submitted on 6 Jul 2005

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

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

UNIVERSITÉ DE SAVOIE

THÈSE de DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE
L'UNIVERSITÉ DE SAVOIE

Spécialité : *Physique des Particules*

par

Fabrice COUDERC

**Étude de la production de charme dans
les désintégrations des mésons beaux
avec l'expérience *BABAR***

Soutenue le 6 avril 2005 devant le jury :

M.	R. BARATE	Directeur de Thèse
M.	J. CHAUVEAU	Rapporteur
M.	J. COLAS	Président
M.	R. FACCINI	
MM.	L. ICONOMIDOU-FAYARD	Rapporteur
M.	P. ROUDEAU	

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Jacques Colas et Marie-Noëlle Minard pour m'avoir accueilli au sein du LAPP. Merci également à Jacques d'avoir été président de mon jury de thèse. Je remercie aussi tous les membres de ce jury Lydia Fayard, les deux Jacques (Colas et Chauveau), Riccardo Faccini et Patrick Roudeau. Ce manuscrit a grandement bénéficié de toutes vos remarques, j'ai une pensée toute particulière pour Jacques Chauveau et Lydia Fayard qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail sur lequel ils se sont penchés avec un oeil des plus experts.

Je tiens évidemment à remercier Robert, mon directeur de thèse. Sa connaissance de la physique des particules est un puits sans fond à la source duquel j'ai tenté d'apprendre les rudiments de cette science.

Les membres de la "*BABAR* team" au LAPP ont grandement contribué non seulement à mon travail de thèse mais à mon intégration au sein de l'expérience. Je tiens à saluer en particulier Jean-Pierre, le "chef" du groupe. Tes conseils et remarques sont toujours justes et avisés. Merci aussi au "sous-chef" (tu te cherchais un surnom ?), Vincent, dont le verbiage anime (un peu trop ?) le couloir et qui a été le premier à me faire découvrir le "golden-gate", enfin ce qu'on pouvait en voir ce jour-là. Merci à Amina, dont la bonne humeur égaye également le quotidien des barbarians annéciens. Merci aussi à Dominique sans qui le monde d'objectivité (beurk) et du calcul au CC-Lyon serait sans doute resté pour moi "le côté obscur de la force". Merci donc à vous tous, Amina, Jean-Pierre, les deux Vincent, Yannis, Bernard, Robert, sans oublié Dominique et Adlène pour m'avoir balisé le chemin jusqu'à la fin. Je pense en particulier aux moments passés à SLAC où l'ambiance est différente, plus studieuse mais aussi plus chaleureuse.

Je tiens également à remercier ici ceux qui ont été un temps "mes tortionnaires", Daniele Del Re, Christos Touramanis et Witold Kozanecki, qui ont eu la tâche difficile d'être "Review Committee" de cette analyse (difficile car je suis parfois un peu têtu). Un merci tout particulier à Witold qui a décortiqué avec intérêt mon travail dans les moindres détails, sans jamais rien "laisser passer". Ce type d'exercice est un mal nécessaire qui m'a beaucoup appris.

Lors de mon séjour à SLAC, j'ai également eu le plaisir de travailler avec Mike Kelsey et Tulay Donszelmann qui m'ont appris quelques uns des secrets de la chambre à fils et de la mesure du dE/dx . Je les remercie pour leur disponibilité et pour toutes les réponses qu'ils ont pu apporter à mes nombreuses questions.

Ces trois années ont été jalonnées de diverses rencontres amicales et studieuses en particulier lors de mes séjours à SLAC. Je remercie tous ceux avec qui j'ai passé de bons moments. Merci aux anglais, Nick, Wahid et Jamie qui m'ont initié aux joies mais surtout aux peines du supporter de foot dans leur château, accroché à la montagne. J'ai une pensée plus profonde pour les petits français Guillaume, imprévisible et toujours de bonne humeur, Marie, rarement muette et Julie l'"emmerdeuse", ma co-bureau qui m'a supporté (et que j'ai supportée) pendant trois mois quasiment 24/7. Merci également à tous les autres, les "kids", Sergio, Carlos, Enrico, Gabriele, David et Sylvie (et leurs gougounes), Gaël et tous ceux que j'oublie, pour tous les moments de détente à SLAC.

Bien sûr, c'est de l'autre côté de l'Atlantique que j'ai passé le plus clair de mon temps, dans un petit laboratoire de Haute-Savoie nommé LAPP. Ici aussi, la bonne ambiance est de rigueur grâce à tout son personnel que je remercie. C'est plus particulièrement avec/grâce à un petit groupe d'irréductibles thésards que j'ai pu affronté les affres de la thèse mais aussi passé des moments très agréables à midi ou plus tard dans la nuit. Merci donc à vous tous, Hervé, Alvisé, Sergio, John, Fabrice, Pierre mais aussi mes deux comparses du 23a av. de Chambéry, Thomas et Dabisse. J'imagine mal comment j'aurai survécu à mon handicap (je parle de mon tendon, cela va sans dire, enfin j'espère) sans vous deux... et la voiture rouge de Thomas.

Enfin, j'ai une pensée affectueuse pour tous ceux qui, en dehors du petit monde de la physique des particules, ont animé les "à côtés" si importants. Merci d'avoir partager mes petits instants de temps libre en montagne, en plongée, au ski, pour une simple partie de cartes ou juste une "petite" bière de retour en Auvergne. Merci à mes parents et à mon frère qui ne m'ont pas vu souvent, je vais essayer de me rattraper. Barbara, merci pour presque tout et pour le reste aussi, merci d'avoir été là.

Table des matières

1	Les désintégrations des mésons beaux	5
1.1	Les mésons beaux	7
1.1.1	Les quarks b , des constituants fondamentaux de la matière	7
1.1.2	L'interaction électrofaible	8
1.1.3	La matrice CKM	10
1.1.4	Les symétries discrètes	11
1.2	Les désintégrations charmées des mésons B	12
1.2.1	Les désintégrations des quarks b	12
1.2.2	La production de charme dans les mésons B	14
1.2.3	Le taux de charme dans les désintégrations des mésons B	21
1.2.4	État de l'art	22
1.2.5	Vers de nouveaux résultats	26
1.3	Production cohérente de mésons $B\bar{B}$	28
1.3.1	Produire des mésons B et \bar{B} à partir de la résonance $\Upsilon(4S)$	28
1.3.2	Des événements mélangés	30
2	L'environnement expérimental	37
2.1	$BABAR$, un détecteur dédié à la mesure de la violation de \mathcal{CP}	39
2.1.1	Éléments théoriques sur la violation de \mathcal{CP}	39
2.1.2	La mesure de $\sin 2\beta$ dans $BABAR$	41
2.2	PEP-II, une usine à B	43
2.2.1	Caractéristiques	43
2.2.2	Système de coordonnées.	44
2.3	Le détecteur $BABAR$	45
2.3.1	Paramètres des trajectoires des particules chargées.	46
2.3.2	Le détecteur de vertex en silicium (SVT)	48
2.3.3	La chambre à fils (DCH).	50
2.3.4	Le détecteur à effet Cherenkov (DIRC)	53
2.3.5	Le calorimètre électromagnétique (EMC)	54
2.3.6	Le retour de flux instrumenté (IFR)	56
2.4	Un nouvel échantillon de calibration du dE/dx de la chambre à fils	58
2.4.1	Les événements Bhabhas radiatifs.	58
2.4.2	L'échantillon de présélection.	58

2.4.3	Coupures additionnelles.	60
2.4.4	Pics à basses impulsions.	64
2.4.5	Contenu de la sélection OPR_4	68
2.4.6	Homogénéisation de l'échantillon.	69
3	Une nouvelle méthode d'analyse	75
3.1	Description de la méthode.	77
3.2	Définitions et notations.	78
3.2.1	La <i>partie</i> ■tag■ de l'événement.	78
3.2.2	La <i>partie</i> ■recol■ de l'événement.	79
3.2.3	Hadrons charmés dans la <i>partie</i> ■recol■	80
3.3	Extraction des différents taux de branchements.	80
3.3.1	Des quantités mesurées aux nombres de particules charmées.	82
3.3.2	Calcul des taux de branchement : $\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}X)$ et $\mathcal{B}(B \rightarrow CX)$	83
3.4	Mesure du nombre de B reconstruits $N_{B_{reco}}^{\text{tag-},0}$	86
3.4.1	Les variables ΔE et m_{ES}	86
3.4.2	Ajustement de la variable m_{ES}	88
3.4.3	Valeur et Erreur sur $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$	89
3.5	Mesure des nombres de particules charmées dans la <i>partie</i> ■recol■	90
3.5.1	Construction de la densité de probabilité.	91
3.5.2	Les contributions satellites.	93
3.5.3	Analyse par maximum de vraisemblance.	94
3.6	Les données utilisées, réelles et simulées.	96
3.6.1	Les données <i>BABAR</i>	96
3.6.2	La simulation Monte Carlo.	97
4	Reconstruction des particules	101
4.1	Reconstruction et identification des traces chargées	103
4.1.1	Les différents types de traces	103
4.1.2	Identification des particules chargées	104
4.2	Ajustements particuliers des particules composites	106
4.3	Reconstruction exclusive de la <i>partie</i> ■tag■	108
4.3.1	Reconstruction des particules intermédiaires	108
4.3.2	Les mésons B_{reco}	111
4.3.3	Mesure de g_- et g_0	118
4.3.4	Nombres de B_{reco} dans les données et dans la simulation	120
4.4	Reconstruction inclusive de la <i>partie</i> ■recol■	121
4.4.1	Reconstruction des particules charmées C et \bar{C} de la <i>partie</i> ■recol■	121
4.4.2	Calcul des efficacités de reconstruction des particules charmées	128

5	Production inclusive de charme dans les désintégrations des mésons B	133
5.1	Avantages de l'ajustement bidimensionnel	135
5.1.1	Stabilité des taux de branchement mesurés	135
5.1.2	Erreur attribuée au comptage du nombre de B_{reco}	138
5.2	Les différentes sources d'erreurs systématiques	138
5.2.1	Erreurs systématiques de la <i>partie tag</i>	139
5.2.2	Erreurs systématiques de la <i>partie recul</i>	140
5.2.3	Systématiques irréductibles dues aux taux de branchement intermédiaires	141
5.3	Le charme des mésons beaux	143
5.3.1	Résultats obtenus avec la simulation	143
5.3.2	Taux de branchement mesurés dans les données <i>BABAR</i>	148
5.3.3	Nombres moyens de quarks charmés émis dans les désintégrations des mésons B	159
5.3.4	Discussion théorique	159
5.3.5	Comparaisons expérimentales	161
5.4	Impulsion des particules charmées dans le référentiel du B de recul	163
5.4.1	Obtention des distributions en impulsion	163
5.4.2	Distributions en impulsion dans les données	172
5.5	Résultats <i>bonus</i>	180
	Conclusion	181
	A Définition des coupures d'hélicité	185
A.1	Démonstration générale	185
A.2	Réaction $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$	187
A.3	Un cas simple de désintégrations en deux corps	187
	B Association Monte Carlo	189
	C Erreurs systématiques dans l'identification des K_S^0 et des protons	193
	D Stabilité des taux de branchement mesurés en fonction de l'échantillon	197
	E Combinaison de plusieurs taux de branchement	199
E.1	Calcul de la matrice de covariance V	200
E.2	Espérance de la variable aléatoire $1/X^n$	202
	F Limite supérieure sur le taux de branchement $\mathcal{B}(B \rightarrow A_c^+ \bar{A}_c^- K)$	203
	G Détails des erreurs systématiques dans les mesures de : $\mathcal{B}(B \rightarrow C/\bar{C}X)$	205

H	Calcul des erreurs dans le cas des échantillons à faible statistique	211
H.1	Erreurs statistiques dans le cas des petites statistiques	211
H.2	Combinaison des différents modes par maximum de vraisemblance	213
H.3	Conclusions	215
I	Études plus approfondies : $B^+ \rightarrow \bar{A}_c^- p X$ et $B^+ \rightarrow D_s^- K^+ X$	217
I.1	Désintégrations $B^+ \rightarrow \bar{A}_c^- p X$	217
I.2	Désintégrations $B^+ \rightarrow D_s^- K^+ X$	217
I.3	Désintégrations $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+ X$	219
J	Temps de vie des mésons B	221
J.1	Temps de vie des mésons B	221
J.1.1	Désintégrations I	222
J.1.2	Désintégrations NI	223
J.1.3	Conclusion sur le temps de vie des mésons B	223

Introduction

Un des principaux objectifs de l'expérience *BABAR* est l'étude de la violation de la symétrie \mathcal{CP} dans le secteur des mésons B . Ce phénomène est prédit dans le modèle standard grâce à la présence d'une phase complexe dans la matrice CKM , matrice qui décrit les couplages entre les quarks des différentes générations. L'unitarité de cette matrice se traduit graphiquement par des triangles. La mesure de leurs côtés permet de déduire les valeurs des angles au sommet ; ces prédictions peuvent être comparées à des mesures directes de ces angles.

La mesure précise par les expériences *BABAR* et *BELLE* de $\sin 2\beta$ (β est un de ces angles) s'est avérée en excellent accord avec les contraintes préexistantes sur la matrice CKM . Néanmoins, la possibilité d'une autre source de violation de \mathcal{CP} par une nouvelle physique au-delà du modèle standard continue d'être étudiée par ces expériences, en particulier par l'étude de désintégrations rares.

La statistique nécessaire pour étudier ces phénomènes a nécessité la construction d'usines à B , de grande luminosité, et de détecteurs très particuliers. La quantité de mésons B disponibles, aujourd'hui 226 millions de paires $B\bar{B}$ ont été enregistrées par le détecteur *BABAR*, fait de ces usines à B des instruments particulièrement propices à l'étude des désintégrations hadroniques des mésons B . Le thème de ce travail couvre l'ensemble des désintégrations inclusives des mésons B vers des hadrons au charme ouvert. La méthode d'analyse décrite ici est singulière et n'est possible qu'en utilisant une statistique importante. Les expériences fonctionnant à une énergie dans le centre de masse égale à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$ ($10.58 \text{ GeV}/c^2$), comme *BABAR* et *BELLE*, produisent des paires de mésons $B^0\bar{B}^0$ ou B^+B^- . Dans cette analyse, un des mésons B est complètement reconstruit dans un état hadronique, ce qui permet de connaître et son type (B ou \bar{B} , B^+ ou B^0) et son quadri-vecteur. Les traces chargées constituant cet état seront nommées *partie tag* de l'événement par contraste avec l'ensemble des traces restantes auquel il sera fait référence sous l'appellation *partie recul*. Dans cette dernière, un hadron charmé est recherché dans un état final qui n'est pas un état propre de la symétrie \mathcal{CP} , ce qui permet de distinguer les particules, notées C , des anti-particules, notées \bar{C} . Il est alors possible de relier le type du hadron charmé reconstruit (C ou \bar{C}) au type du méson B dont il est issu, ce qui distingue deux types de production de quarks charmés dans les désintégrations des quarks b : $\bar{b} \rightarrow \bar{c}X$ ($B \rightarrow \bar{C}X$ d'un point de vue hadronique) et/ou $\bar{b} \rightarrow cX$ ($B \rightarrow CX$ d'un point de vue hadronique). Les premières donnent des particules de charme corrélé (au

quark b) alors que les secondes émettent des quarks charmés anti-corrélés (au quark b). Le processus dominant des désintégrations des quarks b est : $\bar{b} \rightarrow \bar{c}W^*$ produisant un quark charmé corrélé. Le W virtuel peut se désintégrer en une paire de quarks $u\bar{d}$ ou $c\bar{s}$, cette dernière production étant juste supprimée par un facteur d'espace de phase par rapport à la paire $u\bar{d}$. Les hadrons charmés issus du W virtuel peuvent facilement se distinguer de ceux issus des transitions $\bar{b} \rightarrow \bar{c}X$ car ils contiennent un charme anti-corrélé.

Dans ce travail seront étudiées les désintégrations inclusives vers des hadrons charmés corrélés : $B \rightarrow \bar{D}^0X$, D^-X , D_s^-X , \bar{A}_c^-X et anti-corrélés $B \rightarrow D^0X$, D^+X , D_s^+X , A_c^+X . Ces désintégrations suffisent à étudier l'ensemble de la production des quarks charmés. En effet, la plupart des autres particules charmées se désintègrent vers un de ces états. Les particules charmées manquantes sont les baryons Ξ_c et Ω_c . Les taux d'embranchement absolus des baryons Ξ_c étant inconnus, il est pour l'instant impossible de mesurer directement les rapports d'embranchement $B \rightarrow \bar{\Xi}_cX$ (production de $\bar{\Xi}_c$ corrélés). On verra néanmoins qu'il est possible d'avoir une estimation de cette production à partir des résultats obtenus pour la production de A_c^+ anti-corrélés. La production de Ξ_c anti-corrélés est issue des désintégrations du type $B \rightarrow \bar{\Omega}_c\Xi_c$ (elle s'accompagne donc de la production de $\bar{\Omega}_c$ corrélés) qui a un espace de phase très réduite et nécessite la production d'une paire $s\bar{s}$ à partir du vide. Cette désintégration sera négligée.

La plupart des mésons D chargés ou neutres sont issus de la production corrélée $B \rightarrow \bar{D}X$. Néanmoins un nombre significatif de désintégrations $B \rightarrow DX$ est attendu par les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ dans des désintégrations du type $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}\bar{K}^{(*)}(n\pi)$. Au contraire, les mésons D_s sont essentiellement produits par l'hadronisation directe de la paire $c\bar{s}$ issue du W^* virtuel et sont donc, en majorité anti-corrélés. Il n'existe d'ailleurs aujourd'hui aucune évidence de la production de D_s corrélés et cela nécessiterait la création d'une paire $s\bar{s}$. Enfin la production de baryons charmés A_c est mal connue et limitée par les erreurs statistiques.

D'un point de vue expérimental, la production de mésons D et D_s anti-corrélés est aussi un bruit de fond pour différents types d'analyses. Dans le cas des analyses de violation de \mathcal{CP} , elles donnent des kaons de signes opposés à ceux attendus dans la chaîne de désintégration classique $b \rightarrow c \rightarrow s$. Ces désintégrations peuvent également simuler des désintégrations semi-leptoniques des mésons B puisque les leptons de ce type de désintégrations et les leptons des désintégrations semi-leptoniques des mésons charmés anti-corrélés ont le même signe. Il est donc nécessaire de bien connaître individuellement les taux d'embranchement des différents mésons B dans chaque particule charmée.

Ce manuscrit est organisé de la façon suivante. Après une brève description de la théorie électrofaible, le premier chapitre aborde la phénoménologie des désintégrations des mésons B ainsi que celle de l'effet de mélange dans les mésons B neutres qui complique cette analyse.

Le deuxième chapitre est consacré à l'expérience *BABAR*, l'accélérateur et le détecteur seront décrits succinctement avant le développement de ma contribution personnelle à la calibration de la perte d'énergie (dE/dx) dans la chambre à fils de *BABAR*. La mesure des

dE/dx de la chambre à fils et du détecteur de vertex donne une information importante utilisée pour identifier les particules. En vue d'améliorer l'étude de cette quantité, une sélection pure et homogène d'événements Bhabhas radiatifs : $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ a été réalisée.

La méthode d'analyse développée pour l'étude de la production des particules charmées dans les désintégrations des mésons B est différente des analyses plus conventionnelles de *BABAR* où les propriétés des mésons B reconstruits sont étudiées. Ici, ce sont les désintégrations du B non reconstruit qui sont la source d'intérêt. Afin de se familiariser avec ce type de méthode, exclusive pour une partie de l'événement (nommée *partie tag*) et inclusive pour l'autre (nommée *partie recul*), le chapitre trois sera uniquement consacré à sa description. Il posera ainsi les jalons nécessaires à la compréhension des chapitres suivants.

Le chapitre quatre s'ouvre sur la description d'outils communs à la reconstruction des deux parties de l'événement. Il décrit par la suite la reconstruction exclusive de la *partie tag*, partie de l'événement où un méson B est complètement reconstruit, puis la reconstruction inclusive de la *partie recul*, ensemble des traces restantes dans l'événement parmi lesquelles on recherche une particule charmée.

Enfin, l'ensemble des résultats est exposé dans le dernier chapitre. La méthode développée ici utilise un ajustement bidimensionnel afin d'extraire le nombre de particules charmées produites dans les désintégrations des mésons B de la *partie recul*. Dans un premier temps, les avantages de cette méthode sont décrits car ils permettent de réduire significativement les erreurs systématiques qui seront ensuite explicitées dans leur ensemble. La validation de la méthode avec les données simulées puis les résultats avec les données réelles font suite. Ces derniers sont confrontés tout d'abord à la théorie puis aux résultats obtenus par d'autres expériences. Le chapitre se termine par la présentation des distributions en impulsion des particules charmées, corrélées et anti-corrélées séparément, dans le référentiel du B de la *partie recul*, distributions que seul ce type de méthode permet d'obtenir. Ces distributions sont particulièrement importantes dans l'étude des mécanismes de désintégration des mésons B .

Chapitre 1

Les désintégrations des mésons beaux

Sommaire

1.1	Les mésons beaux	7
1.1.1	Les quarks b , des constituants fondamentaux de la matière	7
1.1.2	L'interaction électrofaible	8
1.1.3	La matrice CKM	10
1.1.4	Les symétries discrètes	11
1.2	Les désintégrations charmées des mésons B	12
1.2.1	Les désintégrations des quarks b	12
1.2.2	La production de charme dans les mésons B	14
1.2.3	Le taux de charme dans les désintégrations des mésons B	21
1.2.4	État de l'art	22
1.2.5	Vers de nouveaux résultats	26
1.3	Production cohérente de mésons $B\bar{B}$	28
1.3.1	Produire des mésons B et \bar{B} à partir de la résonance $\Upsilon(4S)$	28
1.3.2	Des événements mélangés	30

Ce chapitre présente les bases théoriques nécessaires à l'étude présentée dans ce manuscrit. Quelques aspects du modèle standard sont tout d'abord exposés puis une description détaillée des désintégrations charmées des mésons B mettra en lumière l'apport potentiel de ce travail. Enfin, la production cohérente de paires de mésons $B\bar{B}$ sera explicitée afin de comprendre la technique de mesure employée par la suite.

1.1 Les mésons beaux

L'outil de base nécessaire à la description des particules élémentaires et de leurs interactions se nomme théorie quantique des champs. Elle permet un traitement relativiste de la mécanique quantique. Cette théorie, à partir d'une quantité nommée lagrangien, permet de prédire quantitativement et qualitativement les réactions entre différentes particules.

Le modèle standard, introduit en 1967 par Glashow, Salam et Weinberg [1, 2, 3], définit un lagrangien permettant de comprendre les particules qui constituent la matière. Ce modèle, bien que possédant de nombreux paramètres libres, est très prédictif et peut-être testé expérimentalement dans de nombreux secteurs. L'expérience $BABAR$ a pour vocation l'étude des mésons B pour tester avec une grande précision les prédictions du modèle standard afin de vérifier sa validité.

1.1.1 Les quarks b , des constituants fondamentaux de la matière

Dans le cadre du modèle standard la matière est composée de particules élémentaires : les quarks et les leptons. À chaque particule de matière correspond une particule d'anti-matière dont les nombres quantiques (charge électrique, nombre quantique baryonique et leptonique, nombre quantique de saveur) sont opposés. Il existe trois types d'interactions¹ entre les différents quarks, anti-quarks, leptons, anti-leptons : l'interaction nucléaire forte (responsable de la cohésion du noyau dans un atome), l'interaction électromagnétique (responsable de la cohésion des atomes) et l'interaction nucléaire faible. On distingue trois générations de quarks et leptons :

$$\begin{pmatrix} p_i \\ n'_i \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

L'interaction faible est la seule qui permet de passer d'un quark haut (up u , charmé c , top t) à un quark bas (down d , étrange s , beau b). De façon générale, les quarks haut et bas d'une même génération i seront notés respectivement p_i et n'_i . Les quarks (notés q)

¹la gravité n'influant pas sur les mécanismes étudiés ici, elle n'est pas prise en compte

et anti-quarks (notés \bar{q}) ne peuvent ■exister■ seuls. Ils doivent s'associer pour former des hadrons qui sont liés par l'interaction forte. Il existe deux types de hadrons : les mésons, états liés $q_1\bar{q}_2$ et les baryons formés d'un triplet de quarks $q_1q_2q_3$. La Table 1.1 répertorie l'ensemble des particules utilisées dans ce travail et donne leur contenu en quarks.

quark lourd	b	c	s	u, d
mésons	$B^0 \equiv \bar{b}d$	$D^0 \equiv c\bar{u}$	$K^0, K^{*0} \equiv \bar{s}d$	$\pi^0, \rho^0 \equiv (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$
	$B^+ \equiv \bar{b}u$	$D^+ \equiv c\bar{d}$	$K^+ \equiv \bar{s}u$	$\pi^+, \rho^+, a_1^+ \equiv u\bar{d}$
	$\Upsilon(4S) \equiv \bar{b}b$	$D_s^+ \equiv c\bar{s}$	$\phi \equiv (s\bar{s})$	
baryons		$J/\psi \equiv c\bar{c}$		
		$\Lambda_c^+ \equiv cdu$		$p = uud$
		$\Xi_c^+ \equiv csu$		

TAB. 1.1: Composition en quarks des différentes particules de matière utilisées dans ce travail.

Les mésons beaux, notés B , sont des états liés ($\bar{b}q$). Le quark b ayant une masse très élevée, les mésons B peuvent se désintégrer dans de nombreux hadrons de masses inférieures.

1.1.2 L'interaction électrofaible

Une des grandes réussites du modèle standard est l'unification de l'interaction électromagnétique avec l'interaction faible en une seule interaction appelée électrofaible. Le secteur électrofaible du modèle standard vérifie l'invariance de jauge associée à la symétrie $SU(2) \times U(1)$. Cette symétrie permet de prévoir l'existence de quatre bosons médiateurs de l'interaction faible (W^+, W^-, Z^0) et électromagnétique (γ). Le lagrangien associé aux courants chargés s'écrit :

$$\mathcal{L}_{CC} = - \sum_i \frac{g}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^+ \bar{p}_i \gamma^\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} n'_i + W_\mu^- \bar{n}'_i \gamma^\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} p_i \right) \quad (1.2)$$

Ce lagrangien, Équation 1.2, montre que **les courants chargés permettent de passer des ■quarks■ hauts■ p_i aux ■quarks bas■ n'_i** , et vice-versa, par l'échange de W . Ce sont les seuls à avoir cette propriété, toutes les autres interactions ne changent pas le type du quark, leurs couplages sont de la forme $\sum_i \bar{n}'_i \Gamma^\mu n'_i$ ou $\sum_i \bar{p}_i \Gamma^\mu p_i$ (Γ^μ désigne un opérateur dépendant de l'interaction). En revanche, les passages d'un type de quark vers un autre se font toujours **au sein de la même génération i** .

1.1.2.1 Donner une masse aux particules

Il n'est pas possible de rajouter directement au lagrangien du modèle standard un terme décrivant la masse des particules sans briser la symétrie de jauge. Afin de donner une masse aux particules, un champ scalaire (champs de Higgs) a été introduit dans le lagrangien.

Les champs de matière peuvent se coupler à ce champ par des couplages de Yukawa [4]. Ces couplages mélangent les différentes générations de quarks.

Il est alors possible de briser la symétrie de jauge ce qui permet :

- de donner naturellement une masse aux bosons W^+ , W^- et Z^0 .
- de donner une masse aux particules de matière par l'intermédiaire des couplages de Yukawa. Les couplages de Yukawa mélangent les générations. Les états possédant une masse définie ne sont alors plus les quarks u , c , t , d' , s' , b' de l'Équation 1.1. Néanmoins, il existe une certaine liberté dans la définition de ces états propres de masse et les quarks hauts u , c , t peuvent être choisis comme états propres. Pour les quarks bas, les états propres de masse sont alors notés d , s et b . La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (*CKM*) [5, 6] relie les états propres de masse aux états d' , s' , b' des générations électrofaibles :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \mathbf{V} \times \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Les coefficients de la matrice *CKM* \mathbf{V} sont complexes. \mathbf{V} est unitaire dans le modèle standard : $\mathbf{V}^\dagger \mathbf{V} = 1$, ou en termes d'éléments de matrice $\sum_i \mathbf{V}_{ij}^* \mathbf{V}_{ik} = \delta_{jk}$.

Ce mécanisme qui donne une masse aux particules est appelé mécanisme de Higgs [7]. Il se traduit par l'apparition d'un boson supplémentaire, le boson de Higgs qui n'a pas encore été observé expérimentalement.

Du point de vue des courants chargés, la matrice *CKM* a une grande importance. En effet, l'Équation 1.2, se réécrit en fonction des états propres de masse (notés de façon générique n_j) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CC} = - \sum_i \sum_j \frac{g}{\sqrt{2}} & \left(W_\mu^+ \bar{p}_i \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \mathbf{V}_{ij} n_j \right. \\ & \left. + W_\mu^- \bar{n}_j \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \mathbf{V}_{ij}^* p_i \right) \end{aligned} \quad (1.4)$$

L'Équation 1.4 montre que les courants chargés font passer non seulement d'un quark haut à un quark bas mais également d'une génération i à une génération j avec une probabilité proportionnelle à l'élément de matrice *CKM* $|\mathbf{V}_{ij}|^2$. Ceci a pour conséquence la désintégrations de tous les quarks vers des quarks plus légers. Sans ce type d'interaction, les mésons B seraient stables. Les courants chargés et les éléments de matrice *CKM* engendrent les désintégrations des mésons B , avec en particulier la cascade de désintégration suivante :

$$b \rightarrow c \rightarrow s \rightarrow u \quad (1.5)$$

Pour toutes les autres interactions, la situation est inchangée. En effet, les couplages des quarks bas donnent :

$$\sum_i \bar{n}'_i \Gamma^\mu n'_i = \sum_i \sum_j \sum_k \mathbf{V}_{ij}^* \mathbf{V}_{ik} \bar{n}_j \Gamma^\mu n_k = \sum_j \bar{n}_j \Gamma^\mu n_j , \quad (1.6)$$

il est donc impossible de passer d'une génération à une autre.

1.1.3 La matrice *CKM*

Dans le modèle standard, la matrice *CKM* est unitaire. Ceci traduit le fait que toutes les générations de quarks sont connues. Ainsi, si expérimentalement on trouve que la matrice *CKM* n'est pas unitaire, le modèle est incomplet, d'où l'intérêt de mesurer avec une grande précision tous ses paramètres.

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} \mathbf{V}_{ud} & \mathbf{V}_{us} & \mathbf{V}_{ub} \\ \mathbf{V}_{cd} & \mathbf{V}_{cs} & \mathbf{V}_{cb} \\ \mathbf{V}_{td} & \mathbf{V}_{ts} & \mathbf{V}_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0.97 & 0.22 & 0.004 \\ 0.22 & 0.97 & 0.04 \\ 0.005 & 0.04 & 1.0 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

L'Équation 1.7 donne les ordres de grandeur des coefficients de la matrice *CKM* (en valeur absolue). Les éléments diagonaux sont proches de 1, ce qui signifie que les états d' , s' et b' sont proches des états propres de masse d , s et b . Pour deux générations de quarks, tous les coefficients de la matrice *CKM* sont réels. Pour trois générations, comme c'est le cas dans le modèle standard, il existe une et une seule phase complexe.

Les valeurs absolues des coefficients *CKM* ont inspiré la paramétrisation de Wolfenstein [8] donnée dans l'Équation 1.8. Les valeurs de λ et A pour cette paramétrisation sont assez bien connues. Grâce à un ajustement de toutes les données expérimentales actuellement disponibles, le groupe CKMfitter donne [9] :

$$\begin{aligned} \lambda &= 0.2265^{+0.0025}_{-0.0023} , \\ A &= 0.801^{+0.029}_{-0.020} . \end{aligned}$$

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + o(\lambda^3) \quad (1.8)$$

L'orthogonalité entre les lignes ou les colonnes de la matrice *CKM* donne des relations du type : pour $j \neq k$ $\sum_{i=1}^3 \mathbf{V}_{ij}^* \mathbf{V}_{ik} = 0$ ou $\sum_{i=1}^3 \mathbf{V}_{ji} \mathbf{V}_{ki}^* = 0$. Ce type de relation (somme de trois nombres complexes) peut se représenter graphiquement par un triangle. La plupart des relations donne des triangles très aplatis car un des cotés est petit par rapport aux deux autres. Deux triangles font cependant exception, leurs trois cotés ont des longueurs du même ordre de grandeur $O(\lambda^3)$. L'un d'eux est étudié en détail dans les usines à B . Il s'agit

de celui présenté sur la Figure 1.1 obtenu à partir de l'orthogonalité entre les première et troisième colonnes et nommé Triangle d'unitarité :

$$\mathbf{V}_{ud}\mathbf{V}_{ub}^* + \mathbf{V}_{cd}\mathbf{V}_{cb}^* + \mathbf{V}_{td}\mathbf{V}_{tb}^* = 0. \quad (1.9)$$

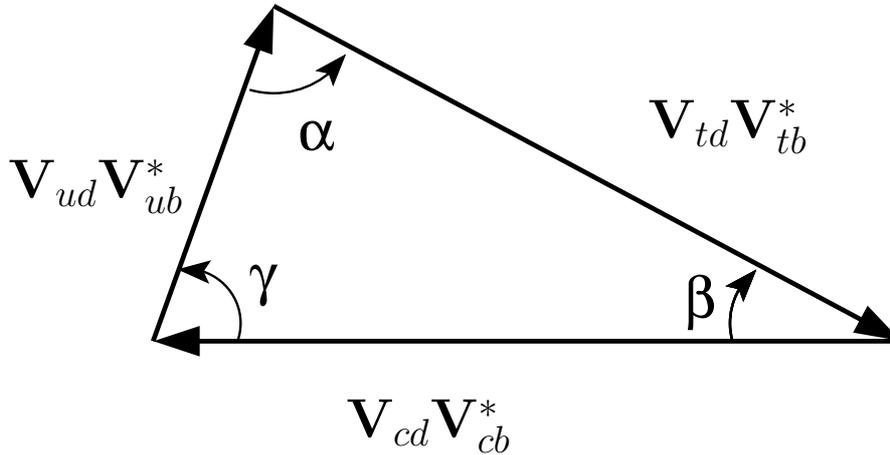


FIG. 1.1: Le Triangle d'unitarité.

Les angles α , β , γ de la Figure 1.1 sont définis par :

$$\alpha \equiv \arg\left(-\frac{\mathbf{V}_{td}\mathbf{V}_{tb}^*}{\mathbf{V}_{ud}\mathbf{V}_{ub}^*}\right), \quad \beta \equiv \arg\left(-\frac{\mathbf{V}_{cd}\mathbf{V}_{cb}^*}{\mathbf{V}_{td}\mathbf{V}_{tb}^*}\right), \quad \gamma \equiv \arg\left(-\frac{\mathbf{V}_{ud}\mathbf{V}_{ub}^*}{\mathbf{V}_{cd}\mathbf{V}_{cb}^*}\right). \quad (1.10)$$

En conséquence $\alpha + \beta + \gamma = \pi$ (2π) indépendamment de l'unitarité de la matrice *CKM* (relation 1.9).

1.1.4 Les symétries discrètes

Les symétries continues sont d'une grande importance en physique des particules car elles permettent de trouver des quantités conservées grâce au théorème de Noether. La conservation de l'énergie est par exemple imposée par l'invariance des lois physiques sous une translation temporelle. En plus des symétries continues, il existe trois symétries discrètes :

- La parité, notée \mathcal{P} , est l'inversion des coordonnées d'espace x , y , z .
- L'inversion du temps, notée \mathcal{T} , change le signe de la coordonnée temporelle.
- La conjugaison de charge, notée \mathcal{C} , transforme une particule en son anti-particule.

\mathcal{P} et \mathcal{T} sont des symétries sous lesquelles la physique classique est invariante. Il est donc intéressant de savoir si ceci reste vrai dans le monde quantique. \mathcal{C} est une symétrie propre à la théorie quantique des champs et n'a pas d'analogue classique. \mathcal{C} permet en particulier de savoir si matière et anti-matière se comportent de façon strictement similaire.

S'il s'est avéré que \mathcal{P} et \mathcal{C} ne sont pas des symétries conservées par l'interaction faible, le produit \mathcal{CP} a longtemps été considéré comme une bonne symétrie du modèle standard. Néanmoins, en 1964, Christenson *et al.* [10] ont montré expérimentalement que \mathcal{CP} est également violée dans les désintégrations des kaons K_L^0 . Le lagrangien du modèle standard n'est pas invariant sous la symétrie \mathcal{CP} , ceci est dû à la phase complexe dans la matrice CKM . On s'attend donc à ce type de phénomène. L'expérience *BABAR* a pour principal objectif l'étude de la violation de \mathcal{CP} dans le secteur des mésons B .

Bien que \mathcal{CP} ne soit pas conservée dans le monde quantique, le théorème \mathcal{CPT} suppose que la symétrie \mathcal{CPT} doit être une symétrie conservée de toute théorie quantique des champs. Ceci a pour conséquence, entre autres, l'égalité des masses, des temps de vie et des moments magnétiques (en valeur absolue) entre une particule et son anti-particule.

1.2 Les désintégrations charmées des mésons B

Les désintégrations charmées des mésons B se répartissent en deux grandes catégories :
 – les réactions du type $b \rightarrow c X$. Cette production sera qualifiée de *corrélée* (au quark b).

– les réactions du type $b \rightarrow \bar{c} X$ qui seront nommées *anti-corrélées* (au quark b).

Ces deux types de production charmée seront étudiées. Ce paragraphe met en exergue quatre types de mécanismes de désintégration : la production de deux quarks charmés ($b \rightarrow c\bar{c}s'$), d'un seul charme corrélé ($b \rightarrow c\bar{u}d'$ et $b \rightarrow cl\bar{\nu}_l$), d'un seul charme anti-corrélé ($b \rightarrow u\bar{c}s'$) ainsi que les désintégrations non-charmées.

1.2.1 Les désintégrations des quarks b

La masse importante du quark b permet à celui-ci de se désintégrer dans de nombreux modes où interviennent les quarks plus légers : c, s, d, u .

1.2.1.1 Désintégrations à l'arbre

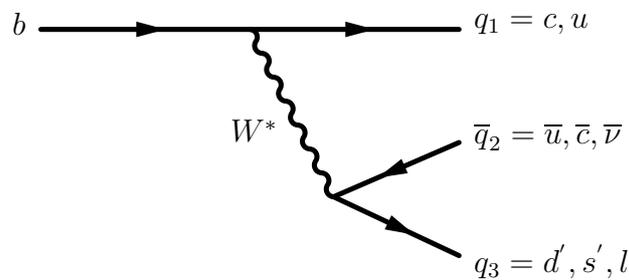


FIG. 1.2: Diagrammes en arbre

Les désintégrations dites à l'arbre sont prédominantes. La Figure 1.2 représente ce type de processus. En supposant tous les éléments de la matrice CKM égaux à 1, l'amplitude de ces réactions sera notée : $T(q_1, \bar{q}_2 q_3)$ où q_1 est le quark issu directement de la désintégration du b alors que la paire $\bar{q}_2 q_3$ provient du boson virtuel W^* . La notation $\bar{q}_2 q_3$ peut également désigner une paire $l\bar{\nu}_l$ issue de la désintégration du W^* . Les éléments de matrice CKM sont par définition de $T(q_1, \bar{q}_2 q_3)$ factorisés, ainsi l'amplitude de la réaction à l'arbre $b \rightarrow c \bar{u} d$ s'écrit $A(b \rightarrow c \bar{u} d) = V_{cb} V_{ud}^* T(c, \bar{u} d)$. Avec cette notation les $T(q_1, \bar{q}_2 q_3)$ sont du même ordre de grandeur aux facteurs d'espace de phase près.

1.2.1.2 Désintégrations pingouins

Les premières corrections aux processus à l'arbre sont les désintégrations représentées par des diagrammes pingouins, ils correspondent à des corrections à l'ordre d'une boucle (premier ordre) à la théorie classique (processus à l'arbre). Certaines désintégrations des quarks b sont uniquement envisageables par ce type de processus, ce qui explique son importance.

Il existe deux catégories de diagrammes pingouins, les pingouins forts (Figure 1.3) et les pingouins électrofaibles. Ces derniers sont de deux types, représentés sur la Figure 1.4).

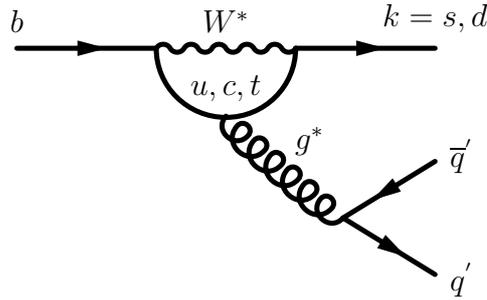


FIG. 1.3: Diagrammes pingouins forts

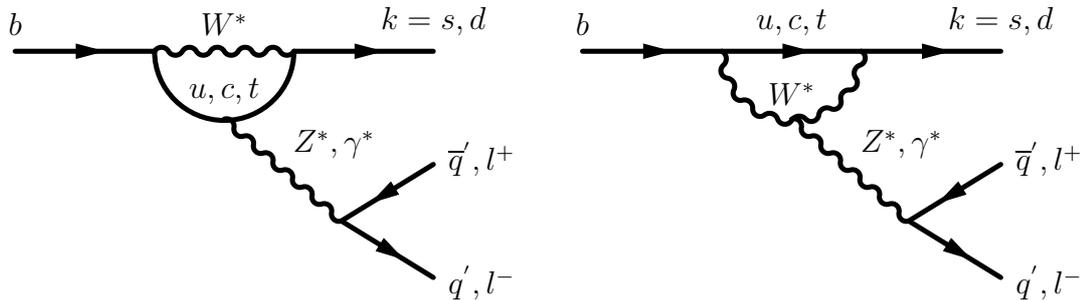


FIG. 1.4: Diagrammes pingouins électrofaibles

L'amplitude des diagrammes pingouins est la somme de p_t, p_c, p_u qui sont respectivement les amplitudes des pingouins où un quark top t , charme c et haut u circule dans la

boucle. Ces amplitudes sont toutes divergentes, néanmoins leur somme ne l'est pas. En effet, en désignant par P_t, P_c, P_u les même amplitudes pour des éléments CKM égaux à un, l'amplitude totale P s'écrit :

$$P = p_t + p_c + p_u = V_{tb}V_{tk}^* P_t + V_{cb}V_{ck}^* P_c + V_{ub}V_{uk}^* P_u \quad (1.11)$$

où k est le quark directement issu du b lors de la désintégration (cf. Figures 1.3 et 1.4). Seule la masse du quark circulant dans la boucle du pingouin rend les P_α numériquement différents. Dans le modèle standard, l'unitarité de la matrice CKM donne la relation :

$$\sum_{a=u,c,t} V_{ab}^* V_{ak} = 0. \quad (1.12)$$

Ainsi, dans la limite où tous les quarks ont la même masse P est nulle, ce phénomène est nommé mécanisme de compensation de GIM. Cette propriété annule la divergence de P sans renormalisation. Dans le cas des pingouins forts, chaque P_t est dominant à cause de la masse élevée du quark top. Il reste néanmoins supprimé par rapport à l'arbre d'un facteur :

$$\left| \frac{P_t}{T} \right| \simeq \frac{\alpha_s(m_b)}{12\pi} \ln \frac{m_t^2}{m_b^2} \approx 0.04 \quad (1.13)$$

où α_s est la constante de couplage forte à la masse du b ($\alpha_s(m_b) \approx 0.22$) et m_t est la masse du quark top et T est l'amplitude d'un diagramme à l'arbre (éléments de matrice CKM pris égaux à un). L'Équation 1.13 ne donne qu'une estimation grossière de la suppression qui peut-être moins grande.

Pour les pingouins électrofaibles, la constante de couplage électromagnétique vaut environ $\alpha_{QED} \approx 0.0077 \approx 0.035 \alpha_s(m_b)$, et pour les couplages au Z^0 , la constante de couplage est encore plus faible. Leur contribution est donc, en général, nettement moindre que celle des pingouins forts, néanmoins ils interviennent pour certaines désintégrations rares comme $b \rightarrow s \gamma$. L'existence de ce type de désintégrations ($b \rightarrow s \gamma$) a été montrée par CLEO avec la première observation de la désintégration $B \rightarrow K^* \gamma$ [11]. La moyenne mondiale [12] est aujourd'hui : $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma) = (4.3 \pm 0.4) 10^{-5}$.

De façon analogue au cas des processus à l'arbre, l'amplitude d'un diagramme pingouin sera notée $P(k, \vec{q}' q')$ où les éléments de matrice CKM sont pris égaux à 1 ce qui permet de les factoriser. k est le quark issu de la désintégration du b , le gluon (ou le Z^*, γ^*) virtuel donne la paire $\vec{q}' q'$ qui peut désigner une paire de leptons $l^+ l^-$ (ceci ne peut se produire que dans le cas des pingouins électrofaibles). Le processus $b \rightarrow s \bar{d} \bar{d}$ a par exemple pour amplitude : $A(b \rightarrow s \bar{d} \bar{d}) = V_{tb} V_{ts}^* P(s, \bar{d} \bar{d})$.

1.2.2 La production de charme dans les mésons B

Les mésons \bar{B}^0 et B^- étant respectivement les états fondamentaux des états liés ($b \bar{d}$) et ($b \bar{u}$), ils se désintègrent uniquement par interaction faible. Généralement, le quark léger

qui “habille” le quark b est supposé spectateur lors de la désintégration.

1.2.2.1 Désintégrations doublement charmées

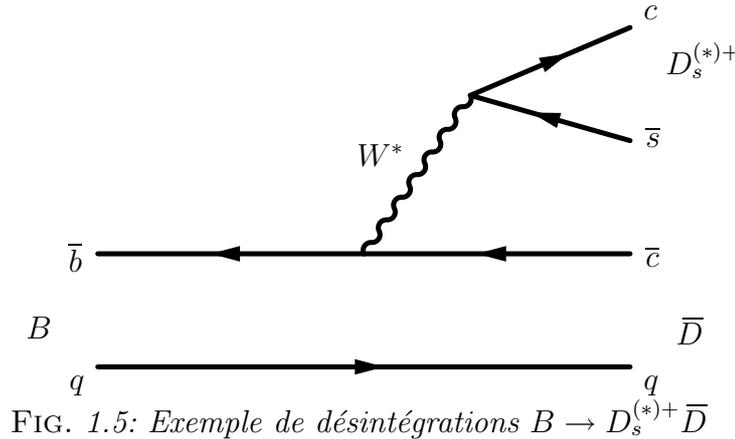
Ce sont les désintégrations du type $b \rightarrow c\bar{c}s$ et $b \rightarrow c\bar{c}d$. L’amplitude (notée $A(b \rightarrow c\bar{c}s)$ ou $A(b \rightarrow c\bar{c}d)$) de ces processus est donnée par la somme d’un diagramme à l’arbre et de diagramme pingouins :

$$A(b \rightarrow c\bar{c}s) = V_{cb}V_{cs}^* T(c, \bar{c}s) + V_{tb}V_{ts}^* P(s, c\bar{c}) \quad (1.14)$$

$$A(b \rightarrow c\bar{c}d) = V_{cb}V_{cd}^* T(c, \bar{c}d) + V_{tb}V_{td}^* P(d, c\bar{c}) \quad (1.15)$$

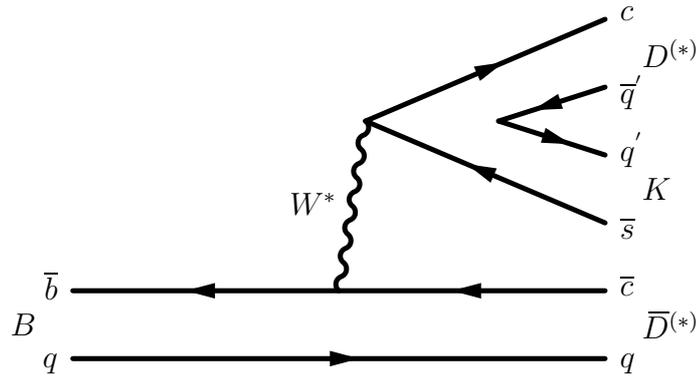
Pour ces processus la contribution des pingouins est faible comparée aux processus à l’arbre, environ 4 % de l’amplitude selon l’Équation 1.13. En revanche, ils ne sont pas supprimés de Cabibbo car $|V_{tb}V_{ts}^*| \approx |V_{cb}V_{cs}^*|$ et $|V_{tb}V_{td}^*| \approx |V_{cb}V_{cd}^*|$.

Les désintégrations $b \rightarrow c\bar{c}d$ sont, elles, supprimées par CKM . En effet, à partir de l’Équation 1.15 le rapport des rapports de branchements est de l’ordre de : $\frac{\mathcal{B}(b \rightarrow c\bar{c}d)}{\mathcal{B}(b \rightarrow c\bar{c}s)} = \left| \frac{V_{cd}}{V_{cs}} \right|^2 \approx 0.04$.



Les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ s’hadronisent en plusieurs catégories : les désintégrations $B \rightarrow D_s^+ D(n\pi)$ (Figure 1.5), les désintégrations $B \rightarrow D\bar{D}K(n\pi)$ (Figure 1.6), les désintégrations baryoniques $B \rightarrow \bar{\Xi}_c \Lambda_c^+(n\pi)$ (Figure 1.7) et les désintégrations $B \rightarrow (c\bar{c})X$ (Figure 1.8) où $(c\bar{c})$ désigne une particule charmonium (état lié $c\bar{c}$). Pour les premières, la paire $c\bar{s}$ issue du W^* s’hadronise directement alors que dans le deuxième cas, $B \rightarrow D\bar{D}K(n\pi)$, il est nécessaire de créer une paire de quarks légers à partir du vide. Ces dernières ont été étudiées en partie par l’expérience *BABAR* [13] en reconstruisant de façon exclusive tous les modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$. Le taux de branchement $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ est d’environ 4 %, la mesure exacte est :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K) &= 4.3 \pm 0.3(stat) \pm 0.6(syst) \% \\ \mathcal{B}(B^+ \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K) &= 3.5 \pm 0.3(stat) \pm 0.5(syst) \% \end{aligned} \quad (1.16)$$

FIG. 1.6: Exemple de désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$

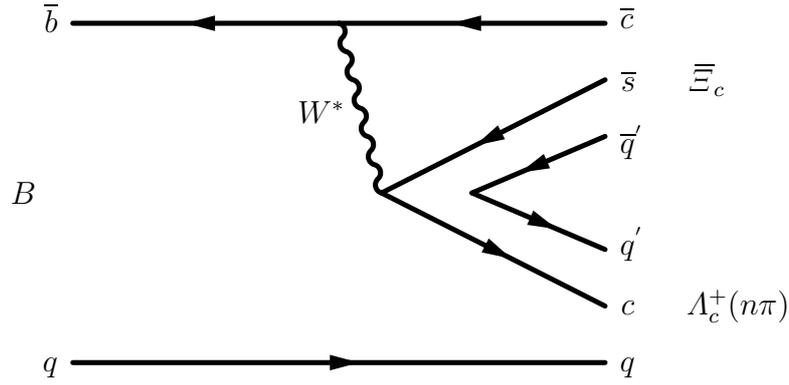
La table 1.2.2.1 donne les mesures exclusives disponibles pour une partie des transitions $B \rightarrow D_s^+ D(n\pi)$. Dans cette table la première erreur est la somme quadratique de l'erreur statistique et de l'erreur systématique exceptée l'erreur sur le taux de branchement $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$, de l'ordre de 25 %, qui est reprise dans la troisième erreur. Elle inclut les nouvelles résonances découvertes par *BABAR* [14, 15] et *CLEO* [16], de plus on suppose ici que les désintégrations observées sont dominantes, c'est-à-dire que leur rapport d'embranchement est proche de l'unité.

Désintégrations		B^0	B^+
$B \rightarrow \bar{D} D_s^+$	(%)	$0.96 \pm 0.22 \pm 0.24$ [12]	$1.30 \pm 0.23 \pm 0.33$ [12]
$B \rightarrow \bar{D} D_s^{*+}$	(%)	$0.80 \pm 0.22 \pm 0.20$ [12]	$0.90 \pm 0.39 \pm 0.23$ [12]
$B \rightarrow \bar{D}^* D_s^+$	(%)	$1.00 \pm 0.43 \pm 0.25$ [12]	$1.20 \pm 0.40 \pm 0.30$ [12]
$B \rightarrow \bar{D}^* D_s^{*+}$	(%)	$2.00 \pm 0.49 \pm 0.50$ [12]	$2.70 \pm 0.74 \pm 0.68$ [12]
$B \rightarrow \bar{D} D_{sJ}^+$	(%)	$0.54 \pm 0.12 \pm 0.14$ [17]	$0.43 \pm 0.10 \pm 0.11$ [17]
$B \rightarrow \bar{D}^* D_{sJ}^+$	(%)	$0.93 \pm 0.18 \pm 0.23$ [17]	$0.99 \pm 0.27 \pm 0.25$ [17]
total	(%)	$6.23 \pm 0.75 \pm 1.56$	$7.52 \pm 1.00 \pm 1.89$

TAB. 1.2: Taux de branchements exclusifs : $B \rightarrow D_s^{(**)+} \bar{D}^{(*)}$

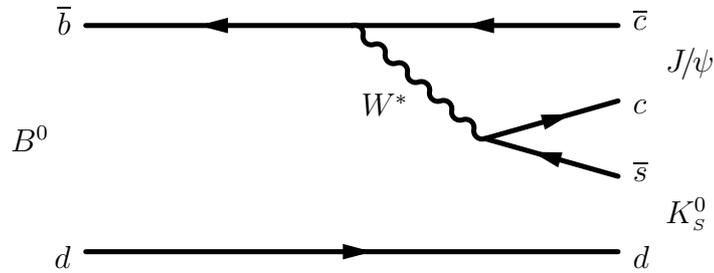
Les transitions $b \rightarrow \bar{c}cd$ sont quant à elles supprimées de Cabibbo. Expérimentalement, la mesure par *BABAR* du mode $B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-}$ [18], $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-}) = (8.3 \pm 1.6 \pm 1.2) 10^{-4}$, est très inférieur au mode correspondant autorisé de Cabibbo $B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-}$ ($BR(B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-}) = 0.020 \pm 0.007$ [12]).

Le cas des désintégrations $B \rightarrow \bar{\Xi}_c \Lambda_c^+(n\pi)$ est particulier. En effet, les taux de branchements du $\bar{\Xi}_c$ sont tous normalisés à celui de la désintégration $\bar{\Xi}_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+$ (non mesuré) pour le $\bar{\Xi}_c$ chargé et à celui de la désintégration $\bar{\Xi}_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ (non mesuré) pour le $\bar{\Xi}_c$ neutre. Ainsi bien que ces désintégrations aient été observées pour la première fois par *CLEO* [19], il n'existe pas de résultats expérimentaux quantitatifs sur ce type de dés-

FIG. 1.7: Exemple de désintégrations $B \rightarrow \bar{\Xi}_c \Lambda_c^+(n\pi)$

intégrations.

Enfin les désintégrations $B \rightarrow (c\bar{c})X$ sont un exemple particulier de diagrammes dits supprimés de couleur. En effet, dans ce cas le quark c provenant du W , se lie avec le quark \bar{c} provenant directement du b . Pour que l'hadronisation soit possible, il faut donc que ces deux quarks aient des couleurs complémentaires. Naïvement, le W virtuel donne la bonne couleur une fois sur trois (trois étant le nombre de couleurs possibles), car le W est neutre de couleur, ce qui supprime l'amplitude de ce type de diagramme d'un facteur trois. La désintégration $B \rightarrow J/\psi K_s^0$ (Figure 1.8) est un exemple de ce type de désintégration. Elle revêt une grande importance pour l'étude de la violation de \mathcal{CP} dans les mésons B .

FIG. 1.8: Désintégration $B \rightarrow J/\psi K_s^0$, un exemple de diagramme supprimé de couleur.

1.2.2.2 Désintégrations en un seul charme corrélé

Il s'agit des désintégrations $b \rightarrow cX$ où X ne contient pas de quark \bar{c} . Ces désintégrations n'interviennent que par des diagrammes à l'arbre. En effet les pingouins produisent nécessairement une paire $c\bar{c}$. Ces désintégrations regroupent donc essentiellement les transitions $b \rightarrow c\bar{u}d$ d'amplitude $T(c, \bar{u}d)$, $b \rightarrow c\bar{u}s$ d'amplitude $T(c, \bar{u}s)$ et $b \rightarrow cl\bar{\nu}_l$ d'amplitude $T(c, \bar{\nu}_l l)$. La transition $b \rightarrow c\bar{u}s$ est supprimé de Cabibbo par rapport à $b \rightarrow c\bar{u}d$ et contri-

bue peu.

L'ensemble de ces désintégrations est favorisé car l'espace de phase est grand (production de quarks ou de leptons légers à partir du W^*) et il n'y a pas de facteur de suppression. Il forme la grande majorité des désintégrations des mésons B . En fait, la transition $b \rightarrow cX$ (incluant les modes $b \rightarrow c\bar{c}s$) doit avoir un taux de branchement proche de 100 %. Ainsi, les transitions $b \rightarrow u$ sont supprimées de Cabibbo par un facteur $\frac{|V_{ub}|^2}{|V_{cb}|^2} \approx 0.008$ et les transitions pingouins ($b \rightarrow s$ ou $b \rightarrow d$) sont supprimées par l'Équation 1.13.

D'un point de vue hadronique, les transitions $b \rightarrow c\bar{u}d$ se manifestent dans de nombreux modes de désintégration des mésons B : $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\pi^+$, $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\rho^+$, $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}a_1^+$ et plus généralement $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}(n\pi)$. Les modes de désintégration baryonique du B correspondant sont : $B \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- p(n\pi)$, mais expérimentalement leur contribution est faible. Le diagramme de Feynman des désintégrations $B \rightarrow \bar{D}\pi^+$ est donné par la Figure 1.9.

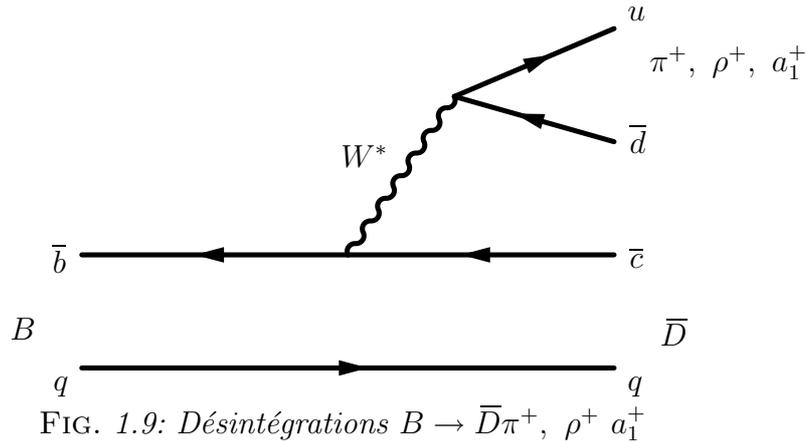
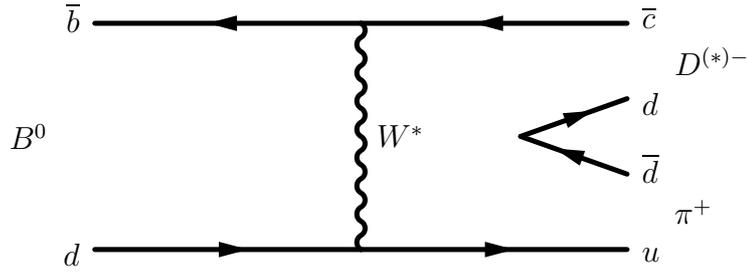


FIG. 1.9: Désintégrations $B \rightarrow \bar{D}\pi^+$, ρ^+ a_1^+

Les transitions $b \rightarrow c\bar{u}s$ sont du type $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}K^+$. La moyenne mondiale pour la désintégration $B^+ \rightarrow \bar{D}^0K^+$ est : $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0K^+) = (0.29 \pm 0.8) 10^{-4}$ [12]. Ceci est à comparer avec la valeur du taux de branchement $\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{D}^0\pi^+) = (0.53 \pm 0.05) 10^{-3}$ [12]. Le rapport : $\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0K^+)}{\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{D}^0\pi^+)} \approx 0.055$ est en bon accord avec la suppression de Cabibbo :

$$\left| \frac{V_{us}}{V_{ud}} \right|^2 \approx 0.052.$$

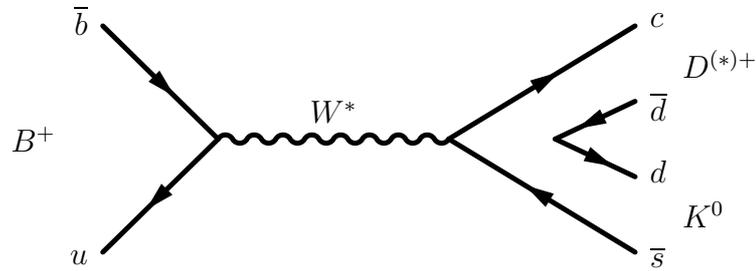
Les mésons B neutres peuvent également se désintégrer par un diagramme d'échange, où le quark léger d n'est pas spectateur. Ce type de processus participe par exemple à la production $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)-}\pi^+$, la Figure 1.10 en donne un exemple.

FIG. 1.10: Diagramme d'échange des B neutres

1.2.2.3 Désintégrations en un seul charme anti-corrélé

Comme pour les désintégrations avec un seul charme corrélé, le diagramme de Feynman correspondant aux désintégrations en un seul charme anti-corrélé est un diagramme à l'arbre. Elles correspondent aux transitions $b \rightarrow \bar{c}X$ où X ne contient pas de quark c . Les diagrammes qui donnent ce type de transitions sont : $b \rightarrow u\bar{c}s$ et $b \rightarrow u\bar{c}d$ qui ont respectivement pour amplitudes : $A(b \rightarrow u\bar{c}s) = V_{ub}V_{cs}^*T(u, \bar{c}s)$ et $A(b \rightarrow u\bar{c}d) = V_{ub}V_{cd}^*T(u, \bar{c}d)$. Ces désintégrations sont donc supprimées par au moins un facteur $\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right|^2$ par rapport à un diagramme en arbre classique $b \rightarrow cX$.

Les désintégrations hadroniques correspondantes sont, par exemple, $\bar{B}^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$ pour les transitions $b \rightarrow u\bar{c}s$. Le rapport d'embranchement a été mesuré par *BABAR* [20] : $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_s^+\pi^-) = (3.2 \pm 1.3) 10^{-5}$. Ces désintégrations ont donc des taux d'embranchement faibles et contribuent très peu à la production totale de charme anti-corrélé. Pour les mésons B chargés, étant donnée la suppression due à $|V_{ub}|$, un autre type de diagramme à l'arbre peut entrer en compétition avec le diagramme classique où le quark léger est spectateur. Il s'agit de diagrammes d'annihilation, dont un exemple est donné sur la Figure 1.11, où le quark \bar{b} s'annihile avec le quark u pour donner un W virtuel. La désintégration $B^+ \rightarrow D^+K^0$ est un exemple de ce type de processus.

FIG. 1.11: Diagramme d'annihilation des B chargés

1.2.2.4 Désintégrations sans charme

Les désintégrations de mésons B sans quark charmé dans l'état final sont rares. En effet, elles nécessitent soit une suppression de Cabibbo dans la désintégration du quark b (au lieu de $b \rightarrow c$, le quark b doit produire un quark u), soit un diagramme pingouin. Elles résultent de processus du type $b \rightarrow u\bar{u}d$ ou $b \rightarrow u\bar{u}s$ d'une part et d'autre part des transitions $b \rightarrow s\bar{d}d$, $b \rightarrow s\bar{s}s$, $b \rightarrow d\bar{d}d$ et $b \rightarrow d\bar{s}s$. Des diagrammes à l'arbre et des pingouins contribuent aux premières, alors que les secondes ne peuvent être obtenues que par des pingouins.

L'amplitude $A(b \rightarrow u\bar{u}d)$ est donnée par : $A(b \rightarrow u\bar{u}d) = V_{ub}V_{ud}^*T(u, \bar{u}d) + V_{tb}V_{td}^*P(d, \bar{u}u)$. La suppression CKM est du même ordre de grandeur pour la contribution à l'arbre et la contribution pingouins. Les désintégrations hadroniques des mésons B représentatives de ces transitions sont : $B \rightarrow \pi\pi$, $B \rightarrow \pi\rho$, $B \rightarrow \rho\rho$ etc.. Pour les mésons B^0 , l'état final $(u\bar{u}d\bar{d})$ est accessible à la fois aux mésons B^0 et aux mésons \bar{B}^0 . Ces désintégrations sont donc largement utilisées dans la mesure des paramètres de la violation de \mathcal{CP} dans les mésons B , elles fournissent en particulier un accès à la mesure de l'angle α du triangle d'unitarité de la Figure 1.1.

Lors de la transition $b \rightarrow u\bar{u}s$, dont l'amplitude est $A(b \rightarrow u\bar{u}s) = V_{ub}V_{us}^*T(u, \bar{u}s) + V_{tb}V_{ts}^*P(s, \bar{u}u)$, pingouins et diagrammes ont un poids équivalent. L'arbre est supprimé par un facteur CKM $|V_{ub}V_{us}^*| \approx 0.001$, soit quarante fois plus que le pingouin, pour lequel $|V_{tb}V_{ts}^*| \approx 0.04$. Les désintégrations $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ proviennent de ce type de transitions, pour lesquelles le signe du méson K permet de connaître le type du méson B - $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$ et $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$. Ces désintégrations permettent d'étudier la violation directe de \mathcal{CP} , qui se manifeste par un taux de branchement différent pour les mésons B^0 et \bar{B}^0 .

Enfin, les transitions $b \rightarrow s\bar{d}d$, $b \rightarrow s\bar{s}s$, $b \rightarrow d\bar{d}d$ et $b \rightarrow d\bar{s}s$ se réalisent uniquement par des diagrammes pingouins. La désintégration $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ provient d'une transition $b \rightarrow s\bar{s}s$ dans laquelle la paire $s\bar{s}$ issue du gluon s'hadronise directement en méson ϕ . Il est important de noter que dans ce cas, le diagramme 1.3 n'est pas suffisant car la paire $s\bar{s}$ issue du gluon n'est pas neutre de couleur, il faut donc échanger plusieurs gluons au lieu d'un seul pour former un méson, ce qui supprime d'autant la réaction, les pingouins faibles peuvent alors avoir une contribution importante à la réaction (les bosons W ou γ sont neutres de couleur contrairement aux gluons). Cette désintégration est particulièrement importante pour l'étude de la violation de \mathcal{CP} dans le secteur des mésons B . En effet, elle permet, comme $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, de mesurer $\sin 2\beta$. Mais la désintégration étant purement pingouin, des effets de ■nouvelle physique■, dus à la présence de nouvelles particules et/ou de nouveaux couplages dans la boucle du pingouin, pourraient faire dévier le résultat par rapport à celui attendu dans le cas du modèle standard et mesuré avec $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$.

1.2.2.5 Désintégrations semi-leptoniques

Les désintégrations semi-leptoniques sont les désintégrations des B à l'arbre : $b \rightarrow c(\bar{u})l^-\bar{\nu}_l$. Bien qu'elles soient contenues dans l'ensemble des désintégrations précédemment détaillées ($b \rightarrow cl^-\bar{\nu}_l$ donne un charme corrélé, $b \rightarrow ul^-\bar{\nu}_l$ est une désintégration non-charmée), elles présentent un intérêt particulier. En effet, étant donné que le W ne donne pas de quarks, la partie QCD du calcul de ce type de processus est simplifiée. La prédiction théorique est donc très précise et elles seront utilisées dans la suite comme normalisation. La moyenne mondiale du rapport de branchement semi-leptonique [12] est :

$$\mathcal{B}(B \rightarrow e^+\nu_e X) = 10.73 \pm 0.28 \% \quad (1.17)$$

1.2.3 Le taux de charme dans les désintégrations des mésons B

Le taux de charme n_c produit dans les désintégrations des mésons B est le nombre moyen de quarks charmés émis lors de la désintégration. n_c est la somme du nombre moyen de quark charmés corrélés (noté N_c) et anti-corrélés ($N_{\bar{c}}$) produits dans les désintégrations des mésons B . Par définition de n_c , N_c et $N_{\bar{c}}$:

$$\begin{aligned} N_c &= \mathcal{B}(b \rightarrow cX) \\ N_{\bar{c}} &= \mathcal{B}(b \rightarrow \bar{c}X) \\ n_c &= N_c + N_{\bar{c}} \end{aligned} \quad (1.18)$$

n_c peut être calculé de trois façons différentes données par les équations 1.19. $\mathcal{B}(b \rightarrow 0c)$ est le taux de branchement total des désintégrations sans charme, $\mathcal{B}(b \rightarrow 1c)$ le taux de branchements des désintégrations en un seul charme corrélé (majoritairement) ou anti-corrélé et $\mathcal{B}(b \rightarrow 2c)$ le taux de branchement en deux charmes (transitions $b \rightarrow c\bar{c}X$).

$$\begin{aligned} n_c &= 0 + \mathcal{B}(b \rightarrow 1c) + 2\mathcal{B}(b \rightarrow 2c) \\ &= 1 + \mathcal{B}(b \rightarrow 2c) - \mathcal{B}(b \rightarrow 0c) \\ &= 2 - \mathcal{B}(b \rightarrow 1c) - 2\mathcal{B}(b \rightarrow 0c) \end{aligned} \quad (1.19)$$

Afin de déterminer n_c théoriquement, il faut donc calculer les taux de branchements inclusifs : $\mathcal{B}(b \rightarrow 0c)$, $\mathcal{B}(b \rightarrow 1c)$ et $\mathcal{B}(b \rightarrow 2c)$. Néanmoins, il est préférable de ne pas calculer ces quantités directement. En effet, la largeur partielle semi-leptonique Γ_{sl} est la prédiction théorique la plus fiable alors que la largeur totale Γ_{tot} est la moins fiable. Il est donc préférable de remplacer le taux de branchement $\mathcal{B}(b \rightarrow X)$ par :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(b \rightarrow X) &= \frac{\Gamma(b \rightarrow X)}{\Gamma_{tot}} = \frac{\Gamma(b \rightarrow X)}{\Gamma_{sl}} \times \frac{\Gamma_{sl}}{\Gamma_{tot}} \\ &= r_X \times \mathcal{B}_{sl} \end{aligned} \quad (1.20)$$

Il est alors possible d'utiliser dans l'Équation 1.20 le taux de branchement semi-leptonique expérimental (\mathcal{B}_{sl}^{exp}). La définition de $r_X = \Gamma(b \rightarrow X)/\Gamma_{sl}$ permet d'éliminer les incertitudes

liées à Γ_{tot} en se normalisant à Γ_{sl} . L'Équation 1.19 se réécrit alors :

$$n_c = 0 + (r_{1c} + 2r_{2c}) \times \mathcal{B}_{sl}^{exp} \quad (1.21)$$

$$n_c = 1 + (r_{2c} - r_{0c}) \times \mathcal{B}_{sl}^{exp} \quad (1.22)$$

$$n_c = 2 - (r_{1c} + 2r_{0c}) \times \mathcal{B}_{sl}^{exp} \quad (1.23)$$

Le bon cadre théorique pour calculer les largeurs partielles inclusives des quarks b est l'expansion des quarks lourds (HQE, consulter par exemple la référence [21]). La masse élevée m_b du quark b , comparée à celles des quarks plus légers vers lesquels il peut se désintégrer, permet de développer les calculs des taux de branchements en puissance de $1/E$ ou E est l'énergie libérée lors de la désintégration. Cependant, pour $b \rightarrow c\bar{c}X$, la valeur de $E = m_b - 2m_c$ est petite pour pouvoir utiliser HQET², les prédictions sur r_{2c} sont donc entachées d'une erreur importante.

1.2.4 État de l'art

1.2.4.1 Les prédictions théoriques

Pour le calcul théorique des r_X , la normalisation est effectuée par rapport au branchement semi-leptonique $\mathcal{B}(b \rightarrow cl^-\bar{\nu}_l)$ presque égal au branchement semi-leptonique total $\mathcal{B}(b \rightarrow cl^-\bar{\nu}_l + b \rightarrow ul^-\bar{\nu}_l)$. Les résultats dépendent essentiellement de l'échelle de renormalisation μ utilisée et du rapport $m_c/m_b = 0.29 \pm 0.04$ entre la masse du quark c et la masse du quark b (ce rapport est fixé par HQET). Une revue récente des prédictions théorique sur les r_X peut-être trouvée dans [23]. Les résultats obtenus pour $\mu = m_b$ sont donnés dans la Table 1.3. Les deux lignes correspondent à des prédictions théoriques différentes, [24] utilise un développement en série alors que [25, 26] font un calcul numérique.

r_{2c}	r_{1c}	r_{0c}
2.0 ∓ 0.5 [26]	6.25 ± 0.4 [25]	0.21 ± 0.08 [27, 28, 29]
1.89 ∓ 0.54 [24]	6.45 ± 0.4 [24]	-

TAB. 1.3: Valeurs théoriques de r_X pour $\mu = m_b$ et $m_c/m_b = 0.29$.

En utilisant de plus le taux de branchement semi-leptonique expérimental, on obtient les valeurs de n_c déduites par les trois méthodes différentes de calcul (Équations 1.21, 1.21 et 1.23) :

$$n_c = 1.10(1.12) \pm 0.12 \quad (1.24)$$

$$n_c = 1.19(1.19) \pm 0.05 \quad (1.25)$$

$$n_c = 1.28(1.27) \pm 0.05 \quad (1.26)$$

²HQET est la théorie effective des quarks lourds qui est le bon cadre théorique pour étudier les désintégrations des hadrons contenant un quark lourd, on pourra par exemple consulter la référence [22] pour une introduction.

La valeur principale est donnée pour $r_{1c} = 6.45 \pm 0.04$ et la valeur entre parenthèse pour $r_{1c} = 6.25 \pm 0.04$. Les deux dernières équations ont une erreur absolue du même ordre. Ces valeurs sont différentes à cause du taux de branchement semi-leptonique théorique, différent du taux de branchement semi-leptonique expérimental :

$$\mathcal{B}_{sl}^{theo} = (r_{0c} + r_{1c} + r_{2c})^{-1} = 0.115 \pm 0.009 \quad (1.27)$$

qui est néanmoins en bon accord avec la mesure expérimentale grâce aux barres d'erreurs théoriques très grandes. La valeur théorique de n_c est dans ce cas :

$$n_c^{theo} = 1.21 \pm 0.05 \quad (1.28)$$

À partir des valeurs théoriques des r_X , il est également possible d'obtenir une estimation très précise du rapport d'embranchement des désintégrations $b \rightarrow cX$. En effet, le quark b donne un quark c corrélé dans tous les cas, sauf s'il n'y a aucun quark charmé dans la désintégration (r_{0c}) ou dans le cas des désintégrations en un seul charme anti-corrélé déjà mentionnée ($b \rightarrow u\bar{c}s'$). Cette dernière contribution est peu importante, [23, 24] donnent par exemple $r_{u\bar{c}s'} = 0.03 \pm 0.03$. N_c peut donc être obtenu par :

$$N_c = 1 - (r_{0c} + r_{u\bar{c}s'}) \times \mathcal{B}_{sl}^{exp}. \quad (1.29)$$

Cette valeur a l'avantage d'avoir une petite barre d'erreur, numériquement :

$$N_c = 0.974(0.972) \pm 0.009 \quad (1.30)$$

$$(1.31)$$

La valeur entre parenthèse correspond à la valeur obtenue avec le taux de branchement semi-leptonique théorique.

1.2.4.2 Les observations expérimentales

D'un point de vue expérimental, il existe deux possibilités pour mesurer n_c . Cette section ne traite que des mesures prises avec une énergie dans le centre de masse égale à la masse du $\Upsilon(4S)$, produisant donc des paires $B\bar{B}$.

La première méthode est de sommer directement tous les modes possibles de production de quarks charmés sans distinguer les charmes corrélés des charmes anti-corrélés. Les quarks charmés produits lors de la désintégration des mésons B s'hadronisent pour devenir des hadrons charmés. Tous les hadrons charmés se désintègrent dans un des états fondamentaux suivants : $D^0, \bar{D}^0, D^\pm, D_s^\pm, \Lambda_c^+, \bar{\Lambda}_c^-, \Xi_c, \bar{\Xi}_c$ pour les charmes ouverts (notés génériquement " D ") ou un état charmonium ($c\bar{c}$). La Table 1.4 donne les mesures les plus récentes pour ces taux de branchement ainsi que la valeur de n_c qui s'en déduit. Ces mesures sont faites en recherchant de façon inclusive les hadrons charmés. Ce type de méthode ne permet ni de séparer les B neutres des B chargés, ni les charmes corrélés des charmes anti-corrélés.

mode	Taux de Branchement ^a	Réf. principales
$\bar{B} \rightarrow D^0/\bar{D}^0 X$	0.640 ± 0.030 [12]	[30]
$\bar{B} \rightarrow D^\pm X$	0.235 ± 0.019 [12]	[30]
$\bar{B} \rightarrow D_s^\pm X$	0.105 ± 0.026 [12]	[31, 32]
$\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+/\bar{\Lambda}_c^- X$	0.055 ± 0.020 [33]	[33]
$\bar{B} \rightarrow \Xi_c/\bar{\Xi}_c X$	0.020 ± 0.010 [30]	[30]
$\bar{B} \rightarrow (c\bar{c})X$	0.023 ± 0.003 [34, 35]	[34, 35]
$n_c = 2\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow (c\bar{c})X)$ $+ \sum_{\text{''D''}} \mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow \text{''D''} X)$		
	1.101 ± 0.050	-

TABLE 1.4: Mesures actuellement disponibles pour la production de hadrons charmés dans les désintégrations des mésons B .

^ales taux de branchements ont été actualisés avec dernières valeurs des taux de branchements intermédiaires disponibles dans [12]

La deuxième méthode utilise le comptage de charme anti-corrélé. Dans cette méthode, l'approximation $\mathcal{B}(b \rightarrow cX) \approx 1$ est utilisée. Il suffit alors de compter les charmes anti-corrélés (transition $b \rightarrow c\bar{c}s'$). Dans ce cas :

$$n_c \approx 1 + \mathcal{B}(b \rightarrow c\bar{c}s') \quad (1.32)$$

Le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(b \rightarrow c\bar{c}s')$ est obtenu en faisant l'approximation que tous les D_s produits sont des charmes anti-corrélés. La fraction du taux $\mathcal{B}(b \rightarrow c\bar{c}s')$ du aux $D \equiv D^0 + D^+$ est obtenu à partir de [36] qui mesure le rapport :

$$r_D = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow DX)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{D}X)} = 0.081 \pm 0.021 \pm 0.013 \quad . \quad (1.33)$$

Ce rapport a été corrigé en utilisant la valeur actuelle de $\chi_d = 0.186$ (cf. [12]). Il est obtenu en étiquetant un des mésons B par un lepton de haute impulsion. On obtient alors $\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow DX) = \frac{r_D}{1+r_D} \times \mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D/\bar{D}X)$. Par un technique similaire, CLEO [37] obtient la valeur de r_{A_c} :

$$r_{A_c} = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ X)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- X)} = 0.16 \pm 0.10 \pm 0.04 \quad , \quad (1.34)$$

de nouveau corrigée en utilisant la valeur la plus récente de $\chi_d = 0.186$. La Table 1.5 donne l'ensemble des valeurs disponibles pour le comptage des charmes anti-corrélés.

D'un point de vue théorique, l'échelle de renormalisation μ et le rapport de la masse au pôle du quark c à la masse au pôle du quark b m_c/m_b jouent un rôle important dans le calcul des valeurs de \mathcal{B}_{sl} et n_c . Les résultats donnés dans la partie théorique de cette section sont calculés pour les valeurs moyennes de HQET $\mu = m_b$ et $m_c/m_b = 0.29$. La Figure 1.12

mode	Taux de Branchement ^a
$B \rightarrow DX$	0.066 ± 0.017
$B \rightarrow D_s^+ X$	0.105 ± 0.026
$B \rightarrow \Lambda_c^+ X$	0.007 ± 0.005
$B \rightarrow (c\bar{c})X$	0.023 ± 0.003
$n_c = 1 + \mathcal{B}(b \rightarrow c\bar{c}s')$	1.201 ± 0.032

TAB. 1.5: Mesures actuellement disponibles pour la production de hadrons charmés anti-corrélés dans les désintégrations des mésons B .

^ales taux de branchement ont été actualisés avec les dernières valeurs des taux de branchement intermédiaires disponibles dans [12]

montre la plage des valeurs théoriques possibles pour n_c et \mathcal{B}_{sl} lorsque ces paramètres varient. Les deux résultats expérimentaux des expériences fonctionnant au $\mathcal{T}(4S)$ sont également donnés sur cette figure, le point triangulaire correspond à la deuxième méthode dite du comptage de charme anti-corrélé et le point carré à la première. La deuxième méthode de mesure donne des résultats en accord avec la théorie, néanmoins, elle utilise en partie des résultats de la première méthode ce qui rend difficile l'interprétation de la différence entre ces deux résultats.

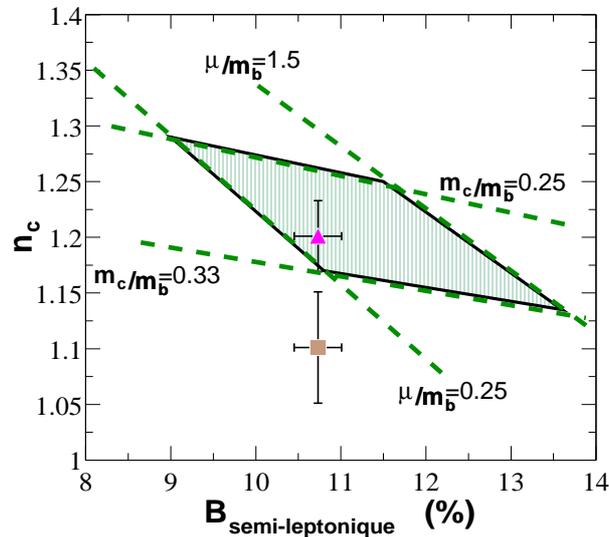


FIG. 1.12: n_c en fonction de \mathcal{B}_{sl} . Le point carré correspond à la première méthode de mesure décrite dans le texte (comptage de tous les hadrons charmés) et le point triangulaire à la deuxième méthode (comptage de charme anti-corrélé). Le losange vert donne la prédiction théorique.

Enfin, les expériences ALEPH, DELPHI, SLD ont également obtenu des résultats pour n_c à une énergie très supérieure à celle utilisée dans les expériences décrites précédemment (pour lesquelles l'énergie dans le centre de masse est $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(4S)} = 10.58 \text{ GeV}/c^2$). En particulier, l'hadronisation des quarks b dans ces expériences n'est pas limitée aux mésons B^+ et B^0 . Elle produit également des résonances B_s , des mésons ($b\bar{b}$) ainsi que des baryons beaux. Plusieurs résultats sont disponibles dont certains sont donnés dans la Table 1.6, ils sont en général en bon accord avec les prédictions théoriques.

Référence	[38]	[39]	[40]
n_c	$1.166 \pm 0.031 \pm 0.080$	1.147 ± 0.041	$1.230 \pm 0.036 \pm 0.065$

TAB. 1.6: Différentes valeurs de n_c obtenues par les expériences ALEPH et DELPHI.

1.2.5 Vers de nouveaux résultats

1.2.5.1 Une nouvelle méthode de mesure inclusive

La méthode utilisée dans cette analyse est basée sur la production simultanée d'une paire $B\bar{B}$ dans l'expérience BABAR. Le principe est simple, connaissant un des mésons B de la paire créée (en le reconstruisant totalement), il est possible d'en déduire les paramètres de l'autre B , en particulier son type (B ou \bar{B}) et son quadri-vecteur. Ainsi, ce B ■non-reconstruit■ peut être utilisé comme un lot de mésons B indépendant, dont les paramètres sont connus. Les désintégrations charmées de ces B non-reconstruits peuvent être étudiées de façon inclusive. Il suffit de chercher un hadron charmé dans l'événement en supprimant toutes les traces appartenant au premier B . Il est alors possible de corrélérer le quark charmé du hadron reconstruit avec le quark b contenu dans le B non-reconstruit. Cette méthode a de nombreux avantages par rapport aux méthodes citées dans la Section 1.2.4. Elle permet :

- de corrélérer avec fiabilité les hadrons charmés reconstruits avec le type du quark b émetteur.
- de séparer l'étude des B chargés et des B neutres.
- d'étudier l'impulsion du hadron charmé dans le référentiel du B non-reconstruit. Les autres méthodes ne donnent cette impulsion que dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$.

Ce type de méthode nécessite une grande statistique car l'analyse est effectuée à partir d'un lot de B complètement reconstruits et l'efficacité de la reconstruction est en général assez faible. En plus d'améliorer et/ou de confirmer les mesures existantes, cette analyse peut donner des résultats sur la production de D_s corrélé pour laquelle il n'existe aucune mesure à l'heure actuelle. La production de D_s corrélé nécessite la création d'une paire $s\bar{s}$ à partir du vide comme représenté sur le diagramme de Feynman de la Figure 1.13. Or, étant donnée la masse élevée du quarks s par rapport à celle des quarks légers u ou d , ce phénomène est très défavorisé.

Enfin, un des derniers atouts de cette méthode est qu'elle donne un accès indirect à la production de Ξ_c .

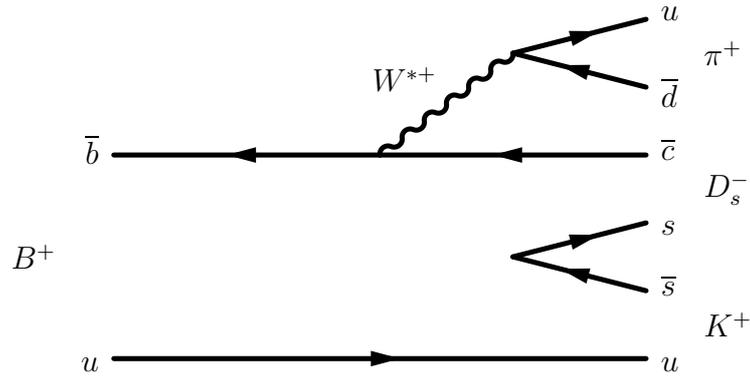


FIG. 1.13: La production de D_s^- corrélé nécessite la création d'une paire $s\bar{s}$.

1.2.5.2 Production de Ξ_c dans les désintégrations des mésons B

Le Ξ_c est une particule dont les taux de branchements intermédiaires sont mal connus. En effet, pour le Ξ_c^+ , ils sont tous normalisés à la désintégration $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+$, désintégration dont le taux de branchement absolu est inconnu. Ainsi, l'étude de la production inclusive de Ξ_c en reconstruisant directement un baryon Ξ_c est très limitée.

Une autre stratégie a donc été utilisée dans ce travail. La production corrélée de Ξ_c dans les mésons B a lieu dans des désintégrations du type présenté sur la Figure 1.7 : $B \rightarrow \bar{\Xi}_c \Lambda_c^+(n\pi)$. La Figure 1.7 permet de comprendre que la production de $\bar{\Xi}_c$ corrélé est quasi-systématiquement accompagnée de la production d'un baryon charmé. Ce baryon charmé ne peut pas être étrange car ceci nécessiterait la création d'une paire $s\bar{s}$ supplémentaire à partir du vide, processus très peu probable. Ceci explique également pourquoi la production de $\bar{\Omega}_c^- \Xi_c$ (Ξ_c anti-corrélé) est négligée. Les $\bar{\Xi}_c$ peuvent également provenir de désintégrations où le W^* virtuel émis lors de la désintégration du b ne donne pas une paire $c\bar{s}$ mais une paire $u\bar{s}$. Néanmoins, ces processus sont supprimés de Cabibbo par un facteur $|V_{us}/V_{cs}|^2 \approx 0.04$ et leur contribution peut également être négligée. Comme tous les baryons charmés non-étranges se désintègrent en Λ_c , la production de $\bar{\Xi}_c$ est pour l'essentiel accompagnée de la production d'un Λ_c anti-corrélé.

La production de baryons Λ_c anti-corrélé est quant à elle due à deux types de processus : les désintégrations $B \rightarrow \bar{\Xi}_c \Lambda_c^+(n\pi)$ déjà citées et les désintégrations du type $B \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K(n\pi)$ analogue baryonique des désintégrations $B \rightarrow D\bar{D}K$ de la Figure 1.6. En effet, en négligeant les désintégrations $W^* \rightarrow c\bar{d}$ qui sont supprimées de Cabibbo, le W^* émis lors de la désintégration du quark \bar{b} , $\bar{b} \rightarrow \bar{c}W^*$, donne une paire $c\bar{s}$. Le quark c de cette paire donne un Λ_c anti-corrélé et le quark \bar{s} a deux possibilités : soit former un $\bar{\Xi}_c$ avec le \bar{c} issu du \bar{b} , soit former un méson K . Cette deuxième possibilité, présentée sur la Figure 1.14, donne les transitions $B \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K(n\pi)$. Étant données les masses des hadrons B , Λ_c , K , l'énergie restante $m_B - 2 \times m_{\Lambda_c} - m_K \approx 0.22 \text{ GeV}/c^2$ permet de former au plus un seul pion, l'espace de phase de cette réaction est très limité et elle sera donc négligée.

S'il est possible de mesurer le taux de branchement de la réaction $B \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K$, alors la production de $\bar{\Xi}_c$ corrélé est simplement donnée par la formule :

$$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{\Xi}_c X) = \mathcal{B}(B \rightarrow \Lambda_c^+ X) - \mathcal{B}(B \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K) \quad (1.35)$$

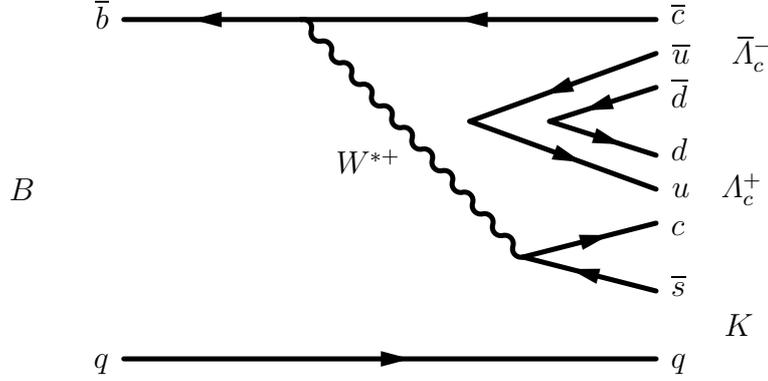


FIG. 1.14: Désintégration $B \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K$.

1.3 Production cohérente de mésons $B\bar{B}$

La méthode utilisée dans ce travail est basée sur la production d'une paire $B\bar{B}$. Ces paires $B\bar{B}$ sont obtenues à partir de la résonance $\Upsilon(4S)$.

1.3.1 Produire des mésons B et \bar{B} à partir de la résonance $\Upsilon(4S)$.

La réaction utilisée dans *BABAR* pour produire des mésons B est : $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$. La résonance $\Upsilon(4S)$ est un état lié ($b\bar{b}$) dont la masse est à peine supérieure à celle de deux mésons B (cf. Équation 1.36).

$$\begin{aligned} m_{B^+} &= 5.2791 \pm 0.0005 \text{ GeV}/c^2 \\ m_{B^0} &= 5.2793 \pm 0.0007 \text{ GeV}/c^2 \\ M_{\Upsilon(4S)} &= 10.5800 \pm 0.0035 \text{ GeV}/c^2 \\ M_{\Upsilon(4S)} - 2 \times m_B &\approx 0.022 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned} \quad (1.36)$$

La résonance $\Upsilon(4S)$ ne peut donc pas se désintégrer en $B\bar{B}X$ puisque X doit être au moins un pion dont la masse $m_\pi \approx 0.140 \text{ GeV}/c^2$ est supérieure à l'énergie disponible $m_{\Upsilon(4S)} - 2 \times m_B \approx 0.022 \text{ GeV}/c^2$. De plus le taux de branchement $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ est très grand ($\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow \text{non} - B\bar{B}) < 4 \%$ [12]).

Le $\Upsilon(4S)$ permet donc de produire une paire B^+B^- ou $B^0\bar{B}^0$. Les sections efficaces de production de paire $q\bar{q}$, avec une énergie dans le centre de masse e^+e^- égale à la masse

du $\Upsilon(4S)$, sont données dans la Table 1.7 [41]. Les paires $b\bar{b}$ proviennent de la résonance $\Upsilon(4S)$ alors que les autres types de réaction donnent des événements dits du continuum : $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}, l^+l^-$. Sur la Figure 1.15, qui représente la section efficace de production hadronique $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, les différentes résonances Υ (états liés (\bar{b})) sont visibles, le $\Upsilon(4S)$ est la première résonance de masse suffisante pour produire une paire $B\bar{B}$, sous le pic les événements correspondent à la production dans le continuum.

$e^+e^- \rightarrow$	section efficace (nb)
$b\bar{b}$	1.05
$c\bar{c}$	1.30
$s\bar{s}$	0.35
$u\bar{u}$	1.39
$d\bar{d}$	0.35
$\tau^+\tau^-$	0.94
$\mu^+\mu^-$	1.16
e^+e^-	~ 40

TAB. 1.7: Sections efficaces de production pour une énergie dans le centre de masse e^+e^- : $\sqrt{s} = M_{Y_{4S}}c^2 = 10.58 \text{ GeV}$.

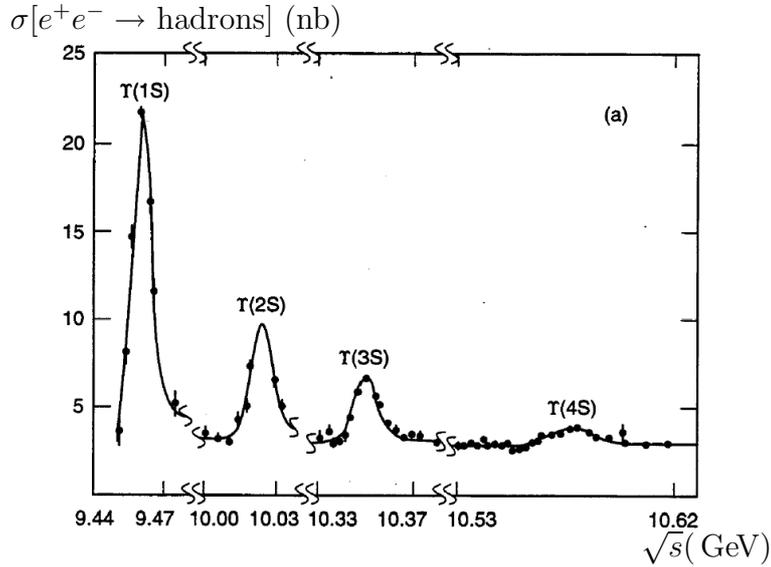


FIG. 1.15: Section efficace de production hadronique : $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les données sont du CUSB group [42].

1.3.2 Des événements mélangés

La méthode utilisée pour le comptage de charme repose sur le fait que si le méson beau reconstruit est de type B alors le méson restant est de type \bar{B} et réciproquement.

Les mésons neutres B^0 , contrairement aux B chargés, ont la possibilité d'osciller. C'est-à-dire qu'un méson émis dans l'état B^0 à une probabilité non nulle de se transformer en \bar{B}^0 . Ces transitions correspondent à des diagrammes de Feynman, dits **en boîte**, représentés sur la Figure 1.16.

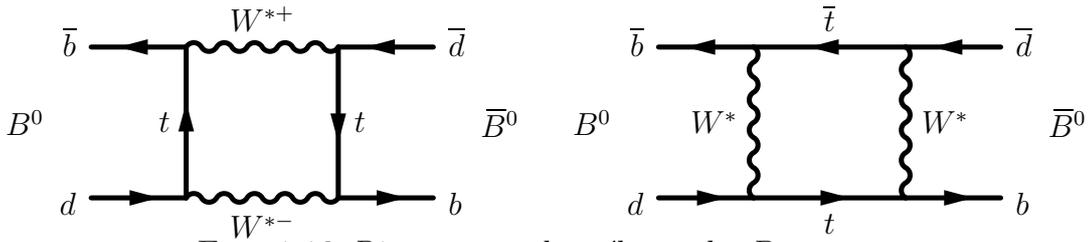


FIG. 1.16: Diagrammes de mélange des B neutres

La désintégration $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$ forme une paire $B^0\bar{B}^0$ cohérente. Tant qu'aucun des deux mésons ne s'est désintégré, à tout instant il y a un B^0 et un \bar{B}^0 , c'est-à-dire que les deux mésons évoluent en phase jusqu'à la première désintégration. Si le premier B qui se désintègre est un B^0 alors à cet instant, l'autre méson est un \bar{B}^0 . Ce dernier continue d'osciller jusqu'à sa propre désintégration, il est ainsi possible d'avoir des événements mélangés où les deux mésons B neutres sont du même type au moment de leur désintégration respective.

Ces événements sont gênants pour la méthode utilisée ici puisque pour les mésons neutres, le type du méson non-reconstruit n'est défini que statistiquement. Afin de corriger cet effet, il est nécessaire de connaître la proportion de ce type d'événements.

1.3.2.1 Théorie de l'oscillation des mésons neutres.

Cette partie décrit succinctement la théorie des oscillations des mésons $X^0-\bar{X}^0$, où X^0 est un méson neutre et \bar{X}^0 son anti-particule. Pour que l'oscillation ait un sens, il faut que \bar{X}^0 soit différent de X^0 par au moins un nombre quantique N_Q , ce qui est le cas pour les mésons K^0 ($N_Q = \text{étrangereté}$), D^0 ($N_Q = \text{charme}$), B^0 ($N_Q = \text{beauté}$) et B_s^0 ($N_Q = \text{beauté et étrangereté}$).

Supposons que les états X^0 et \bar{X}^0 soient des états propres des interactions forte et électromagnétique, ce qui est le cas pour les mésons K^0 , D^0 , B^0 et B_s^0 . En l'absence de l'interaction faible, ils sont donc stables pour ces interactions et possèdent la même masse³. L'interaction faible va briser cette symétrie, au premier ordre par les diagrammes 1.16.

³ceci suppose que les interactions forte et électromagnétique conservent la symétrie discrète \mathcal{CP}

Tout état physique $|\tilde{X}(t)\rangle$ peut se décomposer sur la base des états propres de l'hamiltonien fort et électromagnétique. L'état $|\tilde{X}(t)\rangle$ s'écrit donc :

$$|\tilde{X}(t)\rangle = \psi_1(t) |X^0\rangle + \psi_2(t) |\bar{X}^0\rangle + \sum_i c_i(t) |f_i\rangle \quad (1.37)$$

où les $|f_i\rangle$ sont tous les états de désintégration possibles.

Pour décrire l'oscillation, il suffit de se limiter à l'évolution de $|X(t)\rangle$:

$$|X(t)\rangle = \psi_1(t) |X^0\rangle + \psi_2(t) |\bar{X}^0\rangle \quad (1.38)$$

au cours du temps. En utilisant l'approximation de Weisskopf et Wigner [43, 44], l'Équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \mathcal{M} c^2 \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

décrit cette évolution. \mathcal{M} est une matrice complexe 2×2 . Elle n'est pas hermitienne car les états finaux $|f_i\rangle$ ne sont pas pris en compte ; la base des états ($|X^0\rangle, |\bar{X}^0\rangle$) n'est donc pas complète⁴.

Ceci implique que les deux valeurs propres de \mathcal{M} ne sont pas réelles. Elles peuvent donc s'écrire :

$$\mu_H = M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H \quad (1.40)$$

$$\mu_L = M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L \quad (1.41)$$

En supposant la symétrie discrète $\mathcal{CP}\mathcal{T}$ non violée, les états propres de \mathcal{M} , X_H et X_L , correspondant aux valeurs propres μ_H et μ_L , peuvent s'écrire sur la base des états propres de l'interaction forte (X^0, \bar{X}^0) de la façon suivante :

$$|X_L\rangle = p |X^0\rangle + q |\bar{X}^0\rangle \quad (1.42)$$

$$|X_H\rangle = p |X^0\rangle - q |\bar{X}^0\rangle \quad (1.43)$$

Les deux états $|X_L\rangle$ et $|X_H\rangle$ ne sont pas orthogonaux étant donné que \mathcal{M} n'est pas hermitienne. Par contre, ils peuvent être normés en choisissant (p, q) tels que $|p|^2 + |q|^2 = 1$.

Tout état mélangé $X^0 - \bar{X}^0$ noté $|X(t)\rangle$ peut se décomposer sur la base des états propres X_H et X_L :

$$|X(t)\rangle = \psi_H(t) |X_H\rangle + \psi_L(t) |X_L\rangle. \quad (1.44)$$

⁴Dans la suite, la convention standard $\hbar = c = 1$ sera utilisée

À partir de l'Équation 1.39, l'évolution temporelle de $\psi_{H(L)}(t)$ est donnée par :

$$\psi_{H(L)}(t) = \psi_{H(L)}(t_0) e^{-i\mu_{H(L)}\Delta t} = \psi_{H(L)}(t_0) e^{-iM_{H(L)}\Delta t} e^{-\frac{i}{2}\Gamma_{H(L)}\Delta t} \quad (1.45)$$

avec $\Delta t = t - t_0$

L'expression de $|X^0\rangle$ et $|\bar{X}^0\rangle$ en fonction des états propres de $|X_H\rangle$ et $|X_L\rangle$ s'obtient en inversant les Équations 1.42 et 1.43. Par exemple $|X^0\rangle = \frac{1}{2p}(|X_L\rangle + |X_H\rangle)$. Ainsi un état $|X(t)\rangle$, pur $|X^0\rangle$ à l'instant t_0 (c'est-à-dire $|X(t_0)\rangle = a_0 |X^0\rangle$) est défini par :

$$\psi_H(t_0) = \psi_L(t_0) = \frac{a_0}{2p}. \quad (1.46)$$

a_0 définit la probabilité d'avoir, à t_0 , $X(t)$ dans l'état X^0 . Ainsi on a les probabilités $P(X(t_0) = X^0) = |a_0|^2$, $P(X(t_0) = \bar{X}^0) = 0$. $|a_0|^2 \leq 1$ car la base $(|X^0\rangle, |\bar{X}^0\rangle)$ n'est pas complète, ceci traduit par exemple la probabilité non nulle pour l'état $X(t)$ de s'être désintégré avant t_0^5 . L'évolution temporelle d'un tel état est obtenue en injectant les Équations 1.42, 1.43 et 1.45 dans l'Équation 1.44. Pour un état proportionnel à X^0 (resp. \bar{X}^0) à l'instant t_0 , l'évolution temporelle, notée $X_{phys}^0(t)$ (resp. $\bar{X}_{phys}^0(t)$), est donnée par :

$$|X_{phys}^0(t)\rangle = a_0 \times \left\{ g_+(\Delta t) |X^0\rangle + \left(\frac{q}{p}\right) g_-(\Delta t) |\bar{X}^0\rangle \right\} \quad (1.47)$$

$$|\bar{X}_{phys}^0(t)\rangle = a_0 \times \left\{ \left(\frac{p}{q}\right) g_-(\Delta t) |X^0\rangle + g_+(\Delta t) |\bar{X}^0\rangle \right\} \quad (1.48)$$

avec $g_{\pm}(\Delta t) = \frac{e^{-i\mu_L t} \pm e^{-i\mu_H \Delta t}}{2}$.

Soient :

$$\begin{aligned} \Delta m &= M_H - M_L \\ \Delta \Gamma &= \Gamma_H - \Gamma_L \\ M &= \frac{M_H + M_L}{2} \\ \Gamma &= \frac{\Gamma_H + \Gamma_L}{2} \end{aligned} \quad (1.49)$$

À partir d'un lot pur de N mésons X^0 à l'instant $t = t_0$, la fraction d'événements mélangés (χ_{X^0}), c'est-à-dire la fraction d'événements détectés comme \bar{X}^0 , est donnée par :

$$\chi_{X^0} = \frac{N_{\bar{X}^0}}{N} = \frac{N_{\bar{X}^0}}{N_{X^0} + N_{\bar{X}^0}} = \frac{\int_0^{+\infty} \left| \frac{q}{p} g_-(\Delta t) \right|^2 d\Delta t}{\int_0^{+\infty} \left(|g_+(\Delta t)|^2 + \left| \frac{q}{p} g_-(\Delta t) \right|^2 \right) d\Delta t} \quad (1.50)$$

⁵Dans *BABAR*, le temps référence n'est pas le moment d'émission des B mais l'instant de désintégration d'un d'entre eux. À cet instant, l'autre méson a une probabilité non nulle de s'être désintégré.

Ainsi, χ_{X^0} ne dépend pas de a_0 . Si de plus la symétrie \mathcal{CP} est conservée dans le mélange, alors on peut montrer que $|\frac{q}{p}| = 1$. Dans ce cas, les fractions d'événements mélangés χ_{X^0} et $\chi_{\bar{X}^0}$ sont identiques :

$$\chi_{X^0} = \chi_{\bar{X}^0} = \frac{x^2 + y^2}{2(1 + x^2)} \quad \text{avec} \quad x = \frac{\Delta m}{\Gamma}, \quad y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}. \quad (1.51)$$

1.3.2.2 Le cas historique : l'oscillation $K^0 - \bar{K}^0$

Pour le système $K^0 - \bar{K}^0$, $y = \frac{\Delta \Gamma_{K^0}}{2\Gamma_{K^0}} \approx 1$. Les deux états propres de l'interaction faible ont donc des temps de vie très différents et sont facilement séparables. Pour cette raison, ils ne sont pas notés K_H^0 (H fait référence à Heavy, lourd en anglais) et K_L^0 (L fait référence à Light, léger en anglais) mais K_L^0 (L pour Long) et K_S^0 (S pour Short, court en anglais).

L'existence de mésons étranges (K_S^0), découverts en 1946, permet de prédire - uniquement en supposant que le K^0 n'est pas sa propre anti-particule- l'existence d'un état pouvant se désintégrer en 3π , de durée de vie très longue et de masse très proche de celle du K_S^0 [46]. Le K_L^0 fut découvert en 1956 [45]. Les temps de vie d K_S^0 et du K_L^0 sont très différents [12] :

$$\begin{aligned} \tau_{K_S^0} &= (0.8953 \pm 0.0006) \times 10^{-10} \text{ s} \\ \tau_{K_L^0} &= (5.18 \pm 0.04) \times 10^{-8} \text{ s} \end{aligned}$$

1.3.2.3 Les oscillations $D^0 - \bar{D}^0$

Pour les mésons D^0 , les valeurs actuellement disponibles [12] pour x_{D^0} et y_{D^0} , sont petites devant 1 :

$$\begin{aligned} |x_{D^0}| &\equiv \left| \frac{\Delta m_{D^0}}{\Gamma_{D^0}} \right| < 0.029 \text{ à } 95 \% \text{ CL} \\ y_{D^0} &\equiv \frac{\Delta \Gamma_{D^0}}{2\Gamma_{D^0}} = 0.08 \pm 0.05 \end{aligned}$$

Ainsi, l'oscillation $D^0 \rightleftharpoons \bar{D}^0$ est très faible. L'Équation 1.51 donne une fraction d'événements mélangés, c'est-à-dire la proportion d'événements émis comme D^0 (resp. \bar{D}^0) et détectés comme \bar{D}^0 (resp. D^0), de l'ordre de $0.32 \pm 0.13 \%$, compatible avec zéro.

Contrairement au cas des K^0 , où la détection d'un K^0 ne permet pas de savoir la charge du quark s qui a été émis (un K^0 émis peut-être détecté comme un \bar{K}^0), la détection d'un D^0 permet de connaître la charge du quark c émis. Les D^0 n'oscillant quasiment pas, un D^0 détecté provient d'un D^0 émis.

Ceci s'avère particulièrement important pour le comptage de charmes corrélés et anti-corrélés pour lequel il faut connaître à la fois la charge du quark b et la charge du quark c .

1.3.2.4 Les oscillations $B^0 - \bar{B}^0$

La première évidence des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$ a été obtenue par les collaborations UA1 et ARGUS en 1987 [47, 48]. Les oscillations $B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0$ ont ensuite été mesurées avec une grande précision par les expériences du LEP puis *BABAR* et *BELLE*.

Pour les mésons B^0 , la différence de temps de vie des états B_H^0 et B_L^0 est très faible. Une mesure récente de *BABAR* [49] donne :

$$y_B^0 = \frac{\Delta\Gamma_{B^0}}{2\Gamma_{B^0}} = -0.004 \pm 0.021 \quad (1.52)$$

L'oscillation est donc dominée par x_B^0 qui peut-être évalué dans les usines à B .

En effet, une usine à B produit une paire cohérente de mésons $B^0 - \bar{B}^0$. À l'instant t_0 de la désintégration du premier B , il y a donc une paire $B^0\bar{B}^0$. Si le premier B se désintègre dans un état propre de l'interaction faible B^0 (resp. \bar{B}^0), alors le B restant est automatiquement du type opposé \bar{B}^0 (resp. B^0) à t_0 . Ce deuxième B continue son évolution, décrite par les Équations 1.48 (resp. 1.47), jusqu'à sa propre désintégration au temps t_1 . Deux types d'événements sont alors possibles, des événements dits mélangés où une paire $B^0 - B^0$ est détectée et des événements dits non-mélangés où une paire $B^0 - \bar{B}^0$ est détectée. L'évolution temporelle de l'asymétrie entre le nombre d'événements mélangés (noté N_{ml}) et le nombre d'événements non mélangés (noté N_{non-ml}) est directement reliée à x_B^0 :

$$A(\Delta t) = \frac{N_{non-ml}(\Delta t) - N_{ml}(\Delta t)}{N_{non-ml}(\Delta t) + N_{ml}(\Delta t)} = \cos\left(x_{B^0} \frac{\Delta t}{\tau_{B^0}}\right) \quad (1.53)$$

où $\Delta t = t_1 - t_0$ est le temps écoulé dans le référentiel d'un des deux B entre la désintégration du premier B et celle du deuxième, et où $\tau_{B^0} = 1/\Gamma_{B^0}$ est le temps vie des mésons B^0 .

La méthode la plus précise pour mesurer cette asymétrie est de détecter les mésons B uniquement en cherchant un lepton d'impulsion élevée dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$. Ce type de leptons est produit lors des désintégrations semi-leptonique des B (section 1.2.2.5). Ses désintégrations ne se produisent que pour des états propres de l'interaction faible et la charge du lepton émis est corrélé avec le type du méson B (charge + pour les B , - pour les \bar{B}). Il suffit alors de comparer le nombre d'événements où il y a deux leptons de même signe (ce qui signe un événement mélangé $B^0 - B^0$ ou $\bar{B}^0 - \bar{B}^0$) avec le nombre d'événements où il y a deux leptons de signes opposés (événement non mélangé $B^0 - \bar{B}^0$). L'asymétrie temporelle mesurée par cette méthode dans l'expérience *BABAR* [50] est donnée par la figure 1.17.

Ce type d'analyse permet de mesurer Δm_{B^0} (période de l'oscillation de l'asymétrie). Connaissant le temps de vie des B^0 , il est facile d'en déduire x_{B^0} et χ_{B^0} . Les moyennes mondiales [12] pour ces valeurs sont :

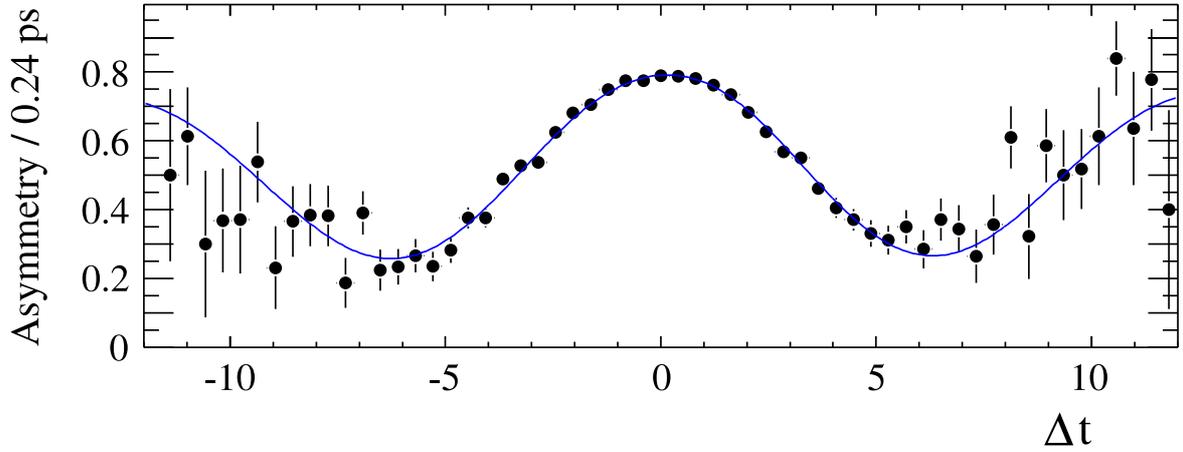


FIG. 1.17: Asymétrie entre le nombre d'événements dileptons de même signe et le nombre d'événements dileptons de signe opposé. Les points représentent les données BABAR et la ligne le résultat de l'ajustement

$$\tau_{B^0} = (1.536 \pm 0.014) \text{ ps} \quad (1.54)$$

$$\Delta m_{B^0} = (0.502 \pm 0.007) \times 10^{12} \hbar \text{ s}^{-1} \quad (1.55)$$

$$x_{B^0} = \Delta m_{B^0} \times \tau_{B^0} = 0.771 \pm 0.012 \quad (1.56)$$

$$\chi_{B^0} = \frac{x_{B^0}^2}{2(1 + x_{B^0}^2)} = 0.186 \pm 0.004 \quad (1.57)$$

Chapitre 2

L'environnement expérimental

Sommaire

2.1	<i>BABAR</i>, un détecteur dédié à la mesure de la violation de \mathcal{CP}	39
2.1.1	Éléments théoriques sur la violation de \mathcal{CP}	39
2.1.2	La mesure de $\sin 2\beta$ dans <i>BABAR</i>	41
2.2	PEP-II, une usine à B	43
2.2.1	Caractéristiques	43
2.2.2	Système de coordonnées.	44
2.3	Le détecteur <i>BABAR</i>	45
2.3.1	Paramètres des trajectoires des particules chargées.	46
2.3.2	Le détecteur de vertex en silicium (SVT)	48
2.3.3	La chambre à fils (DCH).	50
2.3.4	Le détecteur à effet Cherenkov (DIRC)	53
2.3.5	Le calorimètre électromagnétique (EMC)	54
2.3.6	Le retour de flux instrumenté (IFR)	56
2.4	Un nouvel échantillon de calibration du dE/dx de la chambre à fils	58
2.4.1	Les événements Bhabhas radiatifs.	58
2.4.2	L'échantillon de présélection.	58
2.4.3	Coupures additionnelles.	60
2.4.4	Pics à basses impulsions.	64
2.4.5	Contenu de la sélection OPR_4	68
2.4.6	Homogénéisation de l'échantillon.	69

BABAR est un détecteur asymétrique conçu pour mesurer la violation de \mathcal{CP} dans le secteur des mésons B . La mesure principale est celle de $\sin 2\beta$. Cet objectif contraint à la fois, la structure et les performances minimales du détecteur. Dans ce chapitre, une première partie fournit quelques éléments théoriques sur la mesure de $\sin 2\beta$ ainsi que les exigences expérimentales qui en découlent. La deuxième partie décrit brièvement le détecteur dont une revue complète pourra être trouvée dans [53]. Enfin la dernière partie décrit la réalisation d'une nouvelle sélection d'événements Bhabhas en vue d'améliorer la calibration du dE/dx de la chambre à fils.

2.1 *BABAR*, un détecteur dédié à la mesure de la violation de \mathcal{CP}

2.1.1 Éléments théoriques sur la violation de \mathcal{CP}

La violation de \mathcal{CP} est mise en évidence expérimentalement par la mesure d'une asymétrie $a_f(t)$ du type :

$$a_f(\Delta t) = \frac{\Gamma(B(\Delta t) \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}(\Delta t) \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B(\Delta t) \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}(\Delta t) \rightarrow \bar{f})} \quad (2.1)$$

où f est un état final de désintégration, \bar{f} son conjugué par \mathcal{CP} et $\Gamma(B(\Delta t) \rightarrow f)$, la largeur partielle de désintégration d'un méson, dans un état purement B à un instant t_0 , vers l'état f au temps t (temps écoulé dans le référentiel du B). On note alors $\Delta t = t - t_0$.

La violation de la symétrie \mathcal{CP} peut se manifester sous différentes formes décrites dans la suite : la violation de \mathcal{CP} dans la désintégration, la violation de \mathcal{CP} dans le mélange et la violation de \mathcal{CP} dans l'interférence entre les désintégrations avec et sans mélange.

2.1.1.1 La violation de \mathcal{CP} dans la désintégration

Il s'agit de la violation de \mathcal{CP} la plus simple. Elle se traduit par :

$$|A_f| \neq |\bar{A}_f| \quad (2.2)$$

où $|A_f|$ est l'amplitude de la désintégration d'un méson B vers l'état final f et $|\bar{A}_f|$ est l'amplitude de la désintégration d'un méson \bar{B} vers le même état final f . \bar{f} désigne l'état conjugué de \mathcal{CP} de f . Il est important dans ce cas que l'état f ne soit pas un état \mathcal{CP} afin de connaître le type du B : B ou \bar{B} .

Ce type de violation de \mathcal{CP} ne nécessite pas une analyse en temps, c'est-à-dire que l'équation 2.1 peut être intégrée sur Δt . Il est également important de noter que pour les mésons chargés, c'est le seul type de violation de \mathcal{CP} observable.

La première observation de la violation de \mathcal{CP} directe (pour les B) a été faite par l'expérience *BABAR* en 2004 avec la mesure de l'asymétrie [52] :

$$\begin{aligned} A_{CP} &= \frac{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) - \mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) + \mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)} \\ &= -0.133 \pm 0.030(\text{stat}) \pm 0.009(\text{syst}) \end{aligned} \quad (2.3)$$

2.1.1.2 La violation de \mathcal{CP} dans le mélange

Aussi appelée violation de \mathcal{CP} indirecte, elle se manifeste par $\left| \frac{p}{q} \right| \neq 1$ où p et q sont définis dans le paragraphe 1.3.2. Si cet effet a été observé expérimentalement dans le secteur des mésons K^0 , pour les mésons B , la violation de \mathcal{CP} dans le mélange est très faible et compatible avec zéro. La moyenne mondiale du rapport $\left| \frac{p}{q} \right|$ est dominée par un résultat récent (2004) de l'expérience *BELLE* [51] :

$$\left| \frac{p}{q} \right| = 1.0006 \pm 0.0041 \quad (2.4)$$

2.1.1.3 La violation de \mathcal{CP} dans l'interférence entre les désintégrations avec et sans mélange

L'expérience *BABAR* a été conçue pour mesurer ce type de violation de \mathcal{CP} . L'état final f de désintégration doit être un état propre de \mathcal{CP} (noté $f_{\mathcal{CP}}$), c'est-à-dire tel que $\mathcal{CP} |f_{\mathcal{CP}}\rangle = \eta_f |f_{\mathcal{CP}}\rangle$, il est donc accessible à la fois aux B^0 et aux \bar{B}^0 .

Pour un tel état $f_{\mathcal{CP}}$, en utilisant dans le cas des mésons B le fait que $\left| \frac{p}{q} \right| = 1$ et que $\frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} \ll 1$, l'équation 2.1 devient :

$$a_{f_{\mathcal{CP}}}(\Delta t) = \frac{(1 - |\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}|^2) \cos(\Delta m \Delta t) - 2\Im m(\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}) \sin(\Delta m \Delta t)}{1 + |\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}|^2} \quad (2.5)$$

avec :

$$\lambda_{f_{\mathcal{CP}}} = \frac{p \bar{A}_{f_{\mathcal{CP}}}}{q A_{f_{\mathcal{CP}}}} \quad (2.6)$$

Δm , $\Delta\Gamma$, p , q sont les paramètres décrivant l'oscillation et sont définis dans le paragraphe 1.3.2. $A_{f_{\mathcal{CP}}}$ (resp. $\bar{A}_{f_{\mathcal{CP}}}$) est l'amplitude de désintégration d'un mésons B^0 (resp. \bar{B}^0) vers l'état $f_{\mathcal{CP}}$.

Pour les mésons B , $|\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}| \neq 1$ signe la violation de \mathcal{CP} directe $\bar{A}_{f_{\mathcal{CP}}} \neq A_{f_{\mathcal{CP}}}$ car $p/q = 1$. Cependant, l'équation 2.6 montre que même si \mathcal{CP} est conservée dans la désintégration $|\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}| = 1$, l'asymétrie peut-être non nulle. Il faut pour cela que $\Im m(\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}) \neq 0$.

2.1.2 La mesure de $\sin 2\beta$ dans BABAR

2.1.2.1 Le canal en or $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$

La désintégration $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ ou $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ donne un exemple de désintégration vers un état propre de \mathcal{CP} . Dans ce cas, l'équation 2.6 se simplifie car $|\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}| = 1$ (pas de violation de \mathcal{CP} directe). La partie imaginaire de $\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}$ est quant à elle reliée au paramètre β de la matrice CKM défini dans la section 1.1.3 par :

$$\Im m(\lambda_{J/\psi K_S^0}) = \sin 2\beta \quad (2.7)$$

2.1.2.2 Méthode de mesure dans les usines à B

Afin de mesurer l'asymétrie 2.1, il est nécessaire :

- de reconstruire un B dans le canal $J/\psi K_S^0$ noté B_{reco} .
- de connaître le type de B_{reco} à un instant t_0 quelconque.
- de connaître le temps écoulé dans le référentiel de B_{reco} entre l'instant t_0 et l'instant de sa désintégration t_1 . Le temps auquel fait référence l'équation 2.1 est alors $\Delta t = t_1 - t_0$.

La méthode expérimentale est la suivante. Tout d'abord ne sont conservés que les événements où un B est reconstruit dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Dans le reste de l'événement, on recherche alors un lepton de haute impulsion. Ce lepton signe la désintégration semi-leptonique de l'autre B produit, noté B_{tag} (paragraphe 1.2.2.5). Ainsi, en étiquetant le type de B_{tag} à l'instant t_0 de sa désintégration (dans les désintégrations semi-leptoniques, le signe du lepton est corrélé au type du B), le type du méson B_{reco} est automatiquement connu à ce même instant t_0 . Il faut alors mesurer le temps écoulé entre t_0 et l'instant t_1 de la désintégration de B_{reco} .

Les mésons B sont produits quasiment au repos dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$. Étant donné le temps de vie des mésons B^0 ($\tau_{B^0} = 1.536 \pm 0.014$ ps), la distance séparant les deux mésons B aux moments de leurs désintégrations est de l'ordre de $60 \mu\text{m}$. Cette distance est trop petite pour être mesurée avec précision. C'est pourquoi, le $\Upsilon(4S)$ n'est pas produit au repos dans le référentiel du laboratoire mais avec une vitesse $\vec{\beta} = \beta \vec{z}$. La distance Δz , suivant \vec{z} et mesurée dans le référentiel du laboratoire, entre les deux points de désintégrations des mésons B est reliée au temps écoulé entre les deux désintégrations (noté Δt), dans le référentiel d'un des B par :

$$\Delta t \cong \frac{\Delta z}{\gamma \beta c} \quad (2.8)$$

où γ est le boost de Lorentz dû à β . La formule 2.8 serait exacte si les mésons B étaient émis au repos dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$. Les deux B ayant une vitesse faible mais non nulle dans ce référentiel, elle n'est donc vraie qu'en première approximation.

La valeur de $\sin 2\beta$, moyennée sur tous les canaux charmonium (du type $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$) et calculée à partir des résultats des expériences BELLE et BABAR, est de :

$$\sin 2\beta = 0.725 \pm 0.033(\text{stat.}) \pm 0.016(\text{syst.}) \quad (2.9)$$

2.1.2.3 Contraintes expérimentales

Les collisionneurs e^+e^- offrent un environnement expérimental particulièrement propre par rapport aux machines hadroniques. Comparé à des expériences fonctionnant à haute énergie, comme LEP, l'utilisation de la résonance $\Upsilon(4S)$ permet de réduire les fonds combinatoires (pas de produits de fragmentation) et de fournir des contraintes cinématiques sur les B reconstruits grâce à la mesure des paramètres du faisceau :

$$q_B + q_{\bar{B}} = q_{\Upsilon(4S)} = q_{e^+} + q_{e^-} \quad (2.10)$$

$$E_B^* + E_{\bar{B}}^* = M_{\Upsilon(4S)}/2 \quad (2.11)$$

où q_i désigne le quadri-vecteur de la particule i et E_i^* sont énergie dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$. La contrepartie de ce contexte très favorable est une section efficace de production $b\bar{b}$ faible de l'ordre du nanobarn. Afin de palier ce handicap, la luminosité doit être très élevée. Pour mesurer une asymétrie \mathcal{CP} avec une précision de l'ordre de 10 %, il faut plusieurs centaines d'événements où à la fois, un des B a été reconstruit dans un état propre de \mathcal{CP} $f_{\mathcal{CP}}$ et où la saveur de l'autre B a été étiquetée par la détection d'un lepton de haute impulsion (cas le plus favorable) ou par la détection d'un kaon. Les taux de branchement $\mathcal{B}_{\mathcal{CP}} = \mathcal{B}(B \rightarrow f_{\mathcal{CP}})$ sont faibles, de l'ordre de 10^{-4} , ceci impose une luminosité instantanée de quelques $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Le collisionneur doit également fournir des faisceaux asymétriques afin d'avoir un boost du centre de masse par rapport au référentiel du laboratoire. Pour *BABAR* le boost choisi est $\beta\gamma \approx 0.56$, la séparation moyenne obtenue entre les deux B est alors : $\Delta z \approx 500 \mu\text{m}$ selon \vec{z} .

Le détecteur doit lui aussi satisfaire des exigences particulières :

- Il doit être asymétrique, à cause du boost du centre de masse, et avoir une grande couverture angulaire dans la direction du boost ($z > 0$).
- L'efficacité de reconstruction doit être excellente jusqu'aux basses impulsions : 60 MeV/ c pour les particules chargées et 20 MeV/ c pour les photons. Les particules chargées d'impulsion transverse $p_T = 60 \text{ MeV}/c$ ont un rayon de courbure d'environ 13 cm dans un champ magnétique de 1.5 T, il faut donc des points de mesure très proches de l'axe du faisceau.
- La résolution sur la position du vertex doit être très bonne puisqu'elle a un impact important sur les mesures d'asymétrie temporelle.
- Le système d'identification des particules doit être performant d'une part pour les leptons car ils permettent d'identifier la saveur de B_{tag} , d'autre part pour les hadrons afin de distinguer des désintégrations du type $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ de celles du type $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. La séparation π/K doit donc être fiable.

2.2 PEP-II, une usine à B

PEP-II (■Positron Electron Project■) est un collisionneur asymétrique composé de deux anneaux de stockage : l'anneau de haute énergie (■High Energy Ring■ en anglais) stocke des électrons de 9 GeV, l'autre, de basse énergie (■Low Energy Ring■ en anglais) des positrons de 3.1 GeV. La Figure 2.1 présente une vue aérienne de PEP-II ainsi que de l'accélérateur linéaire de SLAC (LINAC).

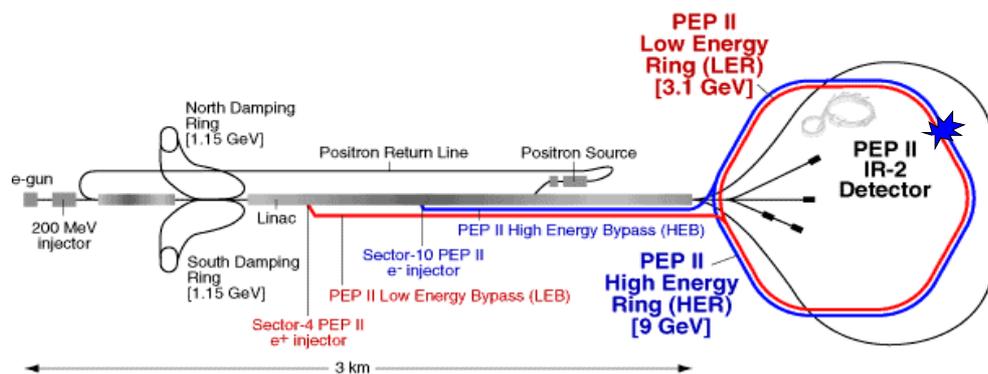


FIG. 2.1: L'accélérateur linéaire (LINAC) et le collisionneur PEP-II.

2.2.1 Caractéristiques

Les électrons sont produits par effet thermoélectrique dans un canon à électron. Puis ils sont accélérés dans le LINAC. Une partie de ces électrons est extraite du faisceau et envoyée sur une cible de tungstène, ce qui permet de créer des positrons. Ces derniers sont alors conduits au début du LINAC par une ligne parallèle puis accélérés par celui-ci comme les électrons. Dès que les positrons atteignent l'énergie de 3 GeV (■sector 4■ sur la Figure 2.1), ils sont envoyés vers PEP-II, les électrons quittent quant à eux le LINAC au secteur 10 (Figure 2.1) après avoir atteint une énergie de 9 GeV. Depuis mars 2004, les électrons et les positrons sont injectés continûment dans les anneaux de stockage, ce qui a permis d'atteindre une luminosité instantanée de $9.2 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (mai 2004) bien au-delà de la luminosité nominale ($3 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). La Table 2.1 compare les valeurs prévues lors de la conception de l'expérience (valeurs nominales) aux valeurs typiques atteintes en 2004 pour quelques uns des paramètres de PEP-II (cf. [57]).

Grâce à ces performances bien au-delà des objectifs, PEP-II a délivré 253fb^{-1} d'octobre 1999 à juillet 2004, utilisés dans cette analyse. La Figure 2.2 montre l'évolution de la quantité de données enregistrée par *BABAR* depuis le début de l'expérience en octobre 1999. La grande majorité des données sont prises à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 10.58 \text{GeV}$. Cependant environ 10 % des données sont prises à une énergie de 40 MeV inférieure, afin d'étudier les événements de fond combinatoire issus du continuum

Paramètre ^a	Valeur nominale	Valeur actuelle
Énergie HER(e^-)/LER(e^+) (GeV)	9.0/3.1	9.0/3.1
Courant HER(e^-)/LER(e^+) (mA)	750/2140	1550/2450
Nombre de paquets	1658	1588
σ_{Lx} (μm)	111	85
σ_{Ly} (μm)	3.3	3.6
σ_{Lz} (mm)	11	12
Luminosité ($10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	3	9.21
Luminosité ($\text{fb}^{-1}/\text{mois}$)	3.3	16.02

TAB. 2.1: Comparaison entre les valeurs nominales et les valeurs atteintes en 2004 de quelques-uns des paramètres de fonctionnement de PEP-II

^a σ_{Lx} , σ_{Ly} et σ_{Lz} désignent respectivement les dimensions suivant \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} de la zone d'interaction

(production $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}, s\bar{s}, d\bar{d}, u\bar{u}$). En effet cette énergie n'est pas suffisante pour produire une paire de mésons $B\bar{B}$.

Les faisceaux se croisent dans la région d'interaction IR-2 où est situé le détecteur BABAR. La collision a lieu dans un tube à vide en béryllium de 2.8 cm de rayon. Quatre paires d'aimants quadripolaires focalisent les faisceaux pour les faire entrer en collision de front, c'est-à-dire que l'angle entre les directions des deux faisceaux au moment de la collision est de 180 degrés, avec une focalisation maximale afin d'avoir la plus grande luminosité possible. Un aimant dipolaire, au cœur de la région d'interaction permet la séparation des faisceaux après l'interaction. Cette région est soumise à des radiations intenses provenant essentiellement du rayonnement synchrotron et de l'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel.

2.2.2 Système de coordonnées.

Le système de coordonnées de BABAR a pour origine le point d'interaction. L'axe \vec{z} est l'axe de symétrie de la chambre à fils (voir la section 2.3) qui est approximativement l'axe des faisceaux¹. Il est dirigé dans le sens du faisceau d'électrons (HER). L'axe \vec{y} pointe vers le haut et l'axe \vec{x} est dans le plan horizontal et pointe dans une direction opposée au centre des anneaux de PEP-II (cf. Figure 2.4).

Souvent les coordonnées d'Euler seront utilisées, en particulier pour définir les angles, et notées : θ l'angle polaire et ϕ l'angle azimuthal.

¹l'axe des faisceaux et l'axe \vec{z} font un angle d'environ 20 mrad dans le plan horizontal.

2004/12/08 10.46

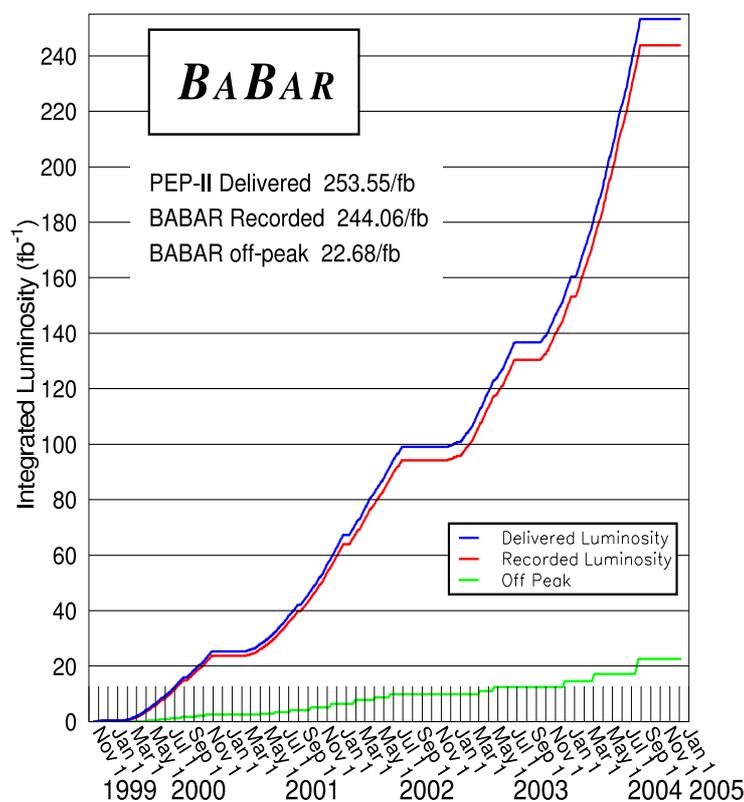


FIG. 2.2: Luminosités intégrées délivrée par PEP-II et enregistrée par BABAR.

2.3 Le détecteur *BABAR*

Le détecteur *BABAR* est situé au point d'interaction IR-2 de PEP-II. C'est un détecteur compact (d'environ 6,5 m de haut pour 8 m de long). Une coupe longitudinale du détecteur *BABAR* est présentée sur la Figure 2.3. Il est composé de cinq sous-détecteurs et d'un solénoïde. Le SVT est le détecteur le plus proche du faisceau, il permet de trouver les paramètres d'impact des traces chargées et donc de reconstruire avec précision les différents vertex. La chambre à fils, juste après le SVT permet de reconstruire les trajectoires des traces et de les identifier. Puis viennent, le DIRC, qui permet également d'identifier les traces chargées et le calorimètre électromagnétique (EMC) qui sert à la reconstruction des photons et à l'identification des électrons. Enfin, un solénoïde crée un champ magnétique de 1.5 T. Le retour du champ magnétique créé par le solénoïde, est assuré par une structure en acier instrumentée qui permet d'identifier, en particulier, les muons. Les performances de l'ensemble de ces sous-systèmes sont résumées dans la Table 2.2 qui donne également la couverture angulaire. Le point d'interaction est décalé par rapport au centre du détecteur de 37 cm dans la direction du faisceau de positrons. Ceci permet d'augmenter la couver-

ture angulaire dans la direction du boost afin d'augmenter l'acceptance dans le référentiel du centre de masse. Ainsi, pour les traces chargées, l'acceptance dans le laboratoire est : $17.2^\circ < \theta < 152.6^\circ$, ce qui correspond dans le centre de masse (pour des particules de masse négligeable devant leur impulsion) à : $28.9^\circ < \theta^* < 163.7^\circ$ (soit 92 % du volume dans le centre de masse) ou θ désigne l'angle polaire par rapport à l'axe \vec{z} dans le référentiel du laboratoire et θ^* , l'angle polaire dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$.

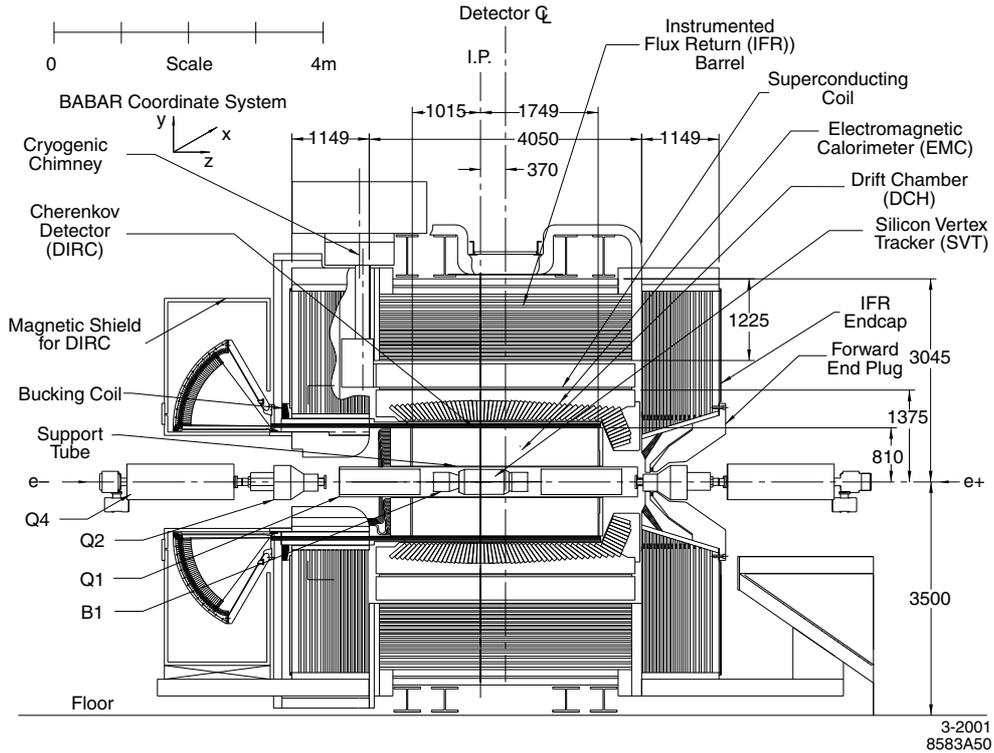


FIG. 2.3: Coupe longitudinale du détecteur BABAR.

Cette section décrit brièvement les différents sous-systèmes. Les présentations de la chambre à fils et du calorimètre ont été plus détaillées car ces deux sous-détecteurs sont utilisés dans la section 2.4. Une description exhaustive du détecteur *BABAR* pourra être trouvée dans [53].

2.3.1 Paramètres des trajectoires des particules chargées.

L'aimant de *BABAR* crée un champ magnétique B suivant l'axe \vec{z} . Ce champ courbe les traces ce qui permet de mesurer leur impulsion. En effet, une particule chargée, plongée dans un champ magnétique uniforme $\vec{B} = B \vec{z}$, a pour trajectoire une hélice d'axe \vec{z} . La

Système ^a	Couverture angulaire $\theta(^{\circ})$	Performance ^b
SVT	[20.1,150.2]	$\sigma_{d_0} = 55 \mu\text{m}$ $\sigma_{z_0} = 65 \mu\text{m}$ $\sigma_{dE/dx} \approx 14 \%$
DCH	[17.2,152.6]	$\sigma_{\phi} = 1 \text{ mrad}$ $\sigma_{\tan \lambda} = 0.001$ $\sigma_{p_t}/p_t = (0.45 + 0.13 \times p_t) \%$ $\sigma_{dE/dx} = 7.5 \%$
DIRC	[25.5,141.4]	$\sigma_{\theta_C} = 2.5 \text{ mrad}$ par trace chargée
EMC(B.Av.)	[15.8,27.1]	$\sigma_E/E = (1.9 + \frac{2.3}{\sqrt[3]{E}}) \%$
EMC(T.)	[27.1,140.8]	$\sigma_{\theta,\phi} = \frac{3.9}{\sqrt{E}} \text{ mrad}$
IFR(B.Av.)	[20.0,47.0]	efficacité $\mu^{\pm} = 90 \%$
IFR(T.)	[47.0,123.0]	
IFR(B.Ar.)	[123.0,154.0]	

TAB. 2.2: Performance (pour une particule d'énergie E et d'impulsion transverse p_t) et couverture angulaire des différents sous systèmes de *BABAR*.

^aLes notations B.Av., B.Ar. et T. désignent respectivement les bouchons avant, arrière et le tonneau (cf. texte pour plus de détails.)

^bles définitions des paramètres des traces chargées sont données dans le paragraphe 2.3.1

projection de cette hélice dans le plan $x - y$ a pour courbure ω :

$$\omega = -\frac{qB}{p_t} \quad (2.12)$$

où p_t est l'impulsion transverse (projection, dans le plan $x - y$, de l'impulsion totale) et q la charge électrique de la particule. La mesure du rayon de courbure et la connaissance du champ magnétique permettent donc de mesurer p_t .

La trajectoire d'une trace chargée est mesurée par le SVT et la DCH. À partir des points mesurés dans ces deux détecteurs, les paramètres de l'hélice sont ajustés au point d'impact P (défini comme le point de l'hélice le plus proche de l'origine dans le plan $x - y$) par des algorithmes de reconstruction qui prennent en compte la non-uniformité du champ magnétique et la diffusion multiple dans la matière du détecteur [54]. Ces paramètres sont les suivants :

- d_0 est la distance entre l'axe \vec{z} et le point P dans le plan $x - y$. d_0 est algébrique, du signe de $-(\vec{OP} \wedge \vec{p}_t) \cdot \vec{u}_z$.
- φ_0 l'angle azimuthal du vecteur \vec{p}_t au point P .
- z_0 la coordonnée suivant \vec{z} du point P .
- ω la courbure de la trajectoire.
- $\tan \lambda$ est la tangente de l'angle d'inclinaison par rapport au plan $x - y$, noté λ . Cet angle est constant sur la trajectoire.

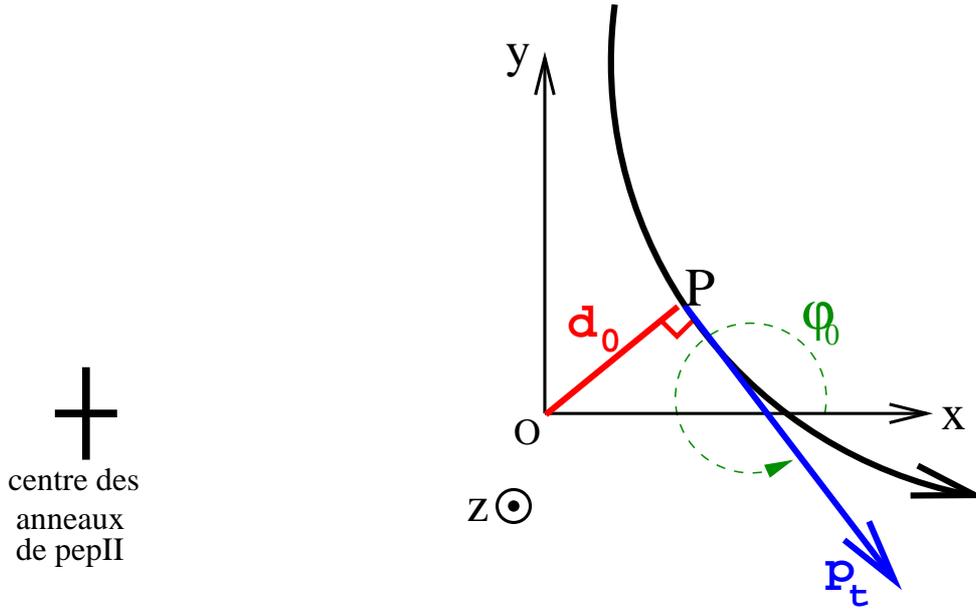


FIG. 2.4: Paramètres d_0 , φ_0 , p_t du point d'impact P .

La trajectoire d'une particule chargée est donnée par la formule :

$$\begin{cases} x(l) = [\sin \varphi - \sin \varphi_0 - \omega d_0 \sin \varphi_0] / \omega \\ y(l) = [-\cos \varphi + \cos \varphi_0 + \omega d_0 \cos \varphi_0] / \omega \\ z(l) = z_0 + l \tan(\lambda) \end{cases} \quad (2.13)$$

où l est la longueur parcourue sur l'hélice dans le plan $x - y$ et $\varphi = \varphi_0 + \omega \times l$. Il est important de noter que φ est différent de ϕ . ϕ définit la coordonnée azimuthale d'un point X alors que si X est sur la trajectoire, φ est la coordonnée azimuthale du vecteur p_t .

2.3.2 Le détecteur de vertex en silicium (Svt)

Le SVT est un détecteur en silicium composé de 5 couches de modules. Les deux faces de chaque module sont instrumentées avec des micro-pistes semi-conductrices en silicium orientées, pour l'une des faces, parallèlement à l'axe \vec{z} (mesure de l'angle azimutal ϕ) et, perpendiculairement à \vec{z} pour l'autre (mesure de la coordonnée z). Les trois premières

couches comportent six modules disposés en hexagone autour de l'axe \vec{z} . Les quatrième et cinquième couches comprennent respectivement 16 et 18 modules. Chaque module possède sa propre électronique de lecture située à l'extérieur du volume de détection. Une vue transversale et longitudinale du SVT est présentée sur la Figure 2.5. Le SVT est long de 70 cm, il est contenu entre des cylindres de rayons 3 cm et 15 cm ayant pour axe, l'axe de collision \vec{z} . Il est asymétrique. En effet, à cause du boost du centre de masse, les particules sont émises préférentiellement vers l'avant (dans la direction du faisceau d'électrons).

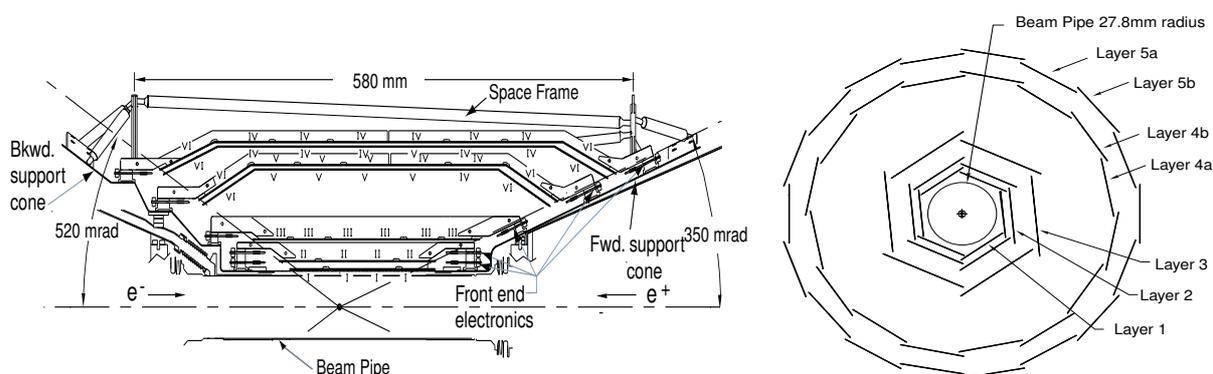


FIG. 2.5: Le détecteur de vertex en coupes longitudinale (à gauche) et transversale (à droite).

Le SVT a deux fonctions principales. La première est de mesurer le plus précisément possible le vertex des deux B afin d'obtenir Δz . Cette tâche est principalement remplie par les trois premières couches du détecteur situées près du point d'interaction. Les résolutions sur le point d'impact d'une particule dans une couche du SVT sont, par conséquent, excellentes, comprises entre 15 et 55 μm pour la position suivant \vec{z} et pour la position suivant ϕ , avec une efficacité de détection par trace de 97 %. Les résolutions sur d_0 et z_0 sont dominées par les mesures du SVT et sont données dans la Table 2.2. La deuxième fonction assurée par le SVT est la mesure de la trajectoire des traces chargées, particulièrement pour les traces d'impulsion transverse comprise entre 50 MeV/c et 120 MeV/c puisque ces particules n'atteignent pas la chambre à fils, les pions des désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ sont de ce type et le SVT permet donc une bonne reconstruction de toutes les désintégrations des B comprenant des D^{*+} .

Enfin le SVT mesure également le dE/dx de chaque trace ce qui permet de fournir des informations sur l'identité de la particule.

2.3.3 La chambre à fils (Dch).

La chambre à fils (DCH) est le deuxième élément après le SVT permettant la mesure de la trajectoire des traces chargées et a deux rôles fondamentaux. Elle permet de mesurer avec précision les paramètres des traces chargées (cf. Table 2.2 pour les résolutions en p_t , λ , ϕ de la DCH). La mesure du dE/dx est l'autre aspect important de la DCH car elle permet, en association avec le DIRC d'identifier le type des particules chargées.

Structure de la chambre à fils.

La DCH se situe entre les rayons 24 et 81 cm autour de l'axe de collision, pour l'atteindre les traces chargées doivent avoir une impulsion supérieure à 120 MeV/c. Pour des traces de plus de 200 MeV/c dans l'acceptance du détecteur, son efficacité de détection est de 96 %. Elle est composée de deux plaques d'aluminium, écartées de 3 m, entre lesquelles sont tendus les fils. Le volume interne est rempli par un mélange gazeux, composé d'hélium (80 %) et d'isobutane (20 %). La Figure 2.6 montre une coupe longitudinale (à gauche) et une vue transversale (à droite) de la DCH. Elle permet de visualiser la structure de la chambre à fils, composée de 40 couches de cellules hexagonales. Ces couches de détection sont organisées en 10 super-couches. Les fils de chaque supercouche font un angle avec l'axe \vec{z} de 0 mrad pour les couches axiales A, de +50 mrad pour les supercouches stéréo de type U et de -50 mrad pour les couches stéréo de type V. Les 10 supercouches se succèdent dans l'ordre suivant : AUVAUVAUVA. Cette structure permet la mesure tridimensionnelle de chaque point d'impact de la trace dans la DCH.

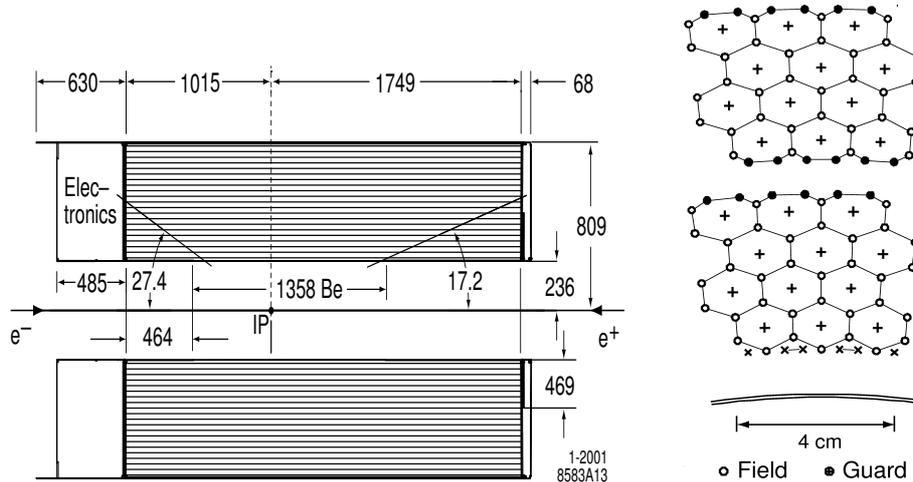


FIG. 2.6: Coupe longitudinale de la chambre à fils (DCH) à droite. À gauche, l'organisation en couches et super-couches.

Principe de fonctionnement.

La détection est assurée par les cellules hexagonales. Six fils de champ, soumis à un potentiel nul, sont placés aux sommets de l'hexagone. Un fil de détection est placé au centre de la cellule et est soumis à une différence de potentiel avec les fils de champ (1900V, 1960V puis 1930V ont été les différentes hautes tensions appliquées depuis le début de l'expérience, la plupart des données étant prises avec un tension de 1930V). Ces fils créent un fort champ électrostatique dans chaque cellule, représenté sur la Figure 2.7.

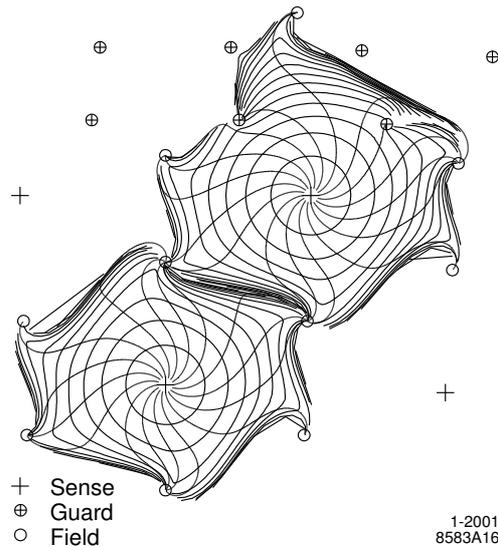


FIG. 2.7: *Champ électrostatique dans les cellules de la DCH.*

Le passage d'une particule chargée dans la chambre ionise les atomes du gaz. Les électrons ainsi libérés dérivent vers le fil de détection, lors de ce déplacement ils créent une avalanche électronique (le champ électrostatique au voisinage du fil de détection devient très grand, les électrons de dérive sont fortement accélérés et ionisent le gaz à leur tour). Cette avalanche crée un signal électrique sur le fil de détection qui est mesuré.

Mesure du dE/dx dans la Dch.

Le dE/dx est l'énergie perdue par unité de longueur par une particule lors de son passage dans la matière. Le dE/dx dépend de la masse de la particule et de son impulsion. Sa variation, pour un type de particule donnée, en fonction de l'impulsion de la particule incidente suit une loi de Bethe-Bloch. Ainsi, connaissant l'impulsion et le dE/dx d'une particule, il est possible d'en déduire son type.

Quand une particule traverse une cellule de la chambre à fils, la quantité de charge déposée (le nombre d'électrons récoltés) sur le fil de détection permet de mesurer une perte d'énergie de la particule pour la cellule considérée. Le signal électrique recueilli est donc

directement proportionnel au dE/dx de la particule (la perte d'énergie de la particule sur la longueur de la cellule). Un $(dE/dx)_{DCH}$ moyen est calculé en utilisant 80 % cellules touchées (seules les valeurs les plus faibles sont conservées) lors du passage de la particule. Bien que le facteur de proportionnalité ne soit pas connu, les formes des courbes de Bethe-Bloch ne sont pas affectées et ce $(dE/dx)_{DCH}$ peut donc être utilisé pour identifier la particule. La Figure 2.8 donne le $(dE/dx)_{DCH}$ en fonction de l'impulsion de la particule. Les courbes théoriques de Bethe-Bloch sont superposées sur les points de mesure. La forme théorique de ces courbes est la suivante :

$$(dE/dx)_{DCH} = \frac{a_1}{\beta^{2a_5}} \times (a_2 - \beta^{2a_5} - \log(a_3 + (\beta\gamma)^{a_4})) \quad (2.14)$$

où β est la vitesse de la particule et $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ son facteur de Lorentz. L'erreur commise sur cette valeur est :

$$\sigma(dE/dx)_{DCH} = 0.071 \left(\frac{N_{hit}}{40} \right)^{b_1} \frac{1}{\cos(\pi - \theta)} \quad (2.15)$$

où N_{hit} est le nombre de points de mesure utilisés pour calculer $(dE/dx)_{DCH}$, et θ est l'angle d'incidence de la particule dans la chambre. Les constantes a_1 , a_2 , a_3 , a_4 et a_5 sont calculées à partir d'un ajustement des $(dE/dx)_{DCH}$ en fonction de l'impulsion pour des lots de particules dont l'identification est connue, soit à partir d'autres détecteurs, soit en utilisant des événements physiques particuliers. On peut, par exemple, utiliser pour la calibration du $(dE/dx)_{DCH}$ des électrons produits dans des événements Bhabhas ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n)\gamma$) ; une nouvelle sélection de ce type d'événements a d'ailleurs été développée, elle est présentée dans la section 2.4.

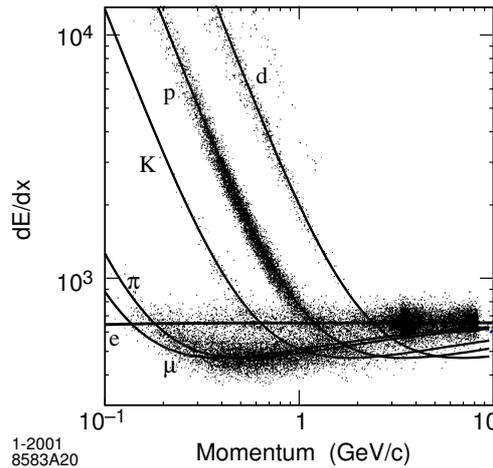


FIG. 2.8: dE/dx mesurés dans la chambre à fils, en traits plein les courbes théoriques de Bethe-Bloch.

2.3.4 Le détecteur à effet Cherenkov (DIRC)

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu matériel d'indice optique n avec une vitesse β supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu ($1/n$), alors le milieu émet une lumière Cherenkov selon un cône. L'axe de ce cône est celui de la direction de la particule et son angle au sommet, θ_C est donné par la formule :

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{n} \times \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (2.16)$$

où m est la masse de la particule et p son impulsion. L'angle Cherenkov dépend donc uniquement de ces deux paramètres m et p . Ainsi, pour une impulsion donnée, il est possible d'identifier une particule par la mesure de θ_C .

BABAR possède un détecteur à effet Cherenkov d'un nouveau genre nommé DIRC (Detection of Internally Reflected Cherenkov light) dédié à l'identification des particules. Du quartz synthétique, d'indice $n = 1.473$, est utilisé comme milieu réfringent. Ce quartz est taillé en barres rectangulaires, 144 au total, qui sont réparties en 12 boîtes disposées autour de la chambre à fils, couvrant ainsi une acceptation azimuthale de 93 %. Lorsqu'une particule chargée traverse une barre de quartz - pour atteindre le DIRC une particule chargée doit avoir une impulsion transverse supérieure à 250 MeV/c - elle émet un cône de lumière Cherenkov d'angle θ_C . Cette lumière se réfléchit sur les faces internes des barres de quartz jusqu'à leurs extrémités, l'angle θ_C est conservé lors de ces réflexions. À l'avant des barres ($z < 0$), des miroirs renvoient la lumière vers l'arrière. À l'arrière des barres ($z > 0$) se situe une cuve remplie de 6 m³ d'eau. La surface interne de cette cuve est tapissée de 10752 photomultiplicateurs qui récoltent les photons émis par la particule. L'angle mesuré n'est pas directement θ_C mais une combinaison de θ_C et de l'angle d'incidence de la particule, cet angle d'incidence est donné par la chambre à fils, ce qui permet de remonter à l'angle Cherenkov réel. Cette technique, illustrée par la Figure 2.9, permet de rejeter le volume de détection du DIRC hors de l'acceptation du détecteur. Ceci minimise la perte d'énergie des traces chargées et le risque de production de gerbes électromagnétiques avant le calorimètre et permet d'avoir une chambre à fils de rayon important sans pour autant augmenter le rayon du calorimètre électromagnétique (et donc son coût).

La Figure 2.10 donne l'angle θ_C mesuré en fonction de l'impulsion pour un lot de particules enrichi en pions. La résolution moyenne sur θ_C est de $\sigma_{\theta_C} = 2.5$ mrad, ce qui permet une séparation π/K supérieure à $3\sigma_{\theta_C}$ sur une large plage d'impulsion, jusqu'à 4 GeV/c (cf. Figure 2.10). La séparation π/K est définie comme $(\langle \theta_C^i \rangle - \langle \theta_C^K \rangle) / \sigma_{\theta_C}$ où $\langle \theta_C^i \rangle$ est l'angle Cherenkov émis par une particule de type i .

L'identification des particules dans *BABAR* est obtenue en combinant les informations en dE/dx du SVT et de la DCH et l'angle Cherenkov du DIRC. La contribution à l'identification d'un sous-système donné dépend du domaine d'impulsion. Par exemple, pour des impulsions inférieure à 700 MeV/c, ce sont principalement les $(dE/dx)_{SVT}$ et $(dE/dx)_{DCH}$ qui permettent la séparation π/K .

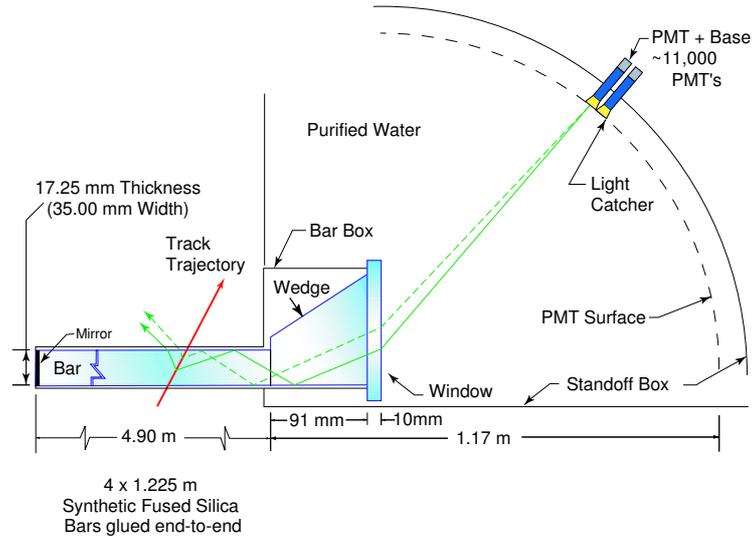


FIG. 2.9: Principe de fonctionnement du DIRC.

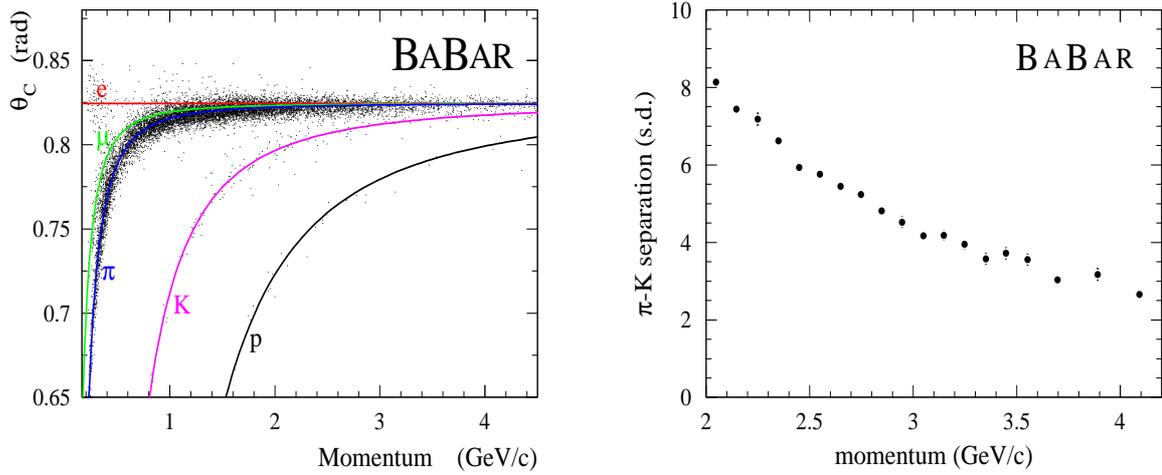


FIG. 2.10: À gauche, l'angle Cherenkov θ_C en fonction de l'impulsion pour des pions issus de désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$. À droite la séparation π/K en fonction de l'impulsion de la particule.

2.3.5 Le calorimètre électromagnétique (Emc)

Le calorimètre électromagnétique (EMC) assure la reconstruction des photons et des π^0 et participe à l'identification des électrons et des K_L^0 .

Structure du calorimètre.

L'EMC est composé de cristaux de iodure de sodium dopés au thallium $CsI(Th)$ qui absorbent totalement l'énergie des photons. Le passage d'un photon ou d'un électron crée une gerbe électromagnétique dans le cristal. Cette gerbe électromagnétique peut se propager aux cristaux adjacents. Les cristaux de iodure de sodium sont alors excités, ils émettent une lumière de scintillation qui est récoltée par des photodiodes de silicium placées aux extrémités des cristaux. Les photons et les électrons sont complètement arrêtés par l'EMC donc l'énergie déposée dans le calorimètre correspond à l'énergie qu'avait la particule incidente.

L'EMC est divisé en deux parties distinctes. Une première partie, cylindrique, est située autour du DIRC. Elle est nommée "tonneau" et contient 5760 cristaux de $CsI(Th)$. La deuxième partie, de forme conique, est située à l'avant du détecteur ($z > 0$). Cette dernière, appelée "bouchon", permet d'améliorer la couverture angulaire dans la direction du boost du centre de masse. La Table 2.2 donne les couvertures angulaires de ces deux parties ainsi qu'un aperçu des performances du calorimètre, l'efficacité de détection est de l'ordre de 91 % pour des photons de plus de 100 MeV. La Figure 2.11 représente la géométrie du calorimètre (à gauche) ainsi qu'une ■vue reconstruite■ du calorimètre à partir des cristaux touchés par des e^\pm issus d'événements Bhabhas (à droite).

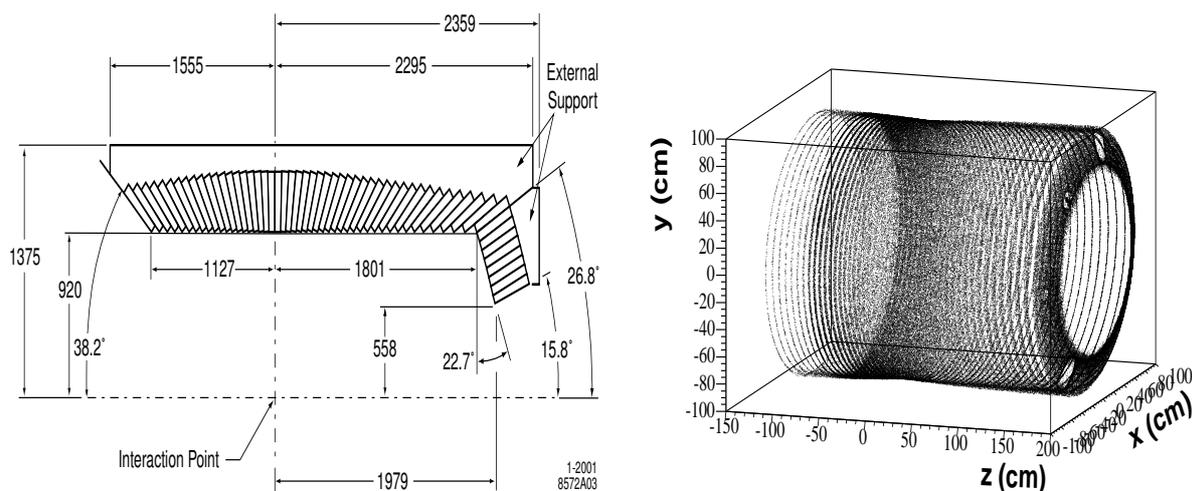


FIG. 2.11: L'EMC de BABAR. À gauche la géométrie du détecteur, à droite, une "vue réelle" reconstruite à partir des cristaux touchés par les e^\pm d'événements Bhabhas.

Principe de mesure de l'énergie d'un amas.

Les gerbes électromagnétiques se développent sur des amas de cristaux. Il existe deux types d'amas, ceux possédant un seul maximum d'énergie et ceux ayant plusieurs maxima. Ces derniers proviennent en particulier de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ de haute impulsion. Dans ce cas, l'angle entre les deux photons est très fermé à cause du boost et les gerbes électromagnétiques des

deux photons peuvent se mélanger pour former un seul amas avec deux maxima d'énergie. Pour reconstruire un amas, un algorithme recherche d'abord un cristal racine avec un signal d'au moins 10 MeV. Puis tous les cristaux adjacents possédants une énergie d'au moins 1 MeV sont rattachés au cristal racine pour former un amas. Enfin, de proche en proche, tous les cristaux ayant une énergie supérieure à 3 MeV et adjacents à un cristal déjà présent dans l'amas sont inclus dans celui-ci.

Enfin, les amas sont associés ou non à des traces chargées de la façon suivante. Chaque trace chargée mesurée dans la chambre à fils est extrapolée jusqu'au calorimètre. Si un amas de l'EMC est proche de ce point d'extrapolation, alors il est associé à la trace chargée, sinon, il est associé à une particule neutre.

Mesure d'énergie et calibration de l'Emc.

La calibration du calorimètre est double, tout d'abord il faut calibrer chaque cristal afin d'avoir une mesure correcte de son énergie. Ensuite, l'énergie d'un amas (somme des énergies de chacun de ses cristaux) doit être corrigée, essentiellement à cause des fuites d'énergie entre cristaux et des pertes d'énergie pour les gerbes qui ne sont pas entièrement contenues dans l'EMC (le DIRC peut par exemple déclencher des gerbes électromagnétiques qui laisseront une partie de leur énergie dans les barres de quartz). *Ainsi, l'énergie reconstruite E_{mes} n'est pas l'énergie attendue, elle doit être corrigée, en moyenne de 6 ± 1 %.* Cette double calibration est effectuée à partir d'événements Bhabhas, du contrôle de la masse des π^0 et du Monte Carlo. Pour les cristaux uniquement, une source radioactive de photons de 6.13 MeV est aussi utilisée pour fournir une calibration à basse énergie.

Identification de particules.

En plus de la mesure de l'énergie des particules incidentes, l'EMC fournit également un moyen d'identifier ces particules.

Pour les particules neutres, l'EMC permet en particulier de distinguer le passage d'un photon de celui d'un hadron neutre, en particulier d'un K_L^0 . En effet, dans le cas des hadrons la gerbe électromagnétique est plus étendue et touche plus de cristaux que dans le cas d'une gerbe photonique. Une variable, nommée moment latéral LAT , comprise entre 0 et 1, permet de mesurer l'étendue spatiale de la gerbe et de distinguer les photons des hadrons (les photons dans *BABAR* sont définis avec $LAT < 0.8$).

Enfin, l'EMC permet d'identifier les électrons. En effet, ceux-ci déposent toute leur énergie dans le calorimètre. En conjugaison avec la DCH, il est possible de mesurer le rapport E_{cal}/p où E_{cal} est l'énergie mesurée dans l'amas associé à la trace. Pour les électrons, on a donc : $E_{cal}/p = 1$.

2.3.6 Le retour de flux instrumenté (Ifr)

Le champ électromagnétique constant de 1.5 T est créé par un solénoïde supraconducteur situé juste après le calorimètre électromagnétique. Un câble en niobium-titane de 10.3

kilomètres constitue la bobine, dans laquelle circule un courant de 4600 A. Cet aimant est refroidi à la température de 4.5 K par de l'hélium liquide. Le retour du flux électromagnétique est assuré par une structure en acier instrumentée, nommée IFR.

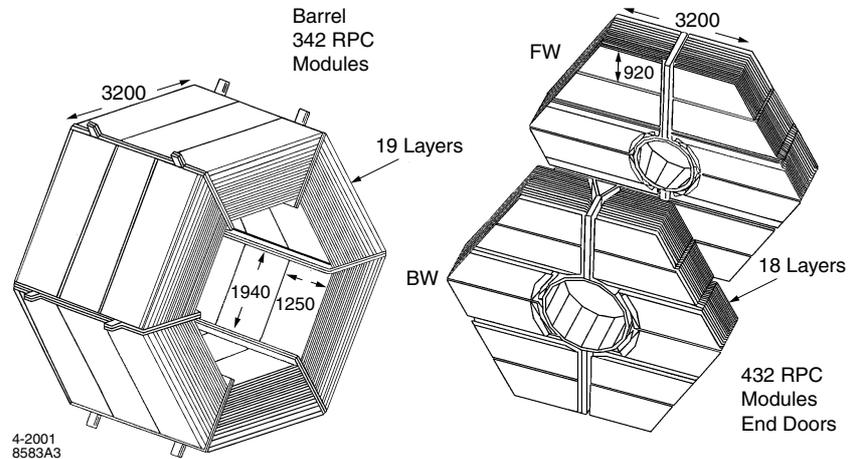


FIG. 2.12: Géométrie de l'IFR.

L'IFR sert à l'identification des muons et des hadrons neutres, en particulier les K_L^0 et les neutrons. Il est composé de trois parties distinctes : le tonneau qui entoure l'axe du faisceau et deux bouchons, un situé à l'avant, l'autre à l'arrière (Figure 2.12). L'acier servant au retour du champ électromagnétique est segmenté en plaques. Entre ces plaques, des détecteurs, chambres résistives (RPC pour ■Resistive Plate Chamber■ en anglais), sont insérés. Il y a 19 couches de RPC dans le tonneau et 18 dans chaque bouchon, pour un total de 806 RPC. L'acier arrête les hadrons dans les toutes premières couches, alors que les muons pénètrent dans les couches les plus profondes.

Les RPC sont des cellules contenant un mélange d'argon, de fréon et d'isobutane enfermé entre deux feuilles de bakélite portée à une différence de potentiel de 8 kV. Le passage d'une particule provoque des décharges entre ces deux feuilles qui sont détectées par des électrodes en aluminium. Les électrodes de lecture ont des directions alternées d'une RPC à l'autre ce qui permet d'obtenir des coordonnées z et ϕ pour chaque particule.

2.4 Un nouvel échantillon de calibration du dE/dx de la chambre à fils

Cette section décrit l'élaboration d'une nouvelle sélection d'événements Bhabhas radiatifs, développée pour la surveillance et la calibration du dE/dx de la chambre à fils.

La reconstruction des données (reconstruction des hélices des particules chargées, des amas dans le calorimètre etc..) est faite à partir des données issues du détecteur et enregistrées sur disque. Lors de cette phase, nommée *OPR* ("Online Prompt Reconstruction" en anglais), de nombreuses distributions sont contrôlées pour assurer la validité des données. Le contrôle du dE/dx des électrons/positrons est effectué à partir d'un lot d'événements de Bhabhas radiatifs auquel il sera fait référence dans la suite sous le nom de sélection *OPR₀*.

La calibration du dE/dx est, quant à elle, effectuée à partir d'un autre échantillon de Bhabhas radiatifs, a priori différent, avec une efficacité très faible par rapport à la sélection *OPR₀*.

Un des objectifs de ce travail a été, dans un premier temps, de comprendre les événements présents dans chaque sélection afin de voir s'il était possible de les unifier pour n'utiliser qu'un seul lot d'événements dans les deux cas (*OPR* et calibration). Le deuxième objectif était de fournir finalement une sélection d'événements Bhabhas radiatifs la plus homogène possible en impulsion et en angle afin de ne pas biaiser la calibration. En effet, on verra que les événements Bhabhas radiatifs sont très inhomogènes.

2.4.1 Les événements Bhabhas radiatifs.

Les réactions de diffusion élastique d'un électron sur un positron sont appelées Bhabhas : $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Leur section efficace est très grande dans *BABAR* : ~ 40 nb. Les corrections radiatives (émission d'un photon) à ces processus ont des sections efficaces plus faibles, de l'ordre de $\approx \alpha 40 \sim 0.3$ nb où α est la constante de structure fine et sont nommés Bhabhas radiatifs. La Figure 2.13 décrit la géométrie d'un tel événement dans le détecteur.

La Figure 2.14 donne les distributions des paramètres cinématiques pour des événements Bhabhas radiatifs Monte Carlo. La distribution claire correspond aux positrons, la plus foncée aux électrons. On constate que les distributions en impulsion (à gauche) et en $\sin \lambda$ sont très piquées. La distribution en ϕ est, quant à elle, homogène.

2.4.2 L'échantillon de présélection.

Après étude des deux échantillons de Bhabhas, il s'est avéré que l'échantillon utilisé pour la calibration était à plus de 97 % inclus dans l'échantillon *OPR₀*. Le choix de la nouvelle sélection s'est donc naturellement porté sur un raffinement de la sélection *OPR₀*, définie de la façon suivante :

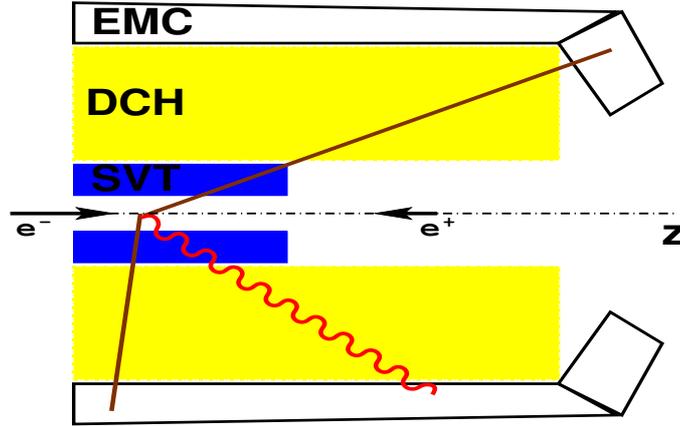


FIG. 2.13: Événement Bhabha radiatif typique dans le détecteur. Le photon radiatif est représenté par une ligne ondulée rouge et les leptons par une ligne continue.

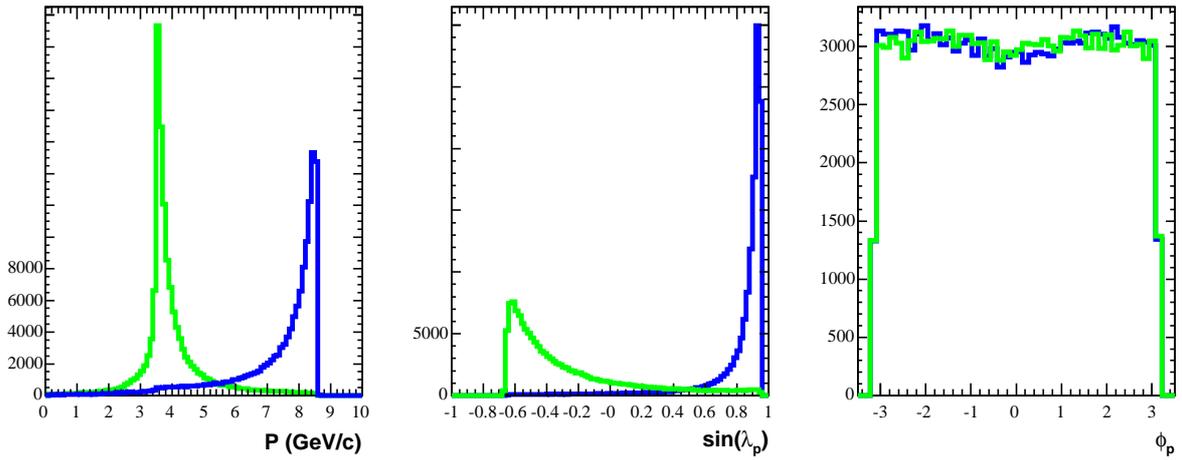


FIG. 2.14: Distributions attendues des variables cinématiques pour des Bhabhas radiatifs dans le Monte Carlo. De gauche à droite, l'impulsion p , $\sin(\lambda)$, ϕ pour les électrons en foncé et pour les positrons en clair.

- Il existe deux traces chargées de paramètres d_0 , z_0 et p_t tels que : $|d_0| < 1.5$ cm, $z_0 < 10$ cm et $p_t > 250$ MeV/c. Les électrons diffusés seront notés e^- et les positrons diffusés e^+ alors que les électrons du faisceau seront notés e_{HER} et les positrons du faisceau e_{LER} .
- Il existe, dans le calorimètre, un amas A_γ correspondant à une particule neutre, c'est-à-dire non associé à une particule chargée, dont la direction est celle de l'impulsion manquante. L'impulsion manquante est : $\vec{p}_{man} = \vec{p}_{LER} + \vec{p}_{HER} - \vec{p}_{e^-} - \vec{p}_{e^+}$ où \vec{p}_{LER} est l'impulsion du faisceau de positrons (LER) et \vec{p}_{HER} est l'impulsion du

faisceau d'électrons (HER).

- Une des particules e^- ou e^+ a une énergie dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$ supérieure à 3.7 GeV.

2.4.3 Coupures additionnelles.

L'échantillon final est construit comme un sous-ensemble de la sélection OPR_0 car cette sélection n'est pas suffisante, en particulier pour la calibration. En effet, elle n'est pas homogène et présente des événements indésirables.

Tout d'abord, il s'est avéré que la sélection OPR_0 contient des événements avec plus de deux traces chargées. Ils ne sont pas conservés dans la sélection finale. De même, si les traces ont la même charge ou si le nombre de points mesurés dans la chambre à fils est inférieur à 12 pour une des traces, l'événement est rejeté. Au niveau de l' OPR , les ajustements finaux des hélices des traces chargées sont réalisés et, ne sont conservés dans la sélection, que les événements pour lesquels les ajustements ont convergés. Cette première étape sélectionne $79.2 \pm 1.3\%$ des événements OPR_0 (le nombre d'événements avec un nombre de traces différent de deux dans le lot OPR_0 est assez grand). Elle donne un lot qui sera noté dans la suite OPR_1 .

Coupures sur l'énergie totale, sélection OPR_2 .

L'énergie totale est donnée par :

$$E_{tot} = E_{LER} + E_{HER} = 12.1 \text{ GeV} \quad (2.17)$$

où E_{LER} est l'énergie du faisceau de positrons et E_{HER} est l'énergie du faisceau d'électrons. Par conservation de l'énergie, la quantité d'énergie reconstruite E_{reco} doit être égale à E_{tot} . Pour un processus Bhabhas radiatif, l'énergie reconstruite est :

$$E_{reco} = |\vec{p}_{e^-}| + |\vec{p}_{e^+}| + E_{EMC} \quad (2.18)$$

où E_{EMC} l'énergie laissée par les photons radiatifs dans le calorimètre électromagnétique. La Figure 2.15 donne la distribution de E_{reco} pour les événements OPR_1 . On constate que cette distribution a son maximum à ~ 11.8 GeV, légèrement en dessous de 12.1 GeV. Ceci est dû aux pertes d'énergie dans le calorimètre qui ne sont pas corrigées. En effet, dans cette analyse, l'énergie utilisée est celle directement mesurée dans l'EMC (la correction d'énergie n'est pas appliquée, cf. section 2.3.5). La distribution de la Figure 2.15 présente une queue très étendue. Ces événements, pour lesquels il peut manquer beaucoup d'énergie, ne sont pas utilisés. Une coupure sur l'énergie totale $E_{tot} > 11.2$ GeV est appliquée, ce qui définit une nouvelle sélection notée OPR_2 .

Suppression des événements $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, sélection OPR_3 .

Les événements $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ peuvent simuler des événements Bhabhas radiatifs. En effet, si l'un des deux photons interagit avec la matière, il donne un paire e^+e^- . L'événement

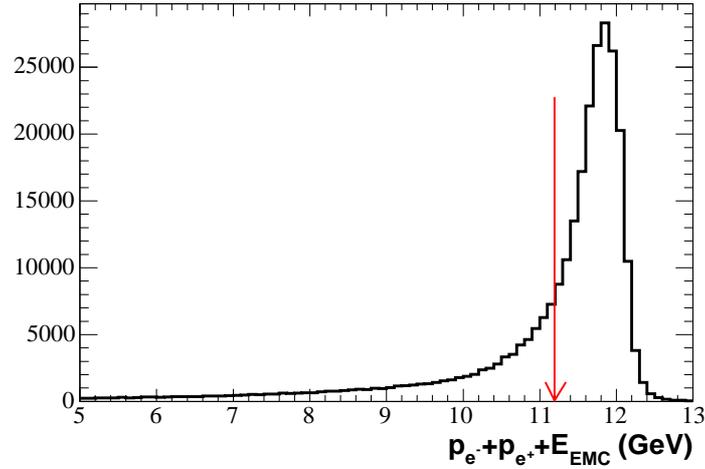


FIG. 2.15: Énergie totale reconstruite dans les événements OPR_1 . La flèche donne la coupure appliquée pour obtenir la sélection OPR_2 .

possède donc deux traces chargées et un photon. La Figure 2.16 montre la géométrie d'un tel événement dans le détecteur. La paire de leptons est émise dans un cône très fermé autour de la direction du photon qui lui a donné naissance.

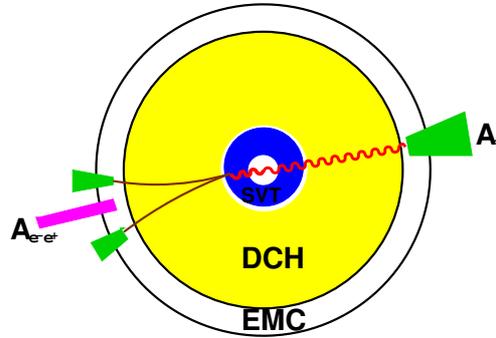


FIG. 2.16: Les événements de conversion provenant des réactions $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\rightarrow e^+e^-)$ sont simples à supprimer du fait de leur géométrie.

Ces événements sont facilement identifiables de par leur topologie : l'angle $\alpha_{e^-e^+}$ entre l'électron et le positron est très fermé. La Figure 2.17, à gauche montre la distribution du cosinus de cet angle, $\cos(\alpha_{e^-e^+})$. Le pic à $\cos(\alpha_{e^-e^+}) \sim 1$ peut être dû à ce type de processus.

Afin de vérifier que ce pic correspond bien à des événements $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, il est possible de regarder la différence d'angles azimutaux entre l'angle de l'amas moyen $A_{e^-e^+}$ des leptons ($A_{e^-e^+}$ est défini sur la Figure 2.16), noté $\langle \phi_{e^+e^-} \rangle$, et celui de l'amas A_γ noté

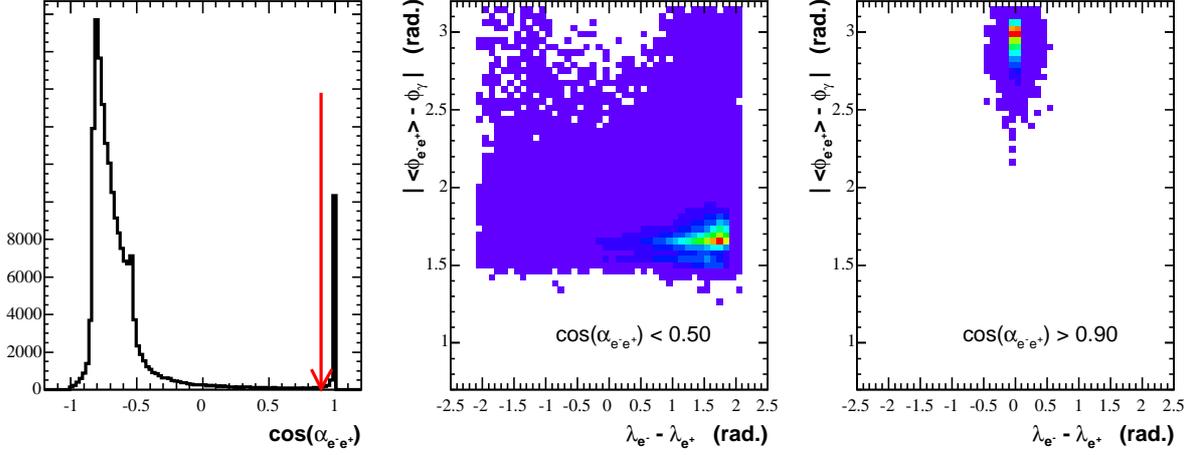


FIG. 2.17: Les événements $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\rightarrow e^+e^-)$ présentent une géométrie particulière facilement identifiable. La flèche donne la coupure appliquée pour obtenir la sélection OPR_3 .

ϕ_γ , en fonction de la différence $\lambda_{e^-} - \lambda_{e^+}$. Pour des événements issus d'une conversion, non seulement $\lambda_{e^-} - \lambda_{e^+} \approx 0$ mais l'amas A_γ du photon qui n'a pas interagi doit être opposé à l'amas moyen $A_{e^-e^+}$ des leptons dans le plan $x - y$ (Figure 2.16), ce qui se traduit par : $\langle \phi_{e^-e^+} \rangle - \phi_\gamma \approx \pi$. Les deux figures de droite de la Figure 2.17 donnent ces distributions pour $\cos(\alpha_{e^-e^+}) < 0.5$ (au milieu) et pour $\cos(\alpha_{e^-e^+}) > 0.9$ (à droite). Sur cette dernière on constate, l'accumulation d'événements à $\lambda_{e^-} - \lambda_{e^+} \approx 0$, $\langle \phi_{e^-e^+} \rangle - \phi_\gamma \approx \pi$ comme attendu pour des événements de conversion.

Une coupure sur $\cos(\alpha_{e^-e^+}) < 0.90$ est appliquée pour supprimer ces réactions de la sélection OPR_2 . Cette nouvelle sélection se nomme OPR_3 .

Coupure sur E/p , sélection OPR_4 .

Les électrons et les positrons sont identifiables au moyen de leur rapport E/p (cf. section 2.3.5). Ici, l'énergie non corrigée des amas a été utilisée pour obtenir le rapport E_{mes}/p . Ainsi, ce rapport pique à une valeur inférieure à 1, environ 0.94. Les distributions des rapports E_{mes}/p obtenues pour la sélection OPR_3 sont présentées sur la Figure 2.18 (l'échelle en y est logarithmique).

Le pic aux basses valeurs de E_{mes}/p signe la présence de particules qui n'ont pas été arrêtées par l'EMC et qui ne sont, par conséquent, ni des électrons, ni des positrons. Ces particules sont supprimées de l'échantillon en appliquant une coupure sur E_{mes}/p :

$$0.8 < E_{mes}/p < 1.1, \quad (2.19)$$

qui permet de définir une nouvelle sélection notée OPR_4 .

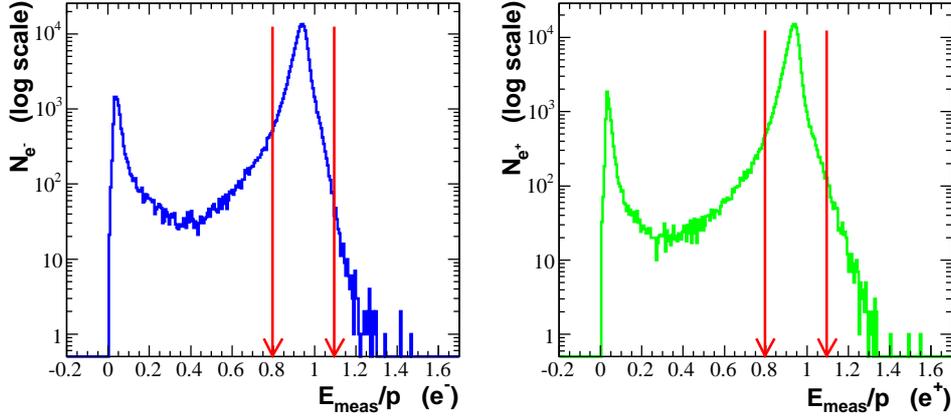


FIG. 2.18: Rapport E_{mes}/p pour les électrons (à gauche) et les positrons (à droite) de la sélection OPR_3 .

La sélection OPR_4 .

La Table 2.3 donnent les pseudo-efficacités d'une sélection à l'autre - **■pseudo■** car la plupart des événements supprimés ne sont pas des Bhabhas radiatifs. Elle a été calculée à partir d'un lot de 280392 événements Bhabhas radiatifs dans la sélection OPR_1 . La pseudo-efficacité $\epsilon(OPR_1/OPR_0)$ est déterminée à partir d'un lot différent d'événements, plus restreint, car les coupures OPR_1 ont été effectuées en amont des études sur les sélections. La sélection OPR_4 retient seulement $\sim 45\%$ des événements de la sélection OPR_0 .

Pseudo-efficacité ϵ	valeur de ϵ (%)
$\epsilon(OPR_1/OPR_0)^a$	79.2 ± 1.3
$\epsilon(OPR_2/OPR_1)$	69.9 ± 0.1
$\epsilon(OPR_3/OPR_2)$	94.1 ± 0.1
$\epsilon(OPR_4/OPR_3)$	84.8 ± 0.1
$\epsilon(OPR_4/OPR_0)$	~ 45

TAB. 2.3: Pseudo-efficacité des différentes sélections.

^al'échantillon utilisé pour calculer cette pseudo-efficacité est différent de celui utilisé dans les lignes suivantes, il est plus petit (~ 500 événements) ce qui explique la barre d'erreur plus grande

La Figure 2.19 présente les caractéristiques cinématiques de la sélection OPR_4 . Les distributions angulaires sont proches des distributions attendues. En particulier, le spectre en ϕ est plat, contrairement à celui de l'angle d'inclinaison λ . Les pertes d'efficacité dans le spectre en ϕ correspondent aux supports du bouchon avant du calorimètre qui ne sont pas

équipés de cristaux, les deux supports principaux sont visibles sur la Figure 2.11 (à gauche). La distribution en impulsion est, quant à elle, semblable à la distribution théorique pour les impulsions supérieures à 2 GeV/c mais présente un pic inexplicable à basse impulsion à la fois pour les électrons et pour les positrons. Avant de valider la sélection, il est donc nécessaire de comprendre à quoi correspond cette accumulation d'événements à basse impulsion.

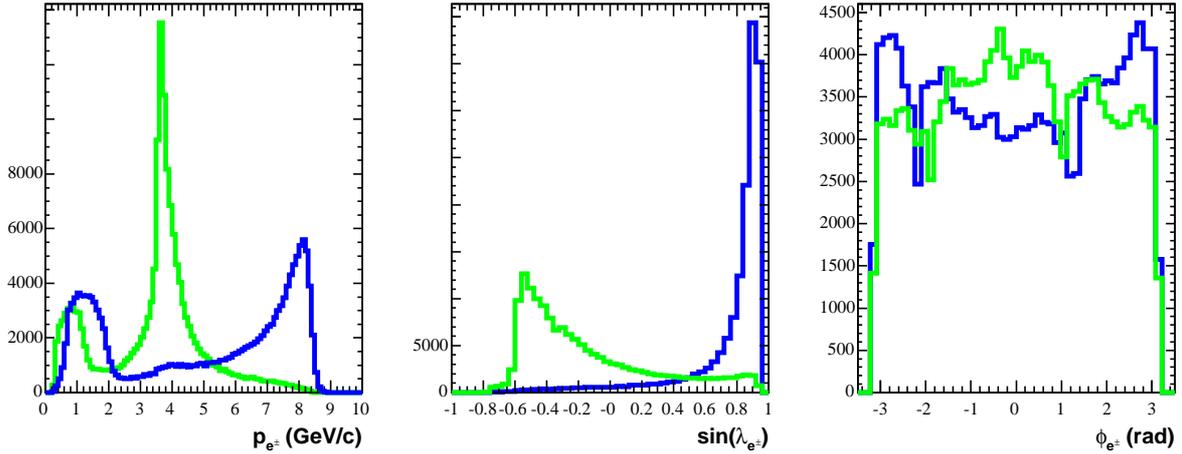


FIG. 2.19: Distributions des variables p , $\sin(\lambda)$ et ϕ pour les électrons (en foncé) et les positrons (en clair) de la sélection OPR_4 .

2.4.4 Pics à basses impulsions.

Une des hypothèses émises pour expliquer les pics à basse impulsion est qu'ils correspondent à des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ où un des leptons a été freiné par bremsstrahlung.

Le bremsstrahlung est un rayonnement émis par les particules chargées lorsqu'elles sont ralenties. Les photons de bremsstrahlung sont en général de faible énergie. Ils ont la particularité d'être émis tangentiellement à la trajectoire de la particule. Un événement $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$ où un des leptons est freiné par bremsstrahlung a donc le même état final qu'un Bhabhas radiatif. Néanmoins, les pics à basse impulsion correspondent à des photons de haute énergie, environ 6 GeV pour le bremsstrahlung d'électrons et 3 GeV pour le bremsstrahlung de positrons. Or à ces énergies, la fraction de bremsstrahlung est très faible.

Relation entre $\delta\phi$ et $\frac{1}{p_t}$

$\delta\phi$ est l'écart d'angle azimuthal entre l'amas du photon de bremsstrahlung et l'amas du lepton (cf. Figure 2.20). Pour calculer cette variable, on suppose que le photon et le lepton sont tous deux détectés dans le tonneau du calorimètre.

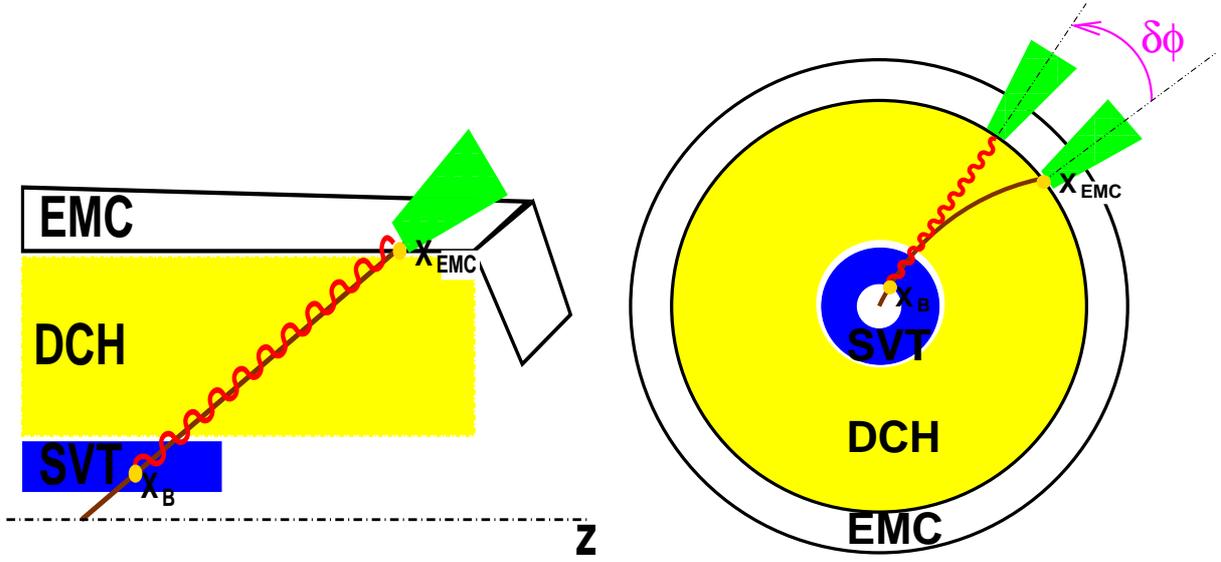


FIG. 2.20: Les événements de Bremsstrahlung ont une topologie particulière. À droite, une vue transverse de l'événement et à gauche une vue en coupe.

On note X_B (cf. Figure 2.20) le point de la trajectoire du lepton où a été émis le photon de bremsstrahlung, et R_B la distance radiale de X_B (distance de X_B à l'axe \vec{z}). Pour les événements Bhabbas radiatifs, z_0 et d_0 sont nuls car les leptons sont directement émis au point d'interaction. Tant que le photon n'est pas émis, le lepton est de haute impulsion et sa trajectoire est quasi-rectiligne et la trajectoire OX_B est une droite. Le photon est donc détecté avec un angle azimuthal ϕ_B qui est simplement la coordonnée azimuthale du point X_B . Le point X_B étant sur la trajectoire, l'Équation 2.13 permet de calculer sa coordonnée azimuthale ϕ_B .

$$\begin{aligned}\cos \phi_B &= \frac{x(l_B)}{R_B} = \frac{1}{\omega R_B} \times (\sin \varphi(R_B) - \sin \varphi_0) \\ \sin \phi_B &= \frac{y(l_B)}{R_B} = \frac{-1}{\omega R_B} \times (\cos \varphi(R_B) - \cos \varphi_0)\end{aligned}$$

En utilisant la relation : $\cos^2 \varphi(R_B) + \sin^2 \varphi(R_B) = 1$ on en déduit la valeur de ϕ_B :

$$\phi_B = \varphi_0 + \text{acos} \left(\sqrt{1 - \frac{\omega^2 R_B^2}{4}} \right) \quad (2.20)$$

Soit X_{EMC} , le point du calorimètre touché par le lepton. Si ce dernier est mou, alors ϕ_{EMC} , coordonnée azimuthale de X_{EMC} est différent de φ_{EMC} . ϕ_{EMC} s'obtient de la même façon que ϕ_B . On obtient alors $\delta\phi = \phi_B - \phi_{EMC}$ entre les deux amas :

$$\delta\phi = \text{acos} \left(\sqrt{1 - \frac{\omega^2 R_B^2}{4}} \right) - \text{acos} \left(\sqrt{1 - \frac{\omega^2 R_{EMC}^2}{4}} \right) \quad (2.21)$$

Or, ω est fonction de $1/p_t$, $\omega = qB\frac{1}{p_t}$. La Formule 2.21 relie donc $\delta\phi$ à $1/p_t$, elle permet également de connaître qualitativement la partie du détecteur qui cause le bremsstrahlung. La Figure 2.21 donne les $\delta\phi$ attendus, dans le cas d'un positron ($q = +1$), pour les valeurs de R_B : $R_B = 3$ cm (tube à vide ou premières couches du SVT), $R_B = 15$ cm (dernière couche du SVT), $R_B = 24$ cm (paroi intérieure de la DCH), $R_B = 81$ cm (paroi extérieure de la DCH).

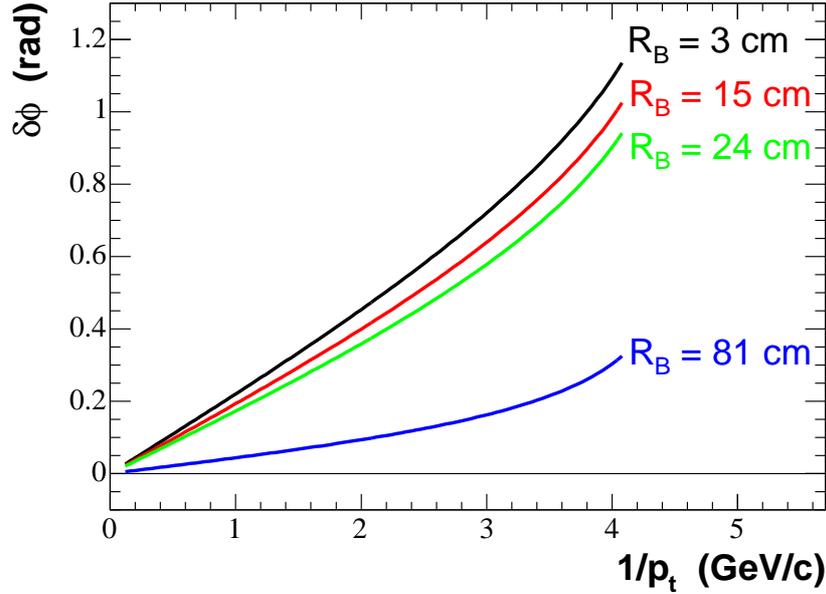


FIG. 2.21: Relation entre $\delta\phi$ et $1/p_t$ pour différentes valeurs de R_B , rayon où est émis le photon de bremsstrahlung.

$\delta\phi$ pour les pics à basse impulsion.

La Figure 2.22 montre les différentes distributions angulaires à considérer pour étudier les pics à basse impulsion. Seuls les électrons de moins de 2 GeV (colonne de gauche sur la Figure 2.22) et les positrons de moins de 1.3 GeV (colonne de droite) sont conservés pour cette étude.

Comme attendu pour des événements de bremsstrahlung, la séparation $\delta\lambda$ entre l'angle d'inclinaison du photon et celui du lepton est très faible. Pour la majorité des événements, elle est comprise dans une fenêtre de ± 4 degrés autour de zéro (ligne du haut sur la Figure 2.22).

La séparation azimuthale $\delta\phi$ entre l'amas du photon et celui du lepton dans le calorimètre correspond aussi à des événements de type bremsstrahlung. En effet, sur la Figure 2.22, la distribution théorique de l'Équation 2.21 pour des leptons freinés dans le tube à vide a été superposée et reproduit bien les données pour les positrons. Pour les électrons,

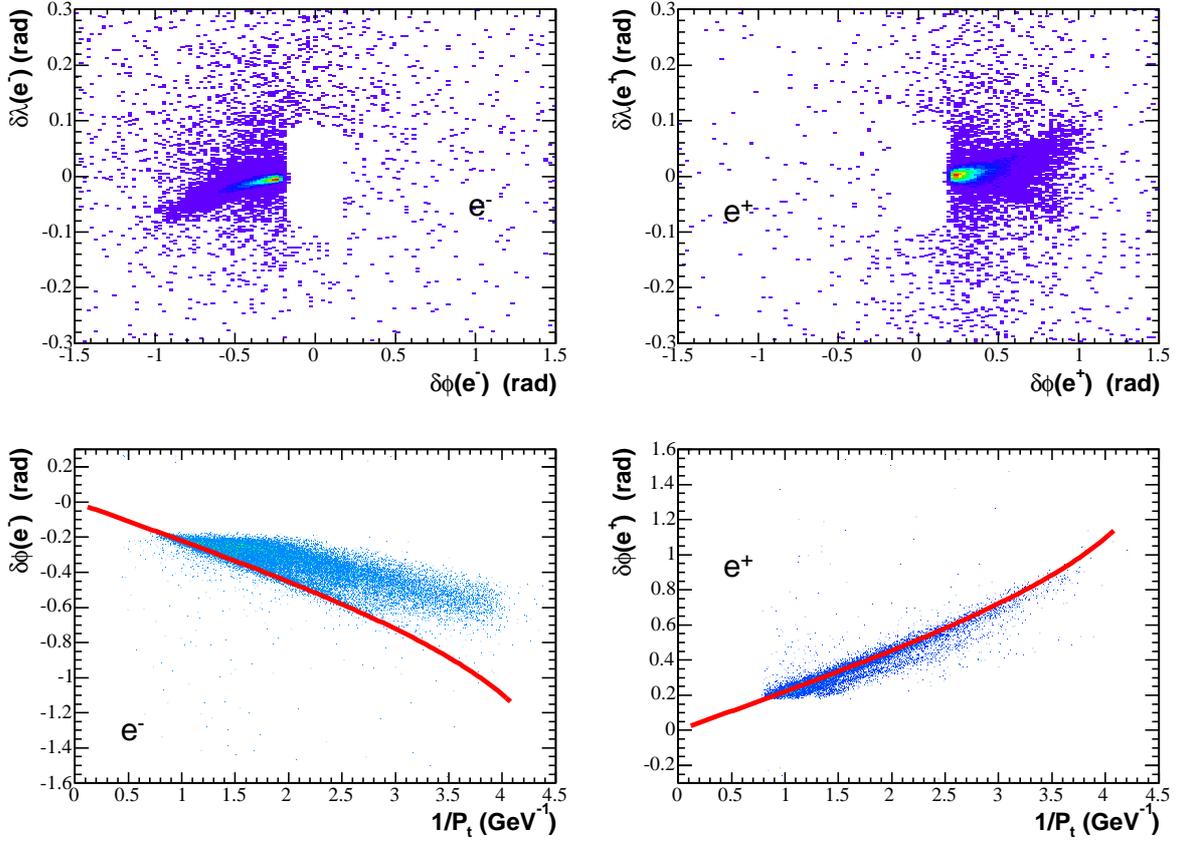


FIG. 2.22: $\delta\lambda$ en fonction de $\delta\phi$ (en haut) et $\delta\phi$ en fonction de $1/p_t$ (en bas) pour les électrons (à gauche) et le positrons (à droite). La ligne pleine correspond au $\delta\phi$ théorique des photons de bremsstrahlung émis au niveau du tube à vide.

la distribution est plus étalée et mal reproduite. Ceci est dû au fait que l'Équation 2.21 suppose que les particules sont détectées dans le tonneau de l'EMC à R_{EMC} . Or les électrons sont émis fortement vers l'avant à cause du boost du centre de masse. La grande majorité d'entre eux est détectée par le bouchon du calorimètre. Dans ce cas, l'Équation 2.21 reste vraie mais R_{EMC} dépend de l'angle d'inclinaison. La Figure 2.23 donne la distribution de $\delta\phi$ en fonction de $1/p_t$ pour des électrons tels que $\lambda_{e^-} < 26.8^\circ$, c'est-à-dire des électrons détectés dans le tonneau du calorimètre. Dans ce cas, la distribution théorique reproduit bien les données.

Conclusion.

Les pics à basse impulsion sont bien dus au bremsstrahlung. Les leptons sont freinés dans le tube à vide ou dans le SVT et émettent un photon. L'aspect ■ piqué ■ est dû à la coupure angulaire utilisée au niveau de la sélection *OPR*. En effet, un amas, pour être considéré

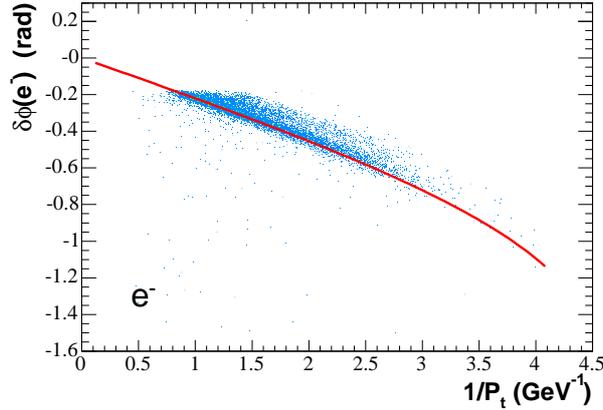


FIG. 2.23: $\delta\phi$ en fonction de $1/p_t$ pour les électrons détectés dans le tonneau du calorimètre. En trait plein la distribution théorique pour des photons de bremsstrahlung émis au niveau du tube à vide.

comme provenant d'un photon, doit avoir une séparation angulaire minimale avec toutes les traces chargées ($\Delta\phi > 10^\circ$ et $\Delta\lambda > 5^\circ$). Donc seuls les événements de bremsstrahlung pour lesquels $\delta\phi > 10^\circ$ peuvent être observés dans l'échantillon, ceci impose alors une coupure sur p_t implicite, comme le montre l'Équation 2.21.

Ainsi, en augmentant, la coupure angulaire sur $\delta\phi$, la largeur du pic doit diminuer. C'est ce que confirme la Figure 2.24. L'histogramme en trait plein correspond à la distribution originale en impulsion des positrons. Puis, pour une coupure angulaire $\delta\phi > 17^\circ$, l'histogramme en pointillés rouges présente encore un pic mais moins large que le pic original. Enfin, lorsque $\delta\phi > 55^\circ$, la distribution ne présente plus de pic à basse impulsion (trait pointillé bleu). Il est donc possible de supprimer ce type d'événements en augmentant la coupure angulaire sur $\delta\phi$.

2.4.5 Contenu de la sélection OPR_4 .

La Figure 2.25 montre la distribution de l'impulsion du positron $|\vec{p}_{e^+}|$ en fonction de celle de l'électron $|\vec{p}_{e^-}|$ pour la sélection OPR_4 . On constate que les pics dus au bremsstrahlung constituent en fait la majorité des événements de ce lot. Les électrons sont plus sujets au bremsstrahlung que les positrons à cause de la quantité de matière traversée, plus grande pour les électrons car ils sont émis avec un angle d'inclinaison supérieur à celui des positrons (pic à $|\vec{p}_{e^+}| = 3.5 \text{ GeV}/c$ et $|\vec{p}_{e^-}| \approx 1 \text{ GeV}/c$).

Les pics dus au bremsstrahlung sont supprimés par la coupure angulaire suivante : $|\delta\phi| > 55^\circ$ ou $|\delta\lambda| > 8^\circ$ pour les électrons et pour les positrons. Les distributions des variables cinématiques sont alors données par la Figure 2.26. Cette nouvelle sélection, notée OPR_5 , a une pseudo-efficacité de :

$$\epsilon(OPR_5/OPR_4) = 45.4 \pm 0.1 \% \quad (2.22)$$

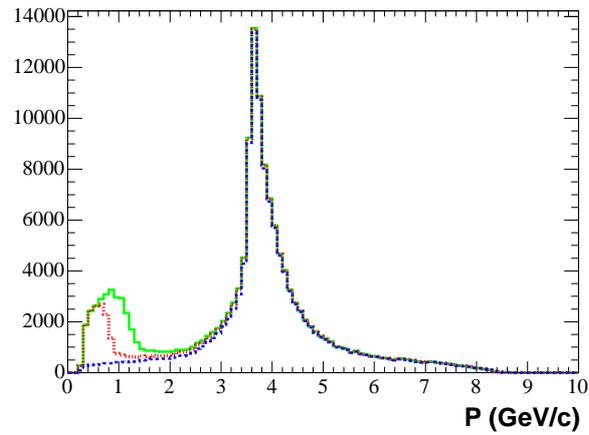


FIG. 2.24: Distribution en impulsion de positrons pour différentes coupures angulaires $\delta\phi$ (cf. texte).

2.4.6 Homogénéisation de l'échantillon.

Les paragraphes précédents ont montré que les lots OPR_4 et OPR_5 contiennent bien des événements Bhabhas. Néanmoins les distributions des variables cinématiques pour ces événements sont très inhomogènes. Or pour la calibration, un échantillon le plus homogène

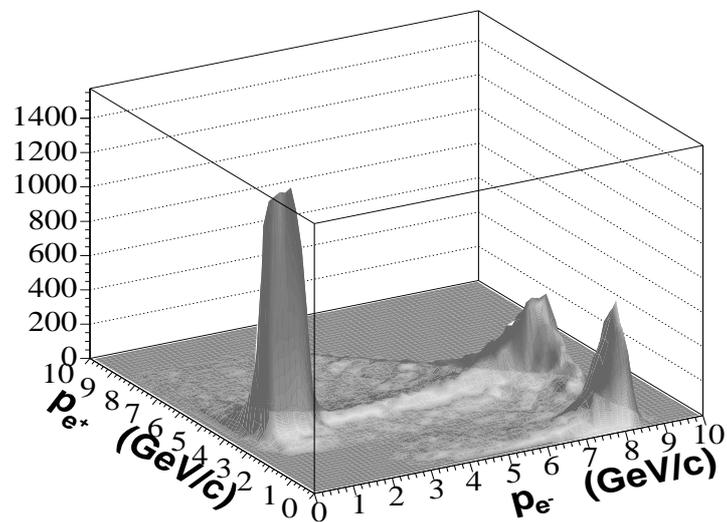


FIG. 2.25: p_{e^+} en fonction de p_{e^-} pour la sélection OPR_4 . Les pics à basse impulsion correspondent aux événements de bremsstrahlung.

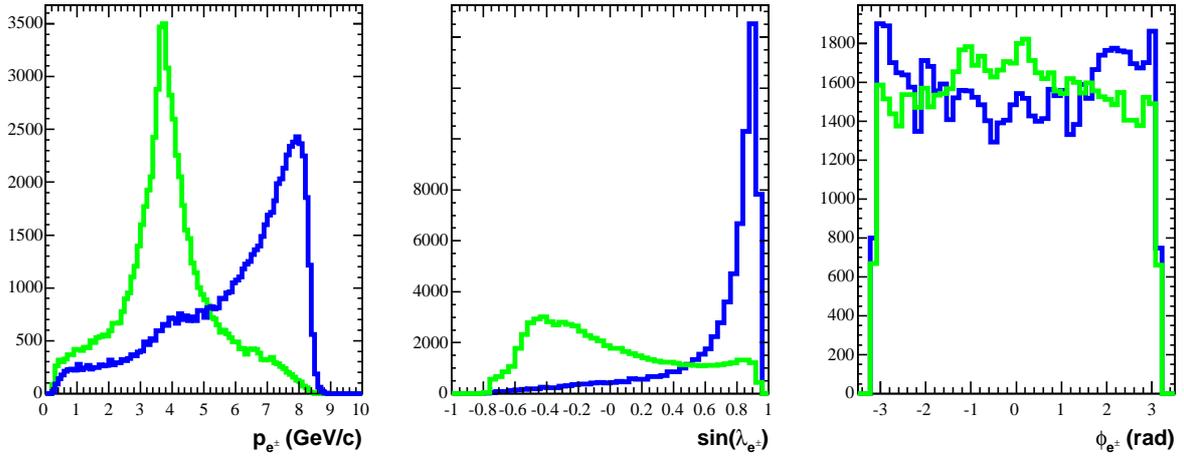


FIG. 2.26: Distributions des variables p , $\sin(\lambda)$ et ϕ pour les électrons (en foncé) et les positrons (en clair) après suppression des événements où un des leptons a été freiné par bremsstrahlung, sélection OPR_5 .

possible est souhaitable. L'homogénéisation des sélections est effectuée par tirage aléatoire. Le but est de rendre le plus ■plat■ possible la distribution bidimensionnelle ($\sin \lambda_{e^+}$, $\sin \lambda_{e^-}$). Cette distribution est donnée Figure 2.27 (à gauche) pour le lot OPR_5 . À partir de cette distribution, on construit une probabilité de garder un événement en fonction de sa situation dans le plan ($\sin \lambda_{e^+}$, $\sin \lambda_{e^-}$) à partir d'un point référence. Cette probabilité est donnée par la Figure 2.27 pour laquelle le point ($\sin \lambda_{e^-} \equiv 0.48$, $\sin \lambda_{e^+} \equiv 0.48$) est pris comme référence. Pour chaque événement, un nombre aléatoire est tiré. Si ce nombre est plus petit que la probabilité donnée Figure 2.27 alors l'événement est conservé, sinon il est rejeté.

La Figure 2.28 présente les distributions des variables cinématiques pour la sélection OPR_5 après homogénéisation. Le même travail d'homogénéisation est réalisé avec la sélection OPR_4 . Ces deux dernières sélections se nomment respectivement OPR_5^{flat} et OPR_4^{flat} . La distribution angulaire en ϕ n'a pas changé. Les distributions en $\sin \lambda$ et $|\vec{p}|$ sont beaucoup plus homogènes même si les pics ne disparaissent pas complètement. Les efficacités de ces deux dernières sélections sont données Table 2.4. Elles sont toutes deux calculées par rapport à la sélection OPR_4 . En effet, même si la sélection OPR_5 contient beaucoup moins d'événements que la sélection OPR_4 , elle est plus étalée dans le plan ($\sin \lambda_{e^+}$, $\sin \lambda_{e^-}$), ce qui augmente l'efficacité de l'homogénéisation.

Conclusion.

En conclusion, les sélections après homogénéisation ont des efficacités très faibles. Ceci est dû à la forte corrélation entre les angles d'inclinaison des électrons et des positrons pour les événements Bhabhas. Ces échantillons sont, en revanche, très adéquats pour la

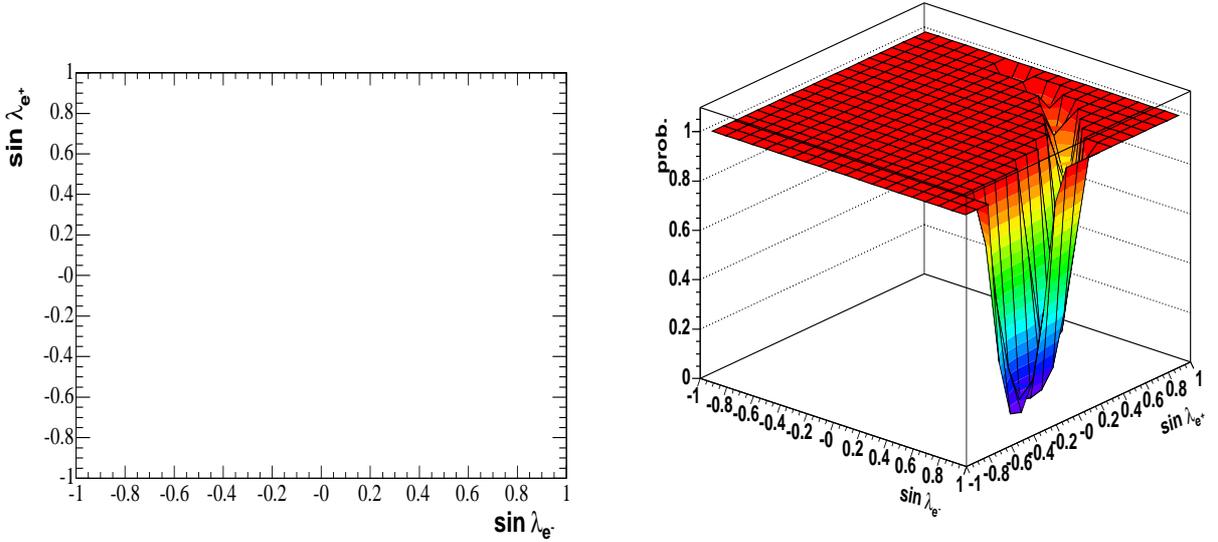


FIG. 2.27: À gauche, la distribution $(\sin \lambda_{e^+}, \sin \lambda_{e^-})$ pour la sélection OPR_5 . À droite, la probabilité de garder un événement selon sa position dans le plan $(\sin \lambda_{e^+}, \sin \lambda_{e^-})$.

Efficacité ϵ	valeur de ϵ (%)
$\epsilon(OPR_4^{flat}/OPR_4)$	21.8 ± 0.1
$\epsilon(OPR_5^{flat}/OPR_4)$	29.5 ± 0.1

TAB. 2.4: Efficacité de l'homogénéisation des sélections OPR_4 et OPR_5 .

calibration. En effet, leur pureté en leptons a été démontrée et leurs variables cinématiques sont bien distribuées. La sélection OPR_5^{flat} rejette les événements de bremsstrahlung sans pour autant perdre beaucoup d'efficacité or, pour ce type d'événement, les variables cinématiques sont très corrélées ce qui peut biaiser la calibration (pour des réactions $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, l'énergie de la particule est fonction de son angle d'inclinaison).

La Figure 2.29 montre la distribution du $(dE/dx)_{DCH}$ en fonction de l'impulsion pour la sélection OPR_5^{flat} . On constate, sur la ligne du haut, qu'il n'y a a priori que des électrons ou des positrons dans l'échantillon. En effet, il n'y a aucun événement dont le dE/dx est incompatible avec cette hypothèse. La ligne du bas donne les moyennes du $(dE/dx)_{DCH}$ en fonction de l'impulsion. Il existe une légère pente à haute impulsion alors que la distribution attendue devrait être plate. Ceci peut-être dû par exemple à une mauvaise calibration du $(dE/dx)_{DCH}$.

Les sélections utilisées sont finalement différentes pour la surveillance du dE/dx de la chambre à fils lors de la prise de données et pour la calibration. La première a été retenue la sélection OPR_4 alors que la deuxième utilise la sélection OPR_5^{flat} , elle est donc

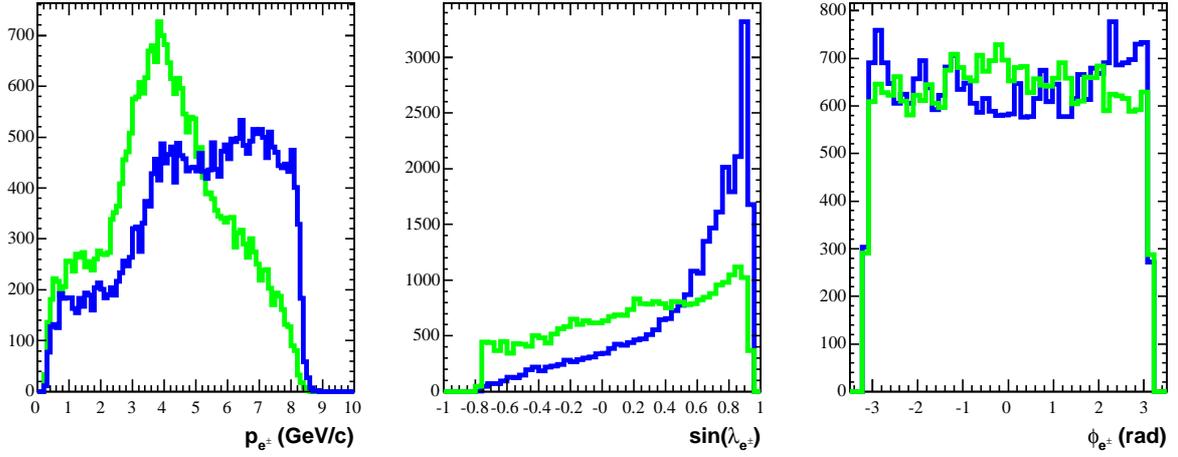


FIG. 2.28: Distributions des variables p , $\sin(\lambda)$ et ϕ pour les électrons (en foncé) et les positrons (en clair) pour la sélection OPR_5 après homogénéisation.

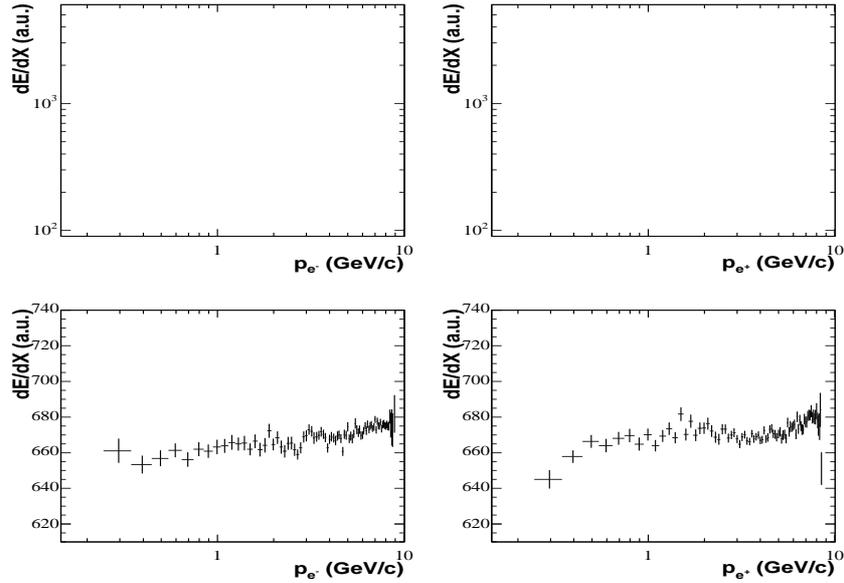


FIG. 2.29: $(dE/dx)_{DCH}$ pour les électrons (colonne de gauche) et les positron (colonne de droite) de la sélection OPR_5^{flat} .

complètement incluse dans la première. La calibration du dE/dx réalisée grâce à cette nouvelle sélection semble permettre une amélioration significative du biais qui existait dans la calibration entre e^+ et e^- . La Figure 2.30 montre par exemple les distributions du dE/dx des électrons avec l'échantillon de calibration précédent (à gauche) et avec OPR_5^{flat}

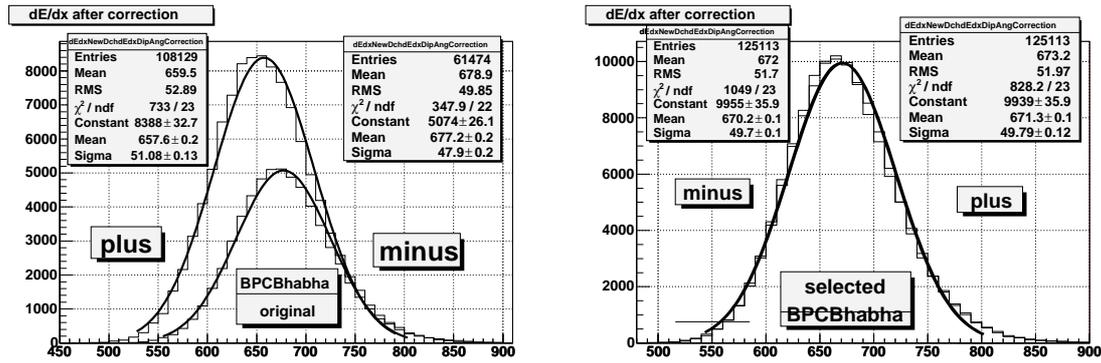


FIG. 2.30: Comparaison entre les distributions en dE/dx obtenues avec l'échantillon d'événements Bhabhas précédent (à gauche) et celles obtenues avec l'échantillon développé OPR_5^{flat} (à droite). Les distributions sont données à la fois pour les électrons et les positrons. La différence entre les e^+ et les e^- est significativement réduite.

(à droite) pour les électrons et pour les positrons. Les distributions en dE/dx des e^+ et e^- sont, avec la nouvelle sélection, très proches l'une de l'autre. L'écart entre la moyenne des distributions pour les e^+ et pour les e^- passe ainsi de 2.9 % à 0.2 %. Les distributions présentées Figures 2.30 ont été obtenues par [58].

Chapitre 3

Une nouvelle méthode d'analyse

Sommaire

3.1	Description de la méthode.	77
3.2	Définitions et notations.	78
3.2.1	La <i>partie</i> ■tag■ de l'événement.	78
3.2.2	La <i>partie</i> ■recu■ de l'événement.	79
3.2.3	Hadrons charmés dans la <i>partie</i> ■recu■	80
3.3	Extraction des différents taux de branchements.	80
3.3.1	Des quantités mesurées aux nombres de particules charmées.	82
3.3.2	Calcul des taux de branchement : $\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}X)$ et $\mathcal{B}(B \rightarrow CX)$	83
3.4	Mesure du nombre de B reconstruits $N_{B_{reco}}^{\text{tag},0}$.	86
3.4.1	Les variables ΔE et m_{ES}	86
3.4.2	Ajustement de la variable m_{ES}	88
3.4.3	Valeur et Erreur sur $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$	89
3.5	Mesure des nombres de particules charmées dans la <i>partie</i> ■recu■.	90
3.5.1	Construction de la densité de probabilité.	91
3.5.2	Les contributions satellites.	93
3.5.3	Analyse par maximum de vraisemblance.	94
3.6	Les données utilisées, réelles et simulées.	96
3.6.1	Les données <i>BABAR</i>	96
3.6.2	La simulation Monte Carlo.	97

Ce chapitre décrit dans un premier temps la méthode utilisée dans cette analyse, basée sur un lot de B complètement reconstruits. Afin de différencier les B reconstruits des B étudiés, un ensemble cohérent de notations est nécessaire, il est décrit dans la Section 3.2. Les résultats de l'analyse sont déduits des quantités expérimentalement mesurées par des formules tenant compte de différents effets à corriger, elles sont démontrées dans la Section 3.3. Enfin, les deux dernières sections décrivent respectivement comment sont réalisées les mesures du nombre de B complètement reconstruits et du nombre de particules charmées.

3.1 Description de la méthode.

L'objectif de ce travail est de comprendre les mécanismes de production des quarks charmés dans les désintégrations des mésons B . Le paragraphe 1.2 décrit les différentes sources possibles de charme, l'enjeu est de distinguer les productions :

- *corrélée* : $\mathcal{B}(b \rightarrow cX)$,
- *anti-corrélée* : $\mathcal{B}(b \rightarrow \bar{c}X)$.

La méthode d'analyse est résumée sur la Figure 3.1. Elle utilise la grande statistique accumulée par *BABAR* afin d'avoir un lot important de mésons B complètement reconstruit dans un mode hadronique, noté B_{reco} . Ceci permet de connaître à la fois le type de B_{reco} (B ou \bar{B}) et son quadri-vecteur. Les paramètres du B restant s'en déduisent. L'ensemble des traces utilisées - neutres ou chargées - pour reconstruire B_{reco} sera nommé *partie ■tag■* de l'événement, les traces restantes appartiennent à la *partie ■reco■* de l'événement.

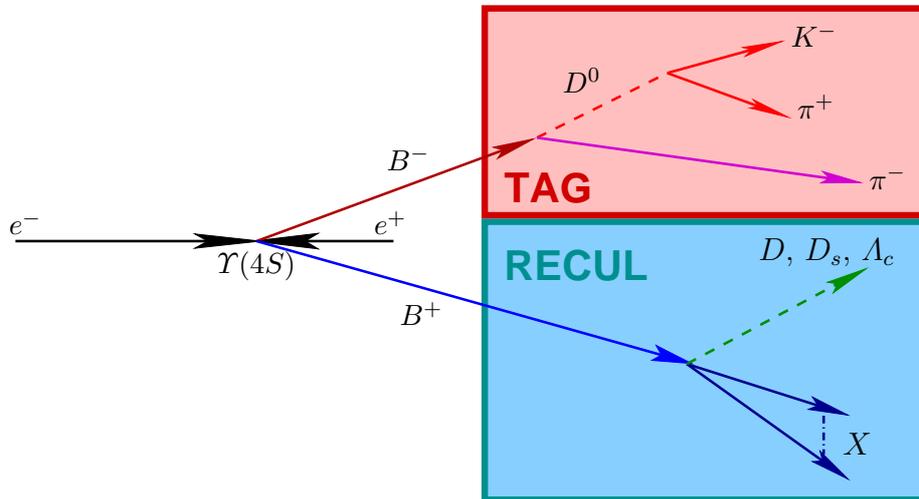


FIG. 3.1: Méthode d'analyse.

Pour chaque B reconstruit, on cherche dans la *partie ■reco■* un hadron charmé C : $D^0, \bar{D}^0, D^+, D^-, D_s^+, D_s^-, \Lambda_c^+$ ou $\bar{\Lambda}_c^-$. Connaissant alors le type du hadron charmé reconstruit

- C ou \bar{C} - et celui du B de recul, on en déduit le type de corrélation entre les deux.

Expérimentalement, deux types d'échantillons de B complètement reconstruits sont utilisés. Un échantillon $\blacksquare \text{tag}_0 \blacksquare$ de \bar{B}^0 complètement reconstruits et un échantillon $\blacksquare \text{tag}_- \blacksquare$ de B^- complètement reconstruits. À partir d'ici \bar{B} désignera le méson reconstruit et, en conséquence, B sera le méson restant.

En pratique deux difficultés compliquent l'analyse.

Tout d'abord, l'échantillon de B_{reco} contient des mésons B mal reconstruits. En particulier, de vrais \bar{B}^0 peuvent être reconstruits en B^- et vice versa. En effet, il est par exemple assez fréquent de reconstruire une désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}(\rightarrow D^0\pi^+)\pi^-$ en $B^- \rightarrow D^{*0}(\rightarrow D^0\pi^0)\pi^-$ en échangeant un pion mou chargé avec un π^0 mou. Ces événements ont une masse proche de celle d'un vrai B^- (car le pion est mou) et leur *partie $\blacksquare recul \blacksquare$* n'est pas touchée. Ils biaisent néanmoins la mesure car le taux de production de particules charmées dans la *partie $\blacksquare recul \blacksquare$* d'un \bar{B}^0 est a priori différent de celui trouvé dans la *partie $\blacksquare recul \blacksquare$* d'un B^- . Ce type d'événement sera nommé *fond piquant*.

Enfin, l'oscillation des mésons B neutres, décrit dans la section 1.3.2, doit également être corrigée. En effet, dans le cas des B chargés, la *partie $\blacksquare recul \blacksquare$* provient d'un B^+ et donc le nombre de particules anti-charmées est issu directement de la production corrélée alors que le nombre de particules charmées est donné par la production anti-corrélée. Dans le cas des B^0 , l'oscillation rend plus difficile l'interprétation des nombres de particules charmées et anti-charmées dans la *partie $\blacksquare recul \blacksquare$* . En effet, la présence de B^0 (81.4 % des cas) et de \bar{B}^0 (18.6 % des cas) implique que ces nombres proviennent tous deux à la fois de la production de charmes corrélés et anti-corrélés.

3.2 Définitions et notations.

Le nombre de B_{reco} se décompose de différentes manières selon que l'on s'intéresse à la *partie $\blacksquare tag \blacksquare$* ou à la *partie $\blacksquare recul \blacksquare$* .

3.2.1 La *partie $\blacksquare tag \blacksquare$* de l'événement.

Pour la *partie $\blacksquare tag \blacksquare$* , on distingue :

- $N_{B^-}^{\text{tag}_-}$ nombre de vrais B^- dans l'échantillon tag_- ,
- $N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_-}$ nombre de vrais \bar{B}^0 dans l'échantillon tag_- ,
- $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-}$ nombre de vrais B dans l'échantillon tag_- , B_{reco} peut être un B^- ($N_{B^-}^{\text{tag}_-}$) ou un \bar{B}^0 ($N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_-}$), d'où : $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-} = N_{B^-}^{\text{tag}_-} + N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_-}$,
- $N_{B^-}^{\text{tag}_0}$ nombre de vrais B^- dans l'échantillon tag_0 ,
- $N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0}$ nombre de vrais \bar{B}^0 dans l'échantillon tag_0 ,
- $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0}$ nombre de vrais B dans l'échantillon tag_0 , B_{reco} peut être un \bar{B}^0 ($N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0}$) ou un B^- ($N_{B^-}^{\text{tag}_0}$), d'où : $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0} = N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0} + N_{B^-}^{\text{tag}_0}$.

S'il existe des \bar{B}^0 dans l'échantillon tag_- , leur nombre reste négligeable devant la quantité de B^- de ce lot. On note alors :

$$g_- = \frac{N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_-}}{N_{B^-}^{\text{tag}_-} + N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_-}} = \frac{N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_-}}{N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-}} \ll 1 \quad , \quad (3.1)$$

ce qui permet de définir $N_{B^-}^{\text{tag}_-}$ et $N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_-}$ à partir de g_- et du nombre $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-}$ qui est la quantité mesurée en pratique.

$$\begin{cases} N_{B^-}^{\text{tag}_-} &= (1 - g_-) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-} \\ N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_-} &= g_- \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-} \end{cases} \quad (3.2)$$

De même, g_0 désigne le pourcentage de vrais B^- dans l'échantillon tag_0 :

$$g_0 = \frac{N_{B^-}^{\text{tag}_0}}{N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0} + N_{B^-}^{\text{tag}_0}} = \frac{N_{B^-}^{\text{tag}_0}}{N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0}} \ll 1 \quad , \quad (3.3)$$

d'où les nombres $N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0}$ et $N_{B^-}^{\text{tag}_0}$ à partir de la quantité mesurée $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0}$:

$$\begin{cases} N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0} &= (1 - g_0) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0} \\ N_{B^-}^{\text{tag}_0} &= g_0 \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0} \end{cases} \quad (3.4)$$

3.2.2 La *partie ■recol■* de l'événement.

Pour la *partie ■recol■*, les échantillons contiennent non seulement des B^+ et des B^0 mais également de \bar{B}^0 provenant d'événements mélangés. On note :

- $N_{B^+}^{\text{recol}_+}$ le nombre de vrai B^+ pour l'échantillon recol_+ *partie ■recol■* de l'échantillon tag_- ,
- $N_{B^0}^{\text{recol}_+}$ le nombre de vrai B^0 pour l'échantillon recol_+ ,
- $N_{\bar{B}^0}^{\text{recol}_+}$ le nombre de vrai \bar{B}^0 pour l'échantillon recol_+ ,
- $N_{B^+}^{\text{recol}_0}$ le nombre de vrai B^+ pour l'échantillon recol_0 *partie ■recol■* de l'échantillon tag_0 ,
- $N_{B^0}^{\text{recol}_0}$ le nombre de vrai B^0 pour l'échantillon recol_0 ,
- $N_{\bar{B}^0}^{\text{recol}_0}$ le nombre de vrai \bar{B}^0 pour l'échantillon recol_0 .

Ces différentes quantités peuvent se calculer à partir des quantités mesurées ou connues : $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0}$, $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-}$, g_0 , g_- et χ_d extrait de [12].

En effet, chaque B^- dans tag_- (resp. tag_0) donne un B^+ dans la *partie ■recol■* de tag_- (resp. tag_0) nommée recol_+ (resp. recol_0). Pour un \bar{B}^0 dans tag_- (resp. tag_0), il y a en moyenne dans recol_+ (resp. recol_0), $(1 - \chi_d) B^0$ et $\chi_d \bar{B}^0$. On obtient ainsi pour les échantillon de B chargés recol_+ :

$$\begin{aligned} N_{B^+}^{\text{recol}_+} &= N_{B^-}^{\text{tag}_-} = (1 - g_-) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-} \\ N_{B^0}^{\text{recol}_+} &= (1 - \chi_d) N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_-} = (1 - \chi_d) g_- \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-} \\ N_{\bar{B}^0}^{\text{recol}_+} &= \chi_d N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_-} = \chi_d g_- \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-} \end{aligned} \quad (3.5)$$

et pour l'échantillon de B neutres recul₀ :

$$\begin{aligned}
N_{B^0}^{\text{recul}_0} &= (1 - \chi_d) N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0} = (1 - \chi_d)(1 - g_0) \times N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}_0} \\
N_{\bar{B}^0}^{\text{recul}_0} &= \chi_d N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0} = \chi_d(1 - g_0) \times N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}_0} \\
N_{B^+}^{\text{recul}_0} &= N_{B^-}^{\text{tag}_0} = g_0 \times N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}_0}
\end{aligned} \tag{3.6}$$

3.2.3 Hadrons charmés dans la *partie* ■recul■.

Dans la *partie* ■recul■, on recherche des hadrons charmés de charme ouvert, c'est-à-dire qu'ils ne contiennent qu'un seul quark charmé. Ils seront notés de façon générique :

- C s'ils contiennent un charme.
- \bar{C} s'ils contiennent un anti-charme.

notation	■Traduction■
C	hadron charmé contenant un quark c
\bar{C}	hadron charmé contenant un quark \bar{c}
$N_C^{\text{recul}_{-,0}}$	nombre total de hadrons C dans l'échantillon recul _{-,0}
$N_{\bar{C}}^{\text{recul}_{-,0}}$	nombre total de hadrons \bar{C} dans l'échantillon recul _{-,0}
$N_{X_c}^{\text{recul}_{-,0}}$	nombre de hadrons C ou \bar{C} reconstruits dans le canal X_c dans l'échantillon recul _{-,0}
$N_{X_{\bar{c}}}^{\text{recul}_{-,0}}$	nombre de hadrons C ou \bar{C} reconstruits dans le canal $X_{\bar{c}}$ dans l'échantillon recul _{-,0}
$\langle \epsilon_C \rangle$	efficacité de reconstruction ^a pour le mode $C \rightarrow X_c$
\mathcal{B}_c	taux de branchement de la désintégration $C \rightarrow X_c$ ^b

TAB. 3.1: Différentes notations utilisées pour les hadrons charmés.

^ales efficacités des désintégrations $C \rightarrow X_c$, $\bar{C} \rightarrow X_{\bar{c}}$, $C \rightarrow X_{\bar{c}}$, $\bar{C} \rightarrow X_c$ sont toutes identiques.

^bon suppose que : $\mathcal{B}(C \rightarrow X_c) = \mathcal{B}(\bar{C} \rightarrow X_{\bar{c}})$.

Il est important de rappeler ici que pour simplifier le raisonnement, tous les B reconstruits sont supposés de type \bar{B} .

La Table 3.1 résume les différentes notations qui seront employées concernant les hadrons charmés. Expérimentalement le type du charme contenu dans un hadron charmé est obtenu à partir de son mode de désintégration X . Dans certains cas, X est accessible à la fois à C et à \bar{C} , même si l'un des deux taux de branchement $\mathcal{B}(C \rightarrow X)$ ou $\mathcal{B}(\bar{C} \rightarrow X)$ est très supérieur à l'autre. Si $\mathcal{B}(C \rightarrow X) \gg \mathcal{B}(\bar{C} \rightarrow X)$ alors on note $X \equiv X_c$. En revanche, si $\mathcal{B}(\bar{C} \rightarrow X) \gg \mathcal{B}(C \rightarrow X)$ alors on note $X \equiv X_{\bar{c}}$.

3.3 Extraction des différents taux de branchements.

Le but final est de mesurer les taux de branchements :

- $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 X)$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 X)$ taux de branchement des D^0 corrélés
- $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D^- X)$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^- X)$ taux de branchement des D^+ corrélés
- $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D_s^- X)$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_s^- X)$ taux de branchement des D_s corrélés
- $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- X)$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- X)$ taux de branchement des Λ_c corrélés
- $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D^0 X)$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^0 X)$ taux de branchement des D^0 anti-corrélés
- $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D^+ X)$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^+ X)$ taux de branchement des D^+ anti-corrélés
- $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D_s^+ X)$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_s^+ X)$ taux de branchement des D_s anti-corrélés
- $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Lambda_c^+ X)$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ taux de branchement des Λ_c anti-corrélés

Pour ce faire les modes de désintégration de la Table 3.2 sont utilisés, les taux de branchement sont extraits de [12] pour les données et comparés à ceux utilisés dans la simulation.

Particule	mode de désintégration	$\mathcal{B}(\%)$ [12]	$\mathcal{B}(\%)$ (MC)
D^0	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	3.80 ± 0.09	3.83
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	7.46 ± 0.31	7.61
D^+	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	9.2 ± 0.6	9.00
D_s^+	$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	3.6 ± 0.9	3.60
	$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	3.3 ± 0.9	3.30
	$D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$	1.80 ± 0.55	1.80
Λ_c^+	$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	5.0 ± 1.1	3.75
\bar{K}^{*0}	$\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$	66.51 ± 0.01	66.57
K_s^0	$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	68.95 ± 0.14	68.61
ϕ	$\phi \rightarrow K^+ K^-$	49.1 ± 0.6	49.20

TAB. 3.2: Particules charmées reconstruites dans la partie **recul** : modes de désintégration et taux de branchement.

Les taux de branchement corrélés et anti-corrélés seront notés pour une particule C donnée :

$$\begin{cases} \bar{b}^{+,0} \equiv \mathcal{B}(B^{+,0} \rightarrow \bar{C}X) & \text{branchement corrélé} \\ b^{+,0} \equiv \mathcal{B}(B^{+,0} \rightarrow CX) & \text{branchement anti-corrélé} \end{cases} \quad (3.7)$$

Comme déjà mentionné dans le paragraphe 3.2.3, le comptage du nombre de particules C et \bar{C} n'est pas direct. Expérimentalement, les nombres d'événements reconstruits dans les canaux X_c et $X_{\bar{c}}$ sont mesurés. Le paragraphe 3.3.1 montre comment on obtient les nombres totaux de hadrons C et \bar{C} produits dans l'échantillon à partir de ces quantités mesurées. Enfin la section 3.3.2 établit les relations permettant de calculer les taux de branchement \bar{b}^+ , b^+ , \bar{b}^0 et b^0 à partir des données expérimentales.

3.3.1 Des quantités mesurées aux nombres de particules charmées.

Les quantités mesurées sont : $N_{X_c}^{\text{recul}}$ et $N_{X_{\bar{c}}}^{\text{recul}}$, c'est-à-dire un nombre d'événements reconstruits dans un état final donné. Dans la plupart des modes, cet état n'est accessible que par C ou \bar{C} .

Néanmoins, pour les D neutres, les états finaux $K^- \pi^+$ et $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ sont accessibles à la fois aux D^0 et aux \bar{D}^0 . Toutefois, les transitions $\bar{D}^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $\bar{D}^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ sont soit deux fois supprimées de Cabibbo (noté DCS pour **D**oubly **C**abibbo **S**uppressed), soit obtenues par oscillation $D^0 \rightleftharpoons \bar{D}^0$, effet très faible décrit dans le paragraphe 1.3.2.3. Elles sont donc très défavorisées par rapport respectivement à $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, toutes deux favorisées par Cabibbo. La Figure 3.2 donne l'exemple de l'état final $K^- \pi^+$ accessible à gauche aux D^0 et à droite aux \bar{D}^0 par une désintégration DCS.

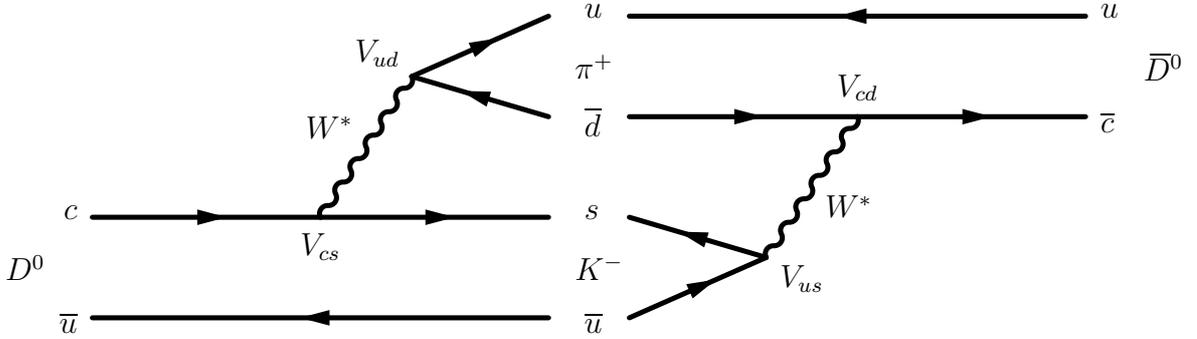


FIG. 3.2: À gauche la désintégration favorisée de Cabibbo $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et à droite, la désintégration doublement supprimée de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Ainsi, afin d'obtenir $N_C^{\text{recul},0}$ et $N_{\bar{C}}^{\text{recul},0}$, il faut non seulement corriger les $N_{X_c}^{\text{recul},0}$ et $N_{X_{\bar{c}}}^{\text{recul},0}$ du taux de branchement intermédiaire \mathcal{B}_c et de l'efficacité $\langle \epsilon_C \rangle$ mais également de l'effet décrit précédemment $\bar{C} \rightarrow X_c$. Ces corrections sont identiques pour les échantillons chargés et neutres et donc les indices de charge seront omis dans ce paragraphe.

Le nombre d'états finaux X_c mesuré s'obtient à partir du nombre de particules charmées C se désintégrant par $C \rightarrow X_c$ et du nombre de particules \bar{C} se désintégrant par $\bar{C} \rightarrow X_c$ dans l'échantillon recul. En notant $\mathcal{B}_c^{\text{Sup}}$ le taux de branchement $\bar{C} \rightarrow X_c$ et \mathcal{B}_c le taux de branchement $C \rightarrow X_c$, on a ainsi :

$$\begin{cases} N_{X_c}^{\text{recul}} &= N_C^{\text{recul}} \times \mathcal{B}_c \times \langle \epsilon_C \rangle + N_{\bar{C}}^{\text{recul}} \times \mathcal{B}_c^{\text{Sup}} \times \langle \epsilon_C \rangle \\ N_{X_{\bar{c}}}^{\text{recul}} &= N_C^{\text{recul}} \times \mathcal{B}_c \times \langle \epsilon_C \rangle + N_{\bar{C}}^{\text{recul}} \times \mathcal{B}_c^{\text{Sup}} \times \langle \epsilon_C \rangle \end{cases} \quad (3.8)$$

Les Équations 3.8 s'inversent facilement pour obtenir N_C^{recul} et $N_{\bar{C}}^{\text{recul}}$ en fonction de

$N_{X_c}^{\text{recul}}$, $N_{X_{\bar{c}}}^{\text{recul}}$ et :

$$R_D = \frac{\mathcal{B}_c^{\text{Sup}}}{\mathcal{B}_c} = \frac{\mathcal{B}(\bar{C} \rightarrow X_c)}{\mathcal{B}(C \rightarrow X_c)} \ll 1 \quad (3.9)$$

On obtient ainsi les taux de production **■bruts■** de C et \bar{C} , qui sont par définition :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{b}_{\text{brut}} = \frac{N_{\bar{C}}^{\text{recul}}}{N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}}} = \frac{1}{1 - R_D^2} \left(\frac{N_{X_{\bar{c}}}^{\text{recul}}}{\langle \epsilon_C \rangle \mathcal{B}_c N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}}} - R_D \frac{N_{X_c}^{\text{recul}}}{\langle \epsilon_C \rangle \mathcal{B}_c N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}}} \right) \\ b_{\text{brut}} = \frac{N_C^{\text{recul}}}{N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}}} = \frac{1}{1 - R_D^2} \left(\frac{N_{X_c}^{\text{recul}}}{\langle \epsilon_C \rangle \mathcal{B}_c N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}}} - R_D \frac{N_{X_{\bar{c}}}^{\text{recul}}}{\langle \epsilon_C \rangle \mathcal{B}_c N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}}} \right) \end{array} \right. \quad (3.10)$$

Pour $C \equiv D^+$, $C \equiv D_s^+$ et $C \equiv \Lambda_c^+$, R_D est nul et les Équations 3.10 se simplifient. Pour $C \equiv D^0$, R_D est faible. Il faut noter que R_D tient compte des deux effets : désintégrations DCS et oscillations des D neutres, même s'il est dominé par les désintégrations DCS. Pour l'état final $K^-\pi^+$ une mesure récente de l'expérience BABAR [59] a permis d'améliorer $R_D(K^-\pi^+)$. La moyenne mondiale ([12]) est aujourd'hui de :

$$R_D(K^-\pi^+) = 0.00362 \pm 0.00029 \quad (3.11)$$

Le résultat sur $R_D(K^-\pi^+\pi^+\pi^-)$ est plus ancien, dominé par la mesure de CLEO [60]. [12] donne la moyenne mondiale :

$$R_D(K^-\pi^+\pi^+\pi^-) = 0.0042 \pm 0.0013 \quad (3.12)$$

Malgré la faible valeur de R_D , la correction apportée (par rapport à $R_D = 0$) peut être assez importante. Dans le cas de la production de D^0 anti-corrélés, la correction relative atteint 3 % sur le taux de production b_{brut} car la production de \bar{D}^0 corrélés est grande devant la production de D^0 . Réciproquement, la correction relative sur la production de D^0 corrélés est très faible, de l'ordre de 0.05 %.

3.3.2 Calcul des taux de branchement : $\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}X)$ et $\mathcal{B}(B \rightarrow CX)$.

Les taux de branchements finaux $\bar{b}^+ \equiv \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{C}X)$, $b^+ \equiv \mathcal{B}(B^+ \rightarrow CX)$, $\bar{b}^0 \equiv \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{C}X)$ et $b^0 \equiv \mathcal{B}(B^0 \rightarrow CX)$ sont calculés à partir des taux de production **■bruts■** de l'échantillon (cf. paragraphe précédent 3.3.1). En effet, les taux \bar{b}_{brut}^+ , b_{brut}^+ , \bar{b}_{brut}^0 et b_{brut}^0 ne tiennent pas compte du fait que les échantillons ne sont pas purs, ils contiennent des B^+ , des B^0 et des \bar{B}^0 .

Ainsi, le nombre de particules charmées corrélées \bar{C} dans l'échantillon a trois sources possibles : les transitions $B^+ \rightarrow \bar{C}X$, $B^0 \rightarrow \bar{C}X$ et la transition $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{C}X$. Les taux de branchement des deux premières sont respectivement \bar{b}^+ et \bar{b}^0 (taux corrélés), le taux de la dernière est b^0 , taux anti-corrélé. Le même raisonnement permet de déduire le nombre

de particules charmées C . Les nombres de C et de \bar{C} s'expriment alors en fonction des nombres de B et des taux de branchement \bar{b}^+ , \bar{b}^0 et b^0 , indépendamment de l'échantillon :

$$\begin{cases} N_{\bar{C}}^{\text{recul}} &= \bar{b}^+ \times N_{B^+}^{\text{recul}} + \bar{b}^0 \times N_{B^0}^{\text{recul}} + b^0 \times N_{\bar{B}^0}^{\text{recul}} \\ N_C^{\text{recul}} &= b^+ \times N_{B^+}^{\text{recul}} + b^0 \times N_{B^0}^{\text{recul}} + \bar{b}^0 \times N_{\bar{B}^0}^{\text{recul}} \end{cases} \quad (3.13)$$

Les nombres de B peuvent s'exprimer en fonction du nombre de B mesuré dans l'échantillon $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$. Le calcul final fait l'objet des deux paragraphes suivant, tout d'abord pour les B chargés puis pour les B neutres.

3.3.2.1 Taux de branchement des B chargés.

\bar{b}^+ et b^+ sont calculés grâce à l'échantillon recul_+ qui contient majoritairement des B^+ . L'Équation 3.5 permet d'exprimer $N_{B^+}^{\text{recul}_+}$, $N_{B^0}^{\text{recul}_+}$ et $N_{\bar{B}^0}^{\text{recul}_+}$ en fonction de $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-}$, g_- et χ_d , ce qui permet de calculer les taux de branchement bruts \bar{b}_{brut}^+ et b_{brut}^+ en fonction de ces mêmes quantités à partir de l'Équation 3.13 :

$$\begin{cases} \bar{b}_{brut}^+ &\equiv \frac{N_{\bar{C}}^{\text{recul}_+}}{N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-}} = \bar{b}^+ \times (1 - g_-) + \bar{b}^0 \times (1 - \chi_d) g_- + b^0 \times \chi_d g_- \\ b_{brut}^+ &\equiv \frac{N_C^{\text{recul}_+}}{N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-}} = b^+ \times (1 - g_-) + b^0 \times (1 - \chi_d) g_- + \bar{b}^0 \times \chi_d g_- \end{cases} \quad (3.14)$$

L'Équation 3.14 s'inverse aisément pour fournir \bar{b}^+ et b^+ en fonction de \bar{b}_{brut}^+ et b_{brut}^+ qui sont les quantités réellement mesurées (Équation 3.10), en supposant connus g_- , χ_d , \bar{b}^0 et b^0 . Le résultat final est donné par l'Équation 3.15. Les taux de branchements \bar{b}^0 et b^0 n'interviennent que dans un terme correctif en $g_-/(1 - g_-) \ll 1$, ils seront alors calculés à partir de l'échantillon recul_0 (paragraphe suivant, Équation 3.17) puis réinjectés dans l'Équation 3.15. χ_d obtenu est mesuré par ailleurs [12], $\chi_d = 0.186 \pm 0.004$, et g_- terme correctif est calculé à partir d'une simulation Monte Carlo (section 4.3.3).

$$\boxed{\begin{cases} \bar{b}^+ &= \bar{b}_{brut}^+ - \frac{g_-}{1 - g_-} \left(\bar{b}^0 (1 - \chi_d) + b^0 \chi_d - \bar{b}_{brut}^+ \right) \\ b^+ &= b_{brut}^+ - \frac{g_-}{1 - g_-} \left(b^0 (1 - \chi_d) + \bar{b}^0 \chi_d - b_{brut}^+ \right) \end{cases}} \quad (3.15)$$

3.3.2.2 Taux de branchement des B neutres.

Les taux de branchement des B neutres sont calculés grâce à l'échantillon de B neutres recul_0 . Comme pour les B chargés, les Équations 3.6 et 3.13 permettent d'exprimer \bar{b}_{brut}^0

et b_{brut}^0 en fonction de $N_{Breco}^{\text{tag}_0}$, g_0 et χ_d :

$$\begin{cases} \bar{b}_{brut}^0 &= \frac{N_C^{\text{reco}_0}}{N_{Breco}^{\text{tag}_0}} = \bar{b}^+ \times g_0 + \bar{b}^0 \times (1 - \chi_d) (1 - g_0) + b^0 \times \chi_d (1 - g_0) \\ b_{brut}^0 &= \frac{N_C^{\text{reco}_+}}{N_{Breco}^{\text{tag}_-}} = b^+ \times g_0 + b^0 \times (1 - \chi_d) (1 - g_0) + \bar{b}^0 \times \chi_d (1 - g_0) \end{cases} \quad (3.16)$$

Le système d'Équations 3.16 s'inverse pour obtenir b^0 , \bar{b}^0 en fonction de \bar{b}_{brut}^0 , b_{brut}^0 , quantités mesurées (Équation 3.10), χ_d (obtenu par [12]), g_0 (calculé par Monte Carlo dans la section 4.3.3), b^+ et \bar{b}^+ (calculés dans le paragraphe précédent). On obtient ainsi :

$$\begin{cases} \bar{b}^0 &= \frac{1}{1 - 2\chi_d} \left(\bar{b}_{brut}^0 (1 - \chi_d) - b_{brut}^0 \chi_d \right. \\ &\quad \left. - \frac{g_0}{1 - g_0} \left\{ (\bar{b}^+ - \bar{b}_{brut}^0) (1 - \chi_d) - (b^+ - b_{brut}^0) \chi_d \right\} \right) \\ b^0 &= \frac{1}{1 - 2\chi_d} \left(b_{brut}^0 (1 - \chi_d) - \bar{b}_{brut}^0 \chi_d \right. \\ &\quad \left. - \frac{g_0}{1 - g_0} \left\{ (b^+ - b_{brut}^0) (1 - \chi_d) - (\bar{b}^+ - \bar{b}_{brut}^0) \chi_d \right\} \right) \end{cases} \quad (3.17)$$

3.3.2.3 Désintégrations DCS des B^0 reconstruits.

Les \bar{B}^0 du lot tag_0 sont reconstruits dans les modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ X^-$ où $X^- \equiv \pi^-, \rho^-, a_1^-$. Ces désintégrations sont décrites par le diagramme de Feynman de la Figure 1.9. Les états finaux $D^+ X^-$ sont également accessibles par des désintégrations DCS (doublement supprimées de Cabibbo) de même type que dans le cas de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (Figure 3.2). L'échantillon tag_0 contient donc essentiellement des \bar{B}^0 mais également une faible proportion de B^0 qui se désintègrent dans un état final $D^+ X^-$. Ces désintégrations DCS ont le même espace de phase que les désintégrations favorisées par Cabibbo, les éléments de matrice CKM fournissent alors une bonne approximation du rapport :

$$\chi_{CKM} = \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^+ X^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^+ X^-) + \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ X^-)} \approx \frac{|V_{ub}V_{cd}|^2}{|V_{ub}V_{cd}|^2 + |V_{cb}V_{cs}|^2} \sim 0.0005 \quad (3.18)$$

Cet effet est faible puisque $\chi_{CKM} \ll 1$. Il peut être introduit dans l'oscillation de la façon suivante. Tout d'abord, le nombre de B^0 dans l'échantillon tag_0 est non nul. En utilisant χ_{CKM} défini dans l'Équation 3.18, $N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0}$ et $N_{B^0}^{\text{tag}_0}$ peuvent se calculer en fonction de $N_{Breco}^{\text{tag}_0}$ et g_0 :

$$\begin{cases} N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0} &= (1 - g_0) \times N_{Breco}^{\text{tag}_0} \times (1 - \chi_{CKM}) \\ N_{B^0}^{\text{tag}_0} &= (1 - g_0) \times N_{Breco}^{\text{tag}_0} \times \chi_{CKM} \end{cases} \quad (3.19)$$

Étant donnée la valeur de χ_{CKM} , l'approximation utilisée jusqu'ici $N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0} = (1-g_0) N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0}$ et $N_{B^0}^{\text{tag}_0} = 0$ est quasi exacte. Les nombres B^0 et \bar{B}^0 se modifient comme suit :

$$\begin{cases} N_{B^0}^{\text{reco}_0} &= (1 - \chi_d) \times N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0} + \chi_d \times N_{B^0}^{\text{tag}_0} \\ N_{\bar{B}^0}^{\text{reco}_0} &= \chi_d \times N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0} + (1 - \chi_d) \times N_{B^0}^{\text{tag}_0} \end{cases} \quad (3.20)$$

En introduisant dans l'Équation précédente les expressions exactes de $N_{\bar{B}^0}^{\text{tag}_0}$ et $N_{B^0}^{\text{tag}_0}$ de l'Équation 3.19, on obtient :

$$\begin{cases} N_{B^0}^{\text{reco}_0} &= (1 - \chi'_d) (1 - g_0) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0} \\ N_{\bar{B}^0}^{\text{reco}_0} &= \chi'_d (1 - g_0) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0} \end{cases} \quad (3.21)$$

avec :

$$\chi'_d = \chi_d + \chi_{CKM} (1 - \chi_d) \quad (3.22)$$

L'Équation 3.21 est identique à l'Équation 3.6 où χ_d est remplacé par χ'_d . De plus, la valeur numérique de χ'_d obtenue en prenant une erreur relative de 500 % sur χ_{CKM} est :

$$\chi'_d = 0.186 \pm 0.004 \quad (3.23)$$

à comparer à $\chi_d = 0.186 \pm 0.004$. Comme anticipé, l'effet est négligeable (~ 0.0004 à comparer à 0.186) et toutes les formules démontrées jusqu'ici sont toujours valables puisque numériquement χ_d et χ'_d sont identiques (y compris leurs erreurs).

3.4 Mesure du nombre de B reconstruits $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-,0}$.

La reconstruction des mésons B des échantillons tag_- et tag_0 est décrite en détail dans la section 4.3. Les modes de désintégration utilisés sont listés dans la Table 3.3 ainsi que leurs taux de branchement \mathcal{B} tirés de [12].

3.4.1 Les variables ΔE et m_{ES}

Pour chaque candidat B_{reco} reconstruit dans un état final donné, l'impulsion reconstruite $\vec{P}_{B_{reco}}$ et l'énergie reconstruite $E_{B_{reco}}$, mesurées dans le laboratoire, sont obtenues uniquement à partir des impulsions (pour les particules chargées) et des énergies (pour les particules neutres) de chaque particule de l'état final. Ces quantités sont mesurées par le détecteur.

Or, les paramètres du boost et du centre de masse sont connus par ailleurs. PEP-II fournit pour chaque événement les énergies des deux faisceaux en mesurant le champ magnétique nécessaire pour conserver les faisceaux dans les anneaux. La différence d'énergie des deux faisceaux est connue avec une précision de 1 MeV, les énergies du HER et du LER ont respectivement une résolution de 5.5 MeV et 2.3 MeV (cf [53] et [55]). Les directions des

Particule	Modes	$\mathcal{B}(\%)$
B^-	$B^- \rightarrow D^0 \pi^-$	0.498 ± 0.029
	$B^- \rightarrow D^0 \rho^-$	1.34 ± 0.18
	$B^- \rightarrow D^0 a_1^-$	0.5 ± 0.4
	$B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-$	0.46 ± 0.04
	$B^- \rightarrow D^{*0} \rho^-$	0.98 ± 0.17
	$B^- \rightarrow D^{*0} a_1^-$	1.9 ± 0.5
\bar{B}^0	$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$	0.276 ± 0.025
	$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \rho^-$	0.77 ± 0.13
	$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ a_1^-$	0.60 ± 0.33
	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$	0.276 ± 0.021
	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \rho^-$	0.68 ± 0.09
	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} a_1^-$	1.30 ± 0.27
D^{*0}	$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	61.9 ± 2.9
D^{*+}	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	67.7 ± 0.5
D^0	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	3.80 ± 0.09
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	7.46 ± 0.31
	$D^0 \rightarrow K^- \rho^+$	10.1 ± 0.8
	$D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$	2.99 ± 0.18
D^+	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	9.2 ± 0.6
	$D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+$	1.41 ± 0.10
K_S^0	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	68.95 ± 0.14
a_1^+	$a_1^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+$	~ 50 ^a
ρ^+	$\rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	~ 100
ρ^0	$\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	~ 100
π^0	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	98.798 ± 0.032

^aIl n'existe pas de mesure précise pour ce mode. [61] utilise $a_1^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ = 50\%$

TAB. 3.3: Modes de désintégration des mésons B reconstruits.

faisceaux sont, quant à elles, mesurées à partir d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (cf [53] et [56]), l'incertitude sur la direction du boost $\vec{\beta}$ qui en résulte est d'environ 1 mrad. Ainsi, le quadri-vecteur du faisceau $Q_0 \equiv (E_0, \vec{P}_0)$ est connu avec une grande précision, son impulsion est $\vec{P}_0 = \vec{p}_{HER} + \vec{p}_{LER}$ et son énergie est $E_0 = E_{HER} + E_{LER}$.

L'énergie du B , E_B^* dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$ est donnée par la formule classique du boost de Lorentz :

$$E_B^* = \gamma_0 E_B - \gamma_0 \vec{\beta}_0 \cdot \vec{P}_B \quad (3.24)$$

où E_B et \vec{P}_B sont l'énergie et l'impulsion du B dans le référentiel du laboratoire, $\vec{\beta}_0$ est le boost de Lorentz et γ_0 le facteur de Lorentz associé. Les paramètres du boost $\vec{\beta}_0$ et γ_0 se déduisent naturellement des paramètres du faisceau : $\vec{\beta}_0 = \vec{p}_0/E_0$ et $\gamma_0 = 1/\sqrt{1 - \beta_0^2}$.

L'Équation 3.24 permet d'écrire E_B en fonction de E_B^* , γ_0 , $\vec{\beta}_0$ et \vec{P}_B . Or, dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$, les 2 B ayant la même masse, chaque B emporte la moitié de l'énergie disponible : $2E_B^* = \sqrt{s} = \sqrt{E_0^2 - |\vec{P}_0|^2}$. Ainsi, la connaissance de l'énergie des faisceaux (indépendante de la reconstruction du candidat B) permet d'obtenir une nouvelle mesure de l'énergie du B dans le référentiel du laboratoire, différente de $E_{B_{reco}}$. Cette énergie, notée $E_{B_{sub}}$, est donnée par :

$$E_{B_{sub}} = (1 - \beta_0^2) \times \frac{E_0}{2} + \vec{\beta}_0 \cdot \vec{P}_{B_{reco}} \quad (3.25)$$

La conservation de l'énergie dans le centre de masse permet alors d'introduire deux variables indépendantes discriminant les vrais mésons B du fond combinatoire. Ces deux variables se nomment ΔE et m_{ES} . La première est la différence entre l'énergie reconstruite boostée dans le centre de masse $E_{B_{reco}}^*$ (Formule 3.24 avec $E_B = E_{B_{reco}}$ et $\vec{P}_B = \vec{P}_{B_{reco}}$) et $\sqrt{s}/2$, énergie de chaque B dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$ mesurée à partir des paramètres du faisceau. $\Delta E \sim 0$ pour un B correctement reconstruit. La seconde est la masse invariante m_{ES} obtenue en utilisant pour B_{reco} , le quadri-vecteur $Q_{B_{sub}} \equiv (E_{B_{sub}}, \vec{P}_{B_{reco}})$: $m_{ES}^2 = Q_{B_{sub}}^2$. La résolution sur m_{ES} est dominée par la résolution sur l'énergie des faisceaux E_0 , elle est d'environ 2.7 MeV, bien meilleure que la résolution obtenue avec l'énergie $E_{B_{reco}}$ comprise entre 15 et 30 MeV/ c^2 selon le mode de reconstruction. ΔE et m_{ES} sont calculées en fonction des quantités mesurées par les expressions :

$$\Delta E = \gamma_0 \times (E_{B_{reco}} - E_{B_{sub}}) \quad (3.26)$$

$$m_{ES} = \sqrt{E_{B_{sub}}^2 - \vec{P}_{B_{reco}}^2} \quad (3.27)$$

Une coupure autour de $\Delta E = 0$ est utilisée pour limiter le fond combinatoire (section 4.3). La variable m_{ES} est, quant à elle, utilisée pour calculer le nombre de B_{reco} dans l'échantillon $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$.

Quadri-vecteur et masse du méson B de la *partie ■recol■*.

Le quadri-vecteur de la *partie ■recol■* $Q_{recol} \equiv (E_{recol}, \vec{P}_{recol})$ est obtenu par conservation de l'énergie-impulsion en prenant $E_{B_{sub}}$ pour énergie de la *partie ■tag■* (plus précise que $E_{B_{reco}}$) : $Q_{recol} = Q_0 - Q_{B_{sub}}$, ce qui se traduit, en fonction des quantités mesurées :

$$E_{recol} = (1 - \beta_0^2) \frac{E_0}{2} + \vec{\beta}_0 \cdot (\vec{P}_0 - \vec{P}_{B_{reco}}) \quad (3.28)$$

$$\vec{P}_{recol} = \vec{P}_0 - \vec{P}_{B_{reco}} \quad (3.29)$$

3.4.2 Ajustement de la variable m_{ES}

$N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$, nombre de B reconstruits dans l'échantillon tag, est obtenu à partir d'un ajustement de la variable m_{ES} par la fonction :

$$\Gamma_{m_{ES}}(m) = f_{\text{sig}} \times \Gamma_{\text{CB}}(m) + (1 - f_{\text{sig}}) \times \Gamma_{\text{ARGUS}}(m) \quad (3.30)$$

où $\Gamma_{\text{ARGUS}}(m)$ est la fonction utilisée pour décrire le fond combinatoire, $\Gamma_{\text{CB}}(m)$ la distribution du signal de B et f_{sig} le pourcentage d'événements de signal (candidats B_{reco} correctement reconstruits) dans l'échantillon tag.

La fonction Γ_{CB} (Formule 3.31) décrit l'essentiel du signal comme une gaussienne centrée en m_0 et d'écart-type σ , elle permet en plus de prendre en compte une queue non gaussienne à basse masse pour les B_{reco} reconstruits dans un mode contenant des particules neutres. Elle possède deux paramètres supplémentaires par rapport à une simple gaussienne : $\alpha > 0$ qui définit la valeur de m à partir de laquelle la distribution n'est plus gaussienne et n , paramètre qui décrit la décroissance exponentielle de la queue à basse masse. Elle a été utilisée par l'expérience CRYSTAL BALL [63] :

$$\Gamma_{\text{CB}}(m) \propto \begin{cases} e^{-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma^2}} & \text{si } \frac{m-m_0}{\sigma} > -\alpha \\ \frac{e^{-\frac{\alpha^2}{2}}}{\left(1+\frac{\alpha}{n}\left(\frac{m_0-m}{\sigma}-\alpha\right)\right)^n} & \text{si } \frac{m-m_0}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (3.31)$$

La fonction Γ_{ARGUS} décrit le fond combinatoire, elle a été utilisée pour la première fois par l'expérience ARGUS [64]. Elle permet de prendre en compte la limite cinématique sur m_{ES} , $m_{\text{ES}} \leq \sqrt{s}/2 \equiv 5.290 \text{ GeV}/c^2$. Sa formule analytique non normalisée est :

$$\Gamma_{\text{ARGUS}}(m) \propto \frac{m}{\sqrt{s}/2} \sqrt{1 - \left(\frac{m}{\sqrt{s}/2}\right)^2} e^{-\xi \left(1 - \left(\frac{m}{\sqrt{s}/2}\right)^2\right)} \quad (3.32)$$

où ξ est le paramètre de forme de la fonction Γ_{ARGUS} . Le paramètre $\frac{\sqrt{s}}{2}$ est fixé lors de l'ajustement à sa valeur nominale $\frac{\sqrt{s}}{2} = 5.290 \text{ GeV}/c^2$.

L'ajustement est réalisé une première fois sur des événements pour lesquels il existe, dans la *partie ■reco■*, un électron ou un muon¹ de haute impulsion (supérieure à 1.3 GeV/c dans le référentiel de la *partie ■reco■*). Les leptons de ce type sont issus de désintégrations semi-leptoniques, les autres leptons ont des impulsions plus faibles. Ainsi, les événements conservés sont d'une grande pureté et la statistique est suffisante pour fixer la masse et la résolution de Γ_{CB} . L'ajustement est ensuite réalisé sur l'échantillon complet tag. Un exemple de ce type d'ajustement est présenté Figure 3.3 pour un échantillon tag₋, à gauche les désintégrations semi-leptoniques, à droite l'ensemble des événements.

3.4.3 Valeur et Erreur sur $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$

L'ensemble des ajustements de spectre a été réalisé dans ce travail à l'aide d'un logiciel nommé ROOFIT ([68]) qui utilise pour réaliser les minimisations nécessaires le programme

¹L'identification des particules est réalisée dans *BABAR* par des sélecteurs généraux qui utilisent les informations des différents sous-systèmes. Pour les électrons, les informations de la DCH, le DIRC et l'EMC sont nécessaires (voir par exemple [65, 66]). Pour les muons, c'est l'IFR, principalement, et l'EMC qui sont utilisés [67].

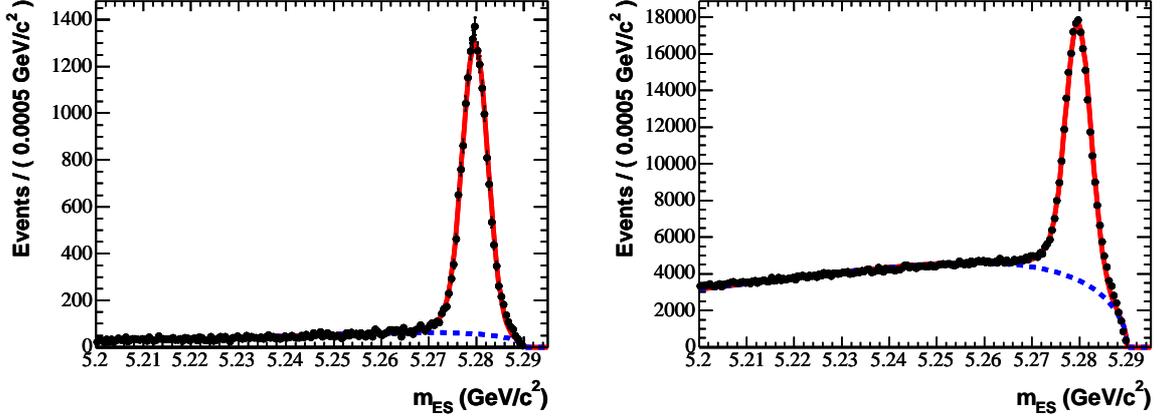


FIG. 3.3: Distributions m_{ES} . À gauche pour l'échantillon limité aux désintégrations semi-leptoniques dans la partie **recul**, à droite pour l'échantillon total. Les points représentent les données, la ligne rouge le résultat de l'ajustement des données par $\Gamma_{m_{ES}}$ et la ligne pointillée bleue, la fonction Γ_{ARGUS} .

MINUIT ([69]).

Après ajustement de la distribution m_{ES} , la valeur de $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$ est donnée par :

$$N_{B_{reco}}^{\text{tag}} = f_{\text{sig}} \times N_{B_{\text{tot}}} \quad (3.33)$$

où $N_{B_{\text{tot}}}$ est le nombre total de candidats B dans l'échantillon, constitué du nombre d'événements de signal et du nombre d'événements de combinatoire. L'erreur statistique considérée sur $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$ est :

$$\sigma N_{B_{reco}}^{\text{tag}} = \sigma_{f_{\text{sig}}} \times N_{B_{\text{tot}}} \quad (3.34)$$

où $\sigma_{f_{\text{sig}}}$ est l'erreur sur f_{sig} obtenue par l'ajustement. Il faut noter que la fluctuation poissonnienne sur $N_{B_{\text{tot}}}$ n'est pas prise en compte. En effet, dans le cas idéal où l'échantillon serait parfaitement pur, il ne faut considérer aucune erreur statistique sur $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$ dans le calcul des taux de branchements $\mathcal{B}(B \rightarrow CX)$ et $\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}X)$ car $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$ constitue l'échantillon statistique de départ.

3.5 Mesure des nombres de particules charmées dans la *partie recul*.

Le calcul des nombres de particules charmées dans la *partie recul*, $N_{X_c^{\text{recul}}}$ et $N_{X_{\bar{c}}^{\text{recul}}}$ est différent par rapport à celui présenté dans [70] où l'analyse est réalisée avec 81 fb^{-1} . Il est effectué par un ajustement bidimensionnel de la distribution $(m_{X_c^{\text{recul}}}, m_{ES}^{\text{tag}})$ pour

tous les candidats $X_{c(\bar{c})}$ reconstruits dans la *partie ■recul■*. Cet ajustement est réalisé par la maximisation d'une fonction de vraisemblance (paragraphe 3.5.3).

Les candidats reconstruits X_c ou $X_{\bar{c}}$ peuvent être issus de différentes sources qui sont discutées paragraphe 3.5.1, chacune est ajustée par une fonction de densité de probabilité particulière.

Un exemple de distribution bidimensionnelle ($m_{X_{K^+\pi^-}}, m_{ES}$) est donné sur la Figure 3.4, il s'agit de l'ensemble des candidats $K^+\pi^-$ (qui permettent de mesurer la production de \bar{D}^0 corrélés) dans un échantillon de B chargés complètement reconstruits. L'échelle en z est logarithmique afin de bien distinguer le fond.

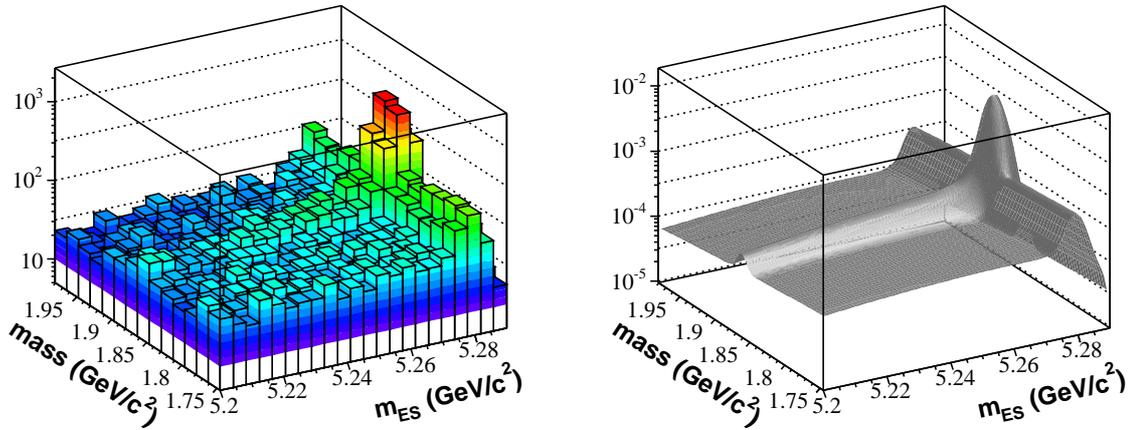


FIG. 3.4: Exemple de distribution ($m_{X_{K^+\pi^-}}, m_{ES}$). À gauche dans les données et à droite le résultat de l'ajustement des données.

3.5.1 Construction de la densité de probabilité.

Les candidats X_c dans l'échantillon recul ² peuvent être issus de différentes sources. Une densité de probabilité particulière est associée à chacune de ces différentes sources qui sont :

- une particule charmée C ou \bar{C} émise lors de la désintégration d'un vrai B (B^+ ou B^0). C'est la seule source qui nous intéresse ici. Sa densité de probabilité est notée : P_S .
- une particule charmée C ou \bar{C} dans la *partie ■recul■* d'un candidat B de fond combinatoire. Il s'agit d'un bruit de fond et sa densité de probabilité est notée : P_{BG}^C . Ce fond est bien visible sur la Figure 3.4 grâce à l'échelle logarithmique selon l'axe z , il pique à la masse de la particule C mais pas à la masse du B .

²Le même raisonnement s'applique à l'identique pour des candidats $X_{\bar{c}}$

- un événement de fond combinatoire dans la *partie ■recul■* d'un vrai B , un autre bruit de fond pour lequel la densité de probabilité est notée : P_{BG}^B
- un événement de fond combinatoire dans la *partie ■recul■* d'un candidat B de fond combinatoire. Sa densité de probabilité est notée : P_{BG}^f .

Chaque densité, P_S , P_{BG}^C , P_{BG}^B et P_{BG}^f est le produit de deux densités de probabilités, une dans l'espace des m_{X_c} et l'autre dans l'espace des m_{ES} .

Espace des m_{X_c} .

Pour les distributions dans l'espace des m_{X_c} , il existe trois possibilités. Soit X_c est issu d'une particule charmée C où \bar{C} se désintégrant dans le canal X_c , auquel cas la densité de probabilité est gaussienne centrée à la masse de la particule C ou \bar{C} , ayant pour écart-type la résolution expérimentale sur cette masse. Soit X_c est un candidat issu du fond combinatoire, sa densité de probabilité ρ_{comb} est en général un polynôme d'ordre 1, excepté dans le cas de l'état final $X_c \equiv K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ pour lequel le fond combinatoire est mieux modélisé par un polynôme d'ordre 2. Soit X_c provient d'un fond physique, comme par exemple une autre particule se désintégrant dans le même canal X_c . Ce type de fond est modélisé par une gaussienne de paramètres fixés notés : m_{sat} et σ_{sta} . Ces contributions sont dites satellites, elles sont traitées plus en détail dans le paragraphe 3.5.2. Les contributions satellites étant associées au signal lui-même, ces deux contributions sont regroupées au sein d'une même fonction de densité de probabilité notée ρ_S :

$$\rho_S(m) = f_S \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_C} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-m_C}{\sigma_C}\right)^2} + (1-f_S) \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{sat}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-m_{sat}}{\sigma_{sat}}\right)^2} \quad (3.35)$$

où $(1-f_S)$ est la fraction de contribution satellite. Notons que ρ_S , comme ρ_{comb} , est normalisé.

Espace des m_{ES} .

Les distributions m_{ES} sont identiques à celle utilisée dans le cas de l'extraction du nombre de B complètement reconstruits (Équation 3.30). C'est-à-dire que le fond combinatoire est modélisé par une fonction Γ_{ARGUS} normalisée et le signal de B , par une fonction Γ_{CB} également normalisée.

Distributions finales.

Les densités de probabilités bidimensionnelles des quatre sources prises en compte s'écrivent finalement :

$$P_S(m_{X_c}, m_{ES}) = \rho_S(m_{X_c}) \times \Gamma_{CB}(m_{ES}) \quad (3.36)$$

$$P_{BG}^C(m_{X_c}, m_{ES}) = \rho_S(m_{X_c}) \times \Gamma_{ARGUS}(m_{ES}) \quad (3.37)$$

$$P_{BG}^B(m_{X_c}, m_{ES}) = \rho_{comb}(m_{X_c}) \times \Gamma_{CB}(m_{ES}) \quad (3.38)$$

$$P_{BG}^f(m_{X_c}, m_{ES}) = \rho_{comb}(m_{X_c}) \times \Gamma_{ARGUS}(m_{ES}) \quad (3.39)$$

Les différentes fonctions ρ_n et Γ_n étant normalisées, toutes les fonctions P_k sont automatiquement normalisées.

3.5.2 Les contributions satellites.

Les désintégrations supprimées du D^+ dans le spectre des D_s^+ .

Pour tous les modes de désintégrations du D_s^+ utilisés ici, il faut prendre en compte des contributions satellites. Elles sont toutes issues du même type de fond physique, le D^+ . En effet, le D^+ peut se désintégrer vers les états $\phi\pi$, $\bar{K}^{*0}K^+$ et $K_s^0K^+$ par des transitions supprimées de Cabibbo dont les taux de branchement sont donnés Table 3.4.

Mode	Taux de branchement(10^{-3}) [12]
$D^+ \rightarrow \phi\pi^+$	6.2 ± 0.6
$D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$	4.3 ± 0.6
$D^+ \rightarrow K_s^0K^+$	3.0 ± 0.3

TAB. 3.4: Modes de désintégration supprimés de Cabibbo du D^+ à prendre en compte dans l'ajustement des D_s^+ .

Ces contributions sont ajustées par une gaussienne de paramètres :

$$m_{sat} = M_{D_s}^{fit} - \Delta M^{fix} \quad (3.40)$$

$$\sigma_{sat} = \sigma_{D_s}^{fit} \quad (3.41)$$

où $M_{D_s}^{fit}$ et $\sigma_{D_s}^{fit}$ sont les paramètres ajustés de la distribution du D_s dans cette analyse. ΔM^{fix} est la différence de masse entre le D_s^+ et le D^+ obtenue par l'expérience BABAR [74].

$$\Delta M^{fix} = m_{D_s} - m_{D^+} = 98.4 \pm 0.1 \pm 0.3 \text{ MeV}/c^2 \quad (3.42)$$

Désintégrations $D^0 \rightarrow K^-K^+$ dans le spectre : $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$

Les désintégrations $D^0 \rightarrow K^-K^+$ sont supprimées de Cabibbo. Leur taux de branchement est : $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-K^+) = (3.89_{-0.15}^{+0.12}) \times 10^{-3}$ [12]. Bien que l'état final soit différent de $K^-\pi^+$, la séparation π/K est expérimentalement imparfaite. L'état final K^-K^+ peut alors être reconstruit comme état π^-K^+ ou comme un état $K^-\pi^+$. Dans ce cas, la masse d'un pion est associée à un kaon, ces désintégrations ne piquent donc pas à la masse du D^0 mais plus bas. La Figure 3.5 donne la distribution obtenue pour des désintégrations $D^0 \rightarrow K^-K^+$ reconstruites dans l'hypothèse $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ dans la simulation Monte Carlo. Cette contribution est ajustée par une gaussienne de paramètres :

$$m_{sat} = m_{D^0}^{fit} - \Delta M^{MC} \quad (3.43)$$

$$\sigma_{sat} = \sigma_{K^-K^+}^{MC} \quad (3.44)$$

où $m_{D^0}^{fit}$ est la masse du D^0 ajustée dans cette analyse et ΔM^{MC} , $\sigma_{K^-K^+}^{MC}$ sont obtenus à partir d'un ajustement de la distribution Monte Carlo donnée Figure 3.5 :

$$\Delta M^{MC} = 106.8 \pm 1.3 \text{ MeV}/c^2 \quad (3.45)$$

$$\sigma_{K^-K^+}^{MC} = 24.0 \pm 1.3 \text{ MeV}/c^2 \quad (3.46)$$

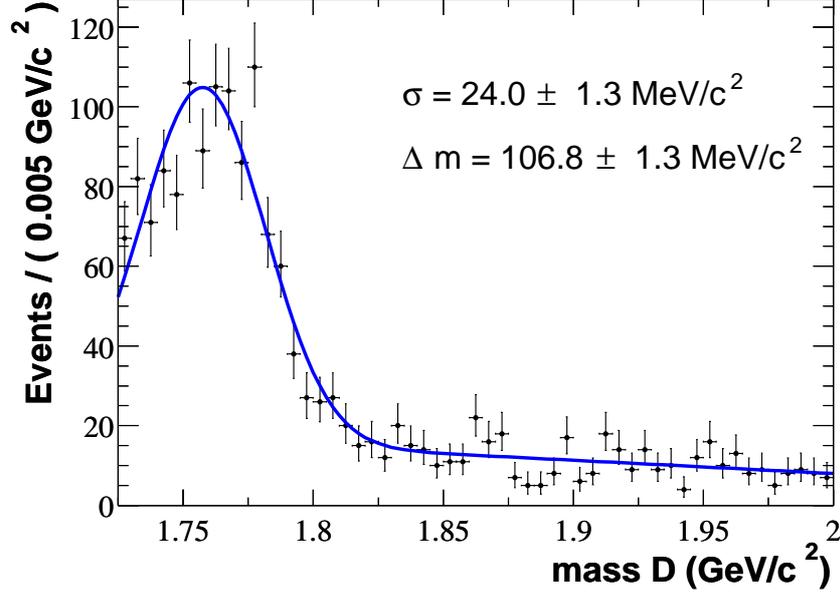


FIG. 3.5: Masse reconstruite $K^- \pi^+ - K^+ \pi^-$ pour des événements $D^0 \rightarrow K^- K^+$ dans la simulation Monte Carlo.

3.5.3 Analyse par maximum de vraisemblance.

L'extraction des différents nombres d'événements est effectuée par maximisation de la fonction de vraisemblance suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{e^{-(N_S + N_{BG}^C + N_{BG}^B + N_{BG}^f)}}{N!} \times \prod_{i=1}^N \left(\begin{array}{l} N_S \quad P_S(m_{X_c}^i, m_{ES}^i) + \\ N_{BG}^C \quad P_{BG}^C(m_{X_c}^i, m_{ES}^i) + \\ N_{BG}^B \quad P_{BG}^B(m_{X_c}^i, m_{ES}^i) + \\ N_{BG}^f \quad P_{BG}^f(m_{X_c}^i, m_{ES}^i) \end{array} \right) \quad (3.47)$$

où N est le nombre total de candidats X_c reconstruits dans la *partie ■recul■*. Pratiquement la maximisation est effectuée en minimisant $-\ln(\mathcal{L})$. N_S est le nombre de candidats provenant réellement d'une particule C ou \bar{C} produite dans la désintégration d'un B , il s'agit donc de $N_S \equiv N_{X_c}^{\text{recul}}$. Chaque événement i du lot participe à la fonction de vraisemblance, on parle dans ce cas d'ajustement *■non-binné■* plus coûteux en temps de calcul mais plus précis que les ajustements standards. La minimisation fournit N_S , N_{BG}^C , N_{BG}^B et N_{BG}^f et leurs erreurs statistiques ainsi qu'une estimation des paramètres non fixés dans l'ajustement.

La Figure 3.6 donne le résultat unidimensionnel projeté en haut sur différentes tranches en m_{ES} et en bas sur différentes tranches en m_{X_c} pour l'ajustement de la Figure 3.4. Les points représentent les données et la ligne pleine le résultat projeté de l'ajustement, l'histogramme bleu la fonction P_{BG}^C (fond piquant à la masse de la particule C) et l'histogramme

jaune la somme de tous les autres fonds (somme des distributions P_{BG}^B et P_{BG}^f). La distribution utilisée dans l'ajustement reproduit bien les données dans toutes les parties de l'espace 2D (m_{X_c}, m_{ES}).

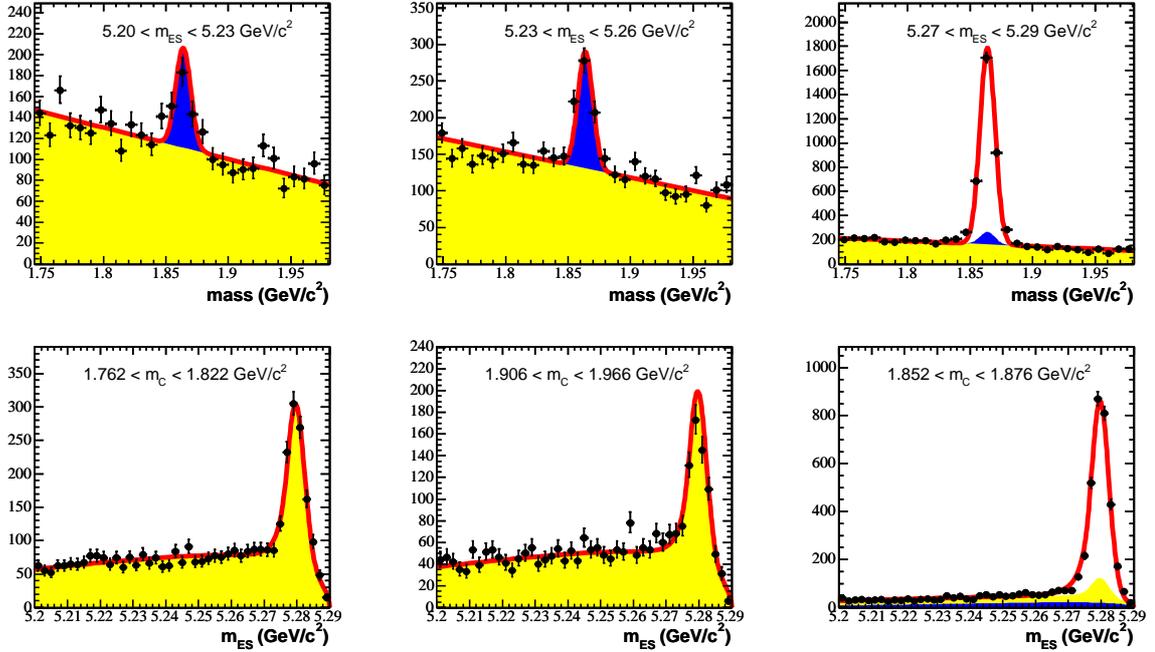


FIG. 3.6: *Projection 1D (en haut sur m_{X_c} et en bas sur m_{ES}) de l'ajustement présenté Figure 3.4 (voir texte pour plus de détails).*

Ajustements et erreurs statistiques sur les résultats.

L'ajustement est réalisé sur le lot total de candidats reconstruits dans l'état final X_c . L'efficacité de reconstruction d'une particule charmée C (ou \bar{C}) dépend de l'impulsion de la particule. Cette dépendance est calculée dans le chapitre 4.4 en fonction de l'impulsion de X_c dans le référentiel de la *partie ■recul■* $p_{X_c}^*$. Elle est surtout sensible au nombre de particules dans l'état final X_c et aux critères d'identification appliqués sur les kaons de X_c . Afin de corriger cet effet, un poids w_{evt} est appliqué à chaque événement i du lot :

$$w_{evt} = \frac{\langle \epsilon_C \rangle}{\langle \epsilon_C \rangle^{evt}(p_{X_c}^*)} \quad (3.48)$$

où $\langle \epsilon_C \rangle$ est l'efficacité moyenne et $\langle \epsilon_C \rangle^{evt}(p_{X_c}^*)$ l'efficacité pour une particule C d'impulsion : $p_{X_c}^*$. Cette technique permet d'avoir un poids moyen centré autour de 1 et ainsi d'éviter tout biais dans le calcul des erreurs statistiques.

L'ajustement donne les erreurs statistiques sur les paramètres ajustés. Néanmoins, une partie des paramètres étant fixés, cette erreur est insuffisante. En effet, seuls les paramètres suivants sont laissés libres lors de l'ajustement : N_S , N_{BG}^C , N_{BG}^B , N_{BG}^f , f_S , ξ et les paramètres des polynômes ρ_{comb} . Pour les distributions Γ_{CB} , l'ensemble des paramètres est fixé par l'ajustement de la distribution m_{ES} de l'échantillon de B complètement reconstruits tag. Les paramètres des gaussiennes décrivant le signal sont fixés à partir de la simulation et des données. L'ajustement de la distribution $m_{X_c+X_{\bar{c}}}$ pour les échantillons recul₀ ET recul₊, ce qui permet d'augmenter la statistique, permet d'obtenir ces quantités pour les données mais leur erreur statistique reste grande. C'est pourquoi il est préférable d'utiliser les résolutions σ_C Monte Carlo car la simulation reproduit bien cette variable, alors que les masses centrales M_C , moins bien reproduites par la simulation, sont fixées à partir des données. De façon générale, les résolutions mesurées dans les données sont compatibles avec celles de la simulation, alors que les masses centrales sont systématiquement plus basses dans les données réelles. La différence éventuelle entre les résolutions Monte Carlo et les résolutions réelles sera prise en compte dans l'erreur systématique (paragraphe 5.2).

3.6 Les données utilisées, réelles et simulées.

Les données utilisées dans cette analyse ont été enregistrées par l'expérience *BABAR* entre le 22 octobre 1999 et le 31 juillet 2004, ce qui représente un total de 208.9 fb^{-1} (pris à la masse du $\Upsilon(4S)$). Le calcul des efficacités de reconstruction des particules charmées dans la *partie ■recul■* est effectué à partir d'une simulation Monte Carlo dans laquelle seuls les modes de B_{reco} reconstruits sont générés (Table 3.3), ce type de simulation sera nommée **■Monte Carlo signal■**. Enfin, la méthode est testée sur un **■Monte Carlo générique■**, c'est-à-dire le plus proche possible de la réalité où l'ensemble des réactions possibles $e^+e^- \rightarrow X$ est prise en compte, excepté la production leptonique $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$.

3.6.1 Les données *BABAR*.

Les données *BABAR* sont réparties en périodes de fonctionnement, nommées **■RUN■**, s'étalant sur plusieurs mois. Entre chacune de ces périodes, des changements sont apportés au détecteur ou au logiciel de reconstruction, ce qui explique pourquoi ces périodes sont également séparées dans la simulation. La Table 3.5 donne ces différentes périodes ainsi que la luminosité utilisée pour chacune d'entre elles, c'est-à-dire après vérification et validation de chaque bloc de données enregistrées.

La chambre à fils a une tension de 1930V depuis février 2001. Le **■RUN1■** a été pris à deux tensions différentes 1960V puis 1900V. Étant donnée la proportion des données **■RUN1■** (moins de 10 %), une efficacité moyenne sur ces deux tensions est utilisée dans cette analyse.

■RUN■	Période	\mathcal{L} (fb^{-1})	$N_{B\bar{B}}$ (10^6)
RUN1	10/1999 - 10/2000	19.5	21.5
RUN2	02/2001 - 06/2002	58.4	64.3
RUN3	11/2002 - 06/2003	31.0	34.1
RUN4	09/2003 - 07/2004	100.0	110.0
total	10/1999 - 07/2004	208.9	229.9

TAB. 3.5: Données accumulées par BABAR depuis les premières collisions en octobre 1999.

3.6.2 La simulation Monte Carlo.

Simuler un événement dans le détecteur.

La simulation d'un événement physique mesuré par le détecteur s'organise en quatre étapes :

- la génération de la physique de l'événement
- le passage des particules dans le détecteur
- la réponse du détecteur
- la reconstruction de l'événement

La physique est simulée par un programme nommé : **EvtGen** [72]. L'ensemble des désintégrations des mésons B et de toutes les particules générées dans ces désintégrations y est simulé en utilisant les mesures disponibles quand c'est possible : taux de branchements, structure en résonance, distributions angulaires... Pour certaines désintégrations néanmoins, **Jetset** est nécessaire. Il s'agit en particulier des événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ et, en ce qui concerne cette analyse, de la désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$. **Jetset** [73] modélise la fragmentation des quarks et leur hadronisation à partir de modèles théoriques.

Le passage du détecteur et la réponse de celui-ci sont simulés par **GEANT4** [71]. Ce programme simule les interactions des particules avec la matière du détecteur ainsi que la réponse de l'électronique et les signaux émis. Ainsi, après cette étape, il existe pour un événement Monte Carlo, un fichier de sortie identique à celui des données réelles et la reconstruction est alors appliquée de la même manière que sur les données.

Une simulation imparfaite.

Bien que la simulation soit la plus réaliste possible, les efficacités de détection sont toutefois différentes entre Monte Carlo et données réelles. Cet effet doit être corrigé. Dans cet analyse deux biais principaux sont à prendre en compte :

- l'efficacité de détection d'une particule chargée
- l'efficacité des sélecteurs de kaons et protons

Ces deux biais sont pris en compte dans le calcul de l'efficacité de reconstruction des particules charmées.

Le premier est corrigé en appliquant dans la simulation un poids à chaque trace chargée reconstruite. Ce poids dépend du type de trace utilisée, de l'impulsion, des angles, de la

multiplicité dans l'événement. Selon le type de trace, la correction s'échelonne en moyenne entre 0.25 % et 0.8 %. Cette correction est source d'erreurs systématiques.

Le deuxième biais est corrigé en utilisant une technique récemment disponible dans *BABAR*. L'efficacité des sélecteurs d'identification (ici pour les kaons et les protons) est en général meilleure dans la simulation. La méthode est la suivante : dans la simulation, certaines traces remplissant les conditions d'acceptation du sélecteur sont rejetées ou acceptées selon la différence d'efficacité entre données et Monte Carlo. Elle présente l'avantage de n'agir que sur un faible nombre de traces, juste assez pour que les efficacités Monte Carlo et données coïncident. Cette correction est en général très faible de l'ordre du pour cent. Elle peut néanmoins dépasser 5 % dans certaines régions du spectre en impulsion des kaons. Le paragraphe 4.1.2 traite de l'identification des particules chargées et montre les différences entre Monte Carlo et données.

Ces deux biais sont corrigés à l'aide de règles prédéterminées disponibles dans la référence [75] pour les corrections d'efficacité de détection des traces et dans la référence [76] pour la correction des sélecteurs d'identification.

Les différents ■types■ de Monte Carlo.

Deux types de Monte Carlo sont utilisés pour cette analyse.

Le premier permet de mesurer les efficacités de reconstruction des particules charmées dans la *partie ■recul■*. Afin d'obtenir les efficacités de reconstruction dans un cas proche de l'analyse réelle, elles sont mesurées dans la *partie ■recul■* d'un B complètement reconstruit et non de façon complètement inclusive. Il faut donc un grand nombre B_{reco} . Il a été fait usage de collections d'événements $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ où l'un des deux B issus du $\Upsilon(4S)$ se désintègre dans un des modes de la Table 3.3 (incluant les désintégrations intermédiaires) et l'autre de façon aléatoire. La Table 3.6 donne les nombres d'événements utilisés en fonction de la période simulée et du mode de désintégration.

Signal	N_{evt}^{RUN1} (10^6)	N_{evt}^{RUN2} (10^6)	N_{evt}^{RUN3} (10^6)	N_{evt}^{RUN4} (10^6)
$B^0 \rightarrow D^{(*)}X$	2.01	5.36	2.38	19.33
$B^+ \rightarrow D^{(*)}\pi$	0.60	2.00	0.84	2.84
$B^+ \rightarrow D^{(*)}\rho/a_1$	0.71	2.40	0.98	3.41

TAB. 3.6: Nombres d'événements simulés dans les modes ■signaux■ pour chaque période.

Le deuxième Monte Carlo est une simulation de toute la physique accessible à partir des désintégrations $e^+e^- \rightarrow X$ où l'énergie dans le centre de masse est celle du $\Upsilon(4S)$. La Table 3.7 donne les différents nombres d'événements et la luminosité correspondante. Pour les désintégrations $X \equiv B\bar{B}$ la statistique disponible est environ trois fois celle des données. Pour la production de quarks légers uds ($q\bar{q}$ dans la Table 3.7), la luminosité utilisée est environ celle des données et, pour la production $c\bar{c}$, seulement 0.5 fois celle des données. Cette simulation a un double intérêt. Tout d'abord, elle permet de calculer les caractéristiques des bruits de fonds piquants g_- (Équation 3.1) et g_0 (Équation 3.3).

Enfin, elle permet de valider la méthode d'analyse en appliquant celle-ci directement à la simulation totale où les différents Monte Carlo génériques sont sommés avec des luminosités ajustées à celles des données.

Générique	N_{evt} (10^6)	\mathcal{L} (fb^{-1})
B^+B^-	377.0	718.2
$B^0\bar{B}^0$	353.4	673.2
$c\bar{c}$	176.9	136.1
$q\bar{q}$	513.3	245.6

TAB. 3.7: Nombres d'événements simulés dans les différents Monte Carlo génériques utilisés et luminosités correspondantes.

Chapitre 4

Reconstruction des particules

Sommaire

4.1	Reconstruction et identification des traces chargées	103
4.1.1	Les différents types de traces	103
4.1.2	Identification des particules chargées	104
4.2	Ajustements particuliers des particules composites	106
4.3	Reconstruction exclusive de la <i>partie ■tag■</i>	108
4.3.1	Reconstruction des particules intermédiaires	108
4.3.2	Les mésons B_{reco}	111
4.3.3	Mesure de g_- et g_0	118
4.3.4	Nombres de B_{reco} dans les données et dans la simulation	120
4.4	Reconstruction inclusive de la <i>partie ■reco■</i>	121
4.4.1	Reconstruction des particules charmées C et \bar{C} de la <i>partie ■reco■</i>	121
4.4.2	Calcul des efficacités de reconstruction des particules charmées	128

Ce chapitre présente la reconstruction des événements dans cette analyse. La première étape est la reconstruction exclusive de la *partie ■tag■* (section 4.3) puis une particule charmée est recherchée dans la *partie ■recul■* (section 4.4). Les deux premières parties présentent des outils communs aux deux types de reconstruction : les critères utilisés pour reconstruire les traces chargées (section 4.1) et les ajustements sous contrainte permettant d'améliorer la reconstruction des particules composites (section 4.2).

4.1 Reconstruction et identification des traces chargées

Les seules particules chargées stables à l'échelle du détecteur, c'est-à-dire avec un temps de vie suffisant pour traverser tout ou partie du détecteur sont les kaons, les pions, les protons, les électrons et les muons. La reconstruction de ces traces chargées est effectuée de façon identique dans les reconstructions exclusives de la *partie ■tag■* et inclusive de la *partie ■recul■*. Ces critères de sélection sont communs à toutes les analyses *BABAR* et ne seront donc pas développés en détail.

Les traces chargées sont reconstruites séparément dans le SVT et dans la DCH à partir des points d'impact de la particule dans chaque sous-système. Ces deux informations sont ensuite réunies pour former une trace finale. Pour une description détaillée de la reconstruction des traces chargées dans *BABAR*, la référence [77] pourra être consultée.

4.1.1 Les différents types de traces

Après reconstruction, une trace chargée possède les paramètres décrits dans la section 2.3.1. Trois types de traces sont alors utilisés :

- **Les traces chargées Ct (■Charged Tracks■)** : il s'agit de l'ensemble complet de toutes les traces chargées reconstruites. Elles ne sont utilisées que pour reconstruire la désintégration $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ car le K_S^0 a un grand temps de vie ($c\tau = 2.68$ cm) et les pions issus de cette réaction peuvent ne pas pointer vers la région d'interaction.
- **Les traces issues de l'origine Gtvl (■GoodTracksVeryLoose■)** : sélection par défaut, elle est constituée des traces chargées émises près du point d'interaction : $|d_0| < 1.5$ cm, $|z_0| < 10$ cm (d_0 et z_0 sont définies dans le paragraphe 2.3.1).
- **Les traces Chambre Gtl (■GoodTracksLoose■)** : c'est un sous-ensemble des GTVL pour lequel les traces chargées ont au moins 12 points de mesure dans la DCH et une impulsion transverse p_t supérieure à 100 MeV/c. Cet ensemble est en général utilisé lorsqu'une identification ■kaon■ est requise, puisque le dE/dx de la DCH participe à l'identification.

Correction Monte Carlo

Comme déjà mentionné dans le paragraphe 3.6.2, les efficacités de reconstruction dans la simulation et dans les données sont différentes, les corrections et erreurs systématiques

à adopter dépendent de la sélection de traces chargées. Pour les traces GTL, l'efficacité de détection des fils de la DCH n'étant pas parfaitement reproduite, la correction est à appliquer trace par trace, selon l'impulsion, l'angle d'émission et le nombre de GTVL dans l'événement. Ceci donne lieu à une correction qui sera calculée dans la section 4.4.2. La Table 4.1 donne les corrections d'efficacité à appliquer ainsi que les erreurs systématiques qui en découlent : ϵ_{data} (resp. ϵ_{MC}) est l'efficacité de reconstruction d'une trace dans les données (resp. la simulation) et $\sigma_{\epsilon}^{syst}/\epsilon$ est l'erreur systématique relative par trace de ce type.

Les corrections sont calculées principalement à partir de deux types d'analyses. La première méthode consiste à comparer le nombre de traces satisfaisant la qualification GTVL ayant au moins 10 points mesurés dans le SVT au nombre de traces satisfaisant les mêmes conditions plus 12 points mesurés dans la DCH. Cette étude est menée en parallèle dans la simulation et dans les données et permet de corriger l'efficacité des traces GTL. La deuxième méthode utilise les réactions $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ où un des deux τ se désintègre en $\tau^- \rightarrow \nu_{\tau}e^-\bar{\nu}_e$ et le deuxième en $\tau^+ \rightarrow (\pi^+\pi^0)\pi^+\nu_{\tau}$. En comparant les événements où il manque un pion dans la reconstruction du τ^- aux événements où toutes les traces chargées sont reconstruites, il est possible de calculer l'efficacité absolue de reconstruction, en particulier pour les CT et les GTVL. La note [78] décrit en détail ces différentes méthodes et leurs résultats.

Type de traces	$\epsilon_{data}/\epsilon_{MC}$	$\sigma_{\epsilon}^{syst}/\epsilon$
CT	0.9975	1.4 %
GTVL	0.9950	1.4 %
GTL	~ 0.992	0.8 %

TAB. 4.1: Correction Monte Carlo et erreur systématique sur cette correction pour les différents types de traces.

4.1.2 Identification des particules chargées

Dans cette analyse, de nombreux modes de désintégration de hadrons charmés dans la *partie ■recul■* nécessitent l'identification du kaon afin de diminuer le bruit de fond. L'identification des protons est également utilisée dans la désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$.

Dans la *partie ■tag■*, l'identification des particules est également utilisée pour les kaons (issus des désintégrations de D), les électrons et les muons pour les désintégrations semi-leptoniques.

L'identification des kaons et des protons repose sur les informations en dE/dx du SVT et de la DCH ainsi que sur l'angle Cherenkov mesuré par le DIRC.

Identification des kaons

Deux sélecteurs de kaons sont utilisés. Ils sont tous deux basés sur le calcul de fonctions de vraisemblance, une par détecteur. Selon la valeur de cette fonction la trace est sélectionnée ou rejetée. Ces sélecteurs sont nommés :

- **Sélecteur minimal, kNotA pion** : son efficacité est très grande, plus de 95 % pour des kaons d'impulsion inférieure à 3 GeV/c. En revanche, son pouvoir de réjection des pions est faible. La Figure 4.1 (ligne du haut) donne l'efficacité de ce sélecteur en fonction de l'impulsion du kaon pour les données et pour la simulation, le graphique de droite montre le rapport de ces deux efficacités ce qui prouve que le Monte Carlo reproduit très bien les données. Le taux de mauvaise identification des pions est donné Figure 4.2, pour des impulsions supérieures à 0.7 GeV/c, plus de 10 % des pions sont sélectionnés. Ce sélecteur sera nommé **kNOTAPION**, il est décrit dans [79].
- **Sélecteur sévère, kTight** : son efficacité, aux alentours de 85 % est plus faible que celle du sélecteur minimal. En revanche son taux de réjection des pions est très bon, moins de deux pour cent des pions sont acceptés. La Figure 4.1 (ligne du bas) donne l'efficacité de ce sélecteur ainsi qu'une comparaison entre données et simulation. L'efficacité est mal reproduite pour les impulsions proches de 600 MeV/c. Ce sélecteur sera nommé **kTIGHT**. Il est décrit plus en détail dans les documents [80, 81].

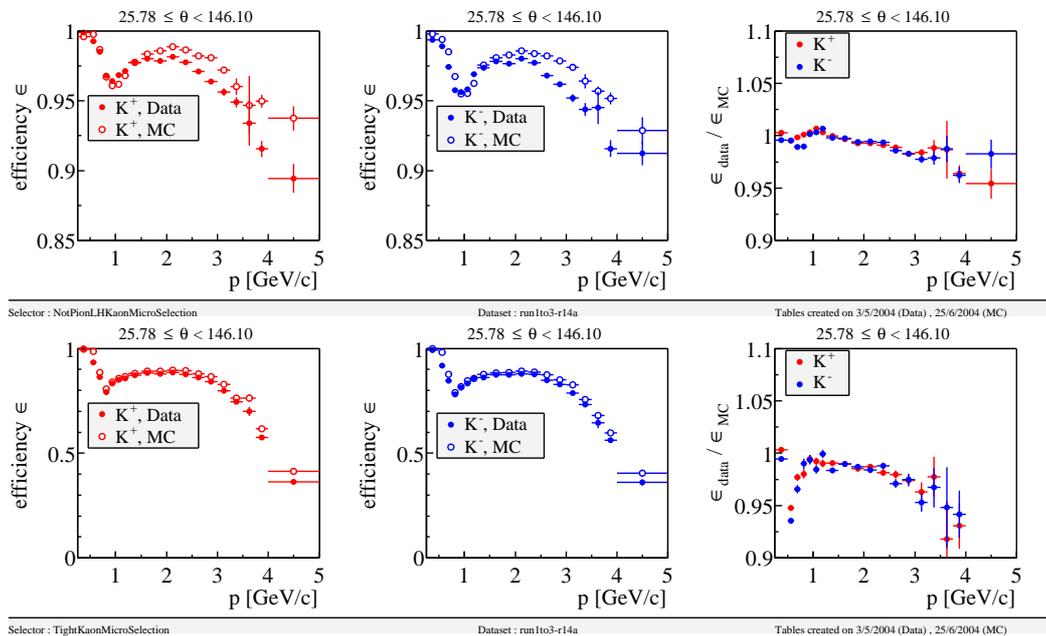


FIG. 4.1: Efficacité des deux sélecteurs de kaon utilisés. En haut le sélecteur **kNOTAPION** et en bas le sélecteur **kTIGHT**. Les figures de gauche représente l'efficacité sur les K^+ , K^- dans les données (points) et dans la simulation (cercles). La dernière figure montre le rapport de l'efficacité dans les données à l'efficacité dans la simulation.

Pour les deux sélecteurs utilisés, on constate sur la Figure 4.1 une perte d'efficacité aux alentours de 600 MeV/c. À cette énergie, les dE/dx du SVT et la DCH sont proches pour les pions et les kaons et le DIRC n'est pas encore actif. Pour conserver un bon taux de réjection des pions à cette énergie, il faut donc des critères stricts sur le choix des valeurs des dE/dx , ce qui explique la baisse d'efficacité dans cette région.

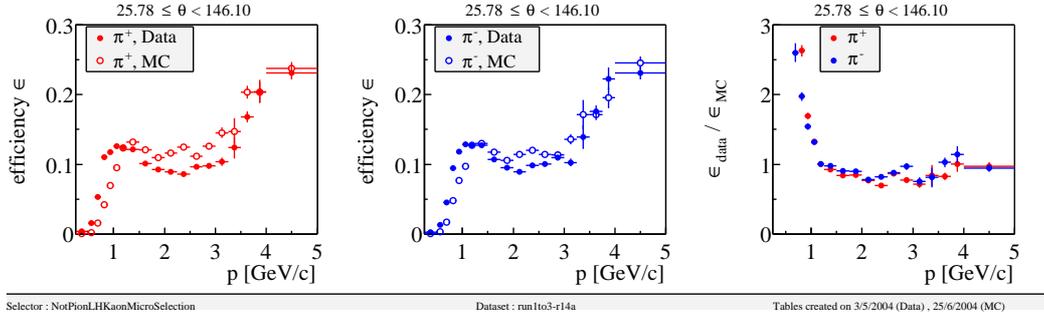


FIG. 4.2: Taux de mauvaise identification des pions par le sélecteur $kNOTAPION$.

Les différences sur l'identification des particules entre simulation et données sont corrigées en modifiant artificiellement le taux de sélection des particules comme expliqué dans la section 3.6.2. Cette correction donne lieu à des erreurs systématiques d'autant plus petites que la simulation, avant correction, est proche des données.

Identification des protons

Un seul sélecteur de protons est utilisé ici, il est nommé $pTIGHT$. Son efficacité est excellente pour des protons d'impulsion inférieure à 1 GeV/c et de l'ordre de 85 % au delà. Son taux de mauvaise identification est faible, plus de 98 % des pions, des kaons et des muons sont rejetés. Ce sélecteur est décrit dans la référence [82]. Il utilise les mêmes fonctions de vraisemblance que celles des sélecteurs de kaons (seuls les critères d'acceptation diffèrent).

La Figure 4.3 donne l'efficacité du sélecteur $pTIGHT$ ainsi que la comparaison données/simulation. L'efficacité mesurée dans le Monte Carlo reproduit bien celle observée dans les données.

4.2 Ajustements particuliers des particules composites

Lors de la reconstruction des particules composites, diverses contraintes sont utilisées afin d'améliorer le quadri-vecteur de la particule reconstruite. Dans ce travail, le même algorithme est utilisé pour appliquer une contrainte. Il est basé sur une méthode de moindres carrés utilisant la technique des multiplicateurs de Lagrange [83]. Cette méthode permet de résoudre des systèmes d'équations contraints en supposant que les équations des contraintes peuvent être linéarisées. Les documents [85, 84] décrivent la méthode générale, ici seules

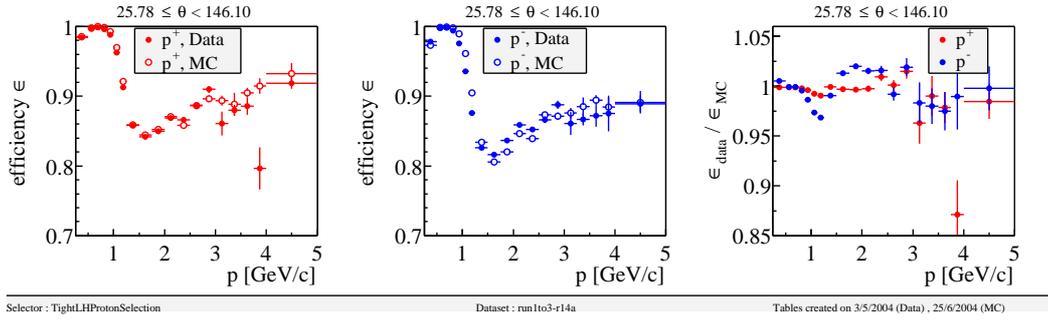


FIG. 4.3: Efficacité du sélecteur de protons et comparaison avec la simulation (à gauche).

les différentes contraintes sont explicitées.

La première s'applique aux particules reconstruites, notées P_M , dans la *partie* **■tag■** ou dans la *partie* **■reco■** lorsque leur état final de désintégration comporte au moins deux traces chargées. Elle se nomme contrainte de vertex. Les trajectoires des particules émises lors de la désintégration de P_M doivent provenir d'un même point spatial (le vertex). Les équations de contraintes traduisent donc le fait que toutes les particules émises dans la désintégration de P_M passent par ce point qui est alors calculé. Une fois le vertex connu, les impulsions des particules filles de P_M sont calculées en ce point, puis sommées, ce qui donne l'impulsion de P_M . La résolution sur cette impulsion est alors meilleure que celle obtenue en ajoutant simplement les impulsions des particules filles, mesurées en un point quelconque de leur trajectoire. Cette contrainte de vertex est systématiquement appliquée pour toutes les particules donnant plus de deux traces chargées dans l'état final.

La deuxième contrainte est utilisée uniquement pour les résonances intermédiaires issues de la désintégration du B_{reco} (donc dans la *partie* **■tag■**). Les particules comme les π^0 , K_S^0 , D^0 , D^+ , D^{*0} , D^{*+} ont des largeurs naturelles de désintégrations très inférieures à la résolution expérimentale sur leur masse. Par exemple, la résolution expérimentale sur la masse du π^0 est de l'ordre de 6 MeV/ c^2 , alors que sa largeur naturelle est de l'ordre de 8 eV. On peut donc considérer dans ce cas que : $q^2 = M^2$ où q est le quadri-vecteur de la particule et M sa masse. La contrainte suivante peut alors être appliquée pour calculer le quadri-vecteur $q \equiv (E, p_x, p_y, p_z)$:

$$\frac{E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2}{M^2} - 1 = 0 \quad (4.1)$$

Dans la *partie* **■tag■**, une fois les particules π^0 , K_S^0 , D^0 , D^+ , D^{*0} , D^{*+} sélectionnées par une coupure sur leurs masses, cette contrainte est appliquée pour améliorer leur quadri-vecteur.

4.3 Reconstruction exclusive de la *partie tag*

La reconstruction du B_{reco} de la *partie tag* est effectuée à partir d'une présélection d'événements contenant a priori un méson B reconstruit dans un des modes étudiés, sélectionné avec des coupures larges (ces coupures seront indiquées si nécessaire). Puis un ensemble de coupures minimales est établi, en particulier sur les masses des résonances intermédiaires et l'identification des particules. Enfin, plusieurs sélections de B_{reco} sont développées suivant la pureté requise, en signal de B , dans l'échantillon tag.

Toutes les traces chargées utilisées dans la reconstruction sont des traces GTVL, sauf mention contraire. La première partie de cette section décrit la reconstruction des résonances intermédiaires issues de la désintégration du B_{reco} . Puis la reconstruction du B lui-même est détaillée. La mesure des paramètres g_- et g_0 est développée dans la troisième partie. Enfin, sont donnés les résultats sur les nombres totaux de B_{reco} complètement reconstruits.

4.3.1 Reconstruction des particules intermédiaires

4.3.1.1 Les photons et les π^0

Les photons sont uniquement utilisés pour la reconstruction des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (98.8 % des désintégrations du π^0 [12]). Seuls les photons d'énergie supérieure à 30 MeV sont conservés. Deux photons sont combinés pour former un candidat π^0 en supposant qu'ils sont tous deux issus du point d'interaction. La masse du π^0 est $M_{\pi^0} \approx 134.98 \text{ MeV}/c^2$, la résolution sur la masse invariante des π^0 est, dans *BABAR*, d'environ $6.1 \text{ MeV}/c^2$. Les candidats de masse dans la fenêtre $115 < m_{\gamma\gamma} < 150 \text{ MeV}/c^2$ sont retenus. La fenêtre est asymétrique car le signal de π^0 présente une queue non gaussienne à basse masse due aux pertes d'énergie.

La Figure 4.4 donne le spectre en masse des π^0 produit dans des désintégrations : $\tau^+ \rightarrow \rho^+(\rightarrow \pi^0\pi^+)\nu_\tau$.

4.3.1.2 Les résonances larges ρ^+ , ρ^0 et a_1^+

Ces particules sont des résonances larges : 150 MeV pour les ρ , entre 250 et 600 MeV pour le a_1 . Aucune contrainte de masse n'est donc appliquée sur ces candidats.

Les candidats ρ^+ (resp. ρ^0) sont reconstruits en combinant un π^0 (resp. π^-) et un π^+ . Seuls les candidats dans les fenêtres en masse : $|M_{\pi^0\pi^+} - M_{\rho^+}^{PDG}| < 150 \text{ MeV}/c^2$ et $|M_{\pi^-\pi^+} - M_{\rho^0}^{PDG}| < 160 \text{ MeV}/c^2$ sont conservés. $M_{\rho^+}^{PDG}$ et $M_{\rho^0}^{PDG}$ sont respectivement la masse moyenne du ρ^+ et du ρ^0 . La fenêtre en masse sur le ρ^+ (resp. ρ^0) ne conserve que 70 % (resp. 72 %) des ρ réels. Pour les ρ^0 , après la contrainte du vertex, une coupure sur la probabilité de ce vertex est réalisée : $p_{vert} > 0.1 \%$. Pour les ρ^+ , l'énergie du π^0 doit être supérieure à 300 MeV et son impulsion dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$ supérieure à 400 MeV/c. En effet, à basse énergie le bruit de fond est important à cause de la grande quantité de photons mous reconstruits dans le détecteur. L'énergie des photons de ces π^0 doit d'ailleurs être supérieure à 50 MeV dans le référentiel du laboratoire.

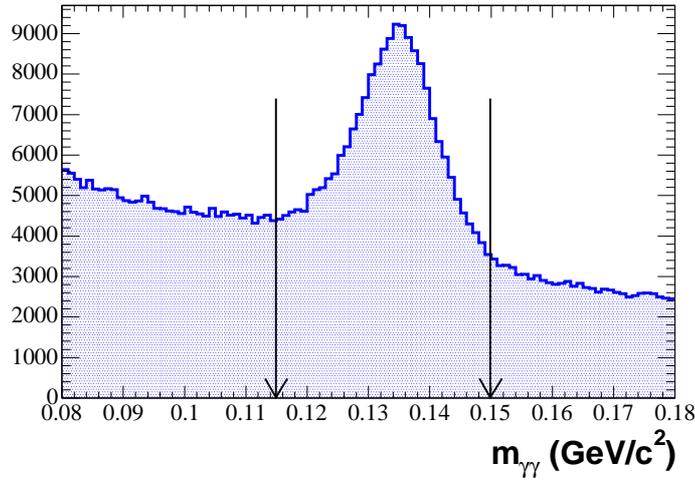


FIG. 4.4: Spectre en masse de π^0 . Les π^0 dans la fenêtre entre les deux flèches sont sélectionnés.

Le a_1^+ est reconstruit dans l'état final $\rho^0\pi^+$. Tous les pions de l'état final doivent avoir une impulsion supérieure à 200 MeV/c, ceci afin de réduire la combinatoire. Dans le même objectif, une coupure sur la probabilité du vertex est appliquée : $p_{vert} > 0.1$ %. Enfin, la fenêtre en masse sur le a_1^+ est : $1.0 < m_{(\pi^-\pi^+)\pi^+} < 1.6$ GeV/c².

4.3.1.3 Les K_s^0

Les K_s^0 , utilisés dans la *partie ■tag■* pour reconstruire les désintégrations $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ et $D^+ \rightarrow K_s^0\pi^+$, sont reconstruits à partir de traces CT. En effet, le temps de vie de ces particules est assez long ($c\tau_{K_s^0} = 2.68$ cm) elles peuvent donc se désintégrer loin du point d'interaction. Les K_s^0 sont reconstruits dans l'état $\pi^+\pi^-$. Une coupure sur le vertex $\pi^+\pi^-$ est appliquée ($p_{vert} > 0.1$ %).

La distance de vol dans le plan $x - y$ (entre le point d'interaction et le vertex du K_s^0) doit être supérieure à 2 mm. Enfin la masse invariante du candidat doit vérifier : $|M_{\pi^+\pi^-} - M_{K_s^0}^{PDG}| < 15$ MeV/c² où $M_{K_s^0}^{PDG}$ est la moyenne mondiale de la masse du K_s^0 ($M_{K_s^0}^{PDG} = 497.6$ MeV/c² [12]).

4.3.1.4 Reconstruction des mésons D

Les mésons D (D^0 ou D^+) sont reconstruits dans les modes : $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $D^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+$.

Lors de la présélection, l'impulsion p_D^* des mésons D dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$ doit être dans la fenêtre : $1.3 < p_D^* < 2.5$ GeV/c, ceci afin de réduire le nombre de candidats dans la présélection, cette fenêtre n'affecte pas l'efficacité sur les mésons B réels. Des coupures en masse, données dans la Table 4.2, sont également appliquées autour des masses nominales :

$M_{D^0}^{PDG} = 1864.6 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{D^+}^{PDG} = 1869.4 \text{ GeV}/c^2$. Par comparaison, la masse \overline{M}_D^{fit} et la résolution σ_D^{fit} ajustées des D reconstruits dans la *partie ■tag■* est également donnée dans le Table 4.2. Les résolutions sont d'autant meilleures que le nombre de traces chargées est important (la meilleure résolution est obtenue dans la reconstruction du mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$), par contre elle est dégradée par la présence d'un π^0 dans l'état final.

Après la présélection, une identification minimale sur le kaon chargé issu de la désintégration du D est requise, exception faite des modes de désintégration : $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ et $D^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+$. Cette identification minimale est donnée Table 4.2. Enfin les mésons D sont sélectionnés dans une fenêtre de $\pm 3 \sigma_D^{fit}$ autour de \overline{M}_D^{fit} .

Pour les $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, des coupures supplémentaires sont ajoutées. La masse invariante $\pi^+ \pi^0$ doit être dans une fenêtre $|m_{\pi^+ \pi^0} - M_{\rho^+}^{PDG}| < 150 \text{ MeV}/c^2$ ce qui permet d'augmenter la pureté de l'échantillon en ne sélectionnant que la résonance ($\pi^+ \pi^0 \equiv \rho^+$). Afin de diminuer encore le bruit de fond, la coupure $|\cos(\theta_{heli})| > 0.30$ est appliquée. Ce type de coupure dite d'hélicité est expliquée dans l'Annexe A. Enfin, étant donné la résolution en masse du $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, la coupure sur sa masse est resserrée à $\pm 2 \sigma_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0}^{fit}$ autour $\overline{M}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0}^{fit}$.

Modes de D	Présélection	\overline{M}_D^{fit} (MeV/ c^2)	σ_D^{fit} (MeV/ c^2)	Id. K^-
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$\pm 15 \text{ MeV}/c^2$	1863.3 ± 0.1	7.0 ± 0.1	pas d'Id.
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$\pm 15 \text{ MeV}/c^2$	1863.5 ± 0.1	4.8 ± 0.1	kNOTAPION
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$\pm 25 \text{ MeV}/c^2$	1862.4 ± 0.1	11.7 ± 0.2	kNOTAPION
$D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$	$\pm 20 \text{ MeV}/c^2$	1864.3 ± 0.1	6.4 ± 0.1	-
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$\pm 20 \text{ MeV}/c^2$	1868.5 ± 0.1	5.5 ± 0.1	kNOTAPION
$D^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+$	$\pm 20 \text{ MeV}/c^2$	1869.9 ± 0.2	6.6 ± 0.2	-

TAB. 4.2: Fenêtres en masse des mésons D^0 et D^+ , utilisées pour reconstruire les B_{reco} et identification minimale sur le kaon dans les désintégrations $D \rightarrow K^- X$.

4.3.1.5 Reconstruction des mésons D^*

Les D^* sont reconstruits dans les modes : $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ et $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ qui sont les états finaux présentant le moins de bruit de fond et les taux de branchement les plus élevés. Le D^0 est issu de la sélection précédente. Les pions, chargés ou neutres, sont de faible impulsion car l'espace de phase est très réduit (la masse d'un D^* est juste supérieure à la somme des masses d'un D^0 et d'un pion). Dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$, leur impulsion est donc limitée à : $0 < p_\pi^* < 450 \text{ MeV}/c$. Les candidats dont la différence de masse $\Delta M_{D\pi} \equiv M_{D\pi} - M_D$ se situe dans la fenêtre : $|\Delta M_{D\pi} - \overline{\Delta M}_{D^*}^{fit}| < 3 \sigma_{D^*}^{fit}$ sont conservés, où $\overline{\Delta M}_{D^*}^{fit}$ et $\sigma_{D^*}^{fit}$ sont respectivement la différence de masse et la résolution ajustées sur la distribution des candidats D^* reconstruits dans les données. Ces quantités sont données dans la Table 4.3 qui indique également les fenêtres de présélection.

Mode de D^*	$\Delta M_{D\pi}$ présélection (MeV/ c^2)	$\overline{\Delta M}_{D\pi}^{fit}$ (MeV/ c^2)	$\sigma_{D^*}^{fit}$ (MeV/ c^2)
$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$	139.0 - 145.0	142.05	1.12
$D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$	143.4 - 147.4	145.47	0.72

TAB. 4.3: Fenêtres en ΔM des mésons D^{*0} et D^{*+} utilisés pour reconstruire les B_{reco} .

4.3.2 Les mésons B_{reco}

Les candidats B_{reco} sont reconstruits dans 42 états finaux différents, issus des 12 modes de désintégration des mésons B :

- $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-, B^- \rightarrow D^{(*)0}\rho^-, B^- \rightarrow D^{(*)0}a_1^-$
- $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-, \bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\rho^-, \bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}a_1^-$

Les candidats \bar{B} sont obtenus en combinant les résonances $D^0, D^{*0}, D^+, \rho, a_1$, décrites dans la section précédente. Le pion chargé désintégrations $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\pi^-$ doit quant à lui satisfaire les critères de la section : trace GTL.

4.3.2.1 Suppression du fond combinatoire

Coupure sur R_2

La variable R_2 est définie comme le rapport du moment de Fox-Wolfram d'ordre 2 (H_2) au moment de Fox-Wolfram d'ordre 0 (H_0) [86] :

$$R_2 = \frac{H_2}{H_0} \quad \text{avec} \quad H_l = \sum_{i,j} \frac{\|\vec{p}_i\| \|\vec{p}_j\|}{E_{vis}^2} P_l(\cos \theta_{ij}) \quad (4.2)$$

où E_{vis} est l'énergie visible dans l'événement, \vec{p}_i l'impulsion de la particule i , P_l le polynôme de Legendre d'ordre l et θ_{ij} l'angle entre les deux particules i et j .

En négligeant les masses, la conservation de l'énergie-impulsion impose que $H_0 = 1$. Pour des événements ayant une topologie à 2 jets, comme les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (où q désigne un quark u, d, s, c), $H_2 \sim 1$ d'où l'utilité du rapport R_2 , plus grand pour les événements de fond combinatoire $q\bar{q}$ que pour les événements $b\bar{b}$. En effet, dans le cas des diffusions $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$, les mésons B sont émis quasiment au repos dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$, leur topologie est donc beaucoup plus sphérique que dans le cas des réactions $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. La Figure 4.5 donne la distribution de la variable R_2 pour des événements $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ (histogramme rouge) et pour des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (histogramme pointillé noir). Dans cette analyse, seuls les événements pour lesquels $R_2 < 0.5$ sont conservés.

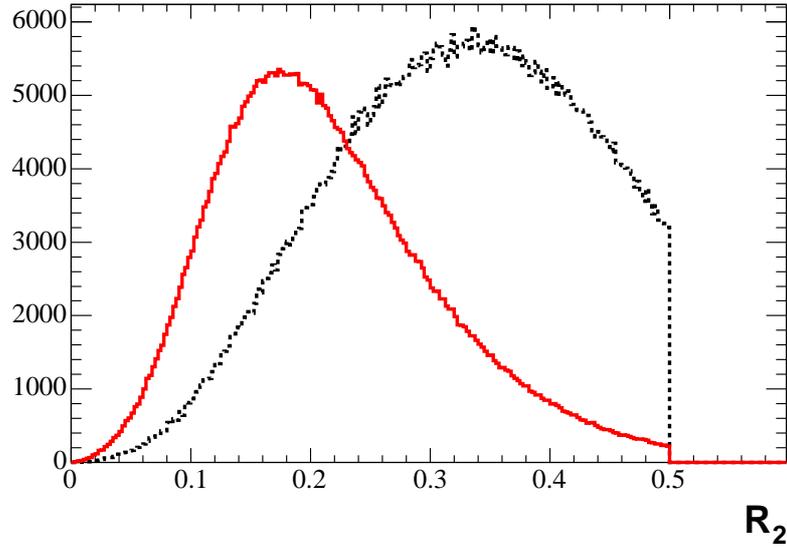


FIG. 4.5: Distribution de la variable R_2 . L'histogramme rouge est obtenu dans les réactions $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ et l'histogramme pointillé dans les réactions $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$.

Coupure sur ΔE

La variable ΔE , présentée dans le paragraphe 3.4.1, est utilisée pour discriminer le fond combinatoire du signal de B . Pour les B correctement reconstruits $\Delta E \sim 0$. Les Figures 4.6 et 4.7 donnent les distributions en ΔE pour les B chargés et les B neutres. Pour les distributions des modes $B^- \rightarrow D^{(*)0} \pi^-$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} \pi^-$ (lignes supérieures sur ces deux figures), on constate la présence d'un pic secondaire sous le pic principal, la fonction utilisée dans l'ajustement prend en compte ce signal. Il s'agit des désintégrations $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} K^-$ où le kaon est reconstruit avec l'hypothèse pion. En effet, dans la sélection, aucune identification sur les pions n'est requise. Or ces événements sont intéressants pour l'analyse, puisque leur impulsion est correcte et leur masse m_{ES} également. Lors de la reconstruction du B_{reco} , l'identité de la particule (pion ou kaon) n'intervient que dans la mesure de l'énergie. Or en contraignant la masse avec m_{ES} , on s'affranchit de cette dépendance. Les événements conservés sont alors choisis dans une fenêtre telle que : $|\Delta E_{B_{reco}} - \overline{\Delta E}^{fit}| < 3 \sigma_{\Delta E}^{fit}$ où $\overline{\Delta E}^{fit}$ et $\sigma_{\Delta E}^{fit}$ sont obtenus par un ajustement des distributions des différents modes dans les données (cf. Figures 4.6 et 4.7 pour les valeurs numériques). Pour augmenter la statistique, les fenêtres des modes $B \rightarrow D^{(*)} \pi^-$ sont augmentées à gauche jusqu'à $3.5 \sigma_{\Delta E}^{fit}$ ce qui permet de conserver une large fraction des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} K^-$. La résolution sur ΔE varie entre 12 MeV pour les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} a_1^-$ où l'état final comprend de nombreuses traces chargées et est donc bien mesuré, et 30 MeV pour les désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \rho^-$ où la présence d'un π^0 supplémentaire dans l'état final dégrade la résolution. Sur les Figures 4.6 et 4.7, on constate également la présence de pics pour $\Delta E \sim -0.2$ GeV. Ils sont dus à

de vrais B où une particule de l'état final (en général un pion) n'a pas été reconstruite. Pour les désintégrations $B \rightarrow D\pi^-$, ce pic provient essentiellement des désintégrations $B^{-/0} \rightarrow D^{(*)0/+}(\rightarrow D^0\pi^{0/+})\pi^-$ où le $\pi^{0/+}$ n'a pas été reconstruit, on peut également citer les désintégrations $B^- \rightarrow D^0\rho^-(\rightarrow \pi^0\pi^-)$ où, de nouveau, le π^0 est **■perdu■**.

Coupure d'hélicité dans les désintégrations $B \rightarrow D\rho^-$

La cascade $B \rightarrow D\rho^-$, $\rho^- \rightarrow \pi^0\pi^-$ permet la coupure d'hélicité décrite dans l'Annexe A) : $|\cos(\theta_{heli})| > 0.4$.

4.3.2.2 Définitions des sélections de B_{reco}

Toutes les coupures utilisées jusqu'à présent définissent une sélection minimale dont l'efficacité est proche de 100 %. À partir de ces coupures de base, différentes sélections de B_{reco} ont été réalisées pour obtenir différentes puretés, ce qui permet de tester la stabilité des résultats. La pureté est définie comme : $\frac{N_{B_{reco}}^{tag}}{N_{tot}^{tag}}$ où N_{tot}^{tag} est le nombre total de candidats B , $N_{B_{reco}}^{tag}$ et N_{tot}^{tag} sont calculés dans une fenêtre de $\pm 3 \sigma_{m_{ES}}$ autour de la masse m_{ES} ajustée. $\sigma_{m_{ES}}$ désigne la résolution sur la masse m_{ES} , entre 2.5 et 2.9 MeV/ c^2 selon le mode de désintégration.

Trois sélections de B chargés et **deux sélections** de B neutres ont été obtenues, de la façon suivante : chacun des modes de désintégration (42 au total) est **■purifié■** jusqu'à atteindre une pureté définie au préalable, les modes n'atteignant pas la pureté requise sont rejetés. La Table 4.4 répertorie l'ensemble des sélections ainsi que les puretés minimales les définissant. Les initiales des sélections sont issues de leur nom en anglais qui est également mentionné dans la table. Les sélections VL pour les B^- et L pour les B^0 correspondent aux coupures minimales utilisées.

sélection	Nom	pureté minimale
B chargés, sélection VL	■Very Loose■	40 %
B chargés, sélection L	■Loose■	55 %
B chargés, sélection T	■Tight■	70 %
B neutres, sélection L	■Loose■	50 %
B neutres, sélection T	■Tight■	70 %

TAB. 4.4: Les différentes sélections réalisées.

Les échantillons sont purifiés à partir du jeu de coupures suivant (dans l'ordre décroissant d'importance) :

- **Identification du kaon dans les désintégrations $D \rightarrow K^- X$** : une identification plus sévère que l'identification minimale, donnée Table 4.2, peut être requise sur le kaon chargé issu de la désintégration du D . Trois sélecteurs de kaons sont utilisés : aucune identification, kNOTAPION et kTIGHT, voir la section 4.1 pour plus de détails

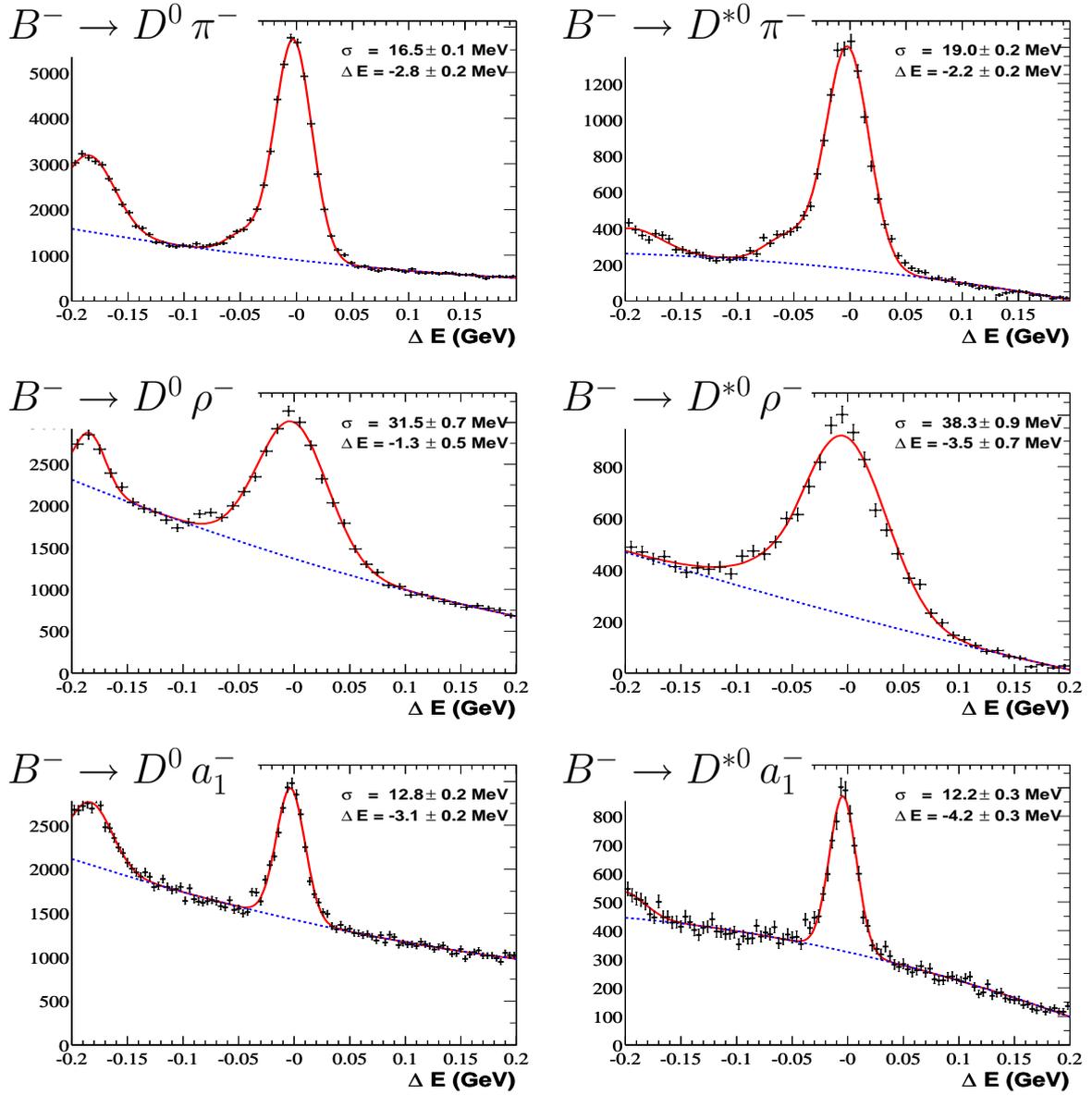
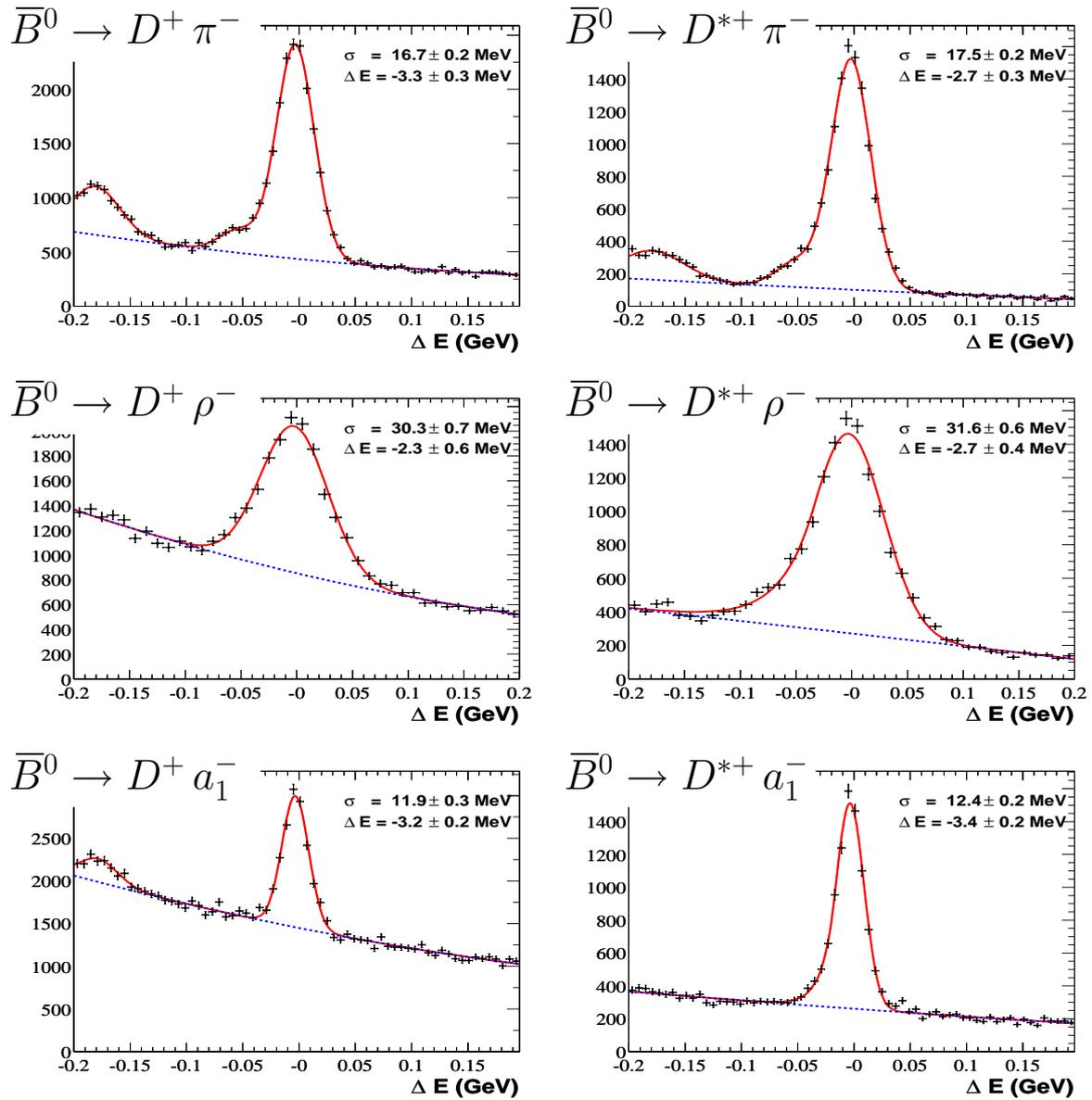


FIG. 4.6: Distributions ΔE pour les différents modes de désintégration de \bar{B} chargés.

FIG. 4.7: Distributions ΔE pour les différents modes de désintégration de \bar{B} neutres.

sur les critères d'identification.

- **Coupure sur l'angle θ_{Thrust}** : L'axe de poussée (**Thrust** en anglais) d'un ensemble de traces chargées est défini comme étant la direction qui maximise la somme des impulsions longitudinales de ces particules. Dans cette analyse, θ_{Thrust} désigne l'angle entre l'axe de poussée du B complètement reconstruit (B_{reco}) et l'axe de poussée du reste de l'événement [87]. Pour un événement $B\bar{B}$, la distribution de $|\cos(\theta_{Thrust})|$ est plate sur l'intervalle $[0; 1]$ contrairement à un événement $q\bar{q}$ pour lequel elle pique à 1. La Figure 4.8 donne la distribution de $|\cos(\theta_{Thrust})|$ pour l'ensemble candidats B_{reco} reconstruits dans le mode $B^- \rightarrow D^0\pi^-$ (histogramme bleu) et pour la fraction de ces candidats correctement reconstruits (histogramme hachuré rouge) dans le Monte Carlo générique. On constate que les coupures du type $|\cos(\theta_{Thrust})| < \cos_{MAX}$ ont un grand pouvoir de réjection du fond $q\bar{q}$.

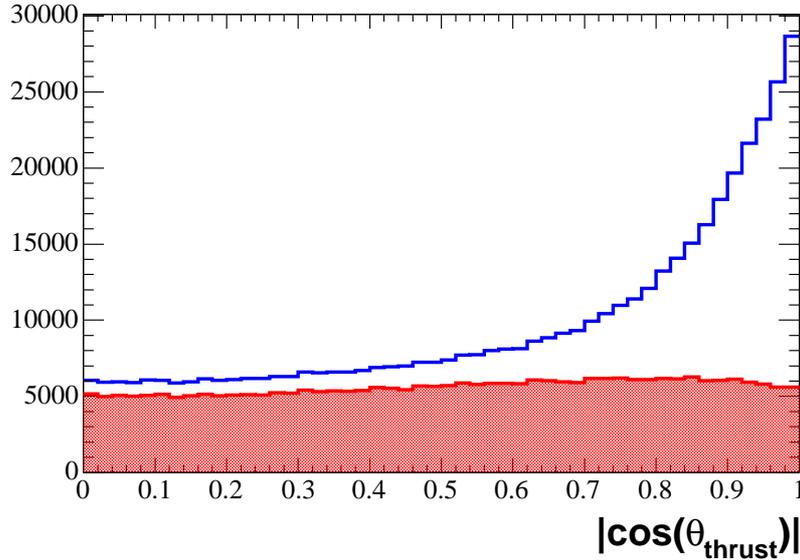


FIG. 4.8: Distribution de $|\cos(\theta_{Thrust})|$ pour les candidats reconstruits dans le mode $B^- \rightarrow D^0\pi^-$ (histogramme bleue). L'histogramme hachuré rouge représente la fraction de ces candidats correctement reconstruite.

- **Vertex du D** : une coupure minimale sur la qualité du vertex du D fille du B améliore la pureté des D reconstruits et donc celle de l'échantillon B . La qualité du vertex se mesure par la probabilité que le vertex de plusieurs traces soit effectivement un vrai vertex. Pour améliorer la pureté de la sélection, la coupure sur la probabilité du vertex, $p_{vert} > 0.1\%$, peut être utilisée.
- **Masse du D** : La fenêtre en masse des particules D ■filles■ des B , qui est pour la sélection minimale de $\pm 3\sigma_D^{fit}$ ($\pm 2\sigma_D^{fit}$ pour les $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$) peut être resserrée

- à $\pm 2\sigma_D^{fit}$ ($\pm 1.7\sigma_D^{fit}$ pour les $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$) autour de la masse ajustée \overline{M}_D^{fit} .
- **Coupure sur ΔE** : La coupure sur ΔE peut être resserrée de $\pm 3\sigma_{\Delta E}^{fit}$ à $\pm 2\sigma_{\Delta E}^{fit}$.
 - **Hélicité du B** : dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$, l'angle θ_{heli} entre la direction de vol du candidat B_{reco} et celui de l'axe des faisceaux suit une distribution en $\sin^2(\theta_{heli})$ (voir Annexe A). Cette distribution est au contraire plate pour le fond combinatoire. La Figure 4.9 donne la distribution de $\cos(\theta_{heli})$ dans la simulation pour l'ensemble des candidats B (histogramme bleu) ainsi que pour les candidats de combinatoire (histogramme hachuré). On constate que la coupure $|\cos(\theta_{heli})| < 0.8$ (entre les deux flèches sur la Figure 4.9) améliore la pureté.

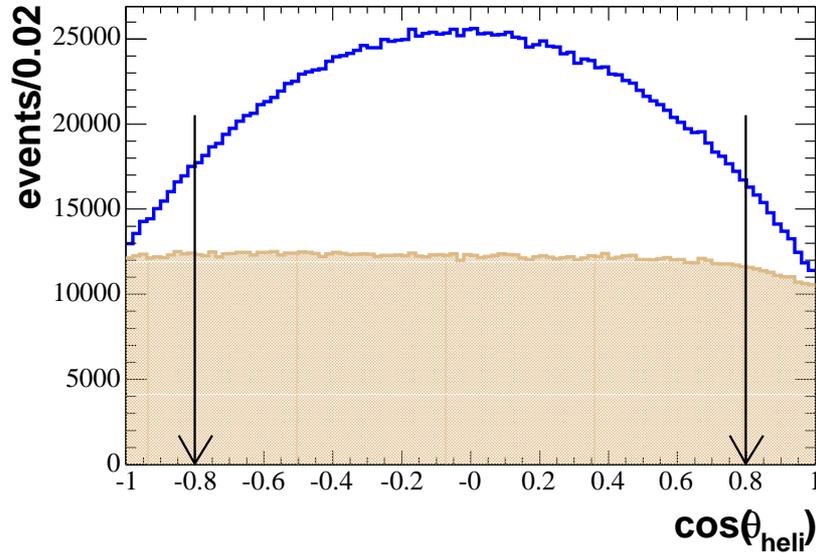


FIG. 4.9: Distribution de $\cos(\theta_{heli})$ pour l'ensemble candidats B reconstruits (histogramme bleu) et pour la fraction de ces candidats issue de la combinatoire (histogramme hachuré).

4.3.2.3 Sélection du meilleur candidat

Plusieurs candidats B peuvent être reconstruits dans un même événement. Un seul doit être conservé, sinon la *partie ■reco■* n'est pas définie. La sélection du meilleur candidat est effectuée comme suit :

Étape 1 : Seuls sont conservés les candidats passant les critères de la sélection minimale (obtenue après toutes les coupures de base).

Étape 2 : Si plusieurs candidats sont reconstruits dans le même état final (désintégration

du B et désintégration du D), le candidat ayant le meilleur χ^2 , défini par :

$$\chi^2 = \left(\frac{M_D - \overline{M}_D^{fit}}{\sigma_D^{fit}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{D^*} - \overline{\Delta M}_{D^*}^{fit}}{\sigma_{D^*}^{fit}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{B_{reco}} - \overline{\Delta E}^{fit}}{\sigma_{\Delta E}^{fit}} \right)^2 \quad (4.3)$$

est conservé. À la fin de cette étape, il reste donc seulement un candidat par état final reconstruit.

Étape 3 : S'il reste encore plusieurs candidats, le candidat reconstruit dans l'état final le plus pur est sélectionné. Ainsi, les 24 états finaux de B chargés et les 18 états finaux de B neutres sont classés par pureté. Le candidat conservé est celui ayant la pureté la plus élevée, donc celui qui a le plus de chance d'être un B correctement reconstruit.

4.3.3 Mesure de g_- et g_0

g_- et g_0 sont définis dans la section 3.2. Ils mesurent la quantité de B_{reco} issus de vrais B mais reconstruits avec la mauvaise charge. Dans ce paragraphe, la mesure de g_- sera décrite, la mesure de g_0 lui est identique et les résultats seront donnés directement.

g_- est défini par :

$$g_- = \frac{N_{\overline{B}^0}^{tag-}}{N_{B^-}^{tag-} + N_{\overline{B}^0}^{tag-}} \quad (4.4)$$

où $N_{\overline{B}^0}^{tag-}$ est le nombre de \overline{B}^0 reconstruits en B^- et $N_{B^-}^{tag-}$ le nombre de B^- reconstruits en B^- . $N_{\overline{B}^0}^{tag-}$ et $N_{B^-}^{tag-}$ sont obtenus de deux façons différentes afin de contrôler le calcul de g_- . La première consiste à faire un ajustement de la variable m_{ES} pour les candidats reconstruits dans l'échantillon tag_- de la simulation ■générique■. Cet échantillon est séparé en deux sous-échantillons : un échantillon constitué de réactions $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$, un échantillon constitué de réactions $e^+e^- \rightarrow B^0\overline{B}^0$. L'ajustement sur le premier échantillon permet d'obtenir $N_{B^-}^{tag-}$ et l'ajustement sur le deuxième échantillon $N_{\overline{B}^0}^{tag-}$, on en déduit g_- . Étant donné les distributions particulières de ces fonds piquants, le signal n'est pas bien décrit par une fonction Γ_{CB} , les erreurs obtenues par cette méthode sont grandes.

Afin d'être plus précis une deuxième méthode est utilisée. Les nombres $N_{B^-}^{tag-}$ et $N_{\overline{B}^0}^{tag-}$ sont obtenus à partir d'une association Monte Carlo particulière développée pour cette analyse et décrite dans l'Annexe B. Elle permet en effet d'associer des B qui ne sont que partiellement reconstruits et qui donnent un signal en masse m_{ES} , ce qui est le cas pour des \overline{B}^0 reconstruits en B^- . Grâce à cette association, un simple comptage permet d'obtenir les nombres $N_{B^-}^{tag-}$ et $N_{\overline{B}^0}^{tag-}$.

Afin de tenir compte des différences entre les taux de branchement utilisés dans la simulation et les taux de branchement réels des modes reconstruits, le calcul de g_- n'est pas directement fait sur l'échantillon global tag_- . En effet, g_- dépend très fortement du mode de reconstruction, typiquement les modes contenant un D^{*0} ont un bruit de fond

piquant très élevé qui provient des désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ où le π^+ mou est échangé avec un π^0 mou.

La Table 4.5 résume les résultats des mesures des différents g_- calculés dans l'échantillon *tag_* de la sélection **VeryLoose**. Les résultats des deux méthodes sont montrés. Pour la méthode 1 (*m1*), l'erreur est celle de l'ajustement, pour la méthode 2 (*m2*), la première erreur est statistique, la deuxième est systématique (différents choix du paramètre d'association). On constate que la principale source de \bar{B}^0 dans l'échantillon *tag_* vient des candidats reconstruits en $D^{*0}X$.

Mode de désintégration	g_- (%) <i>m1</i>	g_- (%) <i>m2</i>
$B^- \rightarrow D^0\pi^-$	1.2 ± 0.1	$1.1 \pm 0.0 \pm 0.1$
$B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$	7.6 ± 0.3	$7.4 \pm 0.2 \pm 0.1$
$B^- \rightarrow D^0\rho^-$	1.0 ± 0.2	$1.9 \pm 0.1 \pm 0.2$
$B^- \rightarrow D^{*0}\rho^-$	8.0 ± 0.6	$7.8 \pm 0.2 \pm 0.2$
$B^- \rightarrow D^0a_1^-$	1.3 ± 0.4	$2.5 \pm 0.1 \pm 0.3$
$B^- \rightarrow D^{*0}a_1^-$	11.2 ± 0.7	$11.7 \pm 0.3 \pm 0.2$

TAB. 4.5: Pourcentage de \bar{B}^0 reconstruits en B^- selon le mode de reconstruction et mesuré avec deux méthodes différentes.

La Figure 4.10 montre la distribution des \bar{B}^0 reconstruits en B^- par mode de désintégration de B . La courbe pointillée bleue correspond à l'ajustement du fond combinatoire dans la méthode 1 alors que l'histogramme vert correspond aux événements rejetés par l'association Monte Carlo utilisée, ces deux distributions devraient théoriquement être identiques. On constate que les résultats sont en bon accord, en particulier pour les désintégrations $B^+ \rightarrow D^{*0}X$ où le pic est très clair. Pour les désintégrations $B^+ \rightarrow D^0X$, l'ajustement est difficile et la méthode 1 peut-être assez différente de la méthode 2.

La Table 4.6 donne les différents résultats obtenus pour g_- et g_0 par les deux méthodes et pour chaque sélection. Elle montre également l'erreur systématique sur g qui est obtenu comme la différence entre les résultats des deux méthodes à laquelle est ajoutée en quadrature une première systématique arbitraire de 15 % qui correspond à la connaissance partielle des taux de branchement des fonds piquants et des B reconstruits. Par exemple, le nombre de B reconstruits dans l'échantillon *tag_* de la simulation est supérieur de 10 % à celui reconstruit dans les données alors que le résultat est inversé pour les B neutres. Enfin, la table donne également g_- et g_0 mesurés dans les échantillons *tag_* et *tag_0* de la simulation. Une deuxième systématique conservatrice de 15 % est ajoutée en quadrature afin de prendre en compte les possibles différences entre Monte Carlo et données comme, par exemple, la quantité de π^0 mous..

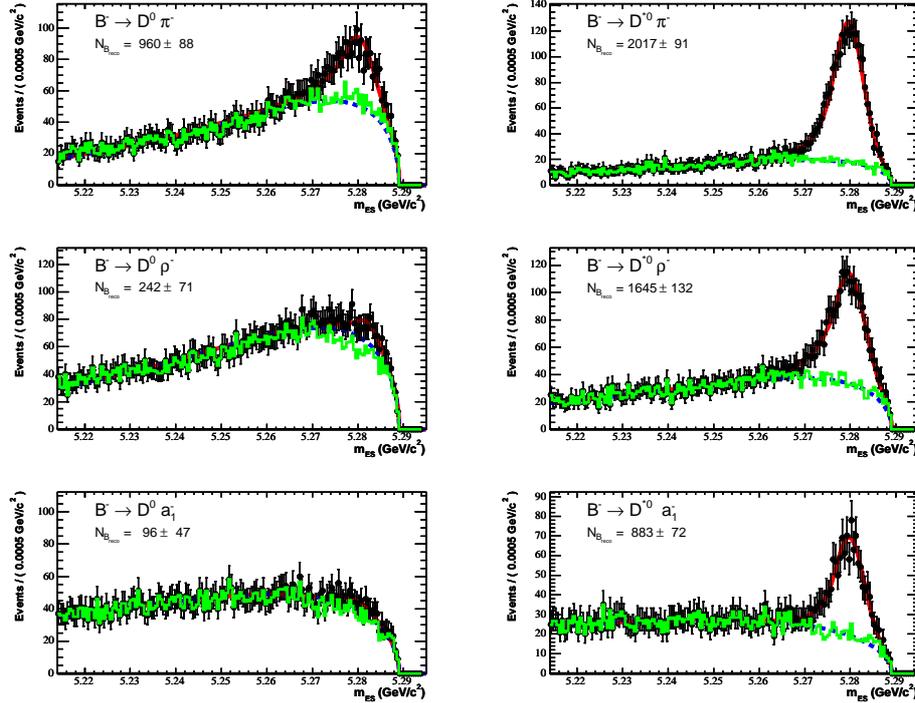


FIG. 4.10: Distribution m_{ES} des candidats issus de désintégrations de \bar{B}^0 et reconstruits en B^- .

Échantillon	$g_{-,0}$ (%) m1	$g_{-,0}$ (%) m2	$g_{-,0}$ final (%)	$g_{-,0}$ simulation (%)
tag_ VL	3.5	3.7	3.7 ± 0.8	3.6
tag_ L	3.1	3.3	3.3 ± 0.7	3.2
tag_ T	2.3	2.4	2.4 ± 0.5	2.3
tag_0 L	2.9	2.7	2.7 ± 0.6	2.7
tag_0 T	2.9	2.6	2.6 ± 0.6	2.6

TAB. 4.6: Évaluation de g_- et g_0 par différentes méthodes (voir texte) dans les données (trois premières valeurs) et dans la simulation Monte Carlo (dernière valeur à gauche).

4.3.4 Nombres de B_{reco} dans les données et dans la simulation

Les nombres de B_{reco} complètement reconstruits sont donnés dans la Table 4.7 pour les données et la simulation générique. La première erreur est statistique, la deuxième erreur est systématique. Elle est obtenue en faisant varier $\alpha_{\Gamma_{CB}}$ (défini Équation 3.31) de $\pm 1 \sigma_{\alpha_{\Gamma_{CB}}}$ où $\alpha_{\Gamma_{CB}}$ est l'erreur sur $\alpha_{\Gamma_{CB}}$ obtenue dans l'ajustement de m_{ES} .

Les Figures 4.11 et 4.12 donnent les distributions m_{ES} des échantillons tag_ ■Very-Loose■ et tag_0 ■Loose■. Pour chacune de ces sélections, la figure de gauche représente

Sélection	$N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$ (données)	pureté (données)	$N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$ (MC)	pureté (MC)
tag_ VL	$195181 \pm 741 \pm 448$	42.7 %	$215246 \pm 915 \pm 525$	47.2 %
tag_ L	$175836 \pm 642 \pm 409$	54.6 %	$192162 \pm 621 \pm 358$	58.3 %
tag_ T	$118930 \pm 364 \pm 158$	72.2 %	$131563 \pm 421 \pm 259$	74.9 %
tag ₀ L	$109323 \pm 408 \pm 205$	62.4 %	$111669 \pm 484 \pm 322$	62.4 %
tag ₀ T	$97606 \pm 333 \pm 160$	70.7 %	$99636 \pm 353 \pm 238$	69.8 %

TAB. 4.7: Nombre de B_{reco} reconstruits dans les données et la simulation et puretés correspondantes.

l'ajustement obtenu avec le sous ensemble des désintégrations semi-leptoniques, qui permettent de fixer une partie des paramètres (voir section 3.4), alors qu'à droite est montré l'ajustement sur le lot complet.

4.4 Reconstruction inclusive de la *partie ■recul■*

Cette partie décrit la reconstruction des particules charmées : D^0 , \bar{D}^0 , D^+ , D^- , D_s^+ , D_s^- , Λ_c^+ , $\bar{\Lambda}_c^-$. Elle commence par les critères de sélection sur ces particules puis se poursuit par le calcul de l'efficacité de reconstruction.

4.4.1 Reconstruction des particules charmées C et \bar{C} de la *partie ■recul■*

Les particules charmées de la *partie ■recul■* sont reconstruites dans les modes : $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$, $D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$ et $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$. La reconstruction est identique à celle utilisée dans ma première version de cette analyse avec une statistique de 81 fb^{-1} [70]. La méthode utilisée pour optimiser les critères de sélection est de choisir les coupures qui maximisent la signification statistique $S/\sqrt{S+B}$ et la pureté $S/(S+B)$ où S est le nombre de particules charmées C reconstruites et B le nombre de candidats issus du bruit de fond combinatoire. S et B sont évalués dans une fenêtre en masse de $\pm 3\sigma_C$ autour de la masse ajustée \bar{M}_C . L'optimisation est réalisée sur les particules C ET \bar{C} . Les particules C et \bar{C} sont toutes deux reconstruites avec les mêmes critères bien qu'ayant des niveaux de bruits de fond différents. Lorsque l'optimisation sur C donne des critères différents de l'optimisation sur \bar{C} , les critères optimisant la reconstruction de \bar{C} sont retenus (la mesure de la production de charme anti-corrélé est privilégiée) [88].

La Table 4.8 donne les critères finaux utilisés pour les traces chargées, à la fois la qualité de la trace (CT, GTVL ou GTL) et l'identification requise sur cette trace. Pour certains pions, on demande de plus qu'ils ne satisfassent pas les critères du sélecteur kTIGHT. C'est par exemple indispensable pour la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ afin de diminuer le bruit

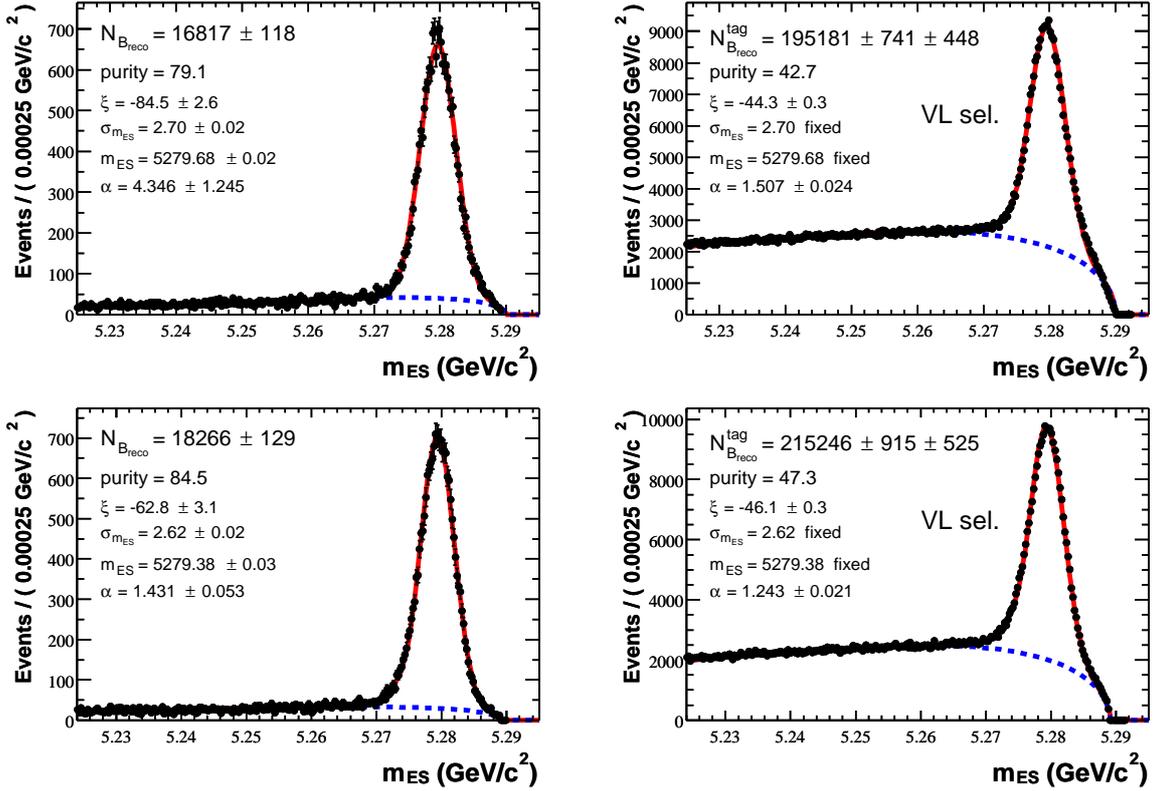


FIG. 4.11: Distributions m_{ES} de la sélection tag_ **VeryLoose** dans les données (en haut) et dans la simulation générique (en bas). Les figures de gauche correspondent aux sous-ensembles des événements semi-leptoniques et les figures de droite aux échantillons complets.

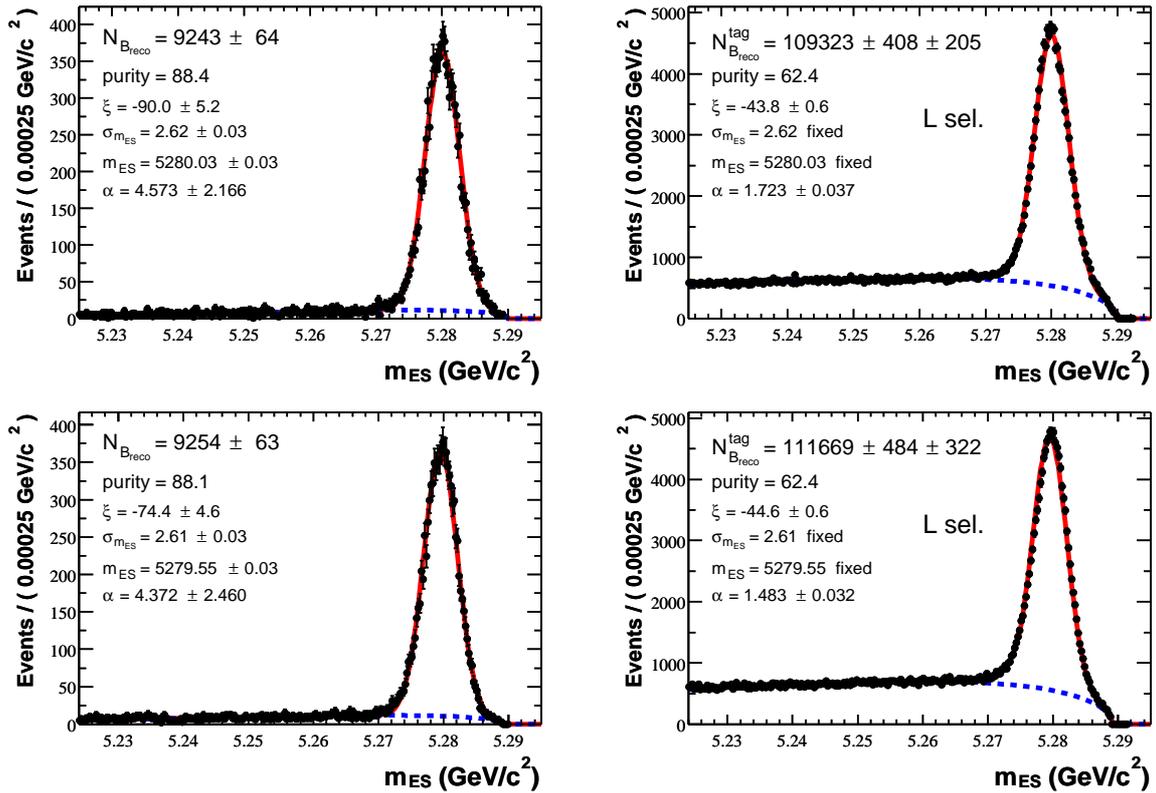


FIG. 4.12: Distributions m_{ES} de la sélection tag₀ Loose dans les données (en haut) et dans la simulation générique (en bas). Les figures de gauche correspondent aux sous-ensembles des événements semi-leptoniques et les figures de droite aux échantillons complets.

de fond provenant des désintégrations $D^0 \rightarrow K^- K^+$. Lorsque cette contrainte est ajoutée, ceci est spécifiée dans la colonne **■vêto K ■**. Pour chaque état final, la contrainte de vertex est utilisée (paragraphe 4.1), afin d'améliorer la résolution sur la masse reconstruite.

mode	K chargés	protons	π chargés	vêto K
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	GTL, kTIGHT	-	GTVL	oui
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	GTL, kTIGHT	-	GTL	oui
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	GTL, kTIGHT	-	GTL	oui
$D_s^+ \rightarrow \phi(K^- K^+) \pi^+$	GTVL, kNOTAPION	-	GTVL	non
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}(K^- \pi^+) K^+$	GTL, kTIGHT	-	GTL	non
$D_s^+ \rightarrow K_s^0(\pi^+ \pi^-) K^+$	GTL, kTIGHT	-	CT	non
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	GTL, kTIGHT	GTL, pTIGHT	GTVL	non

TAB. 4.8: Critères de sélection sur les traces chargées dans la reconstruction des particules charmées. (voir texte pour plus de détails)

Reconstruction des D_s

Les D_s nécessitent la reconstruction des états intermédiaires $\phi \rightarrow K^+ K^-$, $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ et $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Les deux premières résonances ont des temps de vie très courts (leur largeur naturelle Γ_{res}^{PDG} est donnée dans la Table 4.10. La désintégration $\phi \rightarrow K^+ K^-$ (resp. $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$) a donc lieu au même vertex que la désintégration $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ (resp. $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$).

C'est pourquoi ces deux désintégrations, qui ont le même état final $K^+ K^- \pi^+$, sont toutes deux reconstruites préalablement dans l'état $K^+ K^- \pi^+$, la contrainte de vertex est ensuite appliquée sur cet état. Elles ne sont différenciées que par la suite, en appliquant une coupure en masse sur les résonances ϕ et \bar{K}^{*0} . La Figure 4.15 donne les distributions des masses invariantes $M_{K^+ K^-}$ et $M_{K^- \pi^+}$ dans la *partie ■recul■* (à gauche dans les données et à droite dans le Monte Carlo). Les résonances ϕ et \bar{K}^{*0} sont ajustées par une gaussienne bien que leur largeur naturelle ne soit pas négligeable. Les masses ajustées \bar{M}_{res}^{fit} dans les données et dans le Monte Carlo sont données dans la Table 4.9 qui indique également la masse obtenue par [12] notée M_{res}^{PDG} . L'écart-type ajusté σ_{res}^{fit} est, quant à lui, donné dans la Table 4.10. Les candidats tels que : $|M_{res} - \bar{M}_{res}^{fit}| < 3 \sigma_{res}^{fit}$ où M_{res} est la masse du candidat, sont conservés.

Enfin les résonances ϕ et \bar{K}^{*0} ayant un spin $J = 1$, le D_s , les pions et les kaons ayant un spin $J = 0$, il est possible de réaliser une coupure d'hélicité qui est expliquée dans l'Annexe A. Dans ce cas, θ_{heli} est l'angle entre la direction de vol du D_s et un kaon issu de sa désintégration dans le référentiel de la résonance. La coupure $|\cos(\theta_{heli})| > 0.4$ rejette environ 40 % du bruit de fond, qui a une distribution $\cos(\theta_{heli})$ plate, et seulement ~ 7 % du signal. La Figure 4.13 donne la distribution de $\cos(\theta_{heli})$ pour les $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ et $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$ dans les données. L'histogramme rouge représente les candidats dont la masse

est proche de celle du D_s , il comprend donc une majorité de vrais D_s , l'histogramme hachuré vert représente les candidats loin de la masse du D_s , donc issus uniquement de fond combinatoire.

Résonance	M_{res}^{PDG} (MeV/c ²) [12]	\overline{M}_{res}^{fit} (MeV/c ²) données	\overline{M}_{res}^{fit} (MeV/c ²) MC
ϕ	1019.46 ± 0.02	1019.6 ± 0.1	1019.4 ± 0.1
\overline{K}^{*0}	891.66 ± 0.26	893.6 ± 0.4	896.5 ± 0.3

TAB. 4.9: Masses des résonances ϕ et \overline{K}^{*0} . De gauche à droite : moyenne mondiale, masse ajustée dans les données, masse ajustée dans le Monte Carlo.

Résonance	Γ_{res}^{PDG} (MeV/c ²) [12]	σ_{res}^{fit} (MeV/c ²) données	σ_{res}^{fit} (MeV/c ²) MC
ϕ	4.26 ± 0.05	3.0 ± 0.1	3.1 ± 0.1
\overline{K}^{*0}	50.8 ± 0.9	20.6 ± 0.4	21.4 ± 0.3

TAB. 4.10: À gauche : la largeur naturelle des résonances ϕ et \overline{K}^{*0} . Au centre et à droite : l'écart-type obtenu par l'ajustement de la résonance dans la *partie recul* pour les données (centre) et pour la simulation (droite).

Pour la résonance $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, la reconstruction de la désintégration ne peut être effectuée de la même façon. En effet, le K_s^0 ayant un temps de vie assez long, il peut se désintégrer *loin* du vertex $D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$. C'est pourquoi le K_s^0 est d'abord reconstruit dans l'état $\pi^+\pi^-$ en utilisant des traces CT. La contrainte de vertex est effectuée sur ce K_s^0 , puis il est combiné avec un K^+ pour former un candidat D_s^+ . De nouveau une contrainte de vertex est appliquée sur le candidat $K_s^0 K^+$. La sélection de K_s^0 est différente de celle utilisée dans la *partie tag* (pas de coupure sur la longueur de vol). L'angle $\alpha_{K_s^0}$ entre la direction de vol \vec{d} (dans le plan x-y) du K_s^0 et son impulsion transverse \vec{p}_T doit être proche de zéro pour de vrais K_s^0 . \vec{d} est le vecteur partant du vertex primaire et allant au vertex de désintégration du K_s^0 . Le vertex primaire est reconstruit à partir de toutes les traces chargées de l'événement provenant de l'origine (GTVL). La Figure 4.14 donne la distribution de $\alpha_{K_s^0}$ pour les paires $\pi^+\pi^-$ de la *partie recul* dans les données. Une coupure sur $\alpha_{KS} < 0.2$ rad est requise sur les candidats K_s^0 . La distribution de la masse des K_s^0 ainsi obtenus est donnée Figure 4.15 dans les données à gauche et dans la simulation à droite. Le signal de K_s^0 est ajusté par deux gaussiennes de même masse centrale $\overline{M}_{K_s^0}^{fit}$ et de résolutions différentes données sur la Figure 4.15. Les K_s^0 retenus doivent avoir une masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ telle que $|M_{\pi^+\pi^-} - \overline{M}_{K_s^0}^{fit}| < 1.5 \sigma_{res}^{fit}$ où σ_{res}^{fit} désigne la résolution la plus large des deux gaussiennes (notée σ_2 sur la Figure 4.15). Cette coupure conserve 92.6 % des K_s^0 correctement reconstruits dans les données contre 93.2 % dans la simulation. Pour corriger cette différence, l'efficacité mesurée dans la simulation est corrigée d'un facteur

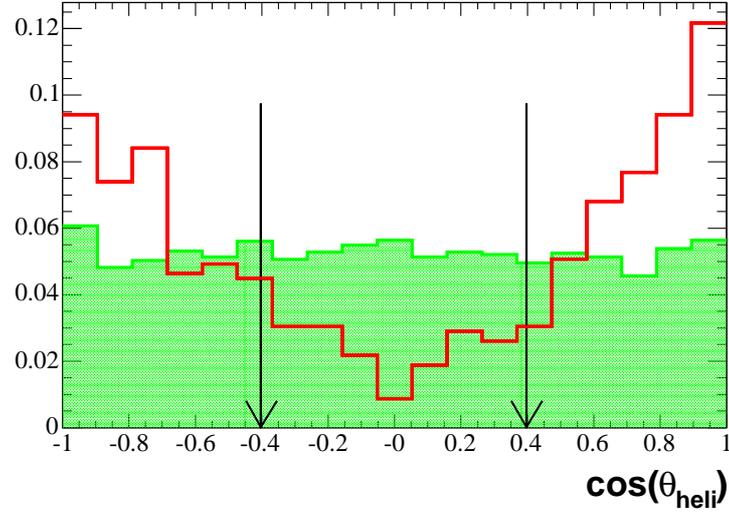


FIG. 4.13: Distribution $\cos(\theta_{\text{heli}})$ (voir texte pour définition) pour des candidats $\bar{K}^{*0}K^+$ et $\phi\pi^+$ dans les données. L'histogramme hachuré vert est obtenu pour des candidats de fond combinatoire, l'histogramme rouge pour des candidats dont la masse est compatible avec celle de vrais D_s . Les deux histogrammes ont une aire normalisée à un. Les candidats situés dans la région entre les flèches ne sont pas utilisés dans cette analyse.

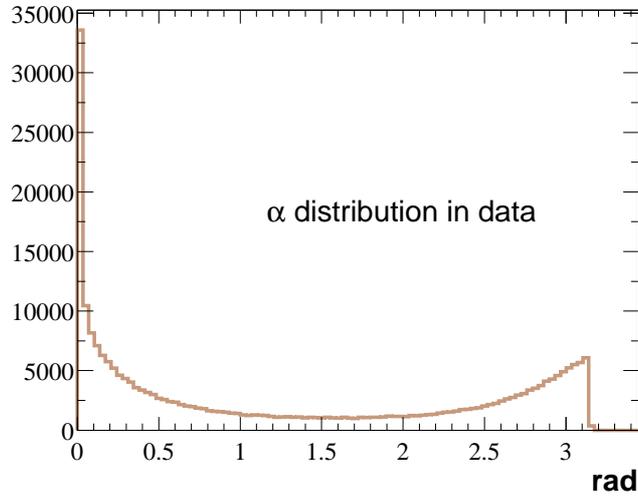


FIG. 4.14: Distribution $\alpha_{K_s^0}$ (voir texte pour définition) dans les données, le pic à zéro correspond à de vrais K_s^0 .

$0.989 = 0.926/0.932$. Cet effet est pris en compte dans les erreurs systématiques en prenant l'écart à 1 comme systématique relative sur la correction : $e_{\text{syst}} = 0.011$.

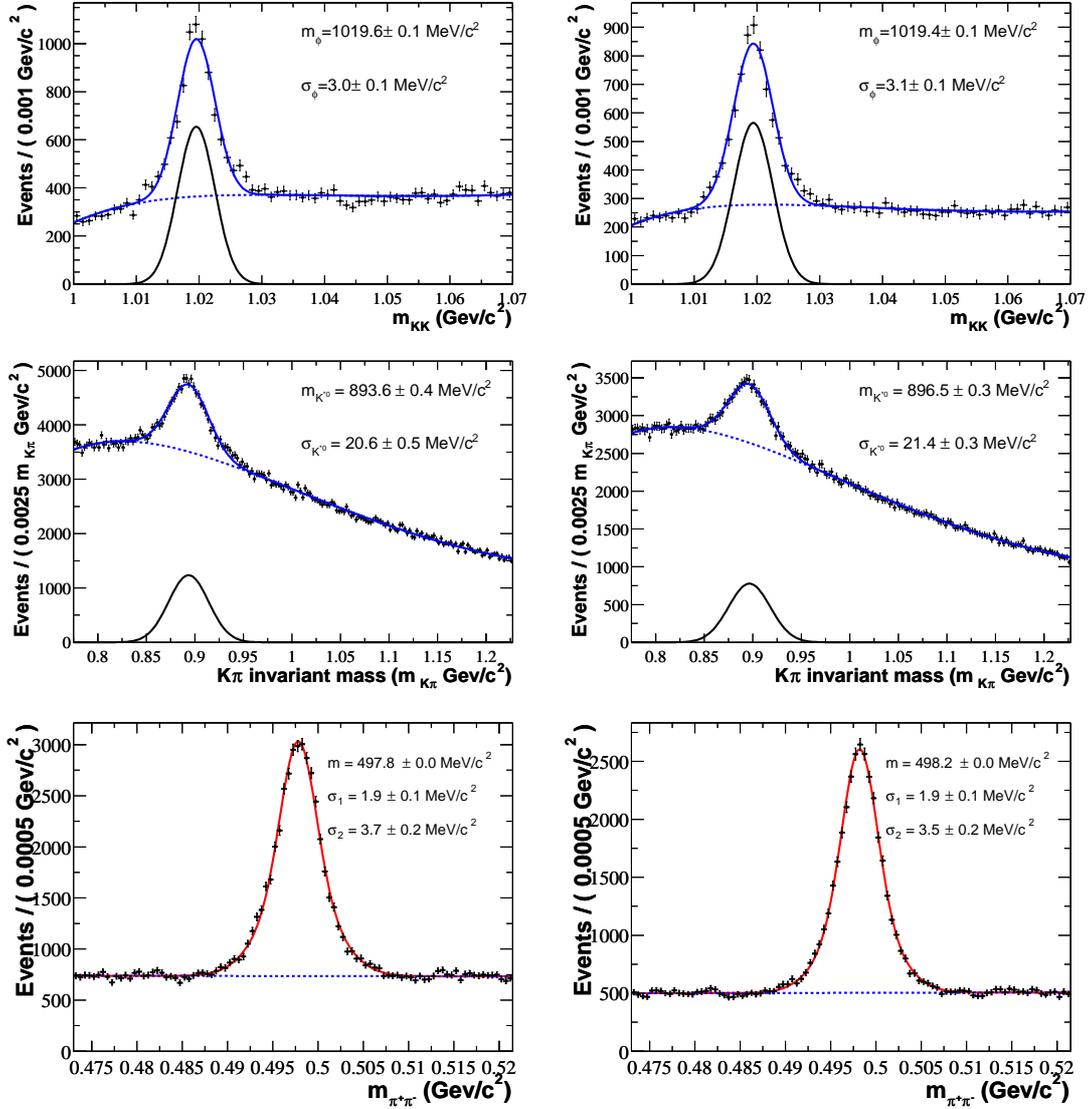


FIG. 4.15: Masses des résonances intermédiaires utilisées dans la reconstruction des D_s^+ . De haut en bas : $\phi \equiv K^+K^-$, $\bar{K}^{*0} \equiv K^-\pi^+$ et $K_S^0 \equiv \pi^+\pi^-$. La colonne de gauche donne l'ajustement dans les données et celle de droite celui obtenu dans la simulation. L'ajustement réalisé est superposé aux distributions. Pour les résonances ϕ et \bar{K}^{*0} , la gaussienne ajustant le signal est également représentée seule.

4.4.2 Calcul des efficacités de reconstruction des particules charmées

Les efficacités de reconstruction des particules charmées sont calculées à partir du Monte Carlo signal. Le spectre en impulsion des particules reconstruites est très large. En effet, toute la gamme des impulsions accessibles dans les désintégrations des mésons B est couverte dans cette analyse, puisque les particules charmées inclusives peuvent aussi bien provenir de désintégrations en deux corps (elles sont dans ce cas très rapides) que de désintégrations en n corps où n peut être grand (elles sont dans ce cas beaucoup plus lentes). L'efficacité de reconstruction dépend, en général de l'impulsion de la particule. Afin de corriger cet effet, l'efficacité $\epsilon_C^{evt}(p_{X_c}^*)$ est calculée en fonction de l'impulsion $p_{X_c}^*$ de la particule charmée reconstruite X_c dans le référentiel de la *partie ■recul■*. Une efficacité moyenne $\langle \epsilon_C \rangle$ est également calculée. Lors du comptage de particules charmées (cf. section 3.5), un poids w_{evt} est attribué à chaque candidat X_c :

$$w_{evt} = \frac{\langle \epsilon_C \rangle}{\epsilon_C^{evt}(p_{X_c}^*)} \quad (4.5)$$

qui permet de corriger, événement par événement, la variation de l'efficacité. Le poids moyen doit être un si le spectre en impulsion correspond à celui du Monte Carlo utilisé pour le calcul de l'efficacité. Ceci permet d'éviter tout biais dans le calcul des erreurs statistiques. En effet, l'ajustement avec ou sans poids donne des nombres très proches, l'erreur statistique poissonnienne est donc toujours valable, ce qui permet un contrôle direct des erreurs calculées par l'ajustement.

Méthode de mesure

La simulation *■signal■* est utilisée. Les candidats B_{reco} sont sélectionnés par l'association décrite dans l'Annexe B.

Les événements où la *partie ■recul■* contient réellement une désintégration $C \rightarrow X_c$ sont conservés. Pour ces événements la méthode de reconstruction de l'état X_c est ensuite appliquée comme elle le sera dans les données. À chaque événement est attribué un poids qui prend en compte la statistique disponible pour la période (run1, run2, run3 ou run4), afin de représenter dans les bonnes proportions les différentes conditions de détecteur, et la correction d'efficacité de reconstruction des traces. En effet, pour les traces GTL, une correction d'efficacité trace par trace - dépendant de la multiplicité dans l'événement, des angles d'émission et de l'impulsion transverse - est nécessaire. Pour les autres types de traces, des corrections constantes sont également appliquées.

L'efficacité est mesurée par intervalles en $p_{X_c}^*$, impulsion du candidat X_c dans le référentiel du B de la *partie ■recul■*. La masse des candidats dans une fenêtre donnée en impulsion est ajustée par une gaussienne pour le signal et un polynôme d'ordre 1 (d'ordre 2 pour le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$) pour le fond, l'aire de la gaussienne donne alors le nombre de candidats reconstruits, le nombre de candidats générés est quant à lui connu. L'efficacité est définie comme le rapport du nombre de candidats reconstruits au nombre de candidats

généérés. Les Figures 4.16, 4.17 montrent les résultats pour tous les modes reconstruits ici (colonne de droite). En général, l'efficacité augmente avec l'impulsion, sauf pour le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. L'efficacité en fonction de $p_{X_c}^*$ est ajustée par une droite d'équation :

$$\epsilon_C^{evt}(p_{X_c}^*) = \alpha(p_{X_c}^* - p_0) + m \quad (4.6)$$

Les paramètres α , p_0 et m sont donnés sur les Figures 4.16 et 4.17, p_0 est un paramètre fixé : il s'agit du milieu de l'intervalle total en $p_{X_c}^*$. Ces Figures indiquent également l'efficacité globale $\langle \epsilon_C \rangle$ obtenue par un ajustement sans aucune coupure sur $p_{X_c}^*$. La première erreur est due à la statistique Monte Carlo disponible, la deuxième est un erreur systématique décrite dans le paragraphe suivant. Enfin, les corrections de reconstruction des traces ont été incluses dans le calcul de l'efficacité, elles sont indiquées pour chaque type de trace (f_{CT} , f_{GTVL} , f_{GTL}) et valent 1 si elles ne sont pas spécifiées. On a la relation entre l'efficacité brute $\langle \epsilon_{raw} \rangle$ (utilisée dans l'analyse sur la simulation) et l'efficacité réelle $\langle \epsilon_C \rangle$ (utilisée dans l'analyse sur les données) :

$$\langle \epsilon_C \rangle = f_{trk} \times \langle \epsilon_{raw} \rangle \quad (4.7)$$

avec $f_{trk} = f_{CT}^m f_{GTVL}^n f_{GTL}^k$ et m est le nombre de traces CT, n est le nombre de traces GTVL et k est le nombre de traces GTL.

Systématique due à la forme de $\rho_S(m_{X_c})$

Pour extraire le nombre d'états reconstruits X_c , la distribution en masse m_{X_c} est ajustée par une loi normale (section 3.5). La distribution réelle est en général plus complexe, elle est mieux approchée par deux gaussiennes. Afin de tenir compte de cet effet, une erreur systématique est introduite dans le calcul de l'efficacité. En effet, la statistique utilisée pour son calcul est très grande et la technique utilisée et décrite dans le paragraphe précédent, donne un échantillon de particules d'une grande pureté, ce qui permet de voir ce type d'effet. La colonne de gauche des Figures 4.16, 4.17 montre la distribution en masse des particules reconstruites sans coupure en $p_{X_c}^*$ ajustée par deux gaussiennes. L'intégrale de cette fonction est calculée dans une fenêtre en masse $[\overline{M}_D^{fit} - 3\sigma_D^{fit}; \overline{M}_D^{fit} + 3\sigma_D^{fit}]$, où \overline{M}_D^{fit} et σ_D^{fit} sont les quantités ajustées avec une seule gaussienne dans le calcul complet de l'efficacité. La différence d'efficacité obtenue entre ces deux ajustements réalisés avec deux fonctions différentes modélisant le signal est considérée comme étant une erreur systématique. Elle est indiquée sur les Figures 4.16, 4.17 (colonne de droite, troisième erreur sur $\langle \epsilon_C \rangle$).

Résultats

La Table 4.11 résume l'ensemble des efficacités et des corrections à apporter pour que la simulation corresponde au mieux à la réalité. $\langle \epsilon_{raw} \rangle$ correspond à l'efficacité sans correction. f_{trk} est la correction déjà décrite sur l'efficacité de reconstruction des traces chargées. $f_{K_S^0}$ est une correction spéciale à appliquer lorsqu'un K_S^0 est reconstruit, elle est triple.

La première correction (0.989 ± 0.011) est due à la coupure sur la masse du K_s^0 (paragraphe 4.4.1). La deuxième est spécifique aux K_s^0 dont l'efficacité n'est pas bien reproduite par la simulation, elle est mesurée dans *BABAR* et vaut : 0.970 ± 0.013 [78], la troisième est due à la coupure sur $\alpha_{K_s^0}$ et est directement mesurée dans cette analyse (section C), elle est de 1.00 ± 0.010 ; la correction totale est donc : $f_{K_s^0} = 0.959 \pm 0.020$. Enfin une correction sur l'efficacité d'identification des protons a été mesurée dans cette analyse (section C), elle est de $f_{pID} = 0.988 \pm 0.013$

mode	$\langle \epsilon_{raw} \rangle$ (%)	f_{trk}	$f_{K_s^0}$	f_{pID}	$\langle \epsilon_C \rangle$ (%)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	50.8	0.988	-	-	50.2
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	21.1	0.954	-	-	20.1
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	34.7	0.972	-	-	33.7
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	33.5	0.985	-	-	33.0
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	18.6	0.969	-	-	18.0
$D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$	32.8	0.988	0.959	-	31.1
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	27.9	0.980	-	0.988	27.0

TAB. 4.11: Efficacités avant ($\langle \epsilon_{raw} \rangle$) et après ($\langle \epsilon_C \rangle$) les différentes corrections nécessaires.

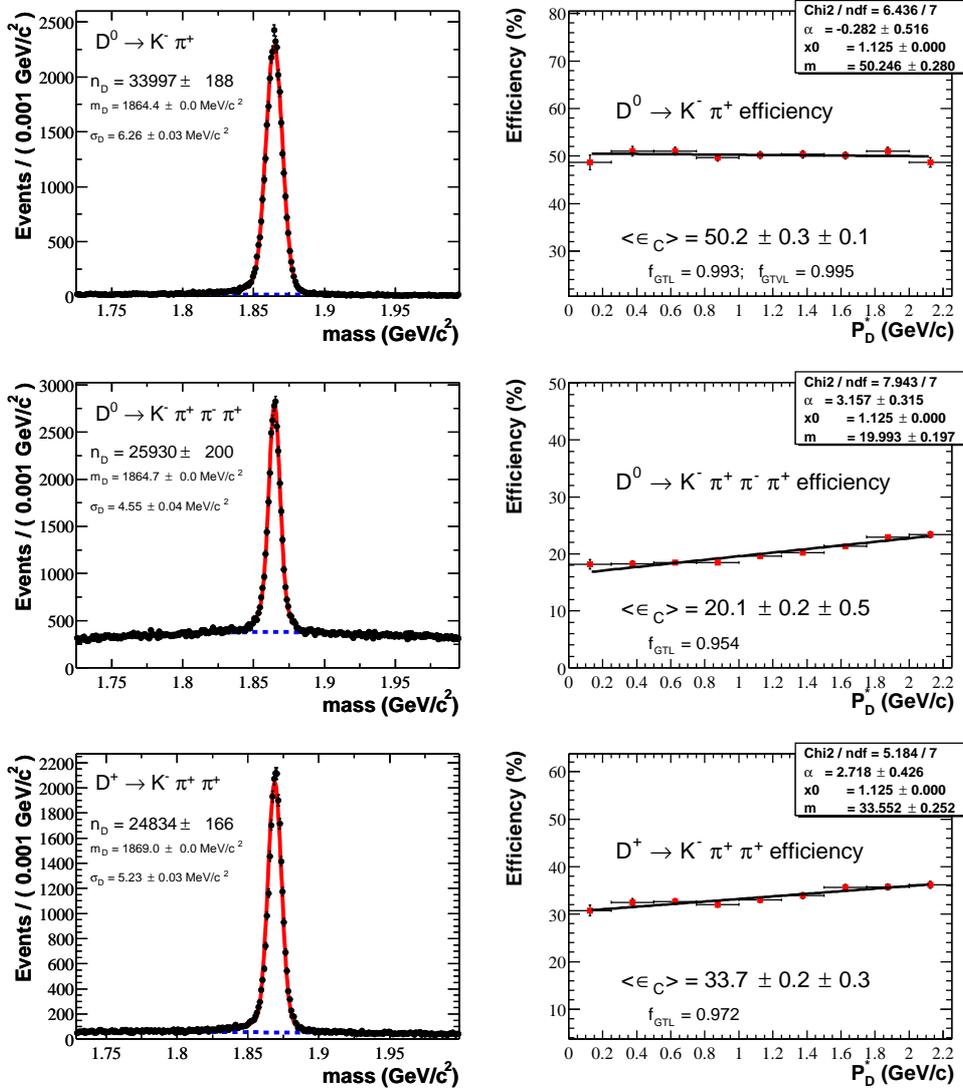


FIG. 4.16: À gauche, ajustement de la variable m_{X_c} (sans coupure en $p_{X_c}^*$) permettant de calculer l'erreur systématique sur la forme utilisée pour modéliser le signal (voir texte) et à droite, efficacité en fonction de $p_{X_c}^*$ (colonne de droite) pour les modes : $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ (de haut en bas).

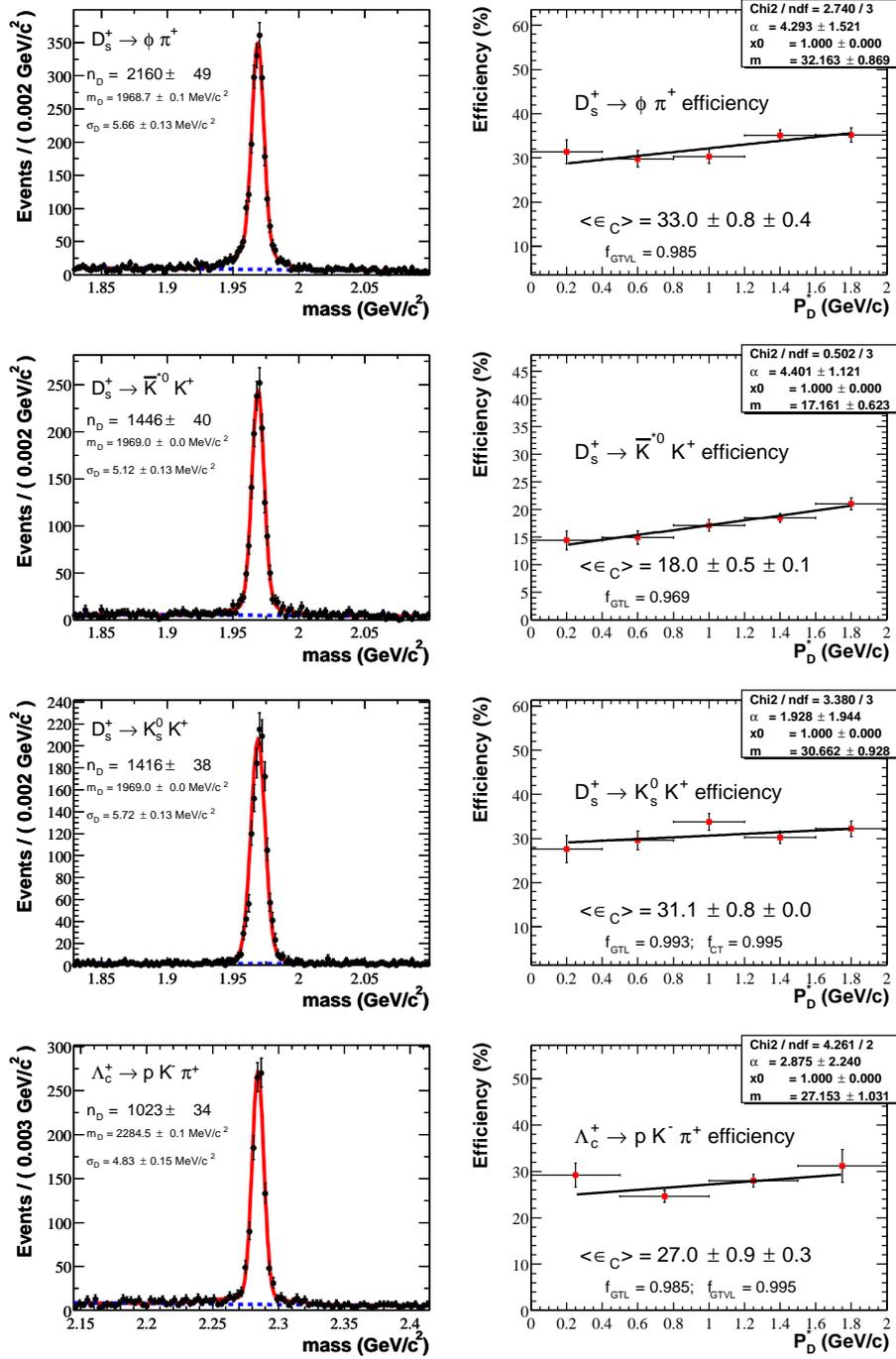


FIG. 4.17: À gauche, ajustement de la variable m_{X_c} (sans coupure en $p_{X_c}^*$) permettant de calculer l'erreur systématique sur la forme utilisée pour modéliser le signal (voir texte) et à droite, efficacité en fonction de $p_{X_c}^*$ (colonne de droite) pour les modes : $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$, $D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$ et $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ (de haut en bas).

Chapitre 5

Production inclusive de charme dans les désintégrations des mésons B

Sommaire

5.1	Avantages de l'ajustement bidimensionnel	135
5.1.1	Stabilité des taux de branchement mesurés	135
5.1.2	Erreur attribuée au comptage du nombre de B_{reco}	138
5.2	Les différentes sources d'erreurs systématiques	138
5.2.1	Erreurs systématiques de la <i>partie ■tag■</i>	139
5.2.2	Erreurs systématiques de la <i>partie ■recol■</i>	140
5.2.3	Systématiques irréductibles dues aux taux de branchement intermédiaires	141
5.3	Le charme des mésons beaux	143
5.3.1	Résultats obtenus avec la simulation	143
5.3.2	Taux de branchement mesurés dans les données <i>BABAR</i>	148
5.3.3	Nombres moyens de quarks charmés émis dans les désintégrations des mésons B	159
5.3.4	Discussion théorique	159
5.3.5	Comparaisons expérimentales	161
5.4	Impulsion des particules charmées dans le référentiel du B de recul	163
5.4.1	Obtention des distributions en impulsion	163
5.4.2	Distributions en impulsion dans les données	172
5.5	Résultats ■bonus■	180

5.1 Avantages de l'ajustement bidimensionnel

La méthode utilisée pour le comptage du nombre de particules charmées présente un double intérêt par rapport à une méthode plus traditionnelle où l'ajustement serait réalisé sur la distribution unidimensionnelle de la masse des particules charmées. Tout d'abord, elle permet d'extraire avec précision le nombre de particules provenant de la combinatoire de B mal reconstruits, ce fond est ajusté par la distribution P_{BG}^C (section 3.5). Elle permet également de réduire l'erreur systématique attribuée au comptage du nombre $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$ de B_{reco} complètement reconstruits. Ce dernier point est détaillé dans la suite.

Évaluation du nombre de B_{reco}

La fonction d'Argus utilisée pour modéliser le fond combinatoire ne reproduit pas parfaitement la forme de ce fond. En particulier, l'ajustement optimise le paramètre d'Argus afin de reproduire au mieux le nombre d'événements de fond combinatoire pour $m_{ES} < 5.27 \text{ GeV}/c^2$, partie de la distribution m_{ES} où il n'y a plus de signal de B (voir par exemple [88]). Une conséquence en est la difficulté à obtenir de façon précise le nombre de B_{reco} complètement reconstruits $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$. Ce nombre dépend en effet du paramètre moyen de la fonction d'Argus et de l'étendue $[m_{ES}^{\text{min}}, m_{ES}^{\text{max}} = 5.29 \text{ GeV}/c^2]$ en masse m_{ES} sur laquelle est réalisée l'ajustement. La Figure 5.1 montre l'évolution relative du nombre $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$ en fonction de point de départ m_{ES}^{min} de l'ajustement. Cette évolution est mesurée par le rapport :

$$\Delta N_{B_{reco}} = \frac{N_{B_{reco}}^{\text{tag}} - N_B^{\text{ref}}}{N_B^{\text{ref}}} \quad (5.1)$$

où N_B^{ref} est un point de référence arbitraire pour lequel on a donc : $\Delta N_{B_{reco}} = 0$. $\Delta N_{B_{reco}}$ est mesuré dans un premier temps dans la simulation générique $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$, points bleus foncés sur la Figure 5.1. On constate que ce nombre diminue quand m_{ES}^{min} augmente. Lorsqu'on rajoute à cet échantillon la simulation $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, où $q \equiv u, d, s, c$, on constate que $\Delta N_{B_{reco}}$ est décalé d'environ +3 %, ce sont les points en bleu clair sur la Figure 5.1. De plus, dans ce dernier cas, la pente de $\Delta N_{B_{reco}}$ est plus importante que dans le cas précédent. Ces deux courbes devraient être superposées avec l'axe $x = 0$ si le calcul du nombre de B était parfait. La conclusion de cette étude est que, non seulement le nombre $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$ est source d'une erreur systématique importante mais de plus, il est difficile de savoir avec précision quel m_{ES}^{min} doit être utilisé pour obtenir la valeur centrale correcte du nombre de B_{reco} .

5.1.1 Stabilité des taux de branchement mesurés

L'ajustement bidimensionnel réalisé sur la distribution (m_{X_c}, m_{ES}) diminue partiellement la systématique due au nombre de B reconstruits. En effet, en incluant dans l'ajustement la distribution en masse m_{ES} , les nombres de particules charmées subissent un biais semblable à celui induit par le calcul du nombre de B_{reco} . Ainsi, le rapport de ces deux

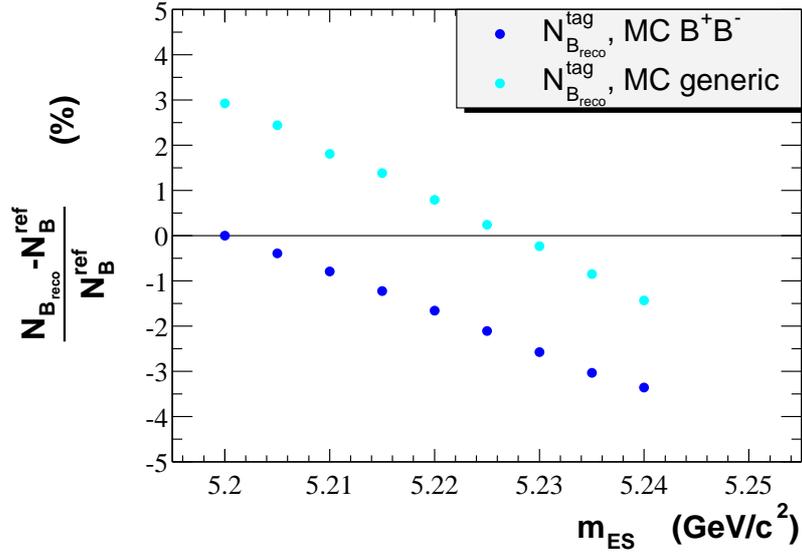


FIG. 5.1: Évolution du nombre de B_{reco} ajustés en fonction du point de départ de la distribution en masse m_{ES} des B_{reco} .

nombres est beaucoup plus stable en fonction de m_{ES}^{min} .

Ceci peut être montré en mesurant l'évolution relative de la quantité ΔBR , définie comme :

$$\Delta BR = \frac{1}{\sum_{X_{\bar{c}}} \omega_{X_{\bar{c}}}} \sum_{X_{\bar{c}}} \omega_{X_{\bar{c}}} \frac{\mathcal{B}_{meas}^{X_{\bar{c}}} - \mathcal{B}_{true}^{\bar{C}}}{\mathcal{B}_{true}^{\bar{C}}} + \frac{1}{\sum_{X_c} \omega_{X_c}} \sum_{X_c} \omega_{X_c} \frac{\mathcal{B}_{meas}^{X_c} - \mathcal{B}_{true}^{\bar{C}}}{\mathcal{B}_{true}^{\bar{C}}} \quad (5.2)$$

où $\mathcal{B}_{meas}^{X_{\bar{c},c}}$ est le taux de branchement $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{C}(C)X) \equiv \frac{N_{X_{\bar{c}(c)}}^{reco}}{N_{B_{reco}}^{tag} \mathcal{B}_c(\epsilon_C)}$ mesuré dans la simulation ¹ avec l'état final $X_{\bar{c}(c)}$, $\mathcal{B}_{true}^{\bar{C}(C)}$ est le taux de branchement $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{C}(C)X)$ réel dans la simulation, et $\omega_{X_{\bar{c}(c)}}$ égale $1/\sigma^2(\mathcal{B}_{meas}^{X_{\bar{c}(c)}})$ avec $\sigma(\mathcal{B}_{meas}^{X_{\bar{c}(c)}})$ l'erreur statistique sur le taux de branchement mesuré. Pour une reconstruction parfaite on a donc : $\Delta BR = 0$.

Cette quantité (ΔBR) peut être mesurée, comme précédemment, dans l'échantillon $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$, puis dans la simulation générique complète sans les événements $e^+e^- \rightarrow B^0\bar{B}^0$. Les résultats sont donnés sur la Figure 5.2. Les points de couleur saumon représentent les ΔBR obtenus dans l'échantillon $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$, les points rouges sont obtenus avec la simulation générique. En comparaison, ont été superposés les ΔBR obtenus avec une méthode alternative où les nombres $N_{X_{\bar{c}(c)}}^{reco}$ seraient obtenus par un ajustement unidi-

¹la discussion est ici simplifiée par rapport au cas général présenté section 3.3, car ici les événements $e^+e^- \rightarrow B^0\bar{B}^0$ ont été supprimés de la simulation et donc $g_- = 0$. L'effet DCS est quant à lui corrigé, la formule donnée ici est donc approximative.

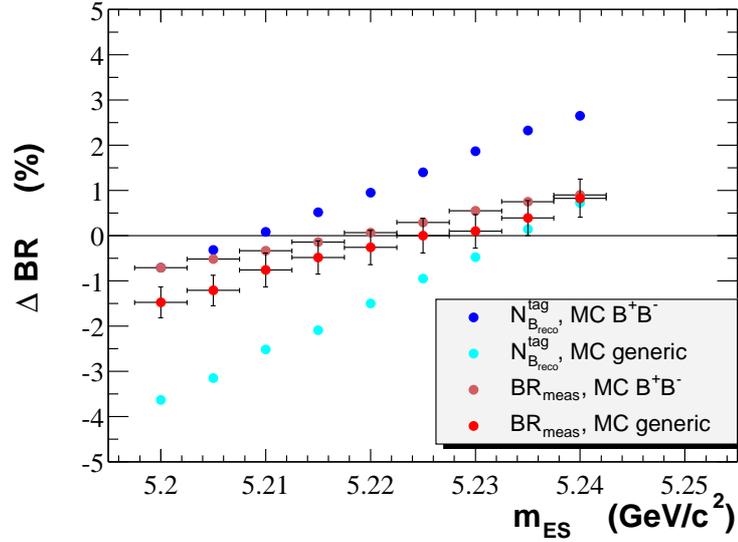


FIG. 5.2: Évolution de ΔBR mesurée en fonction du point de départ de la distribution en masse m_{ES} des B_{reco} , pour différents échantillons et différentes méthodes de mesure (voir texte).

mensionnel de la masse $m_{X_{\bar{e}(e)}}$. Cet ajustement n'a pas été utilisé ici ², l'évolution obtenue par cette méthode est montrée à titre indicatif uniquement pour visualiser la variation relative des taux de branchement et non leur valeur absolue. Les points bleu foncé (resp. clair) représentent la variation de ΔBR dans l'échantillon $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$ (resp. simulation générique complète). On constate que lors du passage de l'échantillon $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$ à l'échantillon générique total (des points bleu foncé aux points bleu clair), les taux de branchement baissent systématiquement d'environ 3 %, conséquence de l'augmentation du nombre de B due au changement d'échantillon (paragraphe précédent).

Cette variation est en grande partie annulée par la méthode proposée dans ce travail, la différence entre les points saumon et les points rouges est d'environ de 0.5 ± 0.5 % (pour $5.21 < m_{ES}^{min} < 5.24$ GeV/c^2), où l'erreur est uniquement reliée à la fluctuation statistique due à l'ajout des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. On constate également que la variation de ΔBR est beaucoup plus faible pour les points saumon et rouges que pour les points bleus. Néanmoins, l'augmentation du taux de branchement avec m_{ES}^{min} n'est que partiellement annulée. Elle doit donc être prise en compte dans le calcul de l'erreur systématique. Enfin, d'après la Figure 5.2, un choix cohérent de m_{ES}^{min} est possible. La valeur de m_{ES}^{min} utilisée finalement est telle que : $\Delta BR = 0$ dans la simulation générique, on obtient ainsi :

$$m_{ES}^{min} = 5.225 \text{ GeV}/c^2 \quad (5.3)$$

²Dans ce cas, les nombres $N_{X_{\bar{e}(e)}}^{reco}$ sont fixes en fonction de m_{ES}^{min} , ils ont été pris égaux à ceux obtenus dans l'échantillon $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$ pour $m_{ES}^{min} = 5.20 \text{ GeV}/c^2$. Ce choix est purement arbitraire.

5.1.2 Erreur attribuée au comptage du nombre de B_{reco}

L'augmentation des taux de branchement en fonction de m_{ES}^{min} est attribuée au comptage du nombre de B_{reco} , $N_{B_{reco}}^{tag}$. L'erreur systématique associée à ce nombre est calculée de la façon suivante. La quantité ΔBR définie par l'Équation 5.2 est mesurée dans les données. Dans ce cas, le taux de branchement réel $\mathcal{B}_{true}^{C(C)}$ est remplacé par $\mathcal{B}_{meas}^{X_{\bar{c}}(c)}(m_{ES}^{min} = 5.225 \text{ GeV}/c^2)$, taux de branchement mesuré pour $m_{ES}^{min} = 5.225 \text{ GeV}/c^2$. Le résultat est donné Figure 5.3, à gauche pour l'échantillon tag_ \blacksquare VeryLoose \blacksquare et à droite pour l'échantillon tag_0 \blacksquare Loose \blacksquare . Les points rouges représentent le ΔBR effectivement mesuré alors que les points bleus donnent son évolution dans le cas où les $N_{X_{c(\bar{c})}}$ sont fixés en fonction de m_{ES}^{min} .

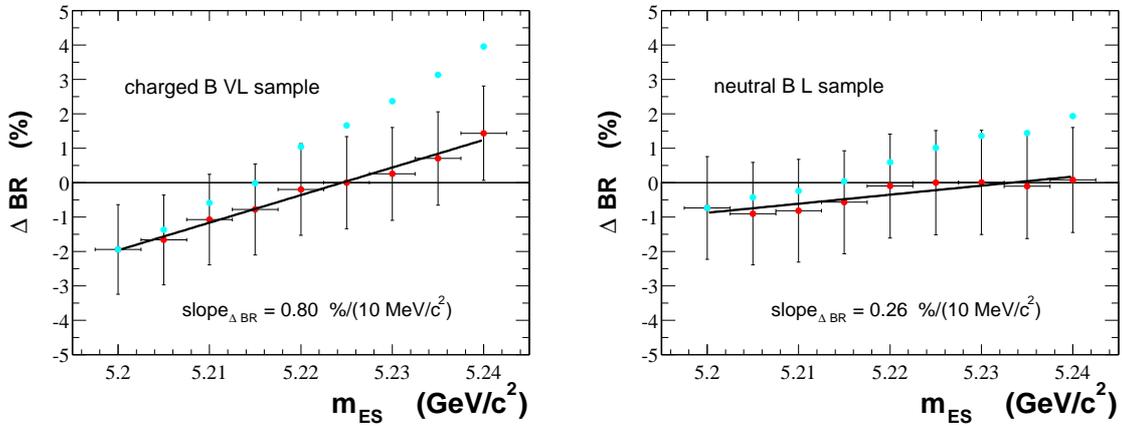


FIG. 5.3: Évolution de ΔBR mesurée en fonction du point de départ de la distribution en masse m_{ES} , dans les données B chargés (à gauche) et B neutres (à droite).

L'évolution de ΔBR est ajustée par une droite dont le coefficient directeur, noté $slope_{\Delta BR}$, donne l'erreur commise en $\%/(10 \text{ MeV}/c^2)$. L'erreur systématique finale couvre les variations de m_{ES}^{min} allant de $5.200 \text{ GeV}/c^2$ à $5.250 \text{ GeV}/c^2$, elle est donnée par :

$$\frac{\Delta N_{B_{reco}}^{tag}}{N_{B_{reco}}^{tag}} = slope_{\Delta BR}(\%/(10 \text{ MeV}/c^2)) \times 2.5(10 \text{ MeV}/c^2) \quad (5.4)$$

La Table 5.1 donne les erreurs systématiques pour les différents échantillons utilisés. On remarque que plus la pureté est grande et plus ces incertitudes sont faibles.

5.2 Les différentes sources d'erreurs systématiques

Les erreurs systématiques se subdivisent en trois catégories :

Échantillon	Systématique $\Delta N_{B_{reco}}^{\text{tag}} / N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$
tag_ VL	2.0 %
tag_ L	1.6 %
tag_ T	1.3 %
tag ₀ L	0.8 %
tag ₀ T	0.8 %

TAB. 5.1: Incertitude systématique attribuée aux nombres de B complètement reconstruits $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$.

- Les erreurs systématiques communes à tous les modes de désintégration des particules charmées étudiés. Elles sont dues aux quantités mesurées dans la *partie* **tag**, principalement à l'évaluation du nombre de B_{reco} .
- Les erreurs systématiques sur le calcul de l'efficacité, elles sont propres à chaque mode de désintégration de particules charmées dans la *partie* **reco**.
- Les erreurs irréductibles provenant de l'incertitude sur les taux de branchement intermédiaires. Ces erreurs dépendent du mode de désintégration mais doivent être dissociées des précédentes puisqu'elles sont indépendantes de la connaissance du détecteur *BABAR* ou de la méthode d'analyse, contrairement aux deux précédentes.

5.2.1 Erreurs systématiques de la *partie* **tag**

Les quantités $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$, g_- , g_0 sont toutes trois sources d'erreurs systématiques. Les erreurs sur g_- et g_0 sont discutées dans le paragraphe 4.3.3, l'incertitude sur $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$ est calculée en partie dans le paragraphe précédent. Une deuxième source, due à l'incertitude sur α_{CB} (deuxième erreur dans la Table 4.7), est ajoutée en quadrature. La Table 5.2 reprend l'ensemble de ces résultats pour les sélections tag_ **VeryLoose** et tag₀ **Loose**³. Q désigne la variable, σ_Q^{syst} l'erreur systématique absolue sur la de valeur Q et σ_Q^{syst}/Q est l'erreur systématique relative sur Q .

Source	Q	σ_Q^{syst}	σ_Q^{syst}/Q
$Q \equiv N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-}$	193567	3891	2.0 %
$Q \equiv g_-$	3.7	0.8	21.6 %
$Q \equiv N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0}$	113302	1377	1.2 %
$Q \equiv g_0$	2.7	0.6	22.2 %

TAB. 5.2: Les différentes erreurs systématiques de la *partie* **tag**.

³À partir d'ici, ce seront les seules sélections utilisées car ce sont elles qui présentent le plus de statistique.

5.2.2 Erreurs systématiques de la *partie recul*

Les erreurs systématiques qui dépendent de la *partie recul* ont trois origines : les corrections de la simulation, la forme du signal utilisé dans l'ajustement et la statistique Monte Carlo limitée.

L'erreur systématique provenant de la fonction ajustée a deux origines : la forme de la fonction $\rho_S(m_{X_c})$ et ses paramètres. La première source est discutée et quantifiée dans le paragraphe 4.4.2, la deuxième est due au fait que les paramètres de la fonction $\rho_S(m_{X_c})$ sont contraints à être ceux obtenus dans le Monte Carlo. L'ajustement est réalisé à plusieurs reprises en faisant varier à chaque fois la résolution (resp. masse centrale) de $\rho_S(m_{X_c})$ de $\pm\Delta\sigma_C$ (resp. ΔM_C). $\Delta\sigma_C$ est la différence entre la résolution Monte Carlo et celle des données à laquelle est rajoutée en quadrature l'incertitude statistique sur la résolution Monte Carlo σ_C^{MC} . ΔM_C est l'erreur statistique sur M_C^{data} la masse centrale de $\rho_S(m_{X_c})$ ajustée dans les données. La Table 5.3 donne les valeurs de masses centrales de $\rho_S(m_{X_c})$ ajustées dans les données (M_C^{data}) et dans le Monte Carlo (M_C^{MC}) ainsi que celle de ΔM_C .

Mode	M_C^{data} (MeV/c ²)	M_C^{MC} (MeV/c ²)	ΔM_C (MeV/c ²)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	1863.9 ± 0.1	1864.5 ± 0.0	0.1
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	1863.8 ± 0.2	1864.7 ± 0.0	0.2
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	1868.9 ± 0.2	1869.3 ± 0.0	0.2
$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	1967.8 ± 0.4	1968.7 ± 0.1	0.4
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	1967.2 ± 0.6	1969.0 ± 0.1	0.6
$D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$	1967.5 ± 0.8	1970.0 ± 0.2	0.8
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	2286.1 ± 0.5	2284.7 ± 0.2	0.5

TAB. 5.3: Masses ajustées M_C des différents modes utilisés et erreurs ΔM_C .

La Table 5.4 donne quant à elle les résolutions de $\rho_S(m_{X_c})$ dans les données (σ_C^{data}) et dans le Monte Carlo (σ_C^{MC}) ainsi que $\Delta\sigma_C$.

Mode	σ_C^{data} (MeV/c ²)	σ_C^{MC} (MeV/c ²)	$\Delta\sigma_C$ (MeV/c ²)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	6.1 ± 0.1	6.2 ± 0.0	0.1
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	5.0 ± 0.2	4.6 ± 0.0	0.4
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	5.0 ± 0.2	5.2 ± 0.0	0.2
$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	5.2 ± 0.4	5.7 ± 0.1	0.5
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	5.4 ± 0.6	5.1 ± 0.1	0.3
$D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$	5.7 ± 0.7	5.7 ± 0.1	0.1
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	4.1 ± 0.5	4.8 ± 0.2	0.7

TAB. 5.4: Résolutions ajustées σ_C des différents modes utilisés et erreurs $\Delta\sigma_C$.

L'erreur systématique issue de ces multiples ajustements est donnée sur les figures montrant les distributions finales (Figures 5.6 à 5.19), il s'agit de la deuxième erreur, la première

étant statistique.

Les erreurs dues aux corrections Monte Carlo sont les suivantes :

- correction d'efficacité des traces CT : 1.4 % par trace
- correction d'efficacité des traces GTVL : 1.4 % par trace
- correction d'efficacité des traces GTL : 0.8 % par trace
- efficacité du sélecteur de kaons kNOTAPION : 1.5 % par kaon identifié
- efficacité du sélecteur de kaons kTIGHT : 2.5 % par kaon identifié
- efficacité du sélecteur de protons pTIGHT : 1.3 % par proton identifié
- correction d'efficacité des K_s^0 : 2.0 % par K_s^0
- efficacité du \blacksquare veto \blacksquare kaon pour les pions : 0.2 % par veto, ce qui représente 10 % du taux de pions qui sont acceptés par ce sélecteur

Les erreurs systématiques sont additionnées linéairement lorsque la même correction est plusieurs fois nécessaire pour un mode donné.

La Table 5.5 donne l'ensemble des erreurs systématiques par mode de désintégration des particules charmées, excepté l'erreur due aux paramètres de la fonction ρ_S . La quantité calculée est la variation relative $\Delta \langle \epsilon_C \rangle / \langle \epsilon_C \rangle$ d'efficacité due à une correction. Les différentes sources sont référencées comme suit : *trk* pour les corrections d'efficacité des traces, *PID* pour les incertitudes sur les efficacités des sélecteurs d'identification, *stat* pour la statistique Monte Carlo disponible et *shape₁* pour la première partie de l'incertitude sur la fonction ajustée (forme de la fonction : simple ou double gaussienne), *KS* pour les corrections sur les K_s^0 et *veto* pour les incertitudes sur les vetos.

Mode de désintégration de C	$\langle \epsilon_C \rangle$	<i>stat</i>	<i>shape₁</i>	<i>trk</i>	<i>PID</i>	<i>KS</i>	<i>veto</i>
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.502	0.6 %	0.2 %	1.6 %	2.5 %	-	0.2 %
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	0.201	1.0 %	2.5 %	3.2 %	2.5 %	-	0.6 %
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	0.337	0.6 %	0.9 %	2.4 %	2.5 %	-	0.4 %
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	0.330	2.4 %	1.2 %	4.2 %	3.0 %	-	-
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	0.180	2.8 %	0.6 %	2.4 %	5.0 %	-	-
$D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$	0.311	2.6 %	0.0 %	2.9 %	2.5 %	2.0 %	-
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	0.270	3.3 %	1.1 %	2.1 %	2.8 %	-	-

TAB. 5.5: Les différentes sources d'erreurs systématiques associées à la partie \blacksquare recul \blacksquare données comme erreur relative sur l'efficacité $\langle \epsilon_C \rangle$.

5.2.3 Systématiques irréductibles dues aux taux de branchement intermédiaires

La dernière source d'erreur systématique provient des moyennes mondiales utilisées pour les valeurs des taux de branchement intermédiaires et pour χ_d . Ces résultats sont ti-

rés de [12]. Généralement, leur contribution à l'erreur finale est importante. En particulier pour les désintégrations des mésons D_s qui sont tous mesurés par rapport au taux d'embranchement $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ qui est connu avec une précision de 25 %, et pour la désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ dont le rapport de branchement est connu à 26 % près.

Pour le mode de désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, le taux de branchement est obtenu par le produit :

$$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) = \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \times R_{int} \quad (5.5)$$

où R_{int} est le quotient du rapport d'embranchement de ce mode à celui de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. De même, les taux de branchement $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$ et $D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$ sont mesurés relativement à celui de la désintégration $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$. Les erreurs sur les taux de branchement ■primaires■ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$) et sur R_{int} doivent être traitées séparément afin de traiter correctement les erreurs corrélées et non-corrélées lors du calcul de la moyenne des taux de branchement.

La Table 5.6 donne les taux de branchement dits ■primaires■ : $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ et la Table 5.7 les valeurs de R_{int} pour les modes $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$ et $D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$. L'erreur sur les taux d'embranchement intermédiaires des particules $\phi \rightarrow K^+ K^-$, $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ et $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ est incluse dans les rapports R_{int} , pour la désintégration $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, on utilise donc un $R_{int} \equiv \mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+ K^-)$.

Mode de désintégration	$\mathcal{B}(C \rightarrow X_c)$	$\sigma_{\mathcal{B}}/\mathcal{B}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.0380 ± 0.0009	2.4 %
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	0.091 ± 0.007	7.7 %
$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	0.036 ± 0.09	25.0 %
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	0.050 ± 0.013	26.0 %

TAB. 5.6: Taux de branchement ■primaires■ et erreurs.

Source R_{int}	R_{int}	$\sigma_{R_{int}}/R_{int}$
$R_{int} \equiv \frac{\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+)}{\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}$	1.97 ± 0.09	4.6 %
$R_{int} \equiv \mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+ K^-)$	0.493 ± 0.010	2.0 %
$R_{int} \equiv \frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)}$	0.632 ± 0.068	10.7 %
$R_{int} \equiv \frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- K^+)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)}$	0.348 ± 0.055	15.8 %

TAB. 5.7: R_{int} (voir texte) et erreurs.

5.3 Le charme des mésons beaux

Cette section présente l'ensemble des résultats obtenus, d'abord dans la simulation Monte Carlo ■ générique■ puis dans les données *BABAR*. Pour les taux de branchement $\mathcal{B}(B \rightarrow D^0/\bar{D}^0 X)$ et $\mathcal{B}(B \rightarrow D_s^+/D_s^- X)$, une moyenne pondérée des modes utilisés est réalisée, elle prend en compte l'ensemble des erreurs corrélées et non-corrélées entre chaque mode de désintégration (voir l'Annexe E). Dans la dernière partie de cette section, les taux de branchement calculés sont résumés et affinés si nécessaire, ceci permet de calculer les nombres moyens de quarks charmés émis dans les désintégrations des mésons B : $N_c^0 = \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{c}X)$ (nombre moyen de quarks corrélés émis dans les désintégrations des mésons B^0), $N_c^0 = \mathcal{B}(B^0 \rightarrow cX)$ (nombre moyen de quarks anti-corrélés émis dans les désintégrations des mésons B^0), $N_c^+ = \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{c}X)$ (nombre moyen de quarks corrélés émis dans les désintégrations des mésons B^+), $N_c^+ = \mathcal{B}(B^+ \rightarrow cX)$ (nombre moyen de quarks anti-corrélés émis dans les désintégrations des mésons B^+) ainsi que les nombres moyens de quarks charmés émis dans les désintégrations des mésons B^0 (n_c^0) et B^+ (n_c^+) :

$$n_c^0 = N_c^0 + N_c^0 \quad (5.6)$$

$$n_c^+ = N_c^+ + N_c^+ \quad (5.7)$$

$$(5.8)$$

Dans les Tables 5.8, 5.9, 5.10, 5.11, 5.12, 5.13, 5.14 et 5.3.2 présentant les résultats, $N_{X_{c(\bar{c})}}^{\text{recul}}$ est le nombre d'états finaux $X_{c(\bar{c})}$ reconstruits dans la *partie ■recul■* d'un vrai B , $N_{X_{c(\bar{c})}}^{BG}$ est le nombre d'état finaux reconstruits dans la *partie ■recul■* d'un événement de fond combinatoire (c'est un fond piquant à la masse de C) et N_{B+f}^{BG} est le nombre total d'événements de fond combinatoire dans la *partie ■recul■* d'un B_{reco} reconstruit (qu'il soit vrai ou de combinatoire, fond non piquant à la masse de C). $N_{X_{c(\bar{c})}}^{BG}$ est calculé pour des événements où la masse m_{ES} du B_{reco} est telle que : $m_{\text{ES}} > 5.270 \text{ GeV}/c^2$. N_{B+f}^{BG} est calculé pour des candidats $X_{c(\bar{c})}$ dont la masse du B_{reco} est supérieure à $5.270 \text{ GeV}/c^2$ et dont la masse $m_{X_{c(\bar{c})}}$ est comprise dans une fenêtre de plus ou moins trois σ_C autour de M_C . Les taux de branchement sont donnés avec trois erreurs : la première erreur est statistique, la deuxième erreur est systématique et la troisième erreur regroupe les erreurs irréductibles dues aux incertitudes sur les taux de branchement des particules reconstruites (dans la simulation, ces taux de branchement sont connus et leur erreur est prise égale à celle des données).

5.3.1 Résultats obtenus avec la simulation

Dans cette section sont présentés les résultats obtenus dans la simulation. L'analyse est effectuée sur la simulation Monte Carlo générique dont la luminosité a été renormalisée à celle des données, les erreurs systématiques sont également calculées avec les valeurs utilisées dans les données. Ainsi les erreurs obtenues dans le Monte Carlo sont celles attendues dans les données.

Les résultats sont comparés aux taux de branchement injectés et l'accord est en général très bon. Les Figures 5.4 (B chargés) et 5.5 (B neutres) donnent, pour l'ensemble des modes de désintégration étudiés, la déviation relative du taux de branchement mesuré au taux de branchement attendu. L'erreur sur ces figures est uniquement statistique, elle est obtenue en divisant l'erreur statistique calculée dans la simulation (normalisée à la luminosité des données) par $\sqrt{3}$ car la statistique Monte Carlo disponible pour les échantillons B^+B^- et $B^0\bar{B}^0$ est environ trois fois supérieure à celle des données.

Les B chargés

La Table 5.8 (resp. 5.9) donne les taux de branchement des mésons B^+ en hadrons de charme corrélé (resp. anti-corrélé) mesurés dans la simulation et leurs erreurs statistiques et systématiques (calculées comme dans les données).

Dans le cas des B chargés, la relation entre le nombre de particules anti-charmées (resp. charmées) reconstruites et le taux de branchement corrélé est presque linéaire, seule une petite correction est nécessaire (Équation 3.15). Des nombres d'états finaux indiqués dans les tables, on peut donc déduire facilement le bon ordre de grandeur du taux de branchement correspondant.

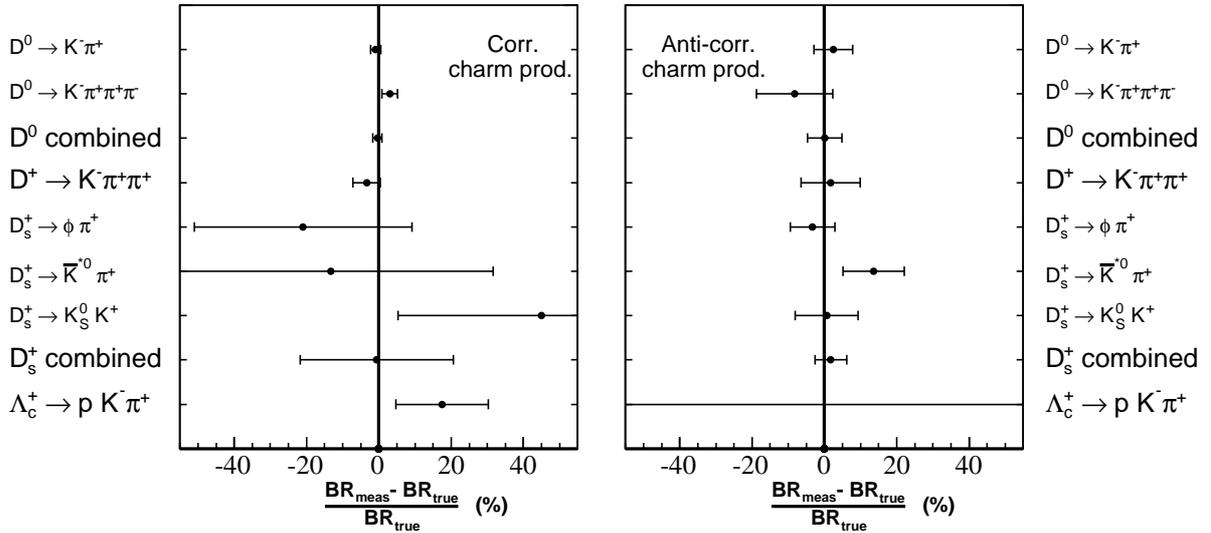


FIG. 5.4: Déviations relatives (en %) des taux de branchement mesurés dans la simulation aux taux de branchement injectés. Échantillon tag_ \blacksquare VeryLoose \blacksquare . La figure de gauche correspond à la production de charmes corrélés et celle de droite à la production de charmes anti-corrélés.

Mode	$N_{X_c}^{\text{recul}}$	$N_{X_c}^{BG}$	N_{B+f}^{BG}	$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}X)$ (%)	$\mathcal{B}_{\text{true}}$ (%)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	3086 ± 64	142	825	$75.0 \pm 1.6 \pm 2.9^{+1.9}_{-1.8}$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	2646 ± 82	98	5422	$78.0 \pm 2.5 \pm 4.3^{+4.3}_{-3.9}$	
D^0 combiné				$75.3 \pm 1.5 \pm 2.9^{+2.0}_{-1.9}$	75.5
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	895 ± 48	114	1744	$12.5 \pm 0.7 \pm 0.6^{+1.0}_{-0.8}$	12.9
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	14 ± 7	6	44	$1.0 \pm 0.6 \pm 0.1^{+0.4}_{-0.2}$	
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	11 ± 8	2	68	$1.1 \pm 0.9 \pm 0.1^{+0.4}_{-0.3}$	
$D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$	16 ± 6	2	36	$1.9 \pm 0.8 \pm 0.1^{+0.8}_{-0.5}$	
D_s combiné				$1.3 \pm 0.4 \pm 0.1^{+0.5}_{-0.3}$	1.3
$A_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	92 ± 15	3	156	$4.1 \pm 0.7 \pm 0.3^{+1.5}_{-0.9}$	3.5

TAB. 5.8: Production de charme corrélé dans les B chargés (MC).

Mode	$N_{X_c}^{\text{recul}}$	$N_{X_c}^{BG}$	N_{B+f}^{BG}	$\mathcal{B}(B \rightarrow CX)$	$\mathcal{B}_{\text{true}}$ (%)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	358 ± 26	56	363	$8.0 \pm 0.6 \pm 0.3^{+0.2}_{-0.2}$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	269 ± 43	61	2400	$7.5 \pm 1.3 \pm 0.4^{+0.4}_{-0.4}$	
D^0 combiné				$8.1 \pm 0.6 \pm 0.3^{+0.2}_{-0.2}$	7.8
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	297 ± 33	68	1105	$4.2 \pm 0.5 \pm 0.2^{+0.3}_{-0.3}$	4.1
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	169 ± 16	14	69	$13.3 \pm 1.3 \pm 0.8^{+4.6}_{-2.8}$	
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	136 ± 15	4	100	$15.7 \pm 1.8 \pm 1.1^{+5.7}_{-3.6}$	
$D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$	115 ± 15	4	122	$13.9 \pm 1.8 \pm 0.8^{+5.5}_{-3.5}$	
D_s combiné				$13.9 \pm 0.9 \pm 0.6^{+4.9}_{-3.0}$	13.8
$A_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	6 ± 10	3	153	$0.1 \pm 0.5 \pm 0.1^{+0.1}_{-0.1}$	0.06

TAB. 5.9: Production de charme anti-corrélé dans les B chargés (MC).

Les B neutres

La Table 5.10 (resp. 5.11) donne les taux de branchement des mésons B^0 en hadrons de charme corrélé (resp. anti-corrélé) mesurés dans la simulation et leur erreurs statistiques et systématiques.

Il faut noter que dans le cas des B^0 le rapport entre le nombre d'état finaux possédant un anti-charme (N_{X_c}) et le taux de branchement corrélé $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{C}X)$ n'est pas direct car il faut déconvoluer le phénomène de mélange dans les B neutres. L'expression 3.17 permet de traiter cet effet, les nombres d'états finaux indiqués dans les tables ne correspondent donc pas directement aux taux de branchement.

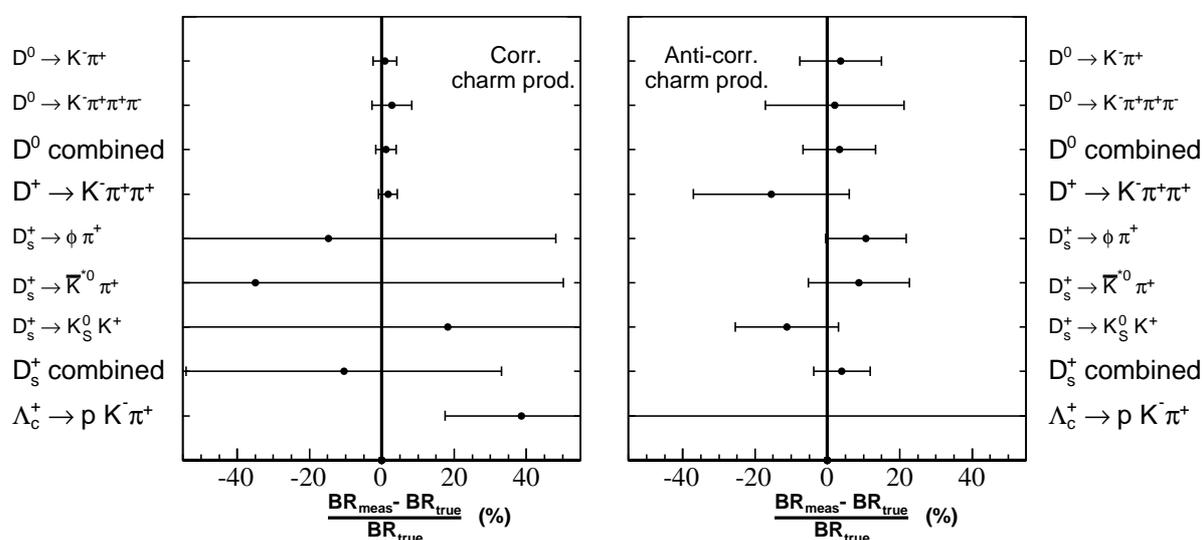


FIG. 5.5: Déviations relatives (en %) des taux de branchement mesurés dans la simulation aux taux de branchement injectés. Échantillon tag_0 ■Loose■. La figure de gauche correspond à la production de charmes corrélés et celle de droite à la production de charmes anti-corrélés.

Mode	$N_{X_c^-}^{\text{recul}}$	$N_{X_c^-}^{BG}$	N_{B+f}^{BG}	$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}X)$ (%)	$\mathcal{B}_{\text{true}}$ (%)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	848 ± 35	54	324	$44.4 \pm 2.2 \pm 1.6^{+1.1}_{-1.1}$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	711 ± 49	54	2389	$45.3 \pm 3.7 \pm 3.1^{+2.6}_{-2.4}$	
D^0 combiné				$44.5 \pm 1.9 \pm 1.7^{+1.2}_{-1.2}$	44.0
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	1267 ± 46	40	965	$44.6 \pm 1.8 \pm 1.8^{+3.1}_{-2.8}$	43.9
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	24 ± 7	1	26	$1.3 \pm 1.4 \pm 0.1^{+0.4}_{-0.2}$	
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	15 ± 6	2	35	$1.0 \pm 1.9 \pm 0.1^{+0.3}_{-0.2}$	
$D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+$	15 ± 6	0	26	$1.8 \pm 1.9 \pm 0.1^{+0.7}_{-0.4}$	
D_s combiné				$1.3 \pm 1.0 \pm 0.1^{+0.4}_{-0.3}$	1.5
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	48 ± 10	0	76	$5.1 \pm 1.2 \pm 0.3^{+1.8}_{-1.1}$	3.7

TAB. 5.10: Production de charme corrélé dans les B neutres (MC).

Mode	$N_{X_c}^{\text{recul}}$	$N_{X_c}^{BG}$	N_{B+f}^{BG}	$\mathcal{B}(B \rightarrow CX)$	$\mathcal{B}_{\text{true}}$ (%)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	343 ± 23	14	182	$9.4 \pm 1.6 \pm 0.4^{+0.2}_{-0.2}$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	284 ± 34	5	1245	$9.5 \pm 2.7 \pm 0.7^{+0.5}_{-0.5}$	
D^0 combiné				$9.6 \pm 1.4 \pm 0.4^{+0.2}_{-0.2}$	9.1
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	371 ± 27	17	462	$3.2 \pm 1.2 \pm 0.3^{+0.2}_{-0.2}$	3.8
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	80 ± 10	2	28	$14.5 \pm 2.2 \pm 0.9^{+5.0}_{-3.0}$	
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	54 ± 9	2	34	$14.2 \pm 2.8 \pm 1.0^{+5.2}_{-3.3}$	
$D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+$	43 ± 9	2	48	$11.6 \pm 2.8 \pm 0.6^{+4.6}_{-2.9}$	
D_s combiné				$13.8 \pm 1.6 \pm 0.6^{+4.8}_{-2.9}$	13.1
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	10 ± 6	0	48	$-0.1 \pm 1.0 \pm 0.0^{+0.0}_{-0.0}$	0.06

TAB. 5.11: Production de charme anti-corrélé dans les B neutres (MC).

5.3.2 Taux de branchement mesurés dans les données $BABAR$

Cette section présente les résultats obtenus avec les données collectées par $BABAR$. Les distributions unidimensionnelles des masses $m_{X_{\bar{c}(c)}}$ sont données par les Figures 5.6 à 5.19 dont l'organisation est toujours la même : en haut les distributions obtenues pour les événements tels que $m_{ES} > 5.270 \text{ GeV}/c^2$ et en bas pour les événements tels que $m_{ES} < 5.260 \text{ GeV}/c^2$ (la statistique de fond combinatoire est environ 5.5 fois plus grande dans cette région que dans la région $m_{ES} > 5.270 \text{ GeV}/c^2$), à gauche les distributions des états finaux anti-charmés $X_{\bar{c}}$ et à droite celles des états charmés X_c ⁴. Sur ces figures, l'ajustement total est donné en rouge, en jaune le fond combinatoire des états $X_{\bar{c}(c)}$ (décrit par les probabilités $P_{BG}^B(m_{X_c}, m_{ES})$ et $P_{BG}^f(m_{X_c}, m_{ES})$) et en bleu, les états finaux $X_{\bar{c}(c)}$ correctement reconstruits mais produits par des candidats B de fond combinatoire (décrit par $P_{BG}^C(m_{X_c}, m_{ES})$).

Les résultats ne seront donnés que pour une seule sélection par charge de B : pour les B chargés, l'échantillon tag_ **VeryLoose** est utilisé quant aux B neutres, il s'agit de l'échantillon tag_0 **Loose** (les différents échantillons sont définis dans le paragraphe 4.3). Une comparaison des résultats obtenus avec les différents échantillons pourra être trouvée dans l'Annexe D.

Sur les Figures 5.6 à 5.19, la première erreur est statistique, la deuxième correspond à l'erreur systématique due à la forme de la fonction ajustée. Cette valeur est calculée en fixant les paramètres (moyenne M_C et écart-type σ_C) de ρ_S à $\pm 1\Delta$ de leur valeur nominale. Les valeurs de M_C , σ_C , ΔM_C et $\Delta \sigma_C$ sont données dans les Tables 5.3 et 5.4. La déviation à la valeur nominale est alors prise comme erreur systématique.

Le détail des erreurs systématiques calculées dans chacun des taux de branchement mesurés pourra être trouvé dans l'Annexe G.

Les B chargés

La Table 5.12 donne les nombres d'événements et les taux de branchement des mésons B^+ en hadrons charmés corrélés. La Table 5.13 donne les quantités équivalentes permettant de mesurer les taux de branchement des mésons B^+ en hadrons charmés anti-corrélés. Les différents nombres disponibles dans ces tables sont définis dans le paragraphe 5.3.1.

Notons ici que le taux de branchement $B^+ \rightarrow D_s^- X$ est mesuré pour la première fois de façon significative dans le mode $D_s^- \rightarrow \phi\pi^-$ (Table 5.12). Étant donné les nombres d'événements très faibles, dans le cas de la production de D_s corrélés, l'hypothèse de variables aléatoires gaussiennes supposée dans le calcul de la moyenne n'est pas vérifiée, cette moyenne sera calculée à nouveau dans la suite avec une méthode plus adaptée.

⁴Rappelons ici que le B_{reco} complètement reconstruit est supposé du type \bar{B} , ce qui permet dans la partie **reco** la distinction entre quarks charmés et quarks anti-charmés.

Mode	$N_{X_c^-}^{\text{recul}}$	$N_{X_c^-}^{BG}$	N_{B+f}^{BG}	$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}X)$ (%)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	2872 ± 62	203	783	$78.5 \pm 1.8 \pm 3.1^{+1.9}_{-1.9}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	2193 ± 79	161	5794	$76.0 \pm 2.8 \pm 6.0^{+4.2}_{-3.8}$
D^0 combiné				$78.3 \pm 1.6 \pm 3.1^{+2.0}_{-1.9}$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	649 ± 44	96	1840	$10.0 \pm 0.8 \pm 0.5^{+0.8}_{-0.7}$
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	26 ± 7	5	38	$2.2 \pm 0.7 \pm 0.2^{+0.8}_{-0.5}$
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	13 ± 7	0	57	$1.6 \pm 0.9 \pm 0.1^{+0.6}_{-0.4}$
$D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$	-2 ± 4	5	31	$-0.2 \pm 0.6 \pm 0.0^{+0.0}_{-0.0}$
D_s combiné				$1.1 \pm 0.4 \pm 0.1^{+0.4}_{-0.2}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	75 ± 13	3	148	$2.8 \pm 0.5 \pm 0.3^{+1.1}_{-0.6}$

TAB. 5.12: Production de charme corrélé dans les B chargés (données).

Mode	$N_{X_c^+}^{\text{recul}}$	$N_{X_c^+}^{BG}$	N_{B+f}^{BG}	$\mathcal{B}(B \rightarrow CX)$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	336 ± 26	60	352	$8.4 \pm 0.7 \pm 0.4^{+0.2}_{-0.2}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	267 ± 41	36	2362	$8.5 \pm 1.4 \pm 0.8^{+0.5}_{-0.5}$
D^0 combiné				$8.4 \pm 0.6 \pm 0.4^{+0.3}_{-0.2}$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	172 ± 30	48	1115	$2.6 \pm 0.5 \pm 0.2^{+0.2}_{-0.2}$
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	123 ± 14	8	56	$10.7 \pm 1.2 \pm 0.7^{+3.7}_{-2.2}$
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	101 ± 13	7	87	$12.7 \pm 1.7 \pm 1.3^{+4.7}_{-2.9}$
$D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$	65 ± 12	3	100	$8.8 \pm 1.7 \pm 0.5^{+3.5}_{-2.2}$
D_s combiné				$10.6 \pm 0.9 \pm 0.5^{+3.7}_{-2.3}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	56 ± 12	3	112	$2.1 \pm 0.5 \pm 0.2^{+0.8}_{-0.5}$

TAB. 5.13: Production de charme anti-corrélé dans les B chargés (données).

Les Figures 5.6 à 5.12 montrent les signaux de hadrons charmés de tous les modes étudiés reconstruits dans l'échantillon tag_ **VeryLoose**.

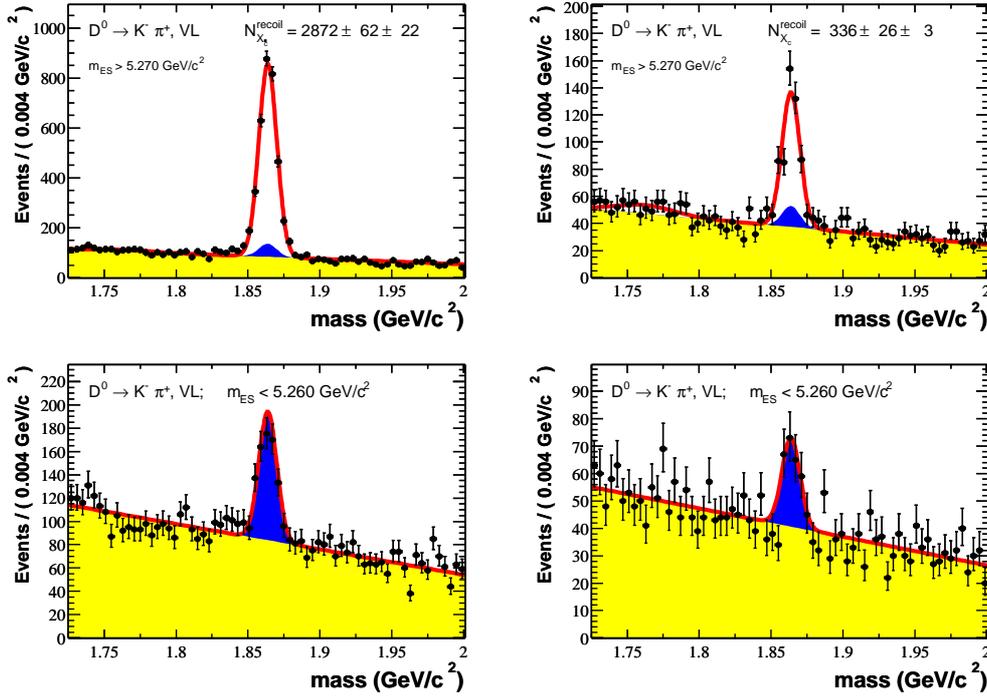


FIG. 5.6: Distribution en masse de l'état final $K^+\pi^-$ à gauche et $K^-\pi^+$ à droite (B chargés).

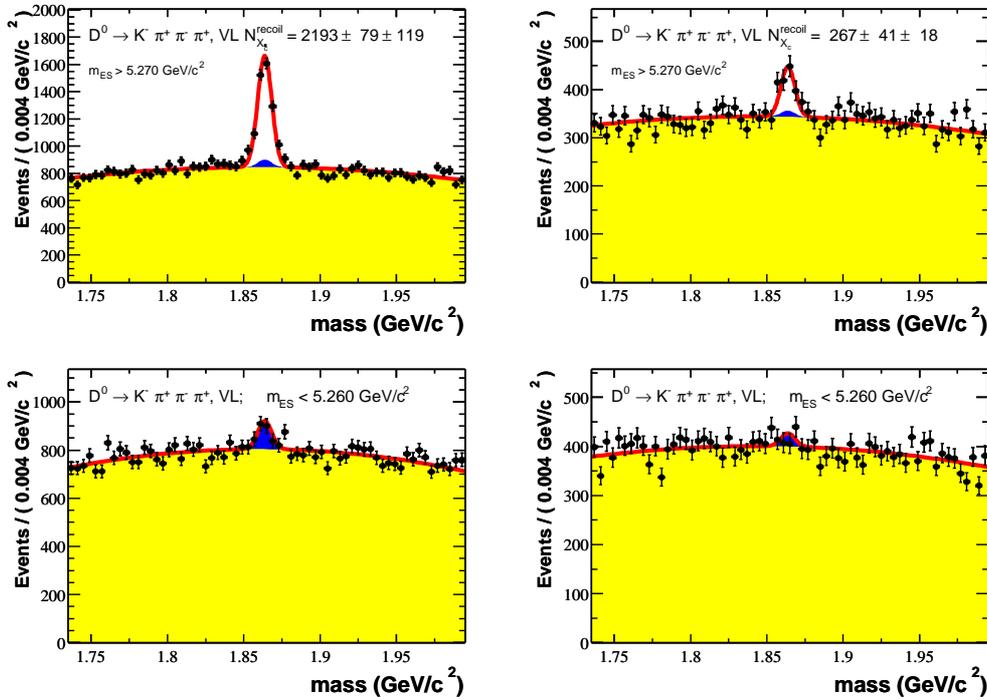


FIG. 5.7: Distribution en masse de l'état final $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ à gauche et $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ à droite (B chargés).

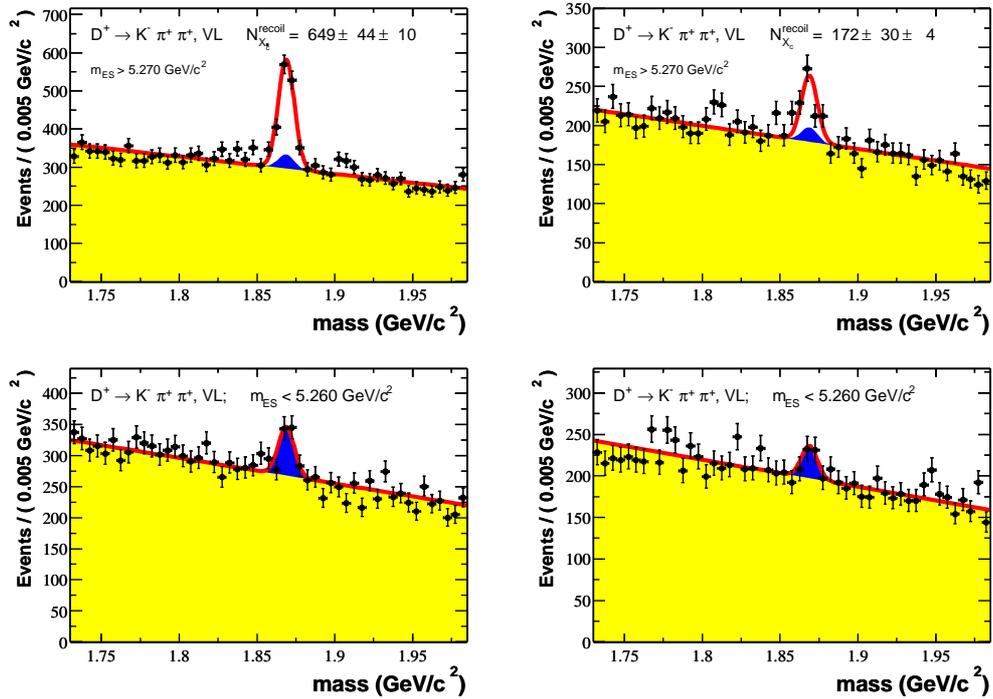


FIG. 5.8: Distribution en masse de l'état final $K^+\pi^-\pi^-$ à gauche et $K^-\pi^+\pi^+$ à droite (B chargés).

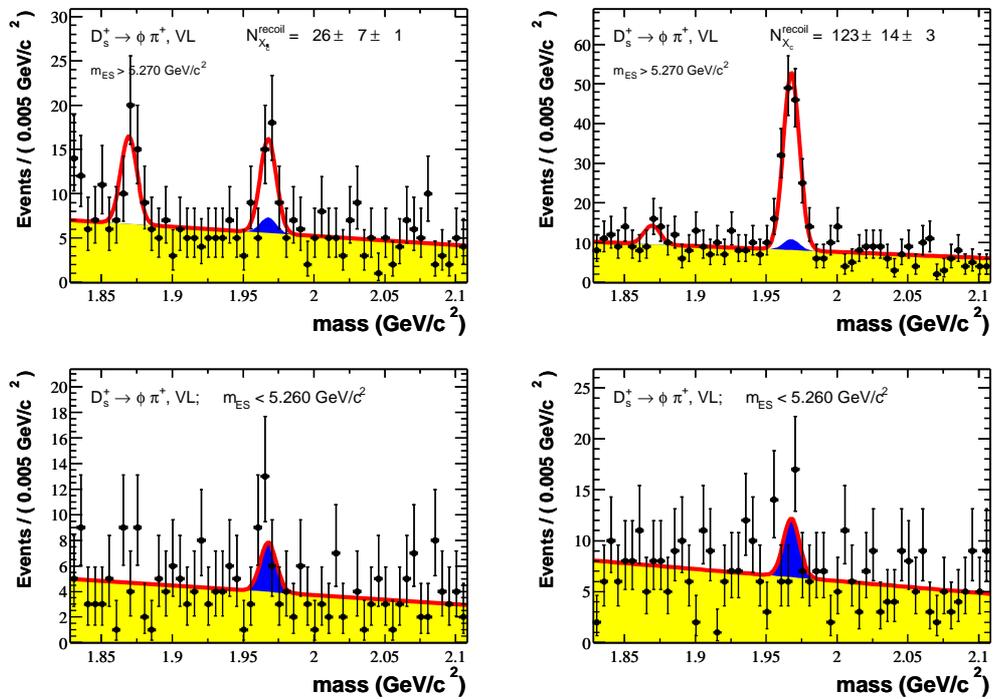


FIG. 5.9: Distribution en masse de l'état final $\phi\pi^-$ à gauche et $\phi\pi^+$ à droite (B chargés).

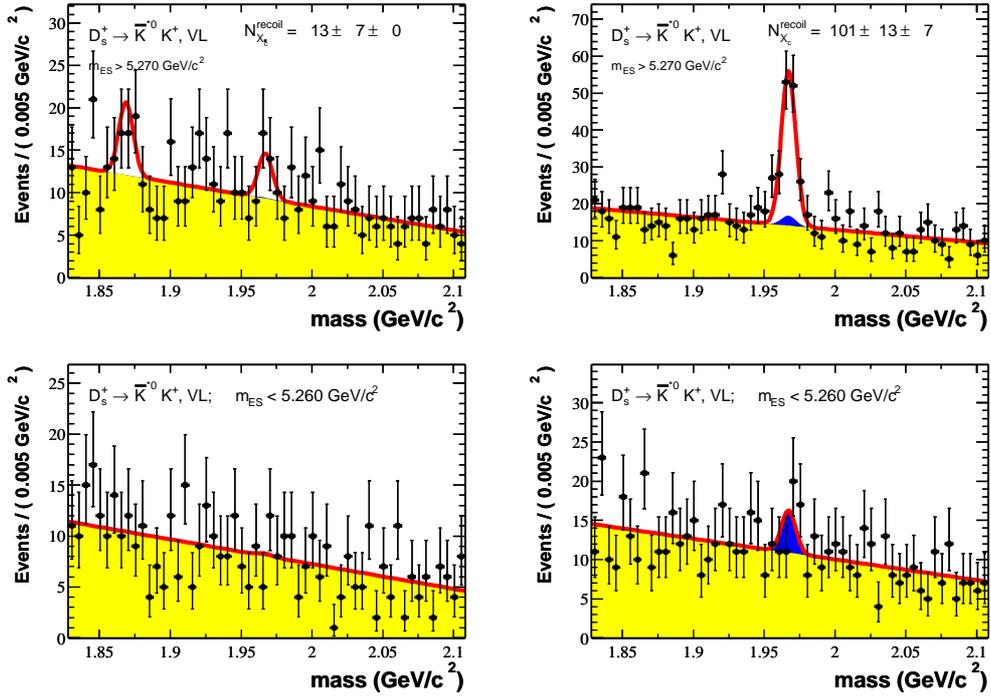


FIG. 5.10: Distribution en masse de l'état final $K^{*0}K^-$ à gauche et $\bar{K}^{*0}K^+$ à droite (B chargés).

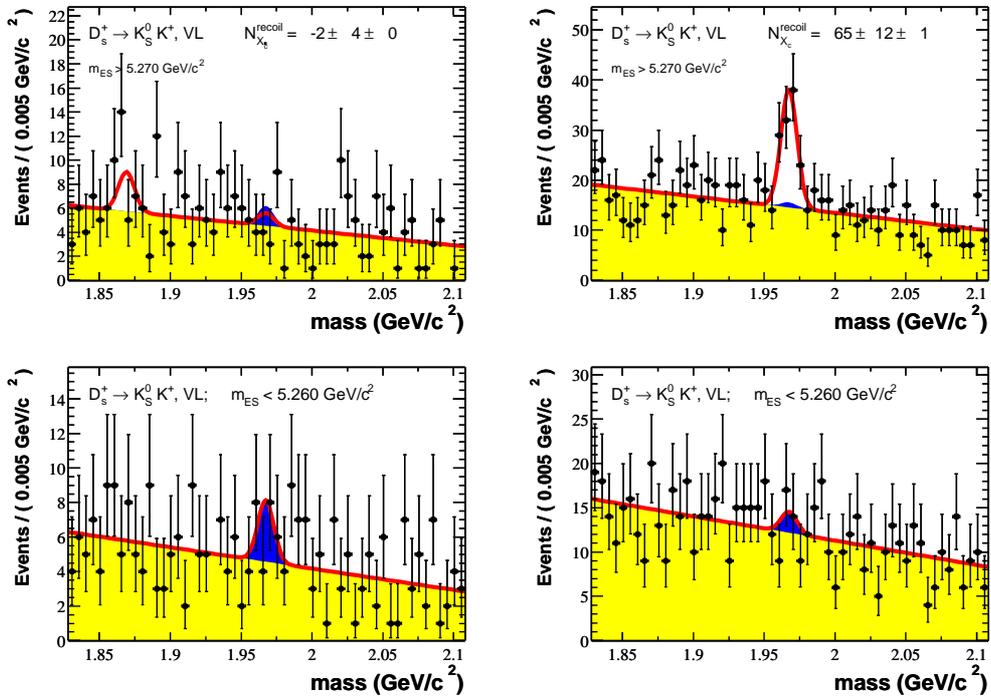


FIG. 5.11: Distribution en masse de l'état final $K_s^0 K^-$ à gauche et $K_s^0 K^+$ à droite (B chargés).

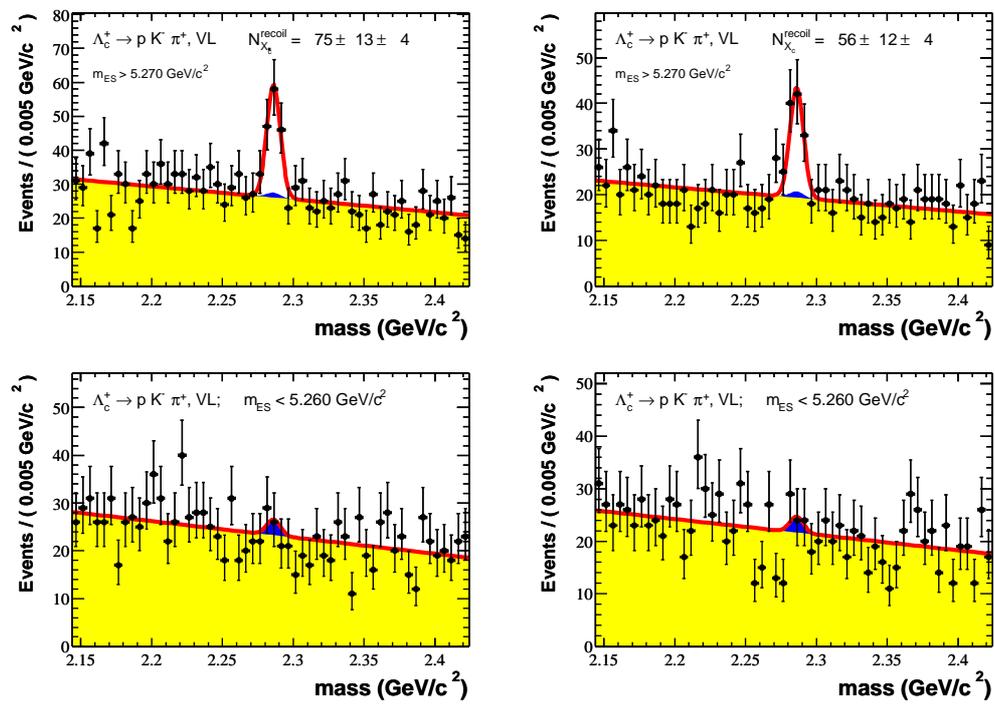


FIG. 5.12: Distribution en masse de l'état final $\bar{p}K^+\pi^-$ à gauche et $pK^-\pi^+$ à droite (B chargés).

Les B neutres

Les Tables 5.14 et 5.3.2 donnent les nombres d'événements et les taux de branchement des mésons B^0 en hadrons corrélés et anti-corrélés. Les différents nombres disponibles dans ces tables sont définis dans le paragraphe 5.3.1.

Mode	$N_{X\bar{c}}^{\text{recul}}$	$N_{X\bar{c}}^{BG}$	N_{B+f}^{BG}	$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}X)$ (%)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	850 ± 34	54	316	$46.6 \pm 2.2 \pm 1.7_{-1.1}^{+1.2}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	690 ± 49	42	2497	$49.1 \pm 4.0 \pm 4.1_{-2.6}^{+2.8}$
D^0 combiné				$47.0 \pm 2.0 \pm 1.7_{-1.2}^{+1.3}$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	1017 ± 42	30	990	$37.0 \pm 1.7 \pm 1.5_{-2.3}^{+2.6}$
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	31 ± 7	2	20	$3.1 \pm 1.5 \pm 0.3_{-0.6}^{+1.0}$
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	14 ± 6	-1	29	$0.4 \pm 1.8 \pm 0.4_{-0.1}^{+0.1}$
$D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+$	14 ± 6	2	24	$1.1 \pm 2.0 \pm 0.2_{-0.3}^{+0.4}$
D_s combiné				$1.8 \pm 1.0 \pm 0.2_{-0.4}^{+0.6}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	64 ± 11	2	72	$5.1 \pm 1.0 \pm 0.5_{-1.1}^{+1.8}$

TAB. 5.14: Production de charme corrélé dans les B neutres (données).

Mode	$N_{X_c}^{\text{recul}}$	$N_{X_c}^{BG}$	N_{B+f}^{BG}	$\mathcal{B}(B \rightarrow CX)$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	333 ± 22	15	164	$9.0 \pm 1.6 \pm 0.4_{-0.2}^{+0.2}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	218 ± 32	26	1218	$5.0 \pm 2.8 \pm 1.3_{-0.2}^{+0.3}$
D^0 combiné				$8.3 \pm 1.4 \pm 0.5_{-0.2}^{+0.2}$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	292 ± 25	9	456	$2.3 \pm 1.2 \pm 0.3_{-0.1}^{+0.2}$
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	74 ± 10	1	26	$13.5 \pm 2.1 \pm 0.8_{-2.8}^{+4.6}$
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	55 ± 9	0	38	$15.1 \pm 2.8 \pm 1.5_{-3.4}^{+5.5}$
$D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+$	46 ± 9	-0	38	$13.4 \pm 2.9 \pm 0.7_{-3.3}^{+5.3}$
D_s combiné				$13.9 \pm 1.6 \pm 0.6_{-2.9}^{+4.8}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	34 ± 8	3	44	$1.7 \pm 0.9 \pm 0.2_{-0.4}^{+0.6}$

TAB. 5.15: Production de charme anti-corrélé dans les B neutres (données).

Pour les B^0 , plusieurs modes ne sont pas significatifs et des limites supérieures seront données dans la suite.

Les Figures 5.13 à 5.19 montrent les signaux de hadrons charmés de tous les modes étudiés reconstruits dans l'échantillon tag₀ ■ Loose■.

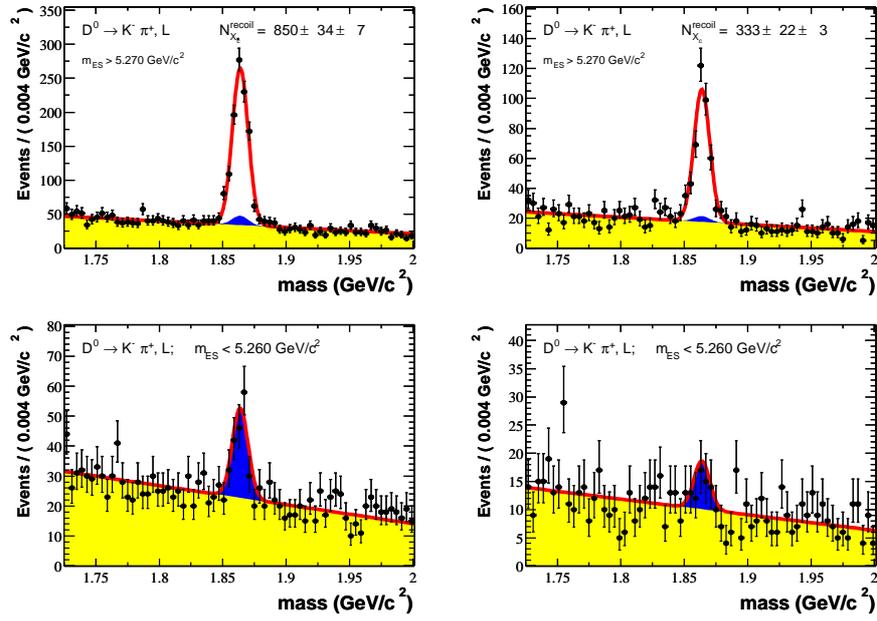


FIG. 5.13: Distribution en masse de l'état final $K^+\pi^-$ à gauche et $K^-\pi^+$ à droite (B neutres).

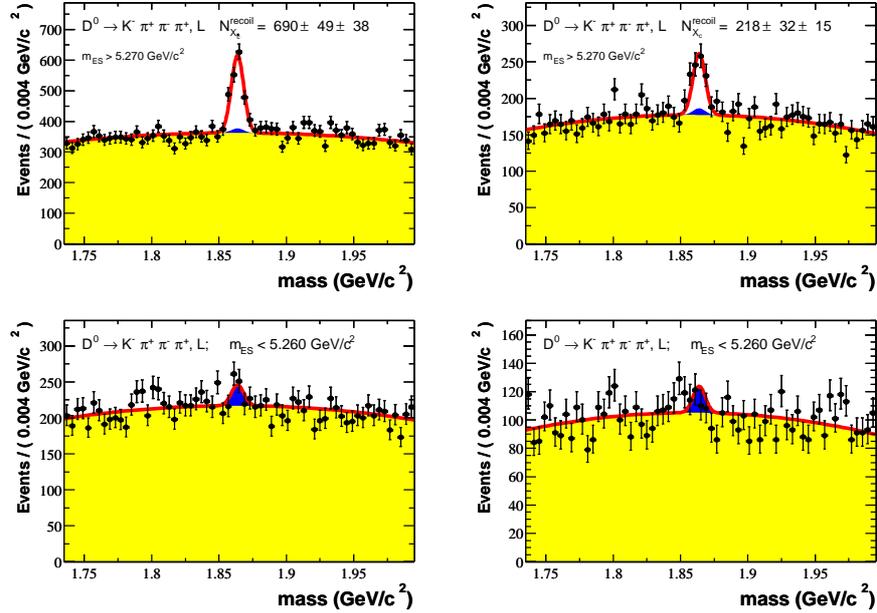


FIG. 5.14: Distribution en masse de l'état final $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ à gauche et $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ à droite (B neutres).

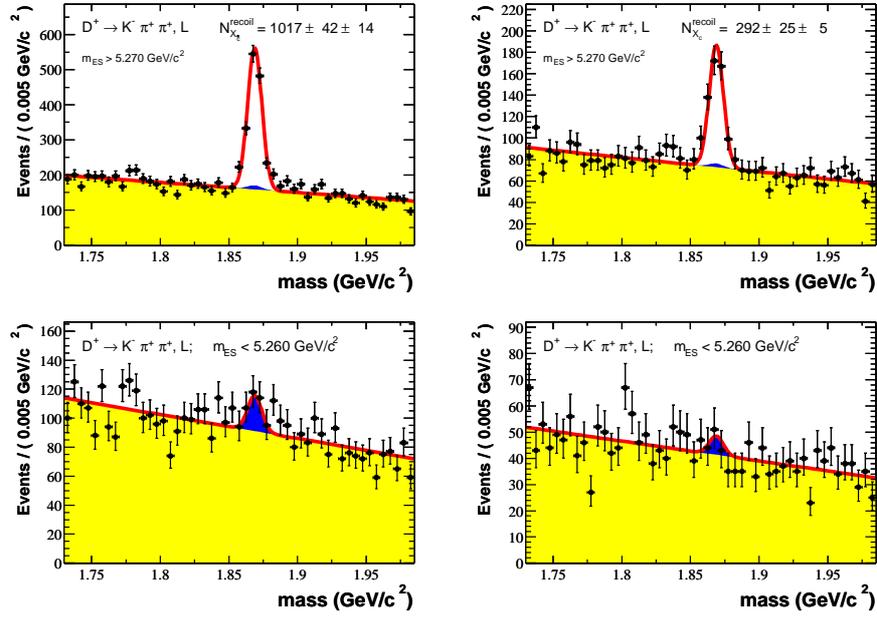


FIG. 5.15: Distribution en masse de l'état final $K^+ \pi^- \pi^-$ à gauche et $K^- \pi^+ \pi^+$ à droite (B neutres).

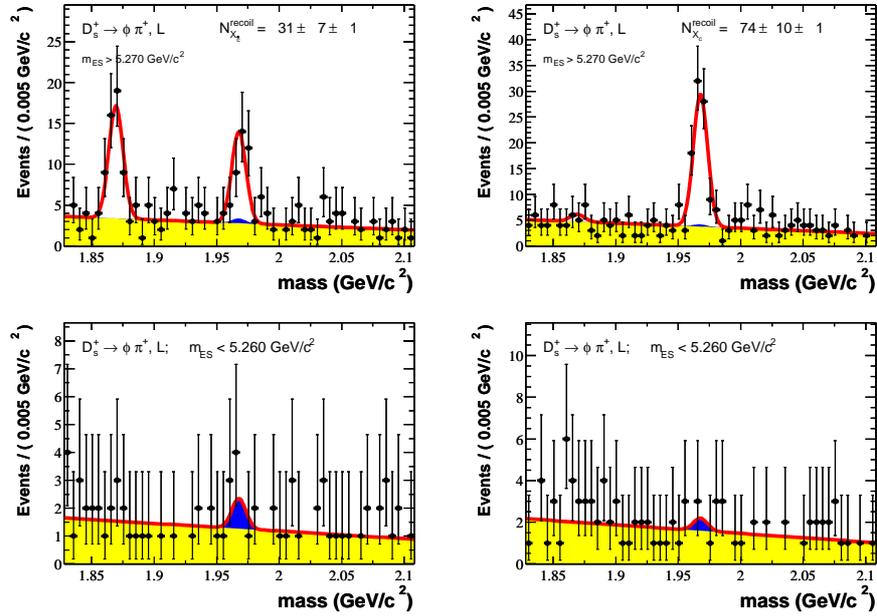


FIG. 5.16: Distribution en masse de l'état final $\phi \pi^-$ à gauche et $\phi \pi^+$ à droite (B neutres).

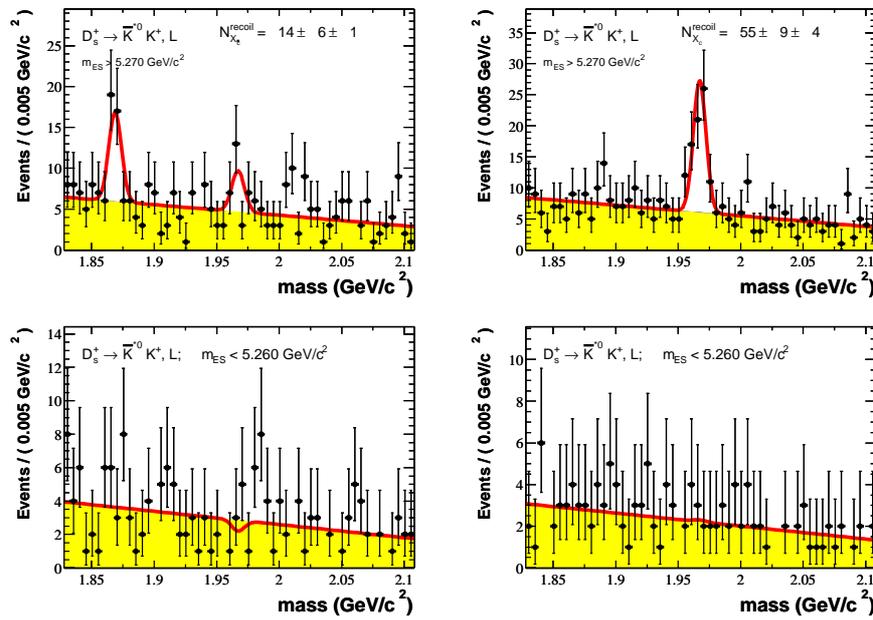


FIG. 5.17: Distribution en masse de l'état final $K^{*0}K^-$ à gauche et $\bar{K}^{*0}K^+$ à droite (B neutres).

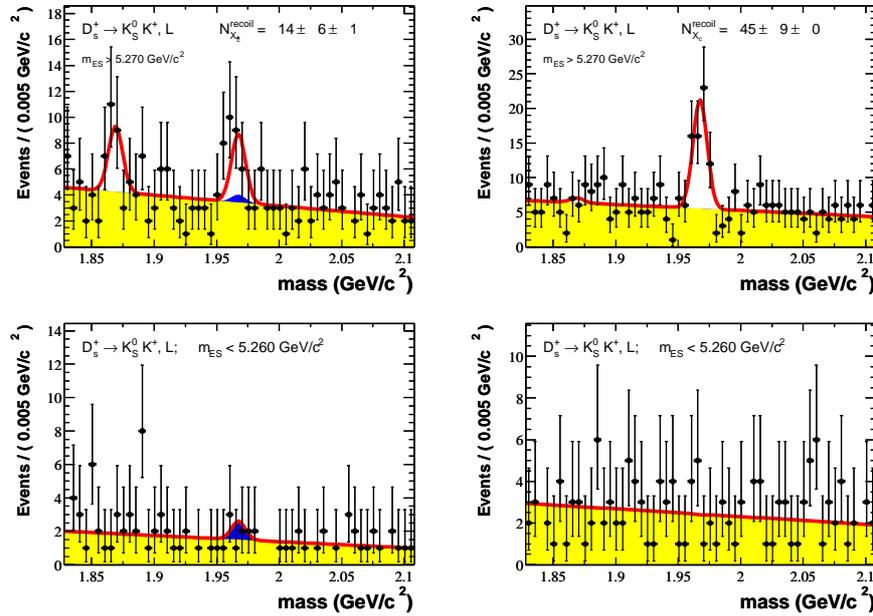


FIG. 5.18: Distribution en masse de l'état final $K_s^0 K^-$ à gauche et $K_s^0 K^+$ à droite (B neutres).

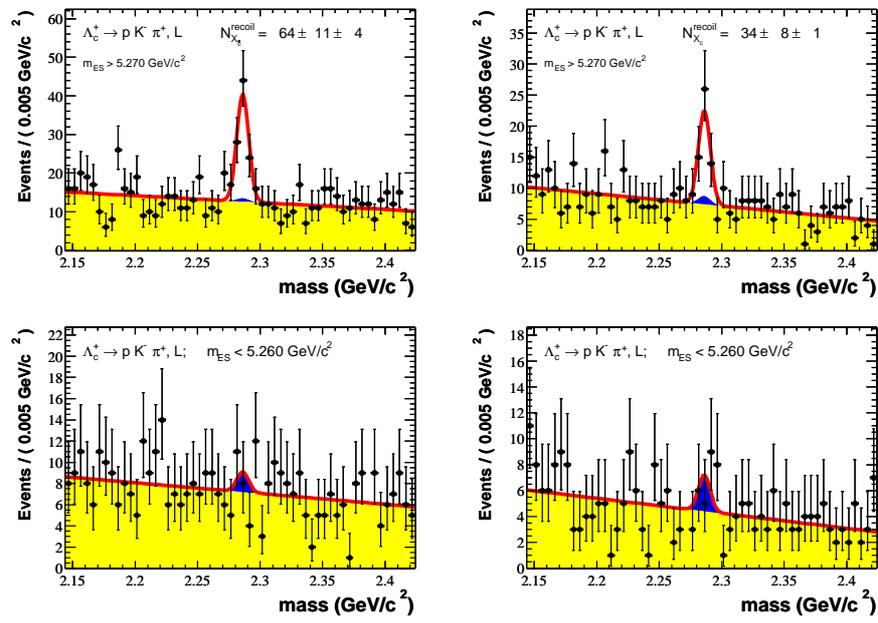


FIG. 5.19: Distribution en masse de l'état final $\bar{p}K^+\pi^-$ à gauche et $pK^-\pi^+$ à droite (B neutres).

5.3.3 Nombres moyens de quarks charmés émis dans les désintégrations des mésons B

Les résultats finaux sont donnés dans ce paragraphe en utilisant l'hypothèse : $\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{\Xi}_c X) = \mathcal{B}(B \rightarrow \Lambda_c^+ X)$, approximation validée dans l'Annexe F où il est montré que le taux de branchement $B \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K$ est négligeable, la discussion menée dans la section 1.2.5.2 permet de conclure.

Les Tables 5.16 et 5.17 résument la production inclusive de quarks charmés dans les désintégrations des mésons B^+ et B^0 . Pour la première fois, les contributions ont été séparées, sans faire appel à aucune hypothèse extérieure, à la fois en charme corrélé et anti-corrélé mais également pour les B^0 et pour les B^+ . Lorsque la statistique est faible (D_s corrélés, D^+ et Λ_c anti-corrélés dans les B^0), les chiffres peuvent être différents (erreurs statistiques et/ou valeurs centrales) de celles des Tables 5.12, 5.13, 5.14 et 5.3.2 car dans ce cas il faut utiliser une statistique poissonnienne. Ces valeurs sont alors toutes calculées dans l'Annexe H.

Les nombres moyens de quarks charmés produits dans les désintégrations des mésons B^+ (n_c^+) et B^0 (n_c^0) sont alors :

$$n_c^+ = N_c^+ + N_{\bar{c}}^+ = 1.230 \pm 0.024 \pm 0.046_{-0.037}^{+0.052} \quad (5.9)$$

$$n_c^0 = N_c^0 + N_{\bar{c}}^0 = 1.234 \pm 0.041 \pm 0.043_{-0.046}^{+0.067} \quad (5.10)$$

5.3.3.1 La proportion de charme anti-corrélé w_C

Une autre quantité intéressante est la proportion de particules anti-corrélées par rapport à la production totale pour un certain type de particule C . Elle est notée w_C et est définie par :

$$w_C = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow CX)}{\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}X) + \mathcal{B}(B \rightarrow CX)} \quad (5.11)$$

Dans le rapport des taux de branchement, un certain nombre d'erreurs systématiques se compensent. Les seules erreurs à prendre en compte sont les incertitudes sur g_- , g_0 , et χ_d , la dernière pouvant être omise pour les B chargés puisqu'elle est négligeable dans ce cas. La Table 5.18 donne les valeurs de w_C pour les B^+ et pour les B^0 , les limites, calculées dans l'Annexe H, sont données pour un niveau de confiance de 90 %. La valeur w_C^+ est calculée pour les désintégrations des B^+ et w_C^0 pour les désintégrations des B neutres.

5.3.4 Discussion théorique

Ces deux résultats (n_c^+ et n_c^0) sont en très bon accord entre eux, avec les prédictions théoriques et les résultats des expériences précédentes (voir la section 1.2.4). Les résultats sont illustrés graphiquement sur la Figure 5.20, le losange représente les prédictions théoriques et les points les deux mesures obtenues ici (B chargés et B neutres), le branchement semi-leptonique utilisé est la moyenne mondiale (cf. [12]). Il semble que les données expérimentales privilégient une échelle de renormalisation faible de l'ordre de $\mu/m_b \sim 0.5$ et

Désintégrations C	Corrélées $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{C}X)$ (%)	Anti-corrélées $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow CX)$ (%)
D^0	$78.3 \pm 1.6 \pm 3.1 \pm_{-1.9}^{+2.0}$	$8.4 \pm 0.6 \pm 0.4 \pm_{-0.2}^{+0.3}$
D^+	$10.0 \pm 0.8 \pm 0.5 \pm_{-0.7}^{+0.8}$	$2.6 \pm 0.5 \pm 0.2 \pm 0.2$
D_s^+	$1.4 \pm_{-0.5}^{+0.6} \pm 0.1 \pm_{-0.3}^{+0.5}$	$10.6 \pm 0.9 \pm 0.5 \pm_{-2.3}^{+3.7}$
A_c^+	$2.8 \pm 0.5 \pm 0.3 \pm_{-0.6}^{+1.1}$	$2.1 \pm 0.5 \pm 0.2 \pm_{-0.5}^{+0.8}$
Ξ_c	$2.1 \pm 0.5 \pm 0.2 \pm_{-0.5}^{+0.8}$	négligée
charmonium	2.3 ± 0.3	2.3 ± 0.3
$N_{\bar{c}(c)}^+$	$97.0 \pm 2.0 \pm 3.7 \pm_{-2.2}^{+2.6}$	$26.2 \pm 1.3 \pm 1.0 \pm_{-2.3}^{+3.8}$

 TAB. 5.16: Rapports d'embranchement et mesure de N_c^+ et N_c^+ à partir de l'échantillon tag_ ■VeryLoose■.

Désintégrations C	Corrélées $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{C}X)$ (%)	Anti-corrélées $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow CX)$ (%)
D^0	$47.0 \pm 2.0 \pm 1.7 \pm_{-1.2}^{+1.3}$	$8.3 \pm 1.4 \pm 0.5 \pm 0.2$
D^+	$37.0 \pm 1.7 \pm 1.5 \pm_{-2.3}^{+2.6}$	$2.3 \pm 1.2 \pm 0.3 \pm_{-0.1}^{+0.2}$ < 3.9 %
D_s^+	$1.9 \pm_{-1.0}^{+1.1} \pm 0.2 \pm_{-0.4}^{+0.6}$ < 3.6 %	$13.9 \pm 1.6 \pm 0.6 \pm_{-2.9}^{+4.8}$
A_c^+	$5.1 \pm 1.0 \pm 0.5 \pm_{-1.1}^{+1.8}$	$1.7 \pm 0.9 \pm 0.2 \pm_{-0.4}^{+0.6}$ < 3.1 %
Ξ_c	$1.7 \pm 0.9 \pm 0.2 \pm_{-0.4}^{+0.6}$	négligée
charmonium	2.3 ± 0.3	2.3 ± 0.3
$N_{\bar{c}(c)}^0$	$95.0 \pm 3.1 \pm 3.5 \pm_{-2.9}^{+3.5}$	$28.5 \pm 2.6 \pm 1.1 \pm_{-3.0}^{+4.8}$

 TAB. 5.17: Rapports d'embranchement et mesure de N_c^0 et N_c^0 à partir de l'échantillon tag_0 ■Loose■.

C	w_C^+ en (%)	w_C^0 en (%)
D^0	$9.7 \pm 0.7 \pm 0.1$	$15.0 \pm 2.2 \pm 0.6$
D^+	$20.8 \pm 3.5 \pm 0.0$	$5.8 \pm 2.9 \pm 0.6$ < 9.8 %
D_s	$88.5 \pm 3.8 \pm 0.2$	$88.0 \pm 6.7 \pm 0.5$ > 79.1 %
A_c	$43.1 \pm 7.1 \pm 0.1$	$24.8 \pm_{-12.1}^{+11.9} \pm 0.3$ < 40.3 %

 TAB. 5.18: Valeur de w_C dans les désintégrations des B chargés à gauche et des B neutres à droite

confortent la valeur du rapport m_c/m_b utilisée dans HQET $m_c/m_b \approx 0.29$ (la section 1.2.4 montre comment ces grandeurs sont reliées aux grandeurs à \mathcal{B}_{sl} et n_c). Cette analyse éclaircit ainsi la situation de la production de quarks charmés dans les désintégrations des mésons B .

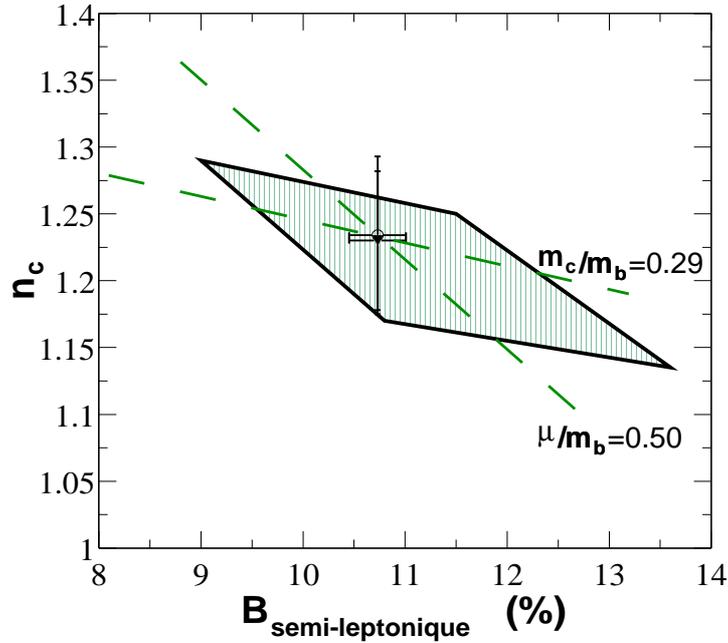


FIG. 5.20: Prédiction théorique (losange) et mesures obtenues dans ce travail pour la valeur de n_c . Les deux points représentent les deux valeurs mesurées, dans les désintégrations des B chargés et dans les désintégrations des B^0 , les barres d'erreurs ne prennent pas en compte l'erreur sur les taux de branchement.

Le nombre de quarks charmés corrélés mesuré est 0.97 ± 0.05 dans les B^+ et 0.95 ± 0.06 dans les B^0 . Ces deux résultats sont compatibles entre eux et il est intéressant de les comparer à la prédiction théorique de $N_c = 0.974 \pm 0.009$ dont l'erreur est très faible contrairement à celle sur n_c . Là encore, l'expérience est en accord avec la théorie.

5.3.5 Comparaisons expérimentales

La production de charme corrélé est dominée par les mésons D ($D^0 + D^+$ qui doivent être sommés car les D^{*+} se désintègrent majoritairement en D^0). Elle représente $88.3 \pm 1.8 \pm 3.9$ % des désintégrations des B^+ et $84 \pm 2.6 \pm 4.0$ % de celles des B^0 , ces deux valeurs sont compatibles et légèrement plus élevées que la moyenne actuelle mesurée par l'expérience CLEO (section 1.2.4) : 80.0 ± 3.9 .

Il en va de même pour la production de D anti-corrélés plus élevée dans cette analyse, en moyenne : $10.8 \pm 1.0 \pm 0.7 \%$, que celle obtenue en utilisant les différentes mesures actuelles (section 1.2.4) : $6.6 \pm 1.7 \%$. Elle est, par contre, en excellent accord avec la mesure récente de la collaboration DELPHI [89] : $\mathcal{B}(\bar{b} \rightarrow D^0 X) + \mathcal{B}(\bar{b} \rightarrow D^+ X) = 9.3 \pm 2.2 \%$.

La production de D_s corrélés est observée pour la première fois dans les désintégrations des mésons B chargés. La production inclusive de D_s peut être comparée à la production inclusive totale de D_s mesurée par les expériences CLEO [32] : $\mathcal{B}(B \rightarrow D_s^\pm X) = 11.7 \pm 0.9 \pm 2.9 \%$ ou BABAR [31] : $\mathcal{B}(B \rightarrow D_s^\pm X) = 10.9 \pm 0.6 \pm 2.7 \%$. Elle est en bon accord bien qu'un peu plus élevée dans les désintégrations des B^0 . La collaboration DELPHI a également donné un chiffre récent pour la production inclusive de D_s anti-corrélés [89] : $BR(\bar{b} \rightarrow D_s^+ X) = 10.1 \pm 1.0 \pm 2.9 \%$, en accord avec la production mesurée dans les mésons B .

La production totale de baryons Λ_c semble en bon accord avec la valeur actuelle : $\mathcal{B}(B \rightarrow \Lambda_c^+ / \bar{\Lambda}_c^- X) = 5.5 \pm 2.0 \%$ [33]. Néanmoins, la répartition entre Λ_c corrélés et Λ_c anti-corrélés est assez différente de celle mesurée par l'expérience CLEO [37] qui donne un pourcentage (par rapport à la production totale) de Λ_c anti-corrélé égal à :

$$w_{\Lambda_c}^{CLEO} = 13.8 \pm 9.2 \% \quad (5.12)$$

La valeur mesurée dans cette analyse (Table 5.18) est nettement supérieure en particulier dans la production issue des B chargés. Néanmoins, les barres d'erreurs sont grandes pour les deux mesures qui sont compatibles.

5.4 Impulsion des particules charmées dans le référentiel du B de recul

Dans cette section, la question du mécanisme de production des particules charmées est abordée à travers la distribution en impulsion, dans le référentiel du B émetteur, des particules charmées. Ces distributions permettent de comprendre, en partie, ce qui constitue X dans les désintégrations $\mathcal{B}(B \rightarrow CX)$ ou $\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}X)$.

La méthode d'analyse est la même que précédemment : Un méson B_{reco} est reconstruit complètement dans la *partie ■tag■*. Ceci permet de connaître le quadri-vecteur du méson B de la *partie ■recul■* par conservation de l'impulsion-énergie totale, comme présenté dans la section 3.4.1, ce méson sera désormais noté B_{recul} . Une particule charmée $X_{\bar{c}(c)}$ est ensuite reconstruite dans la *partie ■recul■*. Les quadri-vecteurs du méson B_{recul} et de $X_{\bar{c}(c)}$ étant connus, l'impulsion de la particule $X_{\bar{c}(c)}$ dans le référentiel de B_{recul} est simplement donnée par la formule du boost de Lorentz. Cette méthode permet donc non seulement de calculer les distributions séparément pour les particules corrélées et pour les particules anti-corrélées mais également de donner pour la première fois le résultat dans le référentiel du méson B_{recul} émetteur. En effet, ces distributions, pour les expériences fonctionnant à une énergie dans le centre de masse égale à la masse du $\Upsilon(4S)$, étaient données dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$, ce qui dégrade la résolution.

5.4.1 Obtention des distributions en impulsion

Soustraction de la contribution des candidats du fond combinatoire

Les événements pour lesquels $m_{ES} > 5.274 \text{ GeV}/c^2$ sont conservés, les autres sont rejetés. Cette coupure conserve environ 96 % des événements où le B est correctement reconstruit et rejette 26 % des particules charmées issues des événements de fond combinatoire dans la reconstruction des B . La contribution de ce fond piquant, à la masse de C , à la distribution totale est difficile à évaluer, c'est pourquoi il est important de diminuer le nombre de ces particules au maximum. Dans les événements restants, les candidats $X_{\bar{c}(c)}$ sont séparés en trois catégories notées W_{low} , W_{high} et W_{on} définies par :

$$\begin{aligned} W_{low} &= \left| m_{X_{\bar{c}(c)}} - (M_C - 10 \sigma_C) \right| < 6 \sigma_C \\ W_{on} &= \left| m_{X_{\bar{c}(c)}} - (M_C) \right| < 2 \sigma_C \\ W_{high} &= \left| m_{X_{\bar{c}(c)}} - (M_C + 10 \sigma_C) \right| < 6 \sigma_C \end{aligned}$$

où M_C et σ_C sont respectivement la masse centrale et la largeur de la gaussienne ρ_S utilisée pour ajuster la distribution $m_{X_{\bar{c}(c)}}$. Ces différentes régions peuvent être visualisées sur la Figure 5.21 dans le cas des désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

La catégorie W_{on} regroupe les particules C issues réellement de la désintégration d'un B , les particules C issues du fond combinatoire dans la reconstruction du méson B_{reco} et enfin le fond combinatoire. Les distributions des impulsions des candidats $X_{\bar{c}(c)}$ sont

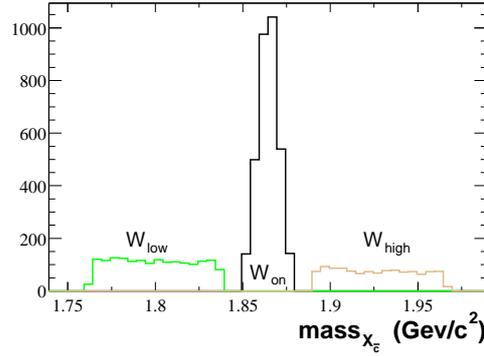


FIG. 5.21: Définition des différentes catégories de candidats $X_{\bar{c}(c)}$: W_{low} , W_{on} et W_{high} dans le cas particulier où $X_c \equiv K^- \pi^+$ (désintégration des D^0)

réalisées pour les trois catégories en donnant à chaque candidat le poids w_{evt} défini par l'Équation 4.5 qui permet de prendre en compte la variation de l'efficacité en fonction de l'impulsion. La contribution des événements de fond combinatoire (en masse $m_{X_{\bar{c}(c)}}$) à la distribution des candidats de la catégorie W_{on} est calculée à partir des deux catégories W_{low} et W_{high} de la façon suivante.

Soit un certain intervalle en impulsion, dans lequel on compte N_{on} candidats dans W_{on} , N_{low} candidats dans W_{low} et N_{high} candidats dans W_{high} , la moyenne (espérance statistique) du nombre de candidats N_{bkg} de fond combinatoire dans W_{on} est estimée par :

$$\overline{N_{bkg}} \equiv R_S \times \frac{N_{low} + N_{high}}{2} \quad (5.13)$$

où R_S est le rapport de la largeur de la fenêtre en masse définissant W_{on} à la largeur de la fenêtre en masse définissant W_{low} ⁵. L'erreur sur $\overline{N_{bkg}}$, notée σ_{bkg} commise dans l'estimation de $\overline{N_{bkg}}$ est induite par les fluctuations statistiques des nombres N_{low} et N_{high} , c'est-à-dire :

$$\sigma_{bkg}^2 = R_S^2 \times \frac{N_{low} + N_{high}}{4} \quad (5.14)$$

Le nombre de candidats N_{true} provenant réellement de la désintégration d'une particule C dans la catégorie N_{on} est alors donné par :

$$N_{true} = N_{on} - \overline{N_{bkg}} \quad (5.15)$$

et son erreur, σ_{true} , est la somme quadratique de la fluctuation statistique (gaussienne) sur N_{on} et de l'erreur commise sur $\overline{N_{bkg}}$

$$\sigma_{true}^2 = N_{on} + \sigma_{bkg}^2 \quad (5.16)$$

⁵Les fenêtres en masse de W_{low} et W_{high} ont la même largeur.

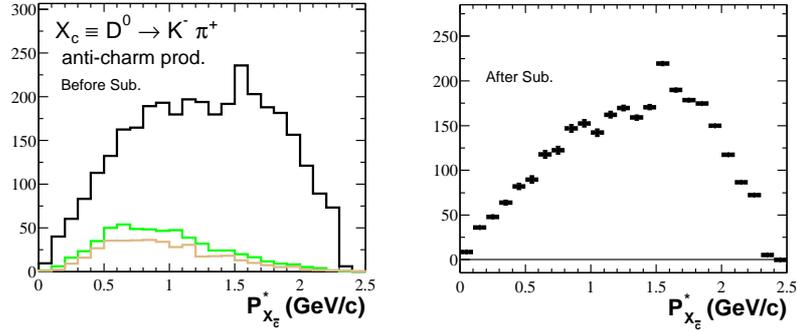


FIG. 5.22: Exemple de soustraction du fond combinatoire en masse $m_{X_{\bar{c}(c)}}$ pour les états finaux $X_{\bar{c}} \equiv K^+ \pi^-$ issus des désintégrations de mésons D^0 . La figure de gauche donne la distribution en impulsion avant soustraction (histogramme noir) et les distributions de W_{low} et W_{high} (histogrammes marron et vert respectivement) et la figure de droite la distribution obtenue après soustraction.

Ce type de soustraction est illustré sur la Figure 5.22 : à gauche la distribution en impulsion avant soustraction et les distributions en impulsion pour les candidats des catégories W_{low} et W_{high} , à droite la distribution en impulsion après soustraction. L'exemple utilisé est celui de la production de \bar{D}^0 reconstruits dans le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Les nombres N_{true} et leurs erreurs sont calculés pour chaque intervalle en impulsion. N_{true} contient tous les candidats $X_{c(\bar{c})}$ issus de particules C (\bar{C}) et donc une fraction d'entre eux provient d'événements de fond combinatoire dans la reconstruction du méson B_{reco} . L'évaluation et la soustraction de cette contribution est décrite dans le paragraphe suivant. Dans le cas des candidats provenant réellement de la désintégration d'un méson B , il est impossible de savoir s'il s'agit d'un B neutre ou d'un B chargé, la valeur de g_- ou de g_0 selon le cas est alors ajoutée en quadrature à l'erreur totale pour tenir compte de cet effet.

Soustraction de la contribution des particules charmées du fond combinatoire en masse m_{ES}

Dans le paragraphe précédent, la distribution en impulsion finale provient de deux sources : la contribution majoritaire vient des particules charmées émises dans les désintégrations des mésons B mais une deuxième contribution vient de particules charmées réelles reconstruites dans la *partie ■recul■* des événements de fond combinatoire dans la reconstruction des mésons B . Cette contribution est évaluée en appliquant la méthode décrite dans le paragraphe précédent aux événements pour lesquels $5.190 < m_{ES} < 5.260 \text{ GeV}/c^2$. Les distributions obtenues sont ensuite renormalisées pour obtenir la contribution de ce fond dans la fenêtre $m_{ES} > 5.274 \text{ GeV}/c^2$. Le facteur de renormalisation R_S dépend du paramètre ξ de la fonction Γ_{ARGUS} . Dans la méthode utilisée pour le comptage de particules charmées, ce paramètre est ajusté pour chaque mode de désintégration étudié. Ici,

le facteur de renormalisation R_S est calculé pour le paramètre ξ_0 de la fonction Γ_{ARGUS} obtenu dans l'ajustement m_{ES} des mésons B_{reco} de la *partie tag*. Pour tous les modes de désintégration, le paramètre ξ ajusté est compatible avec ce paramètre ξ_0 , l'erreur systématique sur R_S est obtenue en faisant varier ce facteur sur toute la plage des paramètres ξ ajustés. Ceci se traduit par la valeur de R_S suivante : $R_S = 0.140 \pm 0.022$.

Un exemple de cette soustraction est donnée sur la Figure 5.23 pour le mode $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ qui, à haute impulsion, présente peu d'entrées et la soustraction du fond en m_{ES} est ici particulièrement importante. Sur cette figure, l'histogramme en trait plein noir correspond à la distribution des événements provenant du fond $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ et l'histogramme hachuré vert à la distribution soustraite. L'histogramme en trait hachuré correspond à la simulation totale, une fraction des événements d'impulsion supérieure à 1.5 GeV/c provient réellement des désintégrations des mésons B . La figure de droite montre le résultat après soustraction, l'excès d'événements aux environs de 1.9 GeV/c est réduit et compatible avec zéro.

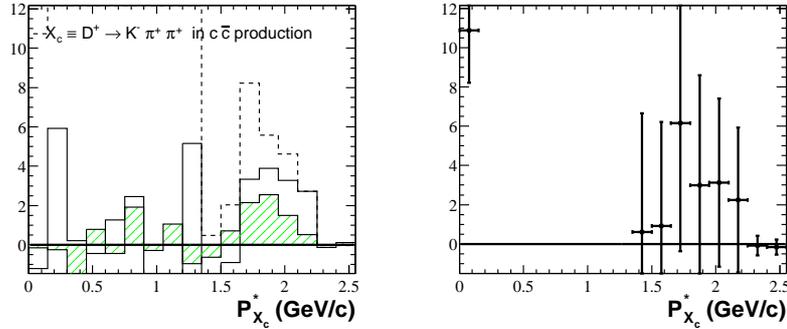


FIG. 5.23: Exemple de soustraction du fond $c\bar{c}$ à partir de la région $m_{\text{ES}} < 5.260$ GeV/ c^2 . L'histogramme en trait plein noir (resp. hachuré) représente la distribution obtenue dans la simulation $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ pour des événements tel que $m_{\text{ES}} > 5.274$ GeV/ c^2 (resp. $5.190 < m_{\text{ES}} < 5.260$ GeV/ c^2 renormalisé). L'histogramme en trait hachuré représente la simulation complète. La figure de droite donne la distribution finale après soustraction (état final $X_c \equiv K^- \pi^+ \pi^+$).

Correction de l'effet de mélange

Les distributions obtenues précédemment pour les particules anti-charmées (\bar{C}) et charmées (C) doivent être corrigées pour obtenir les distributions en impulsion des particules corrélées et anti-corrélées. Les Équations 3.15 et 3.17 sont utilisés pour corriger, canal en impulsion par canal en impulsion, les distributions des particules charmées et anti-charmées. Pratiquement, les valeurs de R_D , g_- et g_0 étant très petites, elles sont prises égales à zéro et les barres d'erreurs tiennent compte de cette approximation. Ceci revient à dire que : dans le cas des B^+ toutes les particules anti-charmées sont corrélées et toutes les particules

charmées sont anti-corrélées, dans le cas des B^0 seul l'effet de mélange est corrigé.

Distributions Monte Carlo

Afin de tester la méthode utilisée (les soustractions des fonds combinatoires et la correction de l'effet de mélange dans les B neutres), celle-ci est appliquée à la simulation Monte Carlo. Les résultats obtenus sont comparés aux distributions générées avant reconstruction. La luminosité correspond à celle des données mais les barres d'erreurs ont été normalisées à la luminosité Monte Carlo disponible. Les Figures 5.24 à 5.31 donnent les distributions reconstruites, histogrammes avec barres d'erreurs, et les distributions générées (donc avant reconstruction), histogrammes pleins. Les Figures de gauche représentent les distributions en impulsion des particules corrélées et celles de droite, les distributions en impulsion des particules anti-corrélées. On constate que la méthode fonctionne correctement, le cas de la production anti-corrélée de A_c (Figures 5.27 et 5.31 à droite) est quant à elle peu significative car elle est inexistante dans la simulation générique.

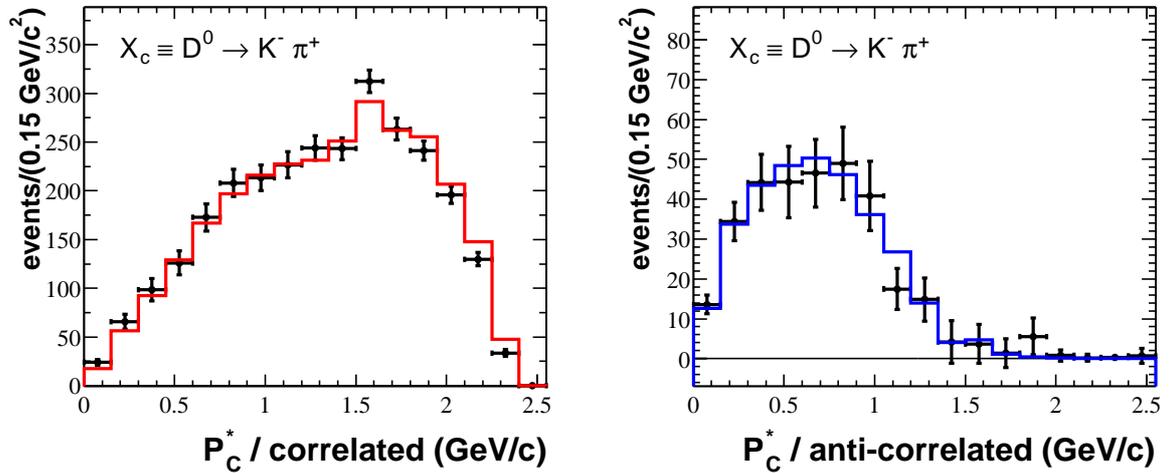


FIG. 5.24: Distributions en impulsion des mésons D^0 émis dans les désintégrations des B chargés (simulation). D^0 corrélés à gauche et anti-corrélés à droite. Les histogrammes en trait plein représentent les distributions générées.

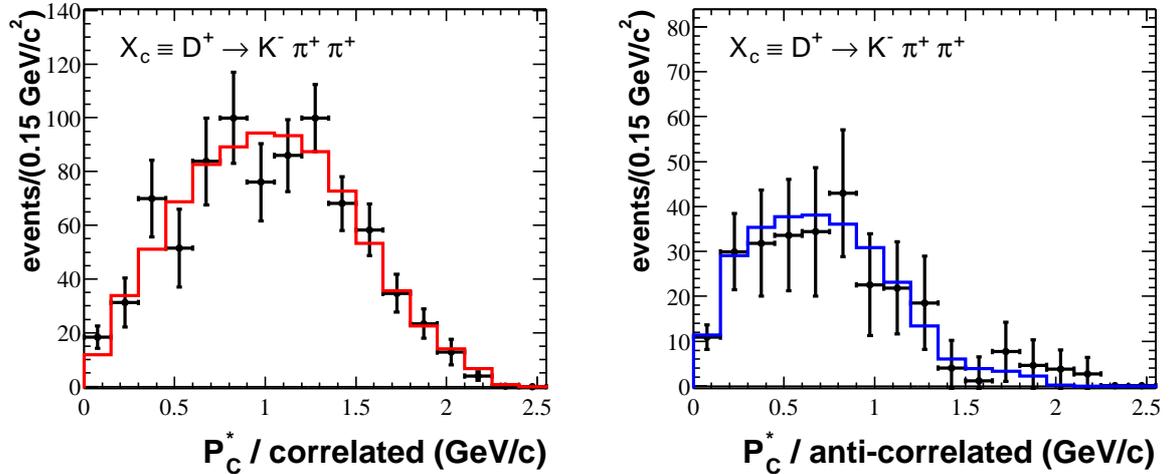


FIG. 5.25: Distributions en impulsion des mésons D^+ émis dans les désintégrations des B chargés (simulation). D^+ corrélés à gauche et anti-corrélés à droite. Les histogrammes en trait plein représentent les distributions générées.

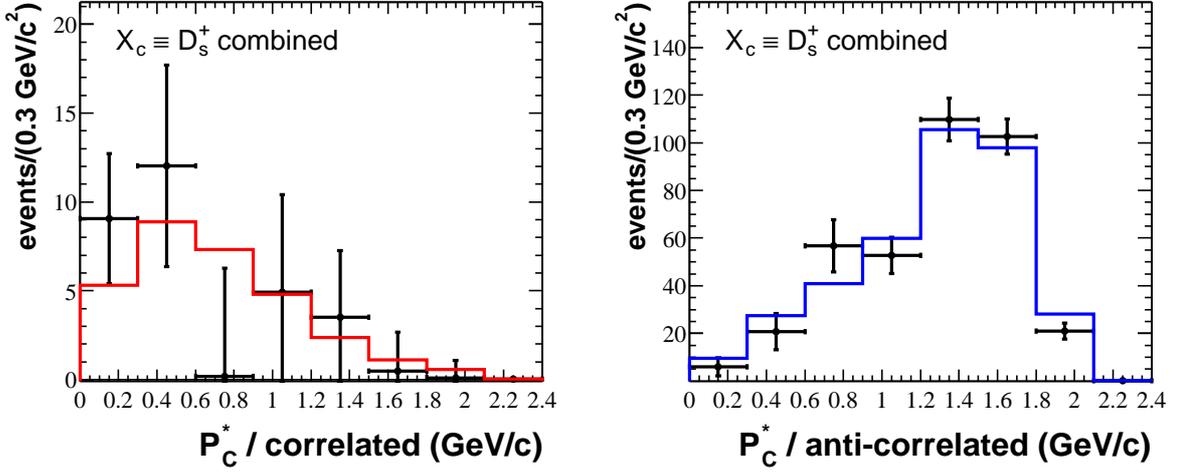


FIG. 5.26: Distributions en impulsion des mésons D_s émis dans les désintégrations des B chargés (simulation). D_s corrélés à gauche et anti-corrélés à droite. Les histogrammes en trait plein représentent les distributions générées.

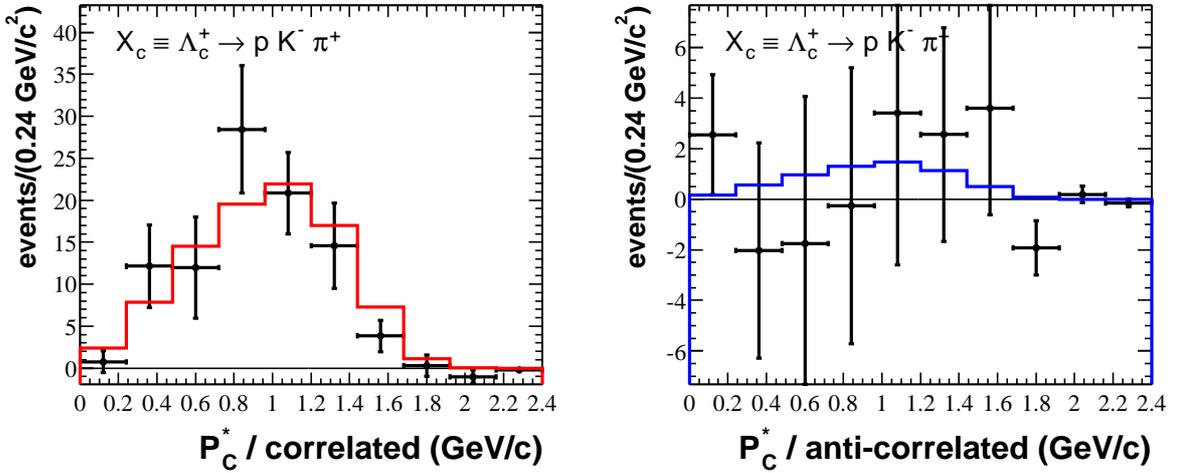


FIG. 5.27: Distributions en impulsion des mésons Λ_c émis dans les désintégrations des B chargés (simulation). Λ_c corrélés à gauche et anti-corrélés à droite. Les histogrammes en trait plein représentent les distributions générées.

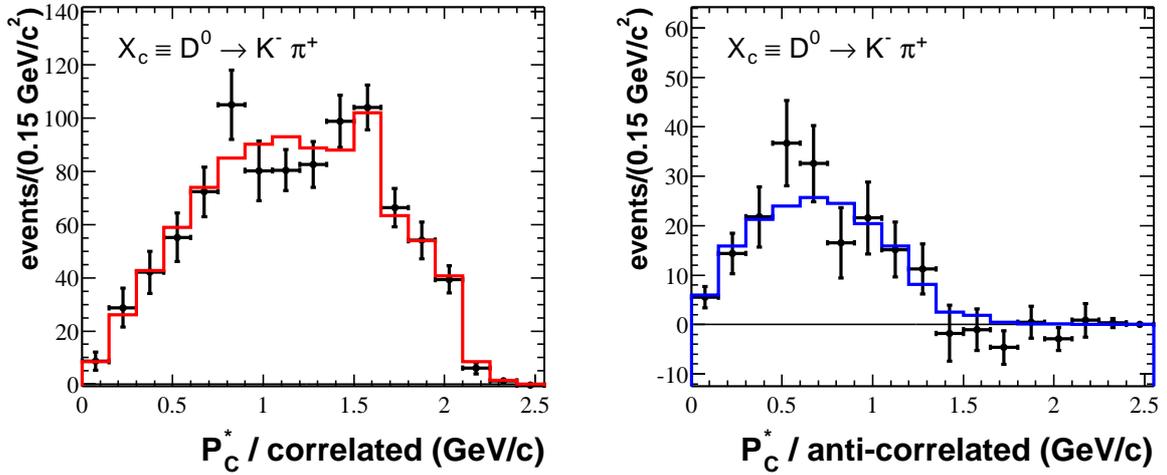


FIG. 5.28: Distribution en impulsion des mésons D^0 émis dans les désintégrations des B neutres (simulation). D^0 corrélés à gauche et anti-corrélés à droite. Les histogrammes en trait plein représentent les distributions générées.

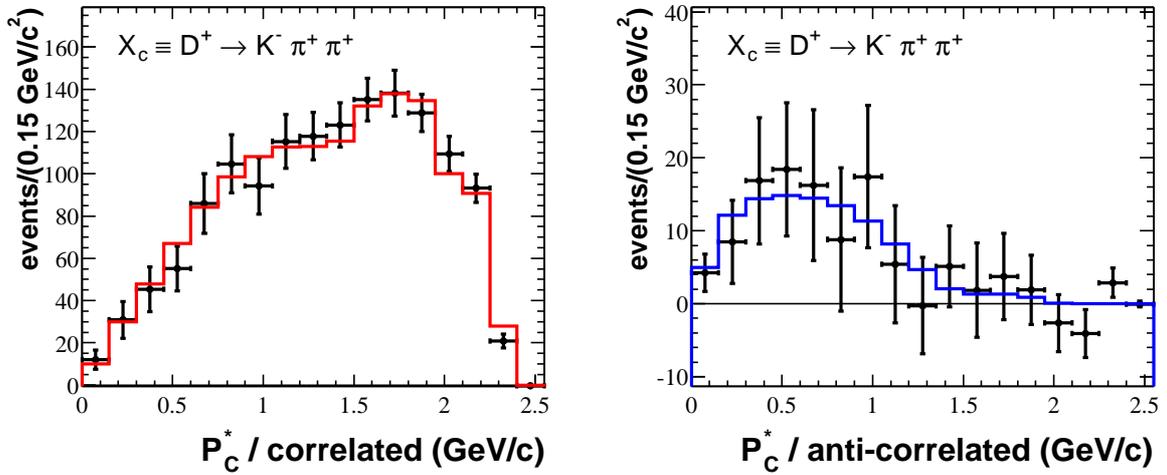


FIG. 5.29: Distributions en impulsion des mésons D^+ émis dans les désintégrations des B neutres (simulation). D^+ corrélés à gauche et anti-corrélés à droite. Les histogrammes en trait plein représentent les distributions générées.

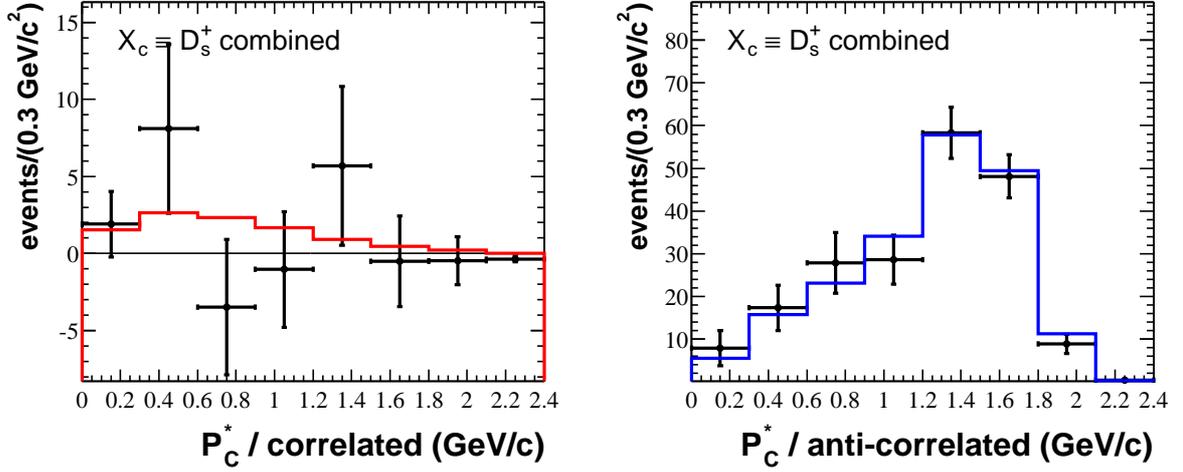


FIG. 5.30: Distributions en impulsion des mésons D_s émis dans les désintégrations des B neutres (simulation). D_s corrélés à gauche et anti-corrélés à droite. Les histogrammes en trait plein représentent les distributions générées.

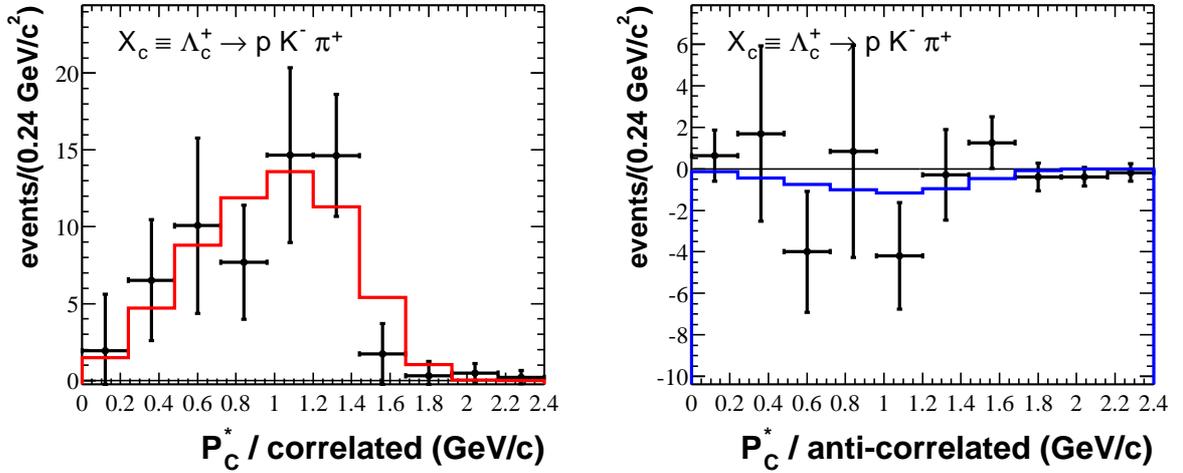


FIG. 5.31: Distributions en impulsion des mésons Λ_c émis dans les désintégrations des B neutres (simulation). Λ_c corrélés à gauche et anti-corrélés à droite. Les histogrammes en trait plein représentent les distributions générées.

Masses manquantes

Afin de vérifier les distributions en p^* des données, il est possible de regarder les distributions ■en masse manquante■ des particules charmées. Il s'agit d'accéder à X (le reste de l'événement dans la désintégration $B \rightarrow C/\bar{C}X$) par sa masse invariante. Pour des désintégrations en deux corps du type : $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^+$, la masse manquante à un D^0 reconstruit doit être égale à la masse du D_s car dans ce cas $X \equiv D_s^+$.

Connaissant le quadri-vecteur Q_{recul} du B de la partie ■recul■ (section 3.4) et le quadri-vecteur Q_C de la particule \bar{C} (ou C) issue de la désintégration : $B \rightarrow C/\bar{C}X$, la masse invariante de X est donnée par : $m_X = \sqrt{(Q_{recul} - Q_C)^2}$. m_X est directement reliée à l'impulsion p_C^* de la particule C dans le référentiel du B de recul par la formule :

$$m_X^2 = m_{B_{recul}}^2 + m_C^2 - 2 m_{B_{recul}} \sqrt{m_C^2 + p_C^{*2}} \quad (5.17)$$

La technique utilisée pour obtenir les masses manquantes est très similaire à celle utilisée pour obtenir la distribution en impulsion des particules charmées. Les candidats de W_{on} sont conservés et leur distribution en masse manquante réalisée. Le fond combinatoire en masse $m_{X_{c(\bar{c})}}$ n'est pas soustrait, néanmoins il est évalué à partir des fenêtres W_{low} et W_{high} et représenté sur les figures par un histogramme hachuré rouge. Enfin, la correction de l'effet de mélange dans les B^0 n'est pas prise en compte car il ne s'agit pas ici d'évaluer un taux d'embranchement.

Les distributions en masses manquantes seront parfois utilisées ici afin de vérifier que certaines désintégrations en deux corps attendues sont effectivement bien présentes.

5.4.2 Distributions en impulsion dans les données

Les distributions en impulsion des particules charmées produites dans les désintégrations des mésons B^+ sont données par les Figures 5.35 à 5.38 et celles dans les désintégrations des mésons B^0 par les Figures 5.39 à 5.42. Pour la production de mésons D^0 , seul le mode de désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ a été conservé, la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ présentant trop de fond combinatoire. La production de mésons D_s est, elle, étudiée en combinant tous les modes de désintégration : $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$ et $D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$. Ces choix différents ont été faits pour optimiser les barres d'erreurs.

Ces distributions sont révélatrices du mécanisme de production de la particule en question. De façon générale, les particules de faible impulsion sont émises dans des désintégrations où le recul est lourd et vice versa. Le recul est défini comme l'ensemble des particules émises dans la désintégration du B excepté la particule charmée dont on étudie l'impulsion.

La différence est très claire en comparant les distributions des D^0 corrélés à celles des D^0 anti-corrélés dans les B chargés (Figure 5.35). La distribution des D^0 corrélés, principalement associés à des hadrons légers, s'étend jusqu'à 2.3 GeV/c alors que la production de D^0 anti-corrélés, associés à une autre particule charmée lourde et au moins un kaon, a

une impulsion moyenne de l'ordre de $0.9 \text{ GeV}/c$. Ce constat est également vrai pour les D^+ et les D^0 dans les désintégrations des B neutres (Figure 5.39 et 5.40).

La production de \bar{D}^0 corrélés dans les B^+ ou de D^- corrélés dans les B^0 a plusieurs origines (Figures 5.35 et 5.40 à gauche). À haute impulsion les transitions sont principalement $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0}(n\pi)$ ou $B^0 \rightarrow D^{(*)-}(n\pi)$ mais aussi des désintégrations en deux corps $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0}D_s^{(*)+}$ ou $B^0 \rightarrow D^{(*)-}D_s^{(*)+}$. Ces dernières qui ont une impulsion entre 1.5 et $1.7 \text{ GeV}/c$ peuvent être vues par masse manquante au \bar{D}^0 reconstruit dans les B^+ . La Figure 5.32 donne la distribution de cette masse manquante à gauche dans la simulation et à droite dans les données. Dans la simulation, la contribution des désintégrations en deux corps $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^{(*)+}$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^{(*)+}$ a été séparée, la résolution en masse manquante mesurée avec la simulation est très bonne : $\sigma = 20 \text{ MeV}/c^2$. À basse impulsion, une contribution importante vient de la production doublement charmées $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 X$ ou $B^+ \rightarrow D^- D^+ X$, les D corrélés produit de cette façon ont alors la même distribution en impulsion que les D anti-corrélés produit conjointement, cette contribution peut donc évaluée directement à partir de la distribution à droite dans les Figures 5.35 et 5.40.

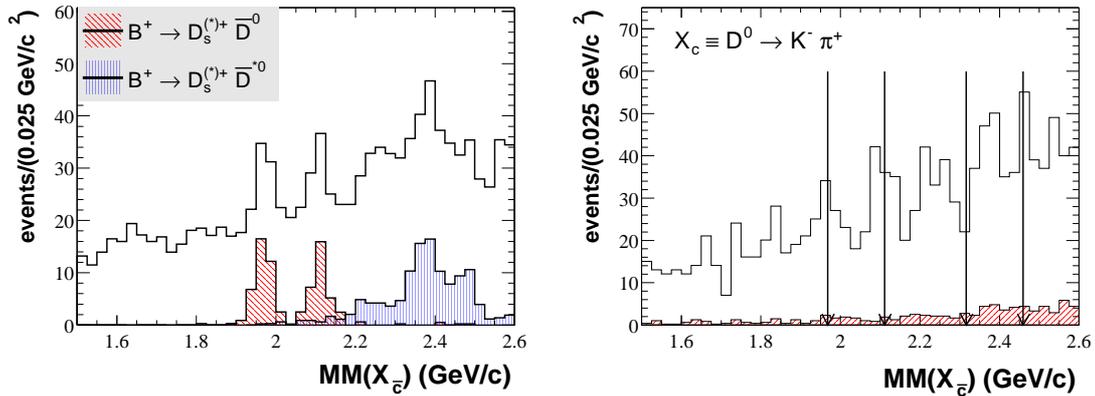


FIG. 5.32: Masse manquante aux \bar{D}^0 corrélés reconstruits en $K^+\pi^-$. La figure de gauche est obtenue avec la simulation. À droite, la distribution dans les données, les flèches, de gauche à droite, sont à la masse du : D_s^+ , D_s^{*+} , $D_{sJ}^+(2317)$, $D_{sJ}^+(2460)$. Les désintégrations directes $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^{*+}$ sont bien visibles ainsi que les réflexions des désintégrations $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^{(*)+}$.

Pour les D^- corrélés produits dans les désintégrations des mésons B^+ (Figure 5.36 à gauche), l'impulsion moyenne est plus faible. À cause de la conservation de la charge électrique, la désintégration $B^+ \rightarrow D^- X$ a lieu via une transition en au moins trois corps. Ceci pourrait être comparé à la production de \bar{D}^0 corrélés dans les désintégrations des mésons B neutres, mais dans ce cas, l'argument utilisé pour justifier la désintégration en trois corps n'est plus valable. En effet, les \bar{D}^0 peuvent être issus de la désintégration d'un D^{*+} et donc d'une désintégration en deux corps $B^0 \rightarrow D^{*+} X$, ce qui explique que la distribution en impulsion des \bar{D}^0 corrélés dans les désintégrations des mésons B^0 ait une impulsion plus élevée (Figure 5.39).

Pour la production de mésons D (D^0 ou D^+) anti-corrélés dans les désintégrations des B^+ ou des B^0 (Figures 5.35, 5.36, 5.39 et 5.40 à droite), l'analyse est similaire dans tous les cas. Ces mésons proviennent en général d'une désintégration $\bar{b} \rightarrow \bar{c}W^*$ ou le W virtuel donne $W^* \rightarrow c\bar{s}$. La paire $c\bar{s}$ ne s'hadronise pas directement, et la création d'une paire de quarks légers $d\bar{d}$ ou $u\bar{u}$ donne un méson D et au moins un kaon. Ces désintégrations sont, en majorité, des désintégrations des mésons B en trois corps au moins, du type : $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K(n\pi)$, ce qui explique leur impulsion assez faible. Néanmoins dans le cas de la production de mésons D dans les B^+ , on constate un excès d'événements au-delà de 1.3 GeV/c (Figures 5.35 et 5.36 à droite). Cet excès est bien reproduit dans la simulation, il s'agit des désintégrations supprimées de Cabibbo où le W virtuel donne une paire $c\bar{d}$ qui s'hadronise en $D^{(*)+}$ (le même argument que précédemment explique pourquoi les D^0 présente également un excès, il s'agit des désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$), on a alors une désintégration en deux corps.

La production de mésons D_s est quant à elle très particulière. Si la production de D_s corrélés est très faible car supprimée par la masse du quark s ⁶, les D_s anti-corrélés ont une impulsion très élevée contrairement au cas des autres particules charmées anti-corrélées. Ce phénomène est attendu puisque cette production a lieu via la désintégration du W^* virtuel en paire $c\bar{s}$ qui s'hadronise en méson $D_s^{(*)+}$ et donc dans des désintégrations des mésons B en deux corps : $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_s^{(*)+}$. Ce sont ces désintégrations qui sont à l'origine des événements aux impulsions les plus élevées dans les Figures 5.37 et 5.41. À titre indicatif, l'impulsion du D_s dans le référentiel du B lors d'une désintégration $B^+ \rightarrow \bar{D}^0D_s^+$ est de 1.815 GeV/c et lors d'une désintégration $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D_s^+$ de 1.737 GeV/c. Les désintégrations en deux corps $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_s^+$ sont très nettes sur la Figure 5.33 qui montre la distribution de la masse manquante aux mésons D_s^+ anti-corrélés, à gauche dans la simulation et à droite dans les données.

Enfin, la production de Λ_c anti-corrélés (Figures 5.38 et 5.42 à droite) semble confirmer l'hypothèse de production par les désintégrations $B \rightarrow \bar{\Xi}_c\Lambda_c^+(n\pi)$ utilisée dans le paragraphe 5.3.3. En effet, la distribution en impulsion des Λ_c^+ anti-corrélés s'arrête à 1.2 GeV/c et l'impulsion maximale d'un Λ_c^+ produit dans une désintégration du type $B \rightarrow \bar{\Xi}_c\Lambda_c^+(n\pi)$ est obtenue pour la désintégration en deux corps $B \rightarrow \bar{\Xi}_c\Lambda_c^+$ et vaut : $p_{\Lambda_c^+}^* = 1.153$ GeV/c. On ne constate donc pas, dans les données, la présence de Λ_c^+ anti-corrélés avec une impulsion supérieure à celle permise par les transitions $B \rightarrow \bar{\Xi}_c\Lambda_c^+(n\pi)$. La distribution en masse manquante aux Λ_c^+ anti-corrélés est particulièrement intéressante puisqu'elle peut permettre de voir directement des désintégrations $B \rightarrow \bar{\Xi}_c\Lambda_c^+$ sans avoir à reconstruire le $\bar{\Xi}_c$. Ces distributions sont données Figure 5.34 à gauche dans les désintégrations des B^+ et à droite dans les désintégrations des B^0 . Quelques événements à la masse du Ξ_c sont observés dans les deux cas, ce qui de nouveau confirme l'hypothèse utilisée dans la section 5.3.3. Les événements restants pourraient alors provenir de désintégrations en $B \rightarrow \bar{\Xi}_c\Lambda_c^+\pi$.

⁶rappelons que pour produire des D_s corrélés, il est nécessaire de créer à partir du vide une paire de quarks $s\bar{s}$

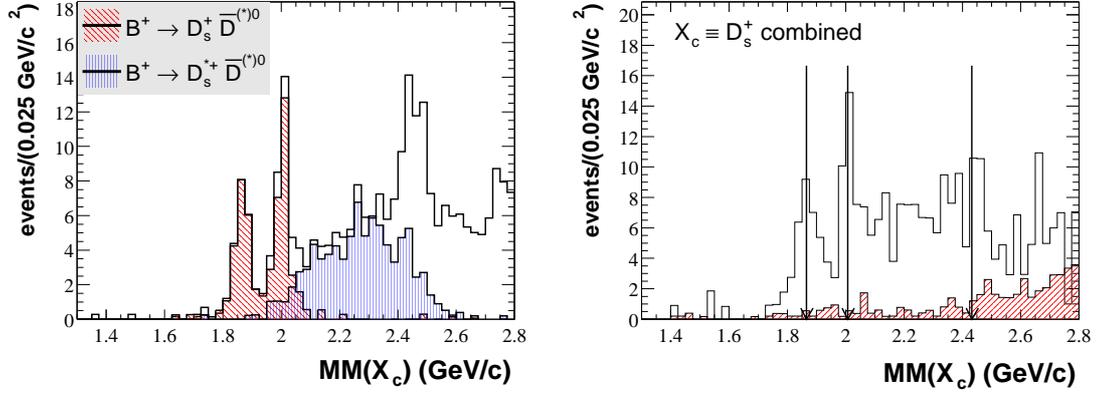


FIG. 5.33: Masse manquante aux D_s anti-corrélés. À gauche la distribution dans la simulation et à droite la distribution dans les données. Les flèches sont à la masse du \bar{D}^0 , du \bar{D}^{*0} et du \bar{D}^{**0} (de gauche à droite). Les désintégrations directes $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_s^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D_s^+$ sont bien visibles ainsi que les réflexions des désintégrations $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D_s^{*+}$.

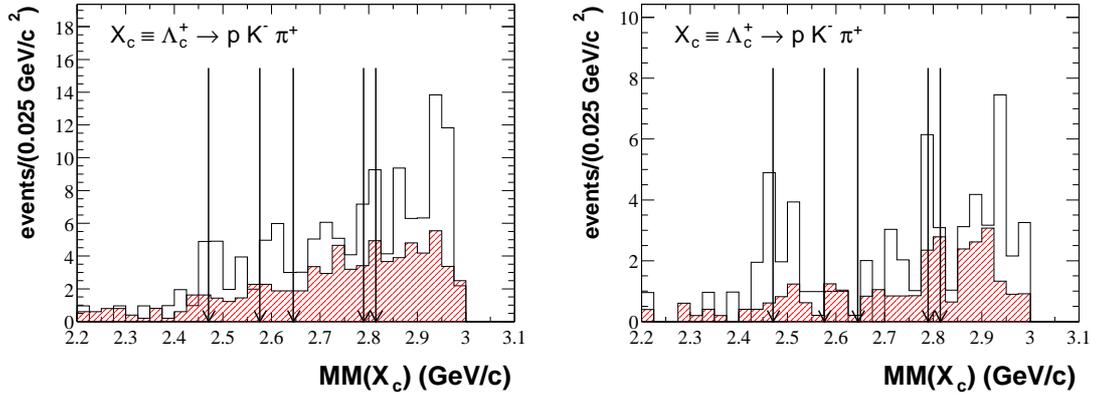


FIG. 5.34: Masse manquante aux Λ_c anti-corrélés. À gauche les B chargés et à droite dans les B neutres. Les flèches sont à la masse du Ξ_c , du Ξ_c' , du $\Xi_c(2645)$, $\Xi_c(2790)$ et du $\Xi_c(2815)$ (de gauche à droite).

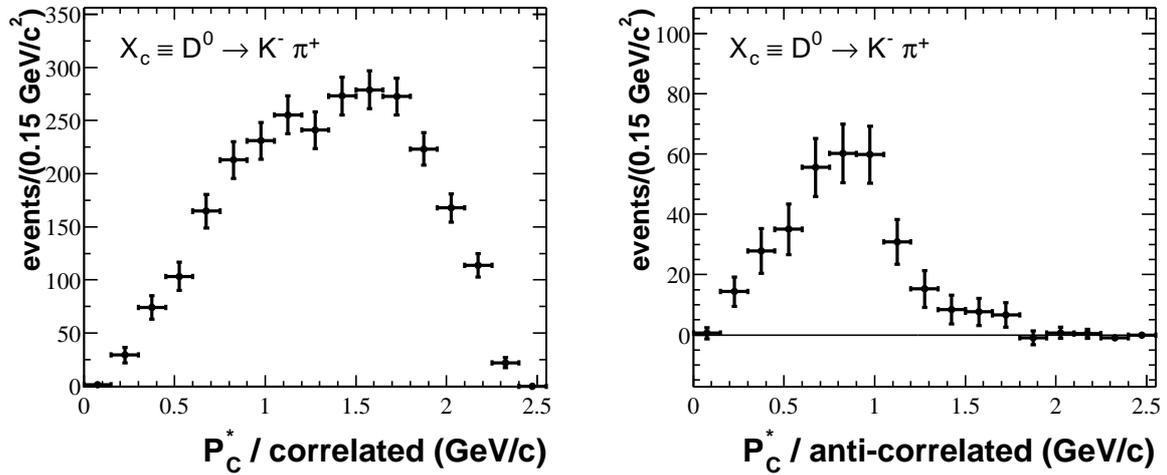


FIG. 5.35: Distributions en impulsion des mésons D^0 émis dans les désintégrations des B chargés (données). D^0 corrélés à gauche et anti-corrélés à droite.

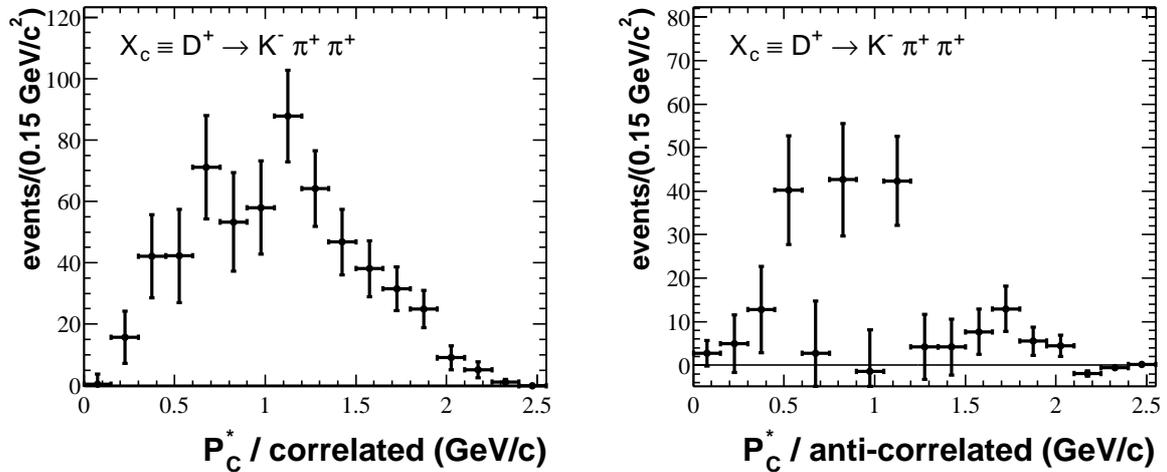


FIG. 5.36: Distributions en impulsion des mésons D^+ émis dans les désintégrations des B chargés (données). D^+ corrélés à gauche et anti-corrélés à droite.

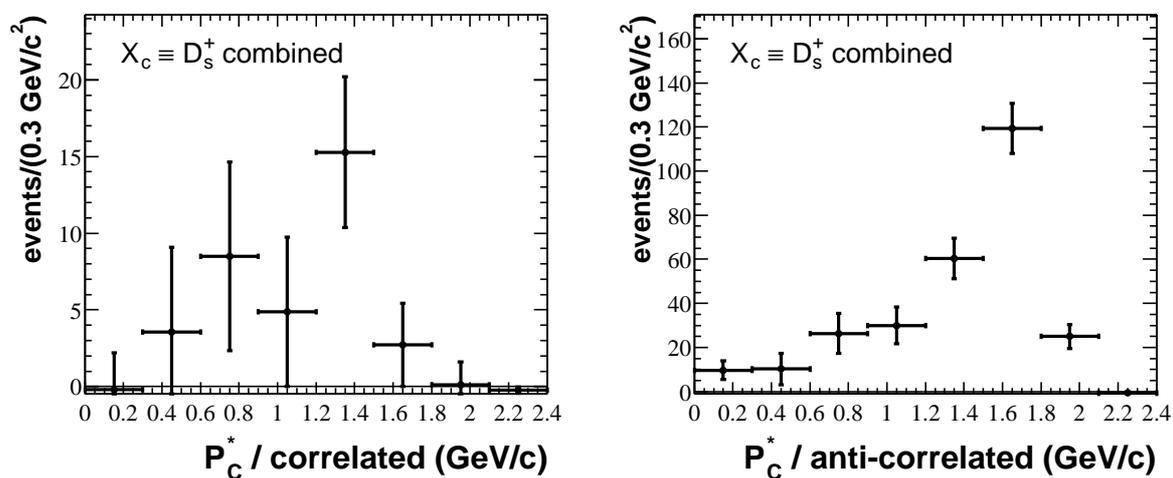


FIG. 5.37: Distributions en impulsion des mésons D_s émis dans les désintégrations des B chargés (données). D_s corrélés à gauche et anti-corrélés à droite.

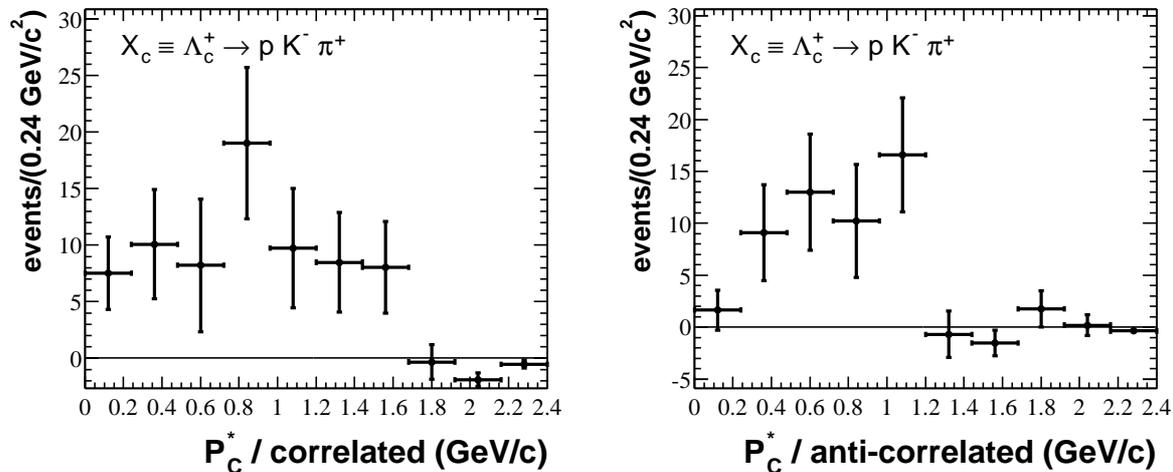


FIG. 5.38: Distributions en impulsion des mésons Λ_c émis dans les désintégrations des B chargés (données). Λ_c corrélés à gauche et anti-corrélés à droite.

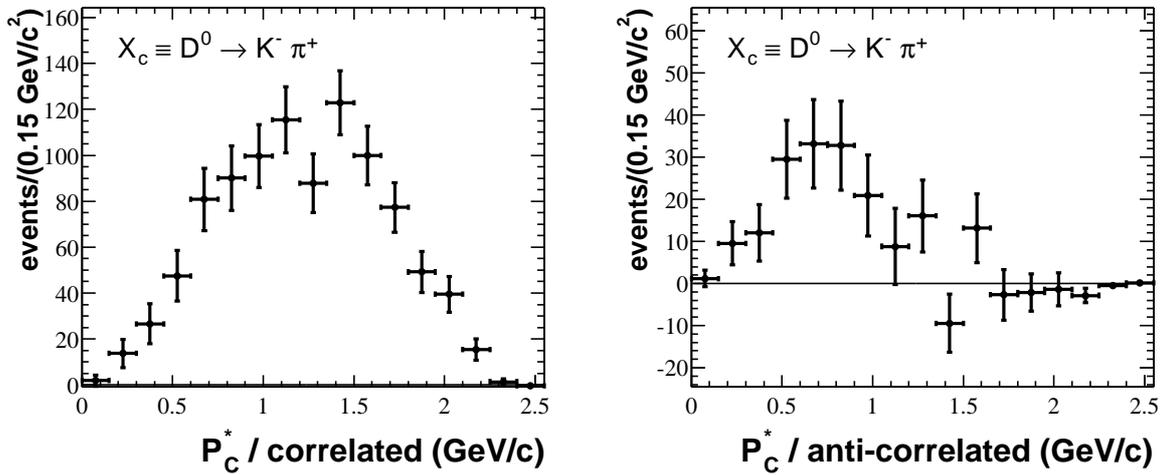


FIG. 5.39: Distributions en impulsion des mésons D^0 émis dans les désintégrations des B neutres (données). D^0 corrélés à gauche et anti-corrélés à droite.

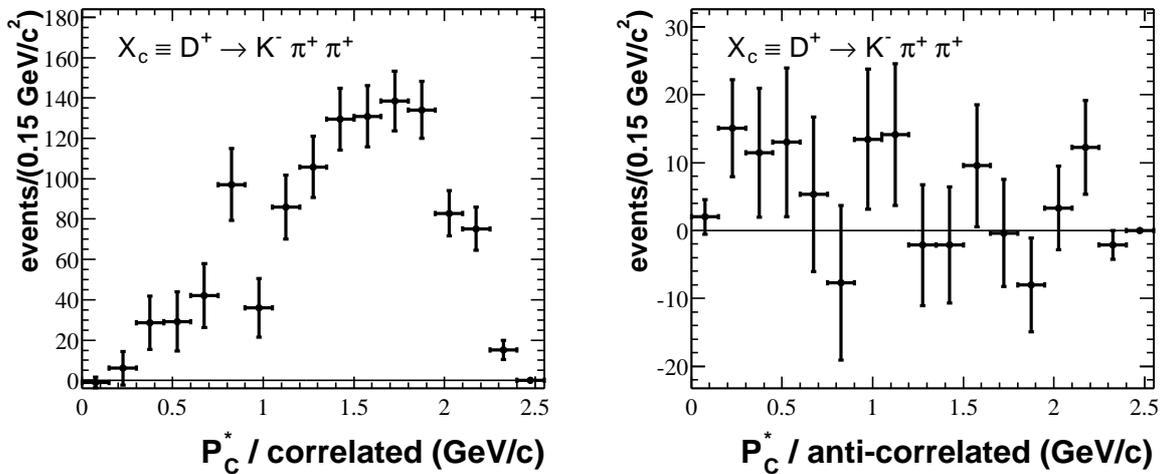


FIG. 5.40: Distributions en impulsion des mésons D^+ émis dans les désintégrations des B neutres (données). D^+ corrélés à gauche et anti-corrélés à droite.

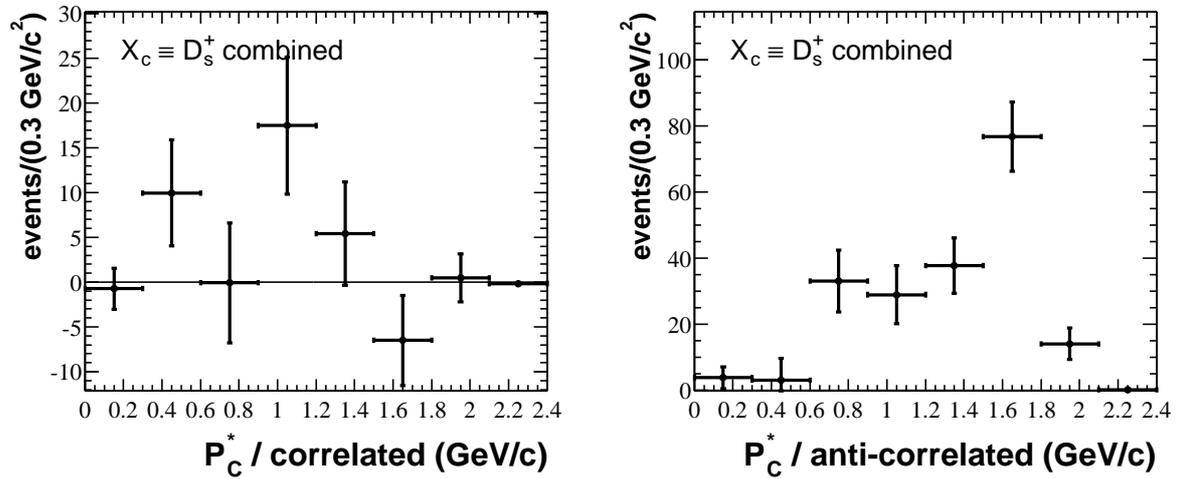


FIG. 5.41: Distributions en impulsion des mésons D_s émis dans les désintégrations des B neutres (données). D_s corrélés à gauche et anti-corrélés à droite.

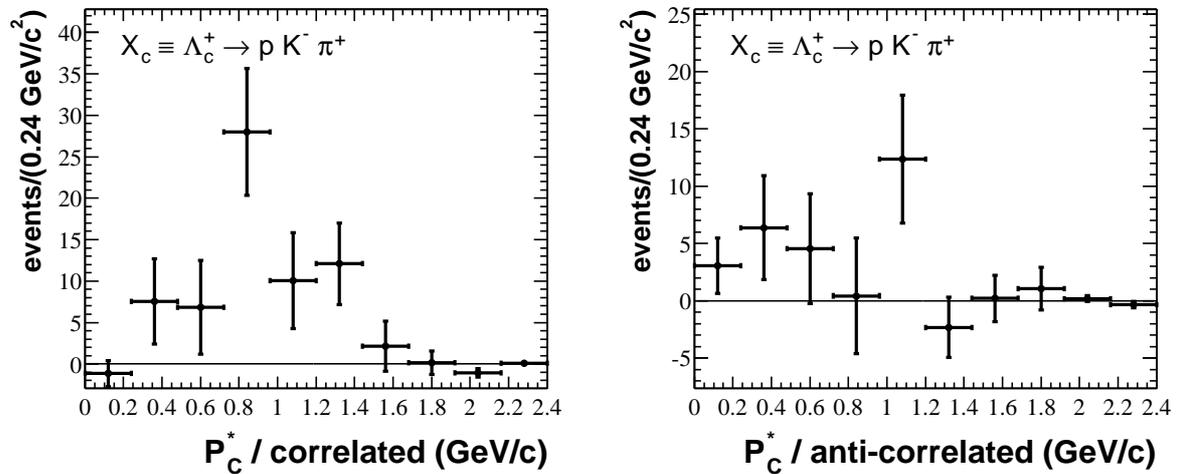


FIG. 5.42: Distributions en impulsion des mésons Λ_c émis dans les désintégrations des B neutres (données). Λ_c corrélés à gauche et anti-corrélés à droite.

5.5 Résultats ■bonus■

Quelques résultats supplémentaires sont donnés dans les Annexes I et J. Il s'agit pour la première de pousser plus avant l'étude des désintégrations en D_s et Λ_c corrélés : $B^+ \rightarrow D_s^- X$, $B^+ \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- X$ en reconstruisant une partie de X . La deuxième traite de la différence de temps de vie des mésons B^+ et B^0 et tente, à partir des mesures réalisées, d'apporter quelques indications sur l'origine de cette différence.

Conclusion

L'ensemble des données collectées par l'expérience *BABAR* grâce à la remarquable luminosité fournie par PEP-II est un terrain très favorable à l'étude des désintégrations des saveurs lourdes. Ce sont les désintégrations hadroniques et en particulier les désintégrations charmées des mésons B qui ont été l'objet principal de cette analyse.

D'un point de vue plus expérimental, j'ai réalisé une sélection d'événements Bhabbas radiatifs qui devrait prochainement permettre de réduire l'asymétrie de charge dans la reconstruction des traces au niveau de la chambre à fils.

Ce travail de thèse a été consacré à la compréhension des origines de la production de quarks charmés dans les désintégrations des mésons B . L'objectif majeur était de séparer les productions charmées corrélées et anti-corrélées, dans les B^+ et les B^0 , ce qui n'avait jamais été fait auparavant. Pour cela, une nouvelle méthode d'analyse semi-exclusive semi-inclusive a été développée. Elle permet non seulement de relever ce défi mais également de produire les distributions en impulsion des particules charmées directement dans le référentiel du méson B qui les a émises. Cette méthode nécessite une quantité de données très importante et ne peut donc aboutir que dans des expériences fonctionnant avec des usines à B .

Les mesures réalisées, 13 rapports d'embranchement et 3 limites supérieures, couvrent la majeure partie de la production de hadrons charmés dans les désintégrations des mésons B . On en déduit les mesures des nombres moyens de charme émis dans les désintégrations des mésons B^+ et B^0 :

$$\begin{aligned} N_{\bar{c}}^+ &= 0.970 \pm 0.020(stat) \pm 0.037(syst)_{-0.022}^{+0.026}(\mathcal{B}) \\ N_c^+ &= 0.262 \pm 0.013(stat) \pm 0.010(syst)_{-0.023}^{+0.038}(\mathcal{B}) \\ N_{\bar{c}}^0 &= 0.950 \pm 0.031(stat) \pm 0.035(syst)_{-0.029}^{+0.035}(\mathcal{B}) \\ N_c^0 &= 0.285 \pm 0.026(stat) \pm 0.011(syst)_{-0.030}^{+0.048}(\mathcal{B}) \end{aligned}$$

Ces mesures sont en accord avec les prédictions théoriques et montrent qu'il n'existe pas de différence notable dans la production de quarks charmés par les B chargés et par les B neutres. Ce travail a également montré que la création de paires $s\bar{s}$ à partir du vide dans les désintégrations des mésons B en charme a lieu malgré la masse importante du quark s comparée à celle des quarks plus légers u ou d , on mesure ainsi un taux de branchement $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D_s^- X)$ incompatible avec zéro :

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D_s^- X) = 1.4_{-0.5}^{+0.6}(stat) \pm 0.1(syst)_{-0.3}^{+0.5}(\mathcal{B}) \%$$

La production de $\Xi_c \Lambda_c^+(n\pi)$ a été mise en évidence et quantifiée, malgré l'absence de mesure du taux de branchement absolu des désintégrations des baryons Ξ_c .

Dans le but de comprendre les différents mécanismes de production des particules charmées, les distributions en impulsion de ces particules ont été mesurées ; on a également vu que la résolution en masse manquante est suffisamment bonne pour atteindre des désintégrations en deux corps par cette méthode, sans avoir à reconstruire le deuxième corps. Néanmoins, les réflexions des résonances de masses plus élevées rendent parfois l'interprétation difficile.

En conclusion, la méthode d'analyse présentée ici s'est avérée très efficace. Si les taux de branchement des D^0 et D^+ corrélés sont d'ores et déjà limités par les erreurs systématiques, une statistique plus importante serait intéressante pour de nombreux modes. En particulier, pour les B^0 où l'effet de mélange et l'efficacité de reconstruction des B_{reco} , plus faible que pour les B chargés, compliquent la tâche. L'exploration des mécanismes de désintégration des mésons B peut se poursuivre en reconstruisant partiellement le B de la *partie ■recol■*, par exemple en recherchant des pions ou des kaons en plus de la particule charmée reconstruite, à l'image des résultats donnés dans l'Annexe I. Ceci permet de réduire le bruit de fond par rapport à une méthode de reconstruction purement exclusive. On peut par exemple penser à l'étude des désintégrations $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K(n\pi)$ qui expliquent la production de D anti-corrélés. La mesure par BABAR des modes $B \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K$ n'explique qu'environ quarante pour cent de ces désintégrations ; une reconstruction partielle par masse manquante pourrait permettre d'accéder aux désintégrations restantes ce qui semble difficilement possible avec une reconstruction exclusive à cause du bruit de fond combinatoire. La production de D_s corrélés peut également être étudiée par cette méthode.

Citons enfin le cas de la production de baryons Λ_c qui peut être analysée par masse manquante, d'une part pour les Λ_c corrélés des désintégrations $B \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- p(n\pi)$, d'autre part pour les Λ_c anti-corrélés des désintégrations : $B \rightarrow \Xi_c \Lambda_c$, $B \rightarrow \Xi_c \Sigma_c \dots$. Dans le premier cas, il devrait être possible de mesurer le taux de branchement d'une des désintégrations $B \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- p(n\pi)$ par masse manquante à $p(n\pi)$, donc sans reconstruire le $\bar{\Lambda}_c^-$. En confrontant ce résultat à une mesure purement exclusive de la même désintégration, on obtient le taux de branchement absolu $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ qui a pour l'instant une grande barre d'erreur. Dans le deuxième cas, la mesure par masse manquante d'une désintégration du type $B \rightarrow \Xi_c \Lambda_c$ sans avoir à reconstruire le Ξ_c pourrait donner un taux de branchement absolu du baryon Ξ_c , de nouveau en comparant cette mesure à une mesure exclusive de la même désintégration.

ANNEXES

Annexe A

Définition des coupures d'hélicité

Lors de la désintégration d'un corps en deux particules, des corrélations angulaires, dues aux spins de ces particules apparaissent [90]. Ces distributions angulaires permettent de discriminer le signal du fond combinatoire qui, en général, ne présente pas de telles corrélations. Dans la suite $\hat{\vec{O}}$ désigne un opérateur tri-vectoriel $(\hat{O}_x, \hat{O}_y, \hat{O}_z)$ et \hat{O} un opérateur.

A.1 Démonstration générale

La démonstration menée ici est très générale, elle concerne un système de deux particules notées P_1 et P_2 , de masses m_1 et m_2 issues de la désintégration d'une particule ■mère■ notée M . On note \hat{S}_i le spin de la particule i et \hat{S}_M désigne le spin de la particule M .

Un système de deux particules peut s'étudier dans le centre de masse de ses deux particules où les impulsions de P_1 et P_2 , notées \vec{p}_1 et \vec{p}_2 , sont donc telles que :

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{0} \quad (\text{A.1})$$

À partir d'ici, tous les raisonnements seront menés dans le centre de masse. Ceci revient, comme en mécanique classique, à étudier le mouvement d'un point matériel P de paramètres :

$$\hat{\vec{p}} = \frac{1}{m_1 + m_2} \times (m_2 \hat{\vec{p}}_1 - m_1 \hat{\vec{p}}_2) \quad (\text{A.2})$$

$$\hat{\vec{r}} = \hat{\vec{r}}_1 - \hat{\vec{r}}_2 \quad (\text{A.3})$$

$$\hat{\vec{L}} = \hat{\vec{r}} \wedge \hat{\vec{p}} \quad (\text{A.4})$$

$$\hat{\vec{S}} = \hat{\vec{S}}_1 + \hat{\vec{S}}_2 \quad (\text{A.5})$$

$$\hat{\vec{J}} = \hat{\vec{S}} + \hat{\vec{L}} \quad (\text{A.6})$$

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (\text{A.7})$$

$$(\text{A.8})$$

où les \hat{r} désignent les positions, \hat{L} le moment orbital du système de deux particules, \hat{J} le moment cinétique total et μ la masse de la particule fictive P . Notons alors que dans le référentiel du centre de masse :

$$\vec{p} = \vec{p}_1 \quad (\text{A.9})$$

On note S , L et J , les grandeurs telles que : $S(S+1)\hbar^2$, $L(L+1)\hbar^2$ et $J(J+1)\hbar^2$ soit respectivement les valeurs propres de \hat{S}^2 , \hat{L}^2 , \hat{J}^2 .

Les lois de combinaison des moments cinétiques en mécanique quantique donnent les valeurs accessibles à S et J :

$$|S_1 - S_2| \leq S \leq S_1 + S_2 \quad (\text{A.10})$$

$$|L - S| \leq J \leq L + S \quad (\text{A.11})$$

$$(\text{A.12})$$

Enfin, la parité du système est :

$$\eta = \eta_1 \eta_2 (-1)^l \quad (\text{A.13})$$

Soit \vec{z} un axe quelconque, soit M la projection sur cet axe de \hat{J} , M peut prendre des valeurs entre $-J$ et $+J$. L'état quantique de la particule fictive de spin J , s'écrit alors :

$$|P, J\rangle = \sum_{M=-J}^{+J} A_M |J, M\rangle \quad (\text{A.14})$$

avec : A_M complexes tels que : $\sum_{M=-J}^{+J} |A_M|^2 = 1$. Or, $|JM\rangle$ se décompose suivant S et L grâce aux coefficients de Clebsh-Gordan $C_{m,s}^J$:

$$|JM\rangle = C_{m,s}^J |L, m\rangle \otimes |S, s\rangle \quad (\text{A.15})$$

où m et s sont respectivement les projections suivant \vec{z} de \hat{L} et \hat{S} (on a : $M = m+s$). Soit alors \vec{n} la direction de \vec{p} dans le référentiel du centre de masse (dont la base est construite à partir de l'axe \vec{z} déjà défini). \vec{n} est défini par ses coordonnées polaires dans ce référentiel : θ , ϕ . L'amplitude de probabilité pour que la particule P soit émise suivant \vec{n} , avec $s = s_1 + s_2$ pour projection de son spin suivant \vec{z} est donc donnée par :

$$\mathcal{A}(\theta, \phi)_s = \langle \theta, \phi; s | J, M = m + s \rangle = \sum_{m=-L}^{+L} \sum_{s=-S}^{s=+S} A_{m+s} C_{m,s}^J \langle \theta, \phi | L, m \rangle \quad (\text{A.16})$$

Or $\langle \theta, \phi | L, m \rangle$ est par définition l'harmonique sphérique :

$$\langle \theta, \phi | L, m \rangle = Y_L^m(\theta, \phi) \quad (\text{A.17})$$

Enfin, la projection de $\hat{\vec{J}}$ sur l'axe de \vec{p} est simplement la différence des hélicités des particules P_1 et P_2 . En effet $\vec{n} \cdot \hat{\vec{J}} = \vec{n} \cdot \hat{\vec{L}} + \vec{n} \cdot \hat{\vec{S}} = \vec{n} \cdot \hat{\vec{S}}$ car $\hat{\vec{p}} \cdot [\hat{\vec{r}} \wedge \hat{\vec{p}}] \equiv \hat{0}$. Ainsi, si \hat{A}_1 est l'opérateur hélicité de P_1 et \hat{A}_2 l'opérateur hélicité de P_2 , on a :

$$\vec{n} \cdot \hat{\vec{J}} = \vec{n}_1 \cdot \hat{\vec{S}}_1 - \vec{n}_2 \cdot \hat{\vec{S}}_2 = \hat{A}_1 - \hat{A}_2 \quad (\text{A.18})$$

Les valeurs propres de l'hélicité seront alors désignées par : λ_1 et λ_2 pour les particules P_1 et P_2 .

Notons que θ est l'angle entre \vec{p}_1 et \vec{z} dans le référentiel du centre de masse (référentiel de P). On notera $\theta \equiv \theta_{heli}$.

Dans la suite, deux cas intéressants dans cette analyse sont considérés.

A.2 Réaction $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$

Ce cas est simple à traiter. Le $\Upsilon(4S)$ est un état : $J^P = 1^-$.

Considérons dans un premier temps le système e^+e^- . On a dans cas $P_1 \equiv e^-$, $P_2 \equiv e^+$ et $P \equiv \Upsilon(4S)$. Soit \vec{z} la direction de e^- dans le référentiel du centre de masse. La projection de $\hat{\vec{J}}$, spin du $\Upsilon(4S)$, suivant cet axe peut être : $-1, 0, 1$; elle vaut également (cf. Équation A.18) : $\lambda_{e^-} - \lambda_{e^+}$. Or les électrons sont des particules relativistes de masse négligeable devant leur impulsion. Dans le cas des masses nulles, l'hélicité d'une particule est négative et l'hélicité d'une anti-particule est positive, donc ici : $\lambda_{e^-} - \lambda_{e^+} = -1/2 - (1/2) = -1$. La projection du spin du $\Upsilon(4S)$ suivant l'axe \vec{z} est donc égale à -1 . Ce qui signifie que : $A_1 = 0$, $A_0 = 0$ et $|A_{-1}| = 1$.

Dans un deuxième temps, on considère le système des deux particules $B - \bar{B}$. Le spin de ce système est : $\hat{\vec{S}} = \hat{\vec{S}}_B + \hat{\vec{S}}_{\bar{B}}$. Les Équations A.12 imposent que $S = 0$ (car les mésons B sont de spin nul). Or $J = 1$, les Équations A.12 montrent également que si $S = 0$ et $J = 1$ alors le moment orbital entre les deux particules est : $L = 1$ (seule possibilité). La probabilité pour que le B soit émis dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$ avec un angle θ_{heli} par rapport à l'axe des faisceaux est donc :

$$P_B(\theta_{heli}, \phi) = |\mathcal{A}(\theta_{heli}, \phi)_0|^2 = |Y_1^{-1}(\theta_{heli}, \phi)|^2 = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta_{heli} \quad (\text{A.19})$$

A.3 Un cas simple de désintégrations en deux corps

Ce paragraphe étudie les désintégrations $S_0 \rightarrow P_0V$ puis $V \rightarrow P_1P_2$ où P_i est un état $J = 0$, S_0 également et V un état $J_V = 1$. Dans ce cas on se place dans le référentiel de la particule V .

En considérant tout d'abord, le système des deux particules $P_0 - V$, on peut montrer que la projection du spin de V sur l'axe \vec{z} opposé à la direction de vol de S_0 dans le

référentiel de V est ¹ : $\lambda_{S_0} + \lambda_{P_0}$ où λ_i désigne l'hélicité de la particule i . Or dans ce cas, S_0 et P_0 ont un spin nul, donc une hélicité nulle.

En considérant à présent le système $P_1 - P_2$ dans le référentiel de V , le raisonnement est identique au raisonnement mené dans le paragraphe précédent mais cette fois, la projection de $\hat{\vec{J}}$ sur \vec{z} vaut zéro et donc, la particule P_1 est émise dans l'angle θ_{heli} avec la probabilité :

$$P_{P_1}(\theta_{heli}, \phi) = |\mathcal{A}(\theta_{heli}, \phi)_0|^2 = |Y_1^0(\theta_{heli}, \phi)|^2 = \frac{3}{4\pi} \cos^2 \theta_{heli} \quad (\text{A.20})$$

La Figure A.1 illustre ce type de corrélation angulaire dans la simulation avant toute reconstruction. Il s'agit de la cascade de désintégrations $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ suivie de $\phi \rightarrow K^+K^-$. En effet, les particules D_s, π^+, K^-, K^+ sont de spin 0 alors le ϕ est une particule vecteur. La figure représente la distribution de la quantité :

$$\cos(\theta_{heli}) = -\frac{\vec{p}_{K^-}^* \cdot \vec{p}_{\pi^+}^*}{\|\vec{p}_{K^-}^*\| \|\vec{p}_{\pi^+}^*\|} \quad (\text{A.21})$$

où les impulsions \vec{p}_i^* sont mesurées dans le référentiel du méson ϕ . La probabilité de désintégration avec cet angle θ_{heli} étant proportionnel à $\cos^2(\theta_{heli})$. La distribution de $\cos(\theta_{heli})$ doit être la fonction : $x \rightarrow x^2$. Cette fonction a été ajoutée sur la Figure A.1 en normalisant son aire au nombre d'entrées dans l'histogramme (il ne s'agit donc pas d'un ajustement).

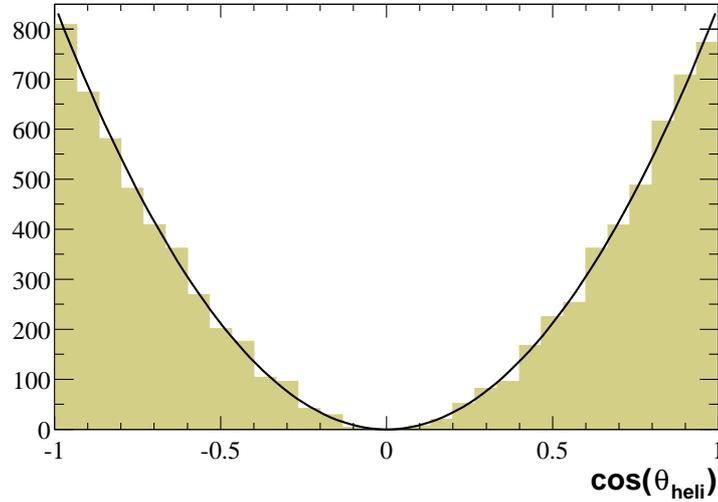


FIG. A.1: Distribution de la variable $\cos(\theta_{heli})$ dans la désintégration : $D_s^+ \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)\pi^+$ dans la simulation avant reconstruction.

¹ S_0 et P_0 ont la même direction dans le référentiel de V

Annexe B

Association Monte Carlo

Les B_{reco} ■mal■ reconstruits sont utilisables dans cette analyse puisque, si leur impulsion n'est pas tout à fait correcte, par exemple à cause du mélange de deux π^0 de faible impulsion, la *partie ■reco■* contient néanmoins le bon taux de particules charmées. Ainsi, pour conserver uniquement des B_{reco} ■utiles■, une méthode d'association Monte Carlo très simple a été développée.

L'impulsion du B_{reco} reconstruit est comparée à celle du B_{true} généré ayant la même charge de quark b (on utilise la charge du quark afin que la technique reste valable dans le cas des B neutres)¹, les deux impulsions sont calculées dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$. Si la différence entre ces deux impulsions, notée Δ_{true} , est plus petite qu'un paramètre d'association, noté ϵ_{assoc} , alors les deux B sont associés. Un B_{reco} est donc considéré correctement reconstruit si :

$$\Delta_{true} \equiv \|\vec{p}_{B_{reco}}^* - \vec{p}_{B_{true}}^*\| < \epsilon_{assoc} \quad (\text{B.1})$$

Le paramètre d'association est calculé de la façon suivante. Pour un échantillon très pur de B complètement reconstruits, on suppose que le nombre de B obtenu par un ajustement de la distribution m_{ES} doit être égal au nombre de B associés. On ajuste donc le paramètre d'association jusqu'à l'obtention de ce critère. La Table B.1 donne les paramètres d'association pour différents échantillons de différentes puretés, l'échantillon $Ech_{\bar{B}^0}^{all}$ (resp. $Ech_{B^-}^{all}$) contient par exemple tous les B_{reco} reconstruits en \bar{B}^0 (resp. B^-). Les échantillons $Ech_{\bar{B}^0}^{sig}$ et $Ech_{B^-}^{sig}$ correspondent à des B_{reco} reconstruits dans le mode de désintégration du B généré. On constate que la valeur du paramètre varie peu d'un échantillon à l'autre.

Le paramètre utilisé ici est :

$$\epsilon_{assoc} = 205 \text{ MeV}/c \quad (\text{B.2})$$

La Figure B.1 montre la distribution en m_{ES} des candidats de l'échantillon $Ech_{\bar{B}^0}^{all}$ (points) ajustés pour le fond par une fonction Γ_{ARGUS} (courbe bleu pointillé) et pour le

¹Dans le cas d'un événement mélangé $B^0 - B^0$ ou $\bar{B}^0 - \bar{B}^0$, le ■ B ayant la même charge■ est celui des deux qui a l'impulsion la plus proche de celle du B_{reco} reconstruit

Échantillon	pureté	ϵ_{assoc} (MeV/c)
$Ech_{\bar{B}^0}^{all}$	90 %	210
$Ech_{B^-}^{all}$	89 %	200
$Ech_{\bar{B}^0}^{sig}$	96 %	200
$Ech_{B^-}^{sig}$	97 %	205

TAB. B.1: Paramètres d'association pour différents échantillons (voir texte).

signal par une fonction Γ_{CB} , la distribution totale est représentée par la courbe rouge. Enfin l'histogramme vert donne les candidats rejetés par l'association Monte Carlo, il suit correctement le fond ajusté.

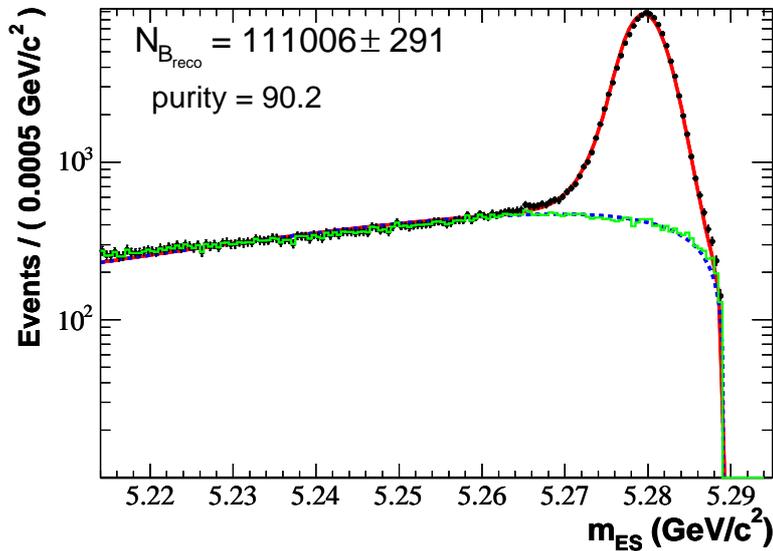


FIG. B.1: Association Monte Carlo. Les points représentent l'ensemble des candidats reconstruits en \bar{B}^0 et réellement issus d'une désintégration de \bar{B}^0 . La courbe rouge est le résultat de l'ajustement et la courbe bleue pointillée la fraction des candidats attribuée au fond combinatoire. L'histogramme vert donne la distribution des candidats rejetés par l'association. L'échelle en y est logarithmique.

Une certaine quantité de B_{reco} associés de cette façon provient en fait du fond combinatoire alors qu'une partie des B non associés est issue de B_{reco} correctement reconstruits. Afin d'évaluer la proportion de fond combinatoire dans les B_{reco} associés, il est possible de mesurer le nombre de candidats dont la différence d'impulsion (dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$) Δ_{false} avec le B généré de charge opposée (en terme de quark b) passe le critère d'association. Afin de vérifier que les candidats du fond combinatoire ont la même distribution pour Δ_{true} et Δ_{false} , ces deux distributions ont été évaluées pour des événements

$e^+e^- \rightarrow B^+B^-$ où aucun des deux B générés ne se désintègre dans un mode reconstruit ou un mode proche d'un mode reconstruit (par exemple $B^- \rightarrow D^0K^-$, $B^- \rightarrow D^0\rho^0\pi^-$, $B^- \rightarrow D^0\pi^-\pi^+\pi^- \dots$). Ces distributions sont données sur la Figure B.2, en bleu pour Δ_{false} et en rouge pour Δ_{true} . Elles sont très proches l'une de l'autre, bien que la distribution de Δ_{true} soit légèrement décalée vers les valeurs élevées. Le pic à zéro dans la distribution de Δ_{true} correspond à des événements **correctement** reconstruits malgré tout. La distribution de Δ_{false} permet donc d'avoir une estimation approximative du nombre de candidats de fond combinatoire associés : environ 1 %.

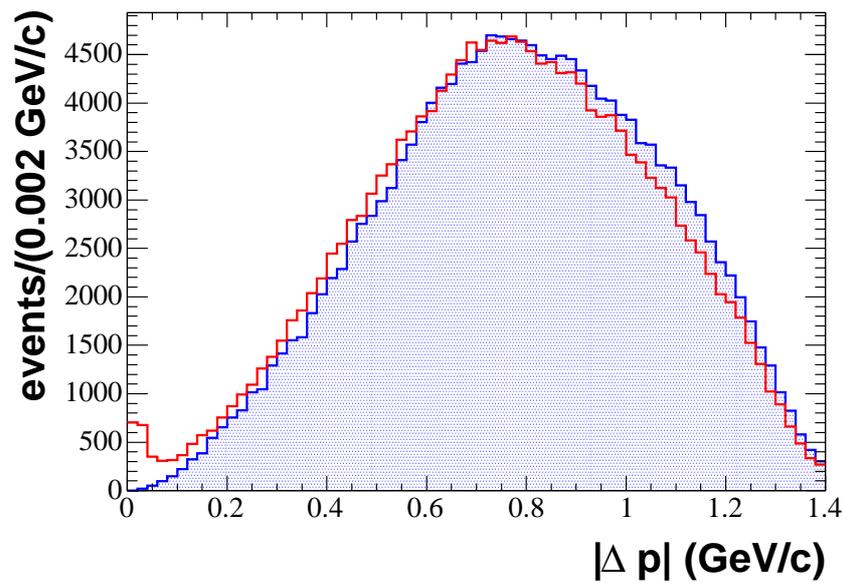


FIG. B.2: Distributions Δ_{true} (en rouge) et Δ_{false} (en bleu) pour des événements de fond combinatoire presque pur. Le pic à zéro de Δ_{true} traduit le fait que certains événements sont néanmoins **correctement** reconstruits.

Annexe C

Erreurs systématiques dans l'identification des K_S^0 et des protons

La coupure sur $\alpha_{K_S^0}$ et l'identification des protons pTIGHT sont étudiées par des méthodes similaires, c'est pourquoi cette annexe regroupe les deux études.

Afin de comparer l'efficacité de ces coupures dans la simulation et dans les données, elles sont appliquées sur des lots de particules puis le rapport des nombres de candidats avant et après coupure détermine alors l'efficacité. La coupure $\alpha_{K_S^0}$ est appliquée sur un lot inclusif de K_S^0 reconstruits dans la *partie ■recul■*. Le sélecteur pTIGHT est quant à lui requis pour le proton issu des désintégrations inclusives de $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$. L'efficacité de la coupure est mesurée dans des intervalles en impulsion du K_S^0 dans le premier cas et du proton dans le deuxième cas.

Soit alors ϵ_{sig} l'efficacité de cette coupure sur le signal et ϵ_{bkg} , l'efficacité de cette coupure sur le fond. ϵ_{sig} et ϵ_{bkg} sont définis par :

$$\epsilon_{sig} = \frac{N_{part}^{cut}}{N_{part}^{all}} \quad \text{et} \quad \epsilon_{bkg} = \frac{N_{bkg}^{cut}}{N_{bkg}^{all}} \quad (\text{C.1})$$

où N_{part}^{all} (resp. N_{part}^{cut}) désigne le nombre de particules (K_S^0 ou Λ^0 selon le cas) correctement reconstruites avant (resp. après) que la coupure ait été appliquée. De même, N_{bkg}^{all} (resp. N_{bkg}^{cut}) désigne le nombre de candidats de combinatoire avant (resp. après) coupure. Les efficacités étant très élevées, il faut considérer des fluctuations binomiales et pas simplement gaussiennes. Ainsi la fluctuation sur N_{part}^{cut} est : $\sqrt{\epsilon_{sig} \times (1 - \epsilon_{sig}) \times N_{part}^{all}}$ et la fluctuation du nombre d'événements de fond est : $\sqrt{\epsilon_{bkg} \times (1 - \epsilon_{bkg}) \times N_{bkg}^{all}}$. L'erreur sur ϵ_{sig} doit tenir compte de ces deux fluctuations, on obtient :

$$\sigma_{sig} = \frac{\sqrt{\epsilon_{sig} \times (1 - \epsilon_{sig}) \times N_{part}^{all} + \epsilon_{bkg} \times (1 - \epsilon_{bkg}) \times N_{bkg}^{all}}}{N_{part}^{all}} \quad (\text{C.2})$$

La différence entre l'efficacité de la coupure dans les données et dans le Monte Carlo

est évaluée par le rapport :

$$f_{part} = \frac{\epsilon_{sig}^{data}}{\epsilon_{sig}^{MC}} \quad (C.3)$$

Les Figures C.1 et C.2 donnent les valeurs obtenues pour ϵ_{sig}^{data} , ϵ_{sig}^{MC} et le rapport f_{part} respectivement pour les K_s^0 et les protons. Les rapports $f_{K_s^0}$ et f_{proton} sont ajustés par une droite d'équation $y = f_{part}^{fit}$. Ce qui permet d'obtenir la valeur moyenne du rapport f_{part} sur le domaine en impulsion considéré.

Pour les K_s^0 , on obtient : $f_{K_s^0} = 1.007 \pm 0.007$, l'efficacité de la coupure est donc comparable dans la simulation et dans les données. L'efficacité mesurée dans le Monte Carlo pour la désintégration : $D_s^+ \rightarrow K_s^0 K^+$ ne sera donc pas corrigée mais une erreur systématique relative de $\sqrt{0.007^2 + 0.007^2} = 0.1\%$ est attribuée à cette coupure.

Dans le cas du sélecteur pTIGHT, on trouve un rapport $f_{proton} = 0.988 \pm 0.005$. Cette déviation significative de l'efficacité Monte Carlo par rapport à l'efficacité proton sera prise en compte en appliquant la correction f_{proton} et une erreur systématique de $\sqrt{0.012^2 + 0.005^2} = 1.3\%$ est attribuée à cette coupure.

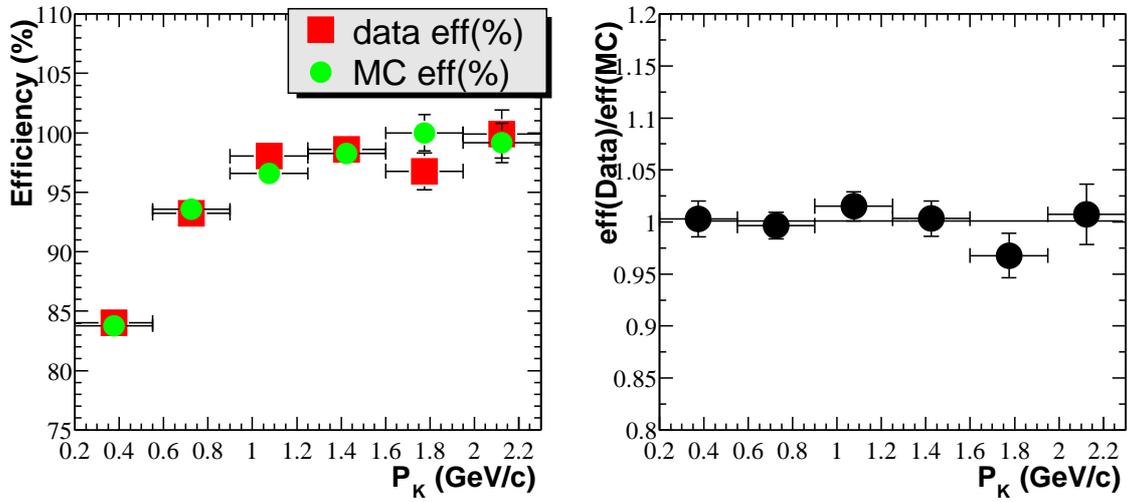


FIG. C.1: Comparaison entre l'efficacité de la coupure $\alpha_{K_S^0}$ dans les données et dans le Monte Carlo. À gauche, ϵ_{sig}^{data} et ϵ_{sig}^{MC} . À droite, $f_{K_S^0}$ et son ajustement.

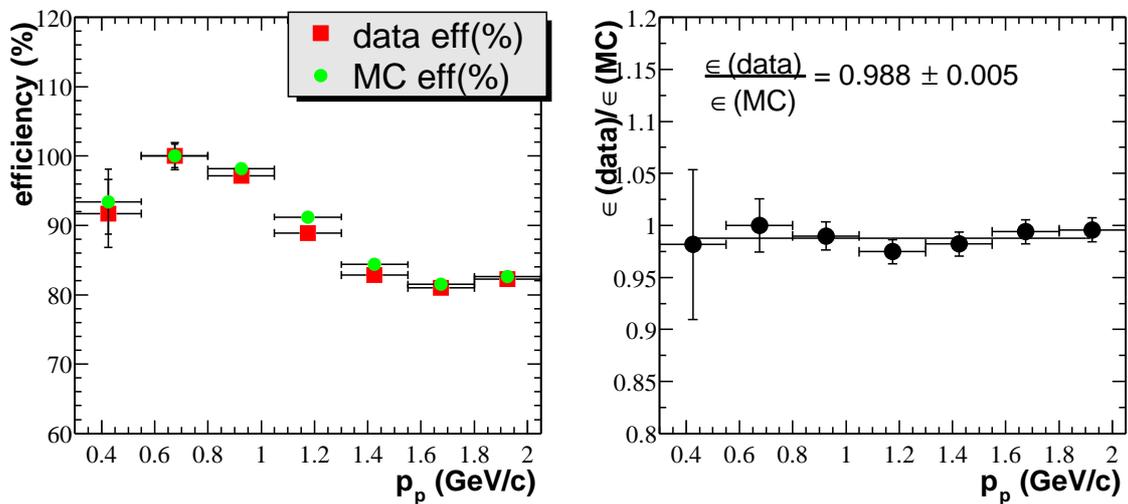


FIG. C.2: Comparaison entre l'efficacité du sélecteur $pTIGHT$ dans les données et dans le Monte Carlo. À gauche, ϵ_{sig}^{data} et ϵ_{sig}^{MC} . À droite, f_{proton} et son ajustement.

Annexe D

Stabilité des taux de branchement mesurés en fonction de l'échantillon

Afin de vérifier la stabilité des résultats en fonction du lot de mésons B_{reco} reconstruits, différents échantillons de différentes puretés ont été utilisés. Les résultats pour ces différents échantillons sont donnés ici.

Les Figures D.1 et D.2 permettent de quantifier l'évolution des taux de branchement mesurés en fonction des sélections. Elles montrent la valeur de $\Delta\mathcal{B} = \mathcal{B}_{meas}/\mathcal{B}_{ref} - 1$ où \mathcal{B}_{meas} est le taux de branchement mesuré dans la sélection et \mathcal{B}_{ref} est un taux de branchement de référence. Il s'agit du taux mesuré dans la sélection **VeryLoose** pour les échantillons tag₋ (B chargés) et **Loose** pour les échantillons tag₀ (B neutres); pour les modes de désintégration des D^0 et des D_s , \mathcal{B}_{ref} est de plus le taux de branchement obtenu après combinaison des différents sous-modes. L'erreur sur ces figures est uniquement statistique. Les résultats pour les D_s corrélés ont été omis car ils ne sont pas significatifs.

Les mesures d'une sélection à l'autre sont en bon accord. Dans le cas des échantillons tag₋, la sélection **Tight** a une statistique deux fois plus faible que la sélection **VeryLoose**, il s'agit donc d'une mesure **quasiment** indépendante.

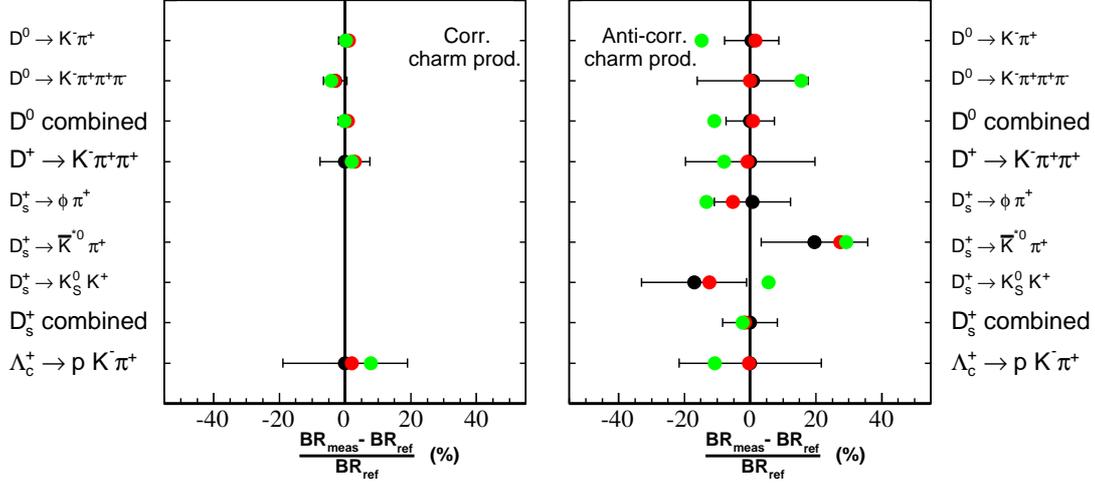


FIG. D.1: Les taux de branchement mesurés dans la partie **recul** de chacun des échantillons $tag_$: **VeryLoose** (points noirs associés aux barres d'erreurs), **Loose** (points rouges) et **Tight** (points verts). À gauche pour les taux de branchement en hadrons charmés corrélés et à droite pour les taux de branchement en hadrons charmés anti-corrélés.

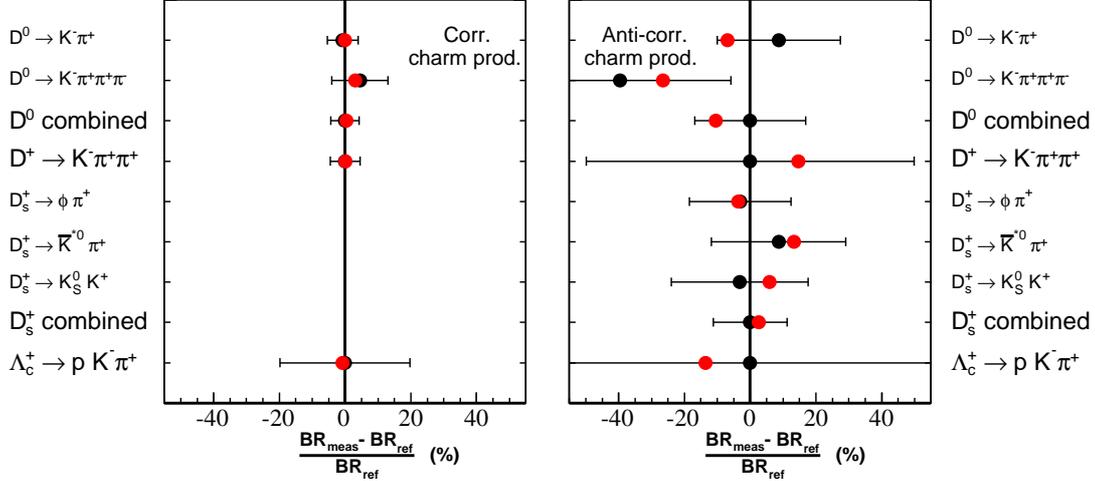


FIG. D.2: Les taux de branchement mesurés dans la partie **recul** de chacun des échantillons tag_0 : **Loose** (points noirs associés aux barres d'erreurs) et **Tight** (points rouges). À gauche pour les taux de branchement en hadrons charmés corrélés et à droite pour les taux de branchement en hadrons charmés anti-corrélés.

Annexe E

Combinaison de plusieurs taux de branchement

Afin de combiner les différents résultats obtenus pour les taux de branchements des désintégrations des mésons B en mésons D^0 , \bar{D}^0 , D_s^+ , D_s^- , il est nécessaire de prendre en compte correctement les erreurs corrélées et non-corrélées (d'une mesure à l'autre). Les erreurs non-corrélées sont par exemple les erreurs statistiques sur les nombres de particules charmées, les erreurs issues de la statistique Monte Carlo, les erreurs dues à la forme de la fonction utilisée pour ajustée le signal de masse m_{X_c} ou encore les erreurs sur les quantités nommées R_{int} dans la section 5.3. Les erreurs non-corrélées sont entre autre, les erreurs sur le nombre de B reconstruits $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$ ou les erreurs sur les taux de branchements dits primaires. Enfin, la difficulté la plus importante est de trouver un moyen de traiter correctement les erreurs partiellement corrélées : sur les identifications de particules ou sur l'efficacité des traces chargées. Par exemple le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ possède 4 traces GTL alors que le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ n'en possède qu'une, qu'il faut déconvoluer de l'erreur totale.

Plutôt que de combiner directement les taux de branchements, il suffit de combiner les quantités notées \mathcal{B}_i telles que :

$$\mathcal{B}_i = \frac{N_i}{\epsilon_i \mathcal{B}_{prim} R_{int}^i N_{B_{reco}}^{\text{tag}} f^{n_i}} \quad (\text{E.1})$$

où N_i est le nombre de particules reconstruites dans le mode i , ϵ_i est l'efficacité brute de reconstruction du mode i , \mathcal{B}_{prim} est le taux de branchement primaire, f une correction par trace à l'efficacité et n_i , le nombre de traces de ce type dans le mode i . Par exemple, f peut-être la correction d'efficacité pour la reconstruction des traces GTVL. On ne considère donc ici qu'une seule correction, le raisonnement s'étendant trivialement à toutes les corrections. i désigne un des modes de désintégration de C noté X_c dans le reste de ce manuscrit. Les équations démontrées dans la section 3.3 (où $\langle \epsilon_C \rangle = \epsilon_i \times f^{n_i}$) montrent qu'il suffit de combiner les \mathcal{B}_i dans un premier temps puis de recalculer les taux de branchements par la

suite à partir de ces quantités moyennes.

Pour combiner les \mathcal{B}_i et trouver un estimateur du taux de branchement noté $\hat{\mathcal{B}}$, on utilise la moyenne pondérée suivante :

$$\hat{\mathcal{B}} = \sum_{i=1}^N w_i \mathcal{B}_i \quad (\text{E.2})$$

où N est le nombre de modes sur lequel la moyenne est réalisée (2 pour les D^0/\bar{D}^0 et 3 pour les D_s), w_i est un poids donné par :

$$w_i = \frac{\sum_{j=1}^N V_{ij}^{-1}}{\sum_{k,l=1}^N V_{kl}^{-1}} \quad (\text{E.3})$$

où V est la matrice de covariance des variables aléatoires \mathcal{B}_i et \mathcal{B}_j . Cette méthode donne un estimateur non biaisé du taux de branchement mais suppose que les variables \mathcal{B}_i sont gaussiennes, ce qui peut ne pas être le cas, en particulier si les taux de branchements sont faibles, les distributions des N_i sont alors poissonniennes.

Toutes les variables aléatoires entrant dans le calcul des \mathcal{B}_k sont alors prises en compte, qu'elles soient indépendantes, corrélées ou partiellement corrélée, le poids w_i permet de supprimer les corrélations partielles ou totales. Une fois le taux de branchement nominal, $\langle \mathcal{B} \rangle$, calculé par cette méthode, c'est-à-dire le taux de branchement calculé à partir de $\hat{\mathcal{B}}$ après toutes les corrections nécessaires appliquées (démontrées dans la section 3.3).

Les erreurs provenant de variables corrélées entre les différents modes sont évaluées comme suit. Ces quantités Q_{cor} sont prises une à une et leur valeur centrale est déplacée de $\pm 1\sigma_{Q_{cor}}$, puis la moyenne est calculée de nouveau. L'écart au taux de branchement nominal est pris comme erreur induite par Q_{cor} sur la valeur de $\langle \mathcal{B} \rangle$, ceci permet entre autre de calculer séparément les erreurs dues à chaque paramètre Q_{cor} .

Pour les erreurs des variables non corrélées Q_{uncor} , l'erreur moyenne $\sigma_{\langle \mathcal{B} \rangle}^{Q_{uncor}}$ sur le taux de branchement nominal est donné par :

$$\sigma_{\langle \mathcal{B} \rangle}^{Q_{uncor}} = \sqrt{\sum_{i=1}^N w_i^2 (\sigma_{Q_{uncor}}^i)^2} \quad (\text{E.4})$$

E.1 Calcul de la matrice de covariance V

Supposons dans un premier temps que seul f est une variable aléatoire, les autres quantités de l'Équation E.1 sont connues avec une précision infinie. La covariance entre les modes \mathcal{B}_1 et \mathcal{B}_2 est donnée par :

$$\begin{aligned} cov(\mathcal{B}_1, \mathcal{B}_2) &= E \left[\frac{N_1}{\epsilon_1 \mathcal{B}_{prim} R_{int}^1 N_{B_{reco}}^{tag} f^{n_1}} \times \frac{N_2}{\epsilon_2 \mathcal{B}_{prim} R_{int}^2 N_{B_{reco}}^{tag} f^{n_2}} \right] \\ &- E \left[\frac{N_1}{\epsilon_1 \mathcal{B}_{prim} R_{int}^1 N_{B_{reco}}^{tag} f^{n_1}} \right] \times E \left[\frac{N_2}{\epsilon_2 \mathcal{B}_{prim} R_{int}^2 N_{B_{reco}}^{tag} f^{n_2}} \right] \end{aligned} \quad (E.5)$$

En prenant seulement f en compte :

$$cov(\mathcal{B}_1, \mathcal{B}_2) = \mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2 \frac{1}{E \left[\frac{1}{f^{n_1}} \right] E \left[\frac{1}{f^{n_2}} \right]} \times \left\{ E \left[\frac{1}{f^{n_1+n_2}} \right] - E \left[\frac{1}{f^{n_1}} \right] E \left[\frac{1}{f^{n_2}} \right] \right\} \quad (E.6)$$

Le paragraphe suivant détaille le calcul approché de la variance $E[1/X^n]$ où X est un variable aléatoire. En utilisant directement le résultat de l'Équation E.15, la covariance s'exprime sous la forme (\bar{X} désigne la valeur moyenne de la variable aléatoire X) :

$$cov(\mathcal{B}_1, \mathcal{B}_2) = \mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2 \frac{1}{E \left[\frac{1}{f^{n_1}} \right] E \left[\frac{1}{f^{n_2}} \right]} \times \left\{ \frac{n_1 n_2}{\bar{f}^{n_1+n_2}} \left(\frac{\sigma_f}{\bar{f}} \right)^2 \right\} \quad (E.7)$$

en développant les termes $1/E[1/f_i^n]$ comme démontré dans le paragraphe suivant et en limitant le calcul au deuxième ordre en σ_f/f , on obtient donc :

$$cov(\mathcal{B}_1, \mathcal{B}_2) = \mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2 n_1 n_2 \left(\frac{\sigma_f}{\bar{f}} \right)^2 \quad (E.8)$$

En suivant la même logique, il est possible d'ajouter toutes les contributions ce qui permet de calculer la covariance totale :

$$cov(\mathcal{B}_1, \mathcal{B}_2) = \bar{\mathcal{B}}_1 \bar{\mathcal{B}}_2 \left\{ \left(\frac{\sigma_{N_{B_{reco}}^{tag}}}{\bar{N}_{B_{reco}}^{tag}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\mathcal{B}_{prim}}}{\bar{\mathcal{B}}_{prim}} \right)^2 + n_1 n_2 \left(\frac{\sigma_f}{\bar{f}} \right)^2 \right\} \quad (E.9)$$

On constate que cette expression tient compte des variables complètement corrélées $N_{B_{reco}}^{tag}$ et \mathcal{B}_{prim} et des variables partiellement corrélées (ici seulement f). Le calcul des éléments diagonaux de V est très semblable, seuls les termes non-corrélés se rajoutent, par exemple pour \mathcal{B}_1 :

$$\begin{aligned} cov(\mathcal{B}_1, \mathcal{B}_1) &= \bar{\mathcal{B}}_1^{-2} \left\{ \left(\frac{\sigma_{N_1}}{\bar{N}_1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{R_{int}^1}}{\bar{R}_{int}^1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\epsilon_1}}{\bar{\epsilon}_1} \right)^2 + \right. \\ &\left. \left(\frac{\sigma_{N_{B_{reco}}^{tag}}}{\bar{N}_{B_{reco}}^{tag}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\mathcal{B}_{prim}}}{\bar{\mathcal{B}}_{prim}} \right)^2 + n_1^2 \left(\frac{\sigma_f}{\bar{f}} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (E.10)$$

E.2 Espérance de la variable aléatoire $1/X^n$

Soit X une variable aléatoire de densité de probabilité $G(x)$, par exemple une fonction gaussienne, centré en $\bar{X} \equiv m$ et d'écart-type σ . Dans la suite on suppose que l'écart-type est suffisamment petit devant m pour que les intégrales soient convergentes. L'espérance de la variable aléatoire $F \equiv 1/X^n$ est par définition :

$$E \left[\frac{1}{X^n} \right] = \int \frac{1}{x^n} G(x) dx \quad (\text{E.11})$$

en effectuant le changement de variable :

$$t = \frac{x - m}{\sigma}$$

on obtient :

$$E \left[\frac{1}{X^n} \right] = \frac{1}{m^n} \int \frac{1}{\left(1 + \frac{\sigma}{m}t\right)^n} \tilde{G}(t) dt$$

la fonction $\tilde{G}(t)$ a alors la forme d'une densité de probabilité centrée réduite (de moyenne zéro et d'écart-type 1). En développant en série entière $1/\left(1 + \frac{\sigma}{m}t\right)^n$, ce qui est possible car $\sigma/m \ll 1$ on obtient :

$$E \left[\frac{1}{X^n} \right] = \frac{1}{m^n} \times \left\{ \begin{array}{l} + 1 \left(\frac{\sigma}{m}\right)^0 \int t^0 \tilde{G}(t) dt \\ - n \left(\frac{\sigma}{m}\right)^1 \int t^1 \tilde{G}(t) dt \\ + \frac{n(n+1)}{2!} \left(\frac{\sigma}{m}\right)^2 \int t^2 \tilde{G}(t) dt \\ - \frac{n(n+1)(n+2)}{3!} \left(\frac{\sigma}{m}\right)^3 \int t^3 \tilde{G}(t) dt \quad \dots \end{array} \right\}$$

Si de plus $\tilde{G}(t)$ est symétrique (comme une gaussienne), alors, en utilisant le fait que $\tilde{G}(t)$ est centrée réduite, on obtient au troisième ordre en σ/m la valeur de $E[1/x^n]$:

$$E \left[\frac{1}{X^n} \right] = \frac{1}{m^n} \times \left(1 + \frac{n(n+1)}{2} \left(\frac{\sigma}{m}\right)^2 + o \left\{ \left(\frac{\sigma}{m}\right)^3 \right\} \right) \quad (\text{E.12})$$

On retrouve en première approximation les expressions usuelles pour :

$$E \left[\frac{1}{X^n} \right] = \frac{1}{m^n} \quad (\text{E.13})$$

ou encore :

$$\sigma_{1/X^n}^2 = E \left[\frac{1}{X^{2n}} \right] - E \left[\frac{1}{X^n} \right]^2 = \frac{n^2}{m^{2n}} \times \left(\frac{\sigma}{m}\right)^2 \quad (\text{E.14})$$

Elle permet en plus de calculer la covariance des variables $1/X^{n_1}$ et $1/X^{n_2}$, utilisée précédemment :

$$\begin{aligned} cov \left(\frac{1}{X^{n_1}}, \frac{1}{X^{n_2}} \right) &= E \left[\frac{1}{X^{n_1+n_2}} \right] - E \left[\frac{1}{X^{n_1}} \right] E \left[\frac{1}{X^{n_2}} \right] \\ &= \frac{n_1 n_2}{m^{n_1+n_2}} \left(\frac{\sigma}{m}\right)^2 \end{aligned} \quad (\text{E.15})$$

Annexe F

Limite supérieure sur le taux de branchement $\mathcal{B}(B \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K)$

Afin d'étudier la désintégration $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+)$, qui permet d'évaluer le taux de branchement $\mathcal{B}(B \rightarrow \Xi_c \Lambda_c^+ (n\pi))$, on recherche, dans les événements où un Λ_c^+ ou un $\bar{\Lambda}_c^-$ a été reconstruit dans la *partie ■recul■* de l'échantillon tag₋, un kaon chargé positivement (même signe que le B^+) dans les traces n'appartenant ni au B_{reco} reconstruit ni au Λ_c reconstruit (Λ_c désigne ici indifféremment le Λ_c^+ ou le $\bar{\Lambda}_c^-$ reconstruit).

Le quadri-vecteur Q_{recol} du méson B de la *partie ■recul■* est connu (section 3.4.1), les quadri-vecteurs du Λ_c reconstruit (Q_{Λ_c}) et le quadri-vecteur du K^+ (Q_K) sont également connus. Ainsi le quadri-vecteur du reste X de la désintégration $B^+ \rightarrow \Lambda_c K^+ X$ est donc :

$$Q_X = Q_{recol} - Q_{\Lambda_c} - Q_K \quad (\text{F.1})$$

Q_x est nommé quadri-vecteur manquant et sa norme de Lorentz, masse manquante m_X . Si, de plus, il s'agit d'une désintégration $B^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+$ alors, que l'on ait $\Lambda_c \equiv \Lambda_c^+$ ou $\Lambda_c \equiv \bar{\Lambda}_c^-$:

$$m_X = \sqrt{Q_X^2} = m_{\Lambda_c} \approx 2.285 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{F.2})$$

Cette méthode a été appliquée à l'échantillon tag₋ **■VeryLoose■**. La Figure F.1 illustre le résultat, à gauche pour $\Lambda_c \equiv \bar{\Lambda}_c^-$ (Λ_c corrélés) et à droite pour $\Lambda_c \equiv \Lambda_c^+$ (Λ_c anti-corrélés). Ces masses manquantes sont réalisées en ne conservant que les événements pour lesquels $|m_{pK-\pi^+} - M_{\Lambda_c}| < 2 \sigma_{\Lambda_c}$ (M_{Λ_c} et σ_{Λ_c} sont respectivement la masse centrale et l'écart-type de la gaussienne utilisée pour ajuster le signal de Λ_c) et $m_{ES} > 5.274$ (histogramme en trait plein noir). L'histogramme en rouge hachuré représente la contribution des événements de fond combinatoire évaluée à partir des candidats de fond combinatoire ayant une masse invariante incompatible avec celle d'un Λ_c .

La masse du baryon Λ_c est de $2.285 \text{ GeV}/c^2$; si la désintégration $B^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+$ produit tous les Λ_c^+ (anti-corrélés) on attend alors 35 candidats à $2.285 \text{ GeV}/c^2$ par masse manquante à $\Lambda_c^+ K^+$ et 35 candidats à $2.285 \text{ GeV}/c^2$ par masse manquante à $\bar{\Lambda}_c^- K^+$. Ce nombre de candidats est obtenu à partir de la Table 5.13 corrigée de l'efficacité des coupures : $|m_{pK-\pi^+} - M_{\Lambda_c}| < 2 \sigma_{\Lambda_c}$, $m_{ES} > 5.274 \text{ GeV}/c^2$ et de l'efficacité d'identification d'un

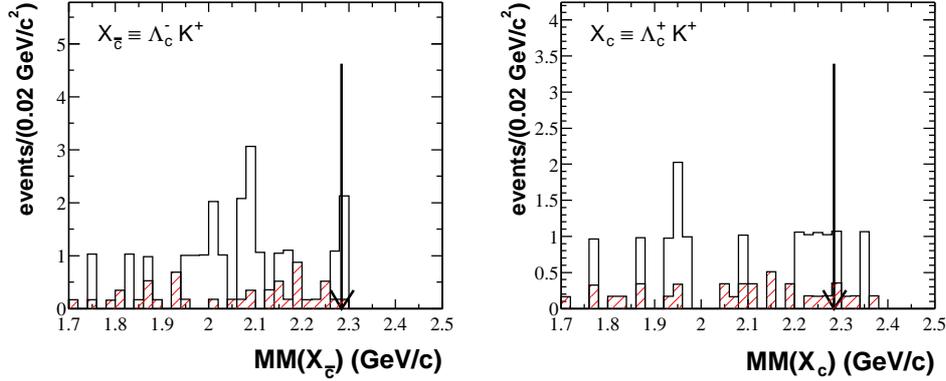


FIG. F.1: Masse manquante à $\bar{\Lambda}_c^- K^+$ à gauche et $\Lambda_c^+ K^+$ à droite.

kaon chargé (critère kTIGHT) : $\epsilon_K = 70 \%$. Sur la Figure F.1, la distribution en masse manquante à $\Lambda_c^+ K^+$ (à droite) est plus étalée, c'est pourquoi, seule la distribution en masse manquante à $\bar{\Lambda}_c^- K^+$ (à gauche) est utilisée. Elle présente trois événements compatibles avec la masse d'un Λ_c (La fenêtre en masse utilisée est : $|m_X - m_{\Lambda_c}| < 3 * \sigma_{res}$ avec σ_{res} la résolution en masse manquante qui est pour ce type de masse de $25 \text{ MeV}/c^2$). En supposant que tous les candidats observés sont bien issus de désintégrations $B^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+$, on obtient donc à 90 % de niveau de confiance, une limite sur le nombre de candidats $N_{\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+}$:

$$N_{\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+} < 5.32 \quad (\text{F.3})$$

Afin d'obtenir le taux de branchement, il suffit de se normaliser par exemple au nombre de $\bar{\Lambda}_c^-$ obtenus dans ces conditions (cf. Table 5.13) qui est $N_{\Lambda_c^+} = 35$. On obtient alors un taux de branchement de $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K^+) = 0.15 \%$ et la limite correspondante :

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K^+) = \frac{N_{\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+}}{\epsilon_K \times N_{\Lambda_c^+}} \times \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Lambda_c^+ X) < 0.3 \% \text{ @ } 90 \% \text{ CL} \quad (\text{F.4})$$

cette quantité sera négligée devant le taux de branchement $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Lambda_c^+ X) = 2.1 \%$ et on utilisera (consulter la section 1.2.5.2) :

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Xi_c X) = \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \Lambda_c^+ X) \quad (\text{F.5})$$

Une méthode similaire pourrait être appliquée aux désintégrations $B^0 \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K_s^0$. Dans ce cas, étant donné l'efficacité de reconstruction et le taux de branchement intermédiaire de la désintégration $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et étant donné la statistique globale plus faible que dans le cas des B chargés, le résultat semble peu significatif. La méthode a néanmoins été testée, on observe un seul candidat compatible avec un Λ_c , ce qui fournit la limite (en prenant une efficacité de reconstruction des K_s^0 est de 50 %) :

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K_s^0) < 0.9 \% \text{ @ } 90 \% \text{ CL} \quad (\text{F.6})$$

Le résultat est, comme attendu, peu significatif. Mais vu le résultat obtenu dans le cas des B chargés, cette désintégration sera néanmoins négligée.

Annexe G

Détails des erreurs systématiques dans les mesures de : $\mathcal{B}(B \rightarrow C/\bar{C}X)$

Cette section donne le détail des erreurs systématiques dont les sources sont discutées dans la section 5.2. L'erreur nommée *shape*₂ est celle induite par la variation des paramètres de ρ_S lors de l'ajustement des distributions $(m_{X_{\bar{c}(c)}}, m_{\text{ES}})$.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée
$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}/CX)$	78.3 ± 1.6	8.4 ± 0.6
$N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$	± 1.6	± 0.2
χ_d	± 0.0	± 0.0
g_-/g_0	± 0.3	± 0.1
\mathcal{B} du fond piquant	± 0.1	± 0.0
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	± 0.4	± 0.1
$shape_1 \oplus shape_2$	± 0.7	± 0.1
trk	± 1.3	± 0.2
PID K^\pm	± 2.0	± 0.2
PID p/\bar{p}	± 0.0	± 0.0
correction K_S^0	± 0.0	± 0.0
veto K	± 0.2	± 0.0
$\mathcal{B}(C \rightarrow X_c)$	$+1.9$ -1.8	$+0.2$ -0.2
R_{int}	$+0.6$ -0.6	$+0.1$ -0.1
r_{DCS}	± 0.0	± 0.1
syst. total	$3.1^{+2.0}_{-1.9}$	$0.4^{+0.3}_{-0.2}$

 TAB. G.1: Systématiques de la production inclusive de D^0/\bar{D}^0 dans les désintégrations des B chargés.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée
$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}/CX)$	10.0 ± 0.8	2.6 ± 0.5
$N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$	± 0.2	± 0.1
χ_d	± 0.0	± 0.0
g_-/g_0	± 0.2	± 0.1
\mathcal{B} du fond piquant	± 0.1	± 0.0
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	± 0.1	± 0.0
$shape_1 \oplus shape_2$	± 0.2	± 0.1
trk	± 0.3	± 0.1
PID K^\pm	± 0.3	± 0.1
PID p/\bar{p}	± 0.0	± 0.0
correction K_S^0	± 0.0	± 0.0
veto K	± 0.0	± 0.0
$\mathcal{B}(C \rightarrow X_c)$	$+0.8$ -0.7	$+0.2$ -0.2
R_{int}	$+0.0$ -0.0	$+0.0$ -0.0
r_{DCS}	± 0.0	± 0.0
syst. total	$0.5^{+0.8}_{-0.7}$	$0.2^{+0.2}_{-0.2}$

 TAB. G.2: Systématiques de la production inclusive de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ dans les désintégrations des B chargés.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée
$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}/CX)$	1.1 ± 0.4	10.6 ± 0.9
$N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$	± 0.0	± 0.2
χ_d	± 0.0	± 0.0
g_-/g_0	± 0.0	± 0.0
\mathcal{B} du fond piquant	± 0.0	± 0.1
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	± 0.0	± 0.2
$shape_1 \oplus shape_2$	± 0.0	± 0.3
trk	± 0.0	± 0.3
PID K^\pm	± 0.0	± 0.2
PID p/\bar{p}	± 0.0	± 0.0
correction K_S^0	± 0.0	± 0.1
veto K	± 0.0	± 0.0
$\mathcal{B}(C \rightarrow X_c)$	$+0.4$ -0.2	$+3.7$ -2.2
R_{int}	$+0.0$ -0.0	$+0.5$ -0.4
r_{DCS}	± 0.0	± 0.0
syst. total	$0.1^{+0.4}_{-0.2}$	$0.5^{+3.7}_{-2.3}$

TAB. G.3: Systématiques de la production inclusive de D_s^\pm dans les désintégrations des B chargés.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée
$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}/CX)$	2.8 ± 0.5	2.1 ± 0.5
$N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$	± 0.1	± 0.0
χ_d	± 0.0	± 0.0
g_-/g_0	± 0.0	± 0.0
\mathcal{B} du fond piquant	± 0.0	± 0.0
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	± 0.1	± 0.1
$shape_1 \oplus shape_2$	± 0.2	± 0.2
trk	± 0.1	± 0.0
PID K^\pm	± 0.1	± 0.1
PID p/\bar{p}	± 0.1	± 0.1
correction K_S^0	± 0.0	± 0.0
veto K	± 0.0	± 0.0
$\mathcal{B}(C \rightarrow X_c)$	$+1.1$ -0.6	$+0.8$ -0.5
R_{int}	$+0.0$ -0.0	$+0.0$ -0.0
r_{DCS}	± 0.0	± 0.0
syst. total	$0.3^{+1.1}_{-0.6}$	$0.2^{+0.8}_{-0.5}$

TAB. G.4: Systématiques de la production inclusive de $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ dans les désintégrations des B chargés.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée
$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}/CX)$	47.0 ± 2.0	8.3 ± 1.4
$N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$	± 0.4	± 0.1
χ_d	± 0.3	± 0.3
g_-/g_0	± 0.3	± 0.1
\mathcal{B} du fond piquant	± 0.1	± 0.0
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	± 0.3	± 0.0
$shape_1 \oplus shape_2$	± 0.6	± 0.3
trk	± 0.8	± 0.2
PID K^\pm	± 1.3	± 0.2
PID p/\bar{p}	± 0.0	± 0.0
correction K_S^0	± 0.0	± 0.0
veto K	± 0.1	± 0.0
$\mathcal{B}(C \rightarrow X_c)$	$+1.2$ -1.2	$+0.2$ -0.2
R_{int}	$+0.4$ -0.3	$+0.1$ -0.1
r_{DCS}	± 0.0	± 0.1
syst. total	$1.7^{+1.3}_{-1.2}$	$0.5^{+0.2}_{-0.2}$

 TAB. G.5: Systématiques de la production inclusive de D^0/\bar{D}^0 dans les désintégrations des B neutres.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée
$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}/CX)$	37.0 ± 1.7	2.3 ± 1.2
$N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$	± 0.3	± 0.0
χ_d	± 0.2	± 0.2
g_-/g_0	± 0.2	± 0.0
\mathcal{B} du fond piquant	± 0.0	± 0.0
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	± 0.2	± 0.0
$shape_1 \oplus shape_2$	± 0.6	± 0.2
trk	± 0.9	± 0.1
PID K^\pm	± 1.0	± 0.1
PID p/\bar{p}	± 0.0	± 0.0
correction K_S^0	± 0.0	± 0.0
veto K	± 0.1	± 0.0
$\mathcal{B}(C \rightarrow X_c)$	$+2.6$ -2.3	$+0.2$ -0.1
R_{int}	$+0.0$ -0.0	$+0.0$ -0.0
r_{DCS}	± 0.0	± 0.0
syst. total	$1.5^{+2.6}_{-2.3}$	$0.3^{+0.2}_{-0.1}$

 TAB. G.6: Systématiques de la production inclusive de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ dans les désintégrations des B neutres.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée
$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}/CX)$	1.8 ± 1.0	13.9 ± 1.6
$N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$	± 0.0	± 0.1
χ_d	± 0.1	± 0.1
g_-/g_0	± 0.0	± 0.0
\mathcal{B} du fond piquant	± 0.0	± 0.0
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	± 0.0	± 0.2
$shape_1 \oplus shape_2$	± 0.2	± 0.3
trk	± 0.0	± 0.4
PID K^\pm	± 0.1	± 0.3
PID p/\bar{p}	± 0.0	± 0.0
correction K_s^0	± 0.0	± 0.1
veto K	± 0.0	± 0.0
$\mathcal{B}(C \rightarrow X_c)$	$+0.6$ -0.3	$+4.7$ -2.8
R_{int}	$+0.1$ -0.1	$+0.6$ -0.6
r_{DCS}	± 0.0	± 0.0
syst. total	$0.2^{+0.6}_{-0.4}$	$0.6^{+4.8}_{-2.9}$

TAB. G.7: Systématiques de la production inclusive de D_s^\pm dans les désintégrations des B neutres.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée
$\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{C}/CX)$	5.1 ± 1.0	1.7 ± 0.9
$N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$	± 0.0	± 0.0
χ_d	± 0.0	± 0.0
g_-/g_0	± 0.0	± 0.0
\mathcal{B} du fond piquant	± 0.0	± 0.0
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	± 0.2	± 0.1
$shape_1 \oplus shape_2$	± 0.4	± 0.1
trk	± 0.1	± 0.0
PID K^\pm	± 0.1	± 0.0
PID p/\bar{p}	± 0.2	± 0.1
correction K_s^0	± 0.0	± 0.0
veto K	± 0.0	± 0.0
$\mathcal{B}(C \rightarrow X_c)$	$+1.8$ -1.1	$+0.6$ -0.4
R_{int}	$+0.0$ -0.0	$+0.0$ -0.0
r_{DCS}	± 0.0	± 0.0
syst. total	$0.5^{+1.8}_{-1.1}$	$0.2^{+0.6}_{-0.4}$

TAB. G.8: Systématiques de la production inclusive de $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ dans les désintégrations des B neutres.

Annexe H

Calcul des erreurs dans le cas des échantillons à faible statistique

Pour certaines des désintégrations des mésons B en particules charmées, les nombres d'événements observés sont trop petits pour conserver l'erreur donnée par l'ajustement (erreur gaussienne). Pour ces statistiques faibles, l'erreur sur le taux de branchement est calculée comme la dispersion des résultats d'un grand nombre d'expériences Monte Carlo. Lorsque l'erreur est trop grande pour exclure un taux de branchement nul à plus de trois déviations standards, c'est-à-dire lorsque $\mathcal{P}(\mathcal{B} = 0) > 0.27\%$, une limite supérieure est calculée. Les modes de désintégration concernés sont : $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D_s^- X)$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^+ X)$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_s^- X)$ et $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ X)$.

H.1 Erreurs statistiques dans le cas des petites statistiques

Pour chacune des désintégrations citées, une expérience Monte Carlo est réalisée. Les nombres de candidats $X_{\bar{c}}$, notés $n_{\bar{c}}$, et X_c , notés n_c , sont générés selon des lois poissoniennes de paramètres $\mu_{\bar{c}}$ et μ_c . Ces paramètres sont pris égaux aux valeurs mesurées dans les données, c'est-à-dire :

$$\mu_{\bar{c}} = \overline{N}_{X_{\bar{c}}}^{\text{recul}} + \overline{N}_{\bar{c}}^{BG} \quad (\text{H.1})$$

$$\mu_c = \overline{N}_{X_c}^{\text{recul}} + \overline{N}_c^{BG} \quad (\text{H.2})$$

où $\overline{N}_{X_{\bar{c}}}^{\text{recul}}$ ($\overline{N}_{X_c}^{\text{recul}}$) est le nombre d'états finaux ajustés $X_{\bar{c}}$ (X_c) dans la boîte de signal et $\overline{N}_{\bar{c}}^{BG}$ (\overline{N}_c^{BG}) est le nombre de candidats de fonds ajustés dans la boîte de signal. La boîte de signal est définie par : $m_{\text{ES}} > 5.270 \text{ GeV}/c^2$ et $|m_{X_{\bar{c}(c)}} - M_C| < 3 \sigma_C^{\text{fit}}$, la Figure H.1 permet de visualiser graphiquement cette fenêtre dans le plan (m_{ES}, m_{X_c}) . Les nombres

de candidats de fonds sont donnés dans les Tables 5.12, 5.13, 5.14 et 5.14 avec $\overline{N}_{\bar{c}(c)}^{BG} = N_{X_{\bar{c}(c)}^{BG}} + N_{B+f}^{BG}$ ¹

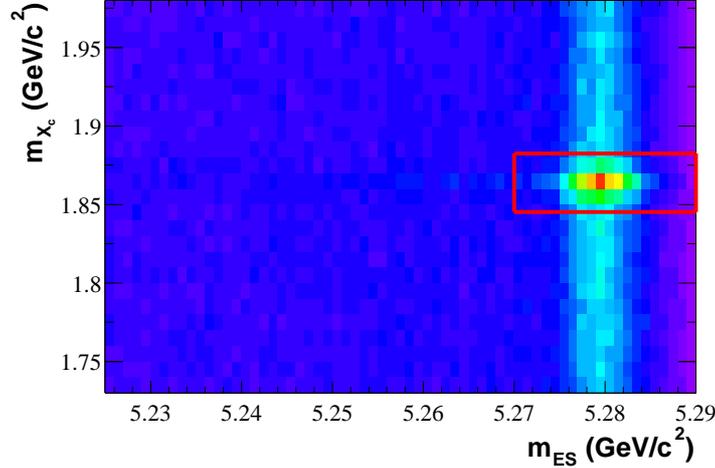


FIG. H.1: Définition de la **boîte de signal** dans le plan (m_{ES}, m_{X_c}) , exemple $X_c \equiv K^+\pi^-$.

Pour chaque expérience Monte Carlo, les nombres d'états finaux $N_{X_{\bar{c}}}^{\text{recul}}$ et $N_{X_c}^{\text{recul}}$ est alors :

$$N_{X_{\bar{c}}}^{\text{recul}} = n_{\bar{c}} - \overline{N}_{\bar{c}}^{BG} \quad (\text{H.3})$$

$$N_{X_c}^{\text{recul}} = n_c - \overline{N}_c^{BG} \quad (\text{H.4})$$

Les taux de branchement sont ensuite calculés comme dans le cas de l'analyse standard à partir des formules 3.15 et 3.17.

Les distributions obtenus pour les taux de branchement permettent de calculer les erreurs statistiques correctes. La Table H.1 donne les résultats par mode de désintégration. Trois quantités sont calculées. La première est \mathcal{B}_{low} , valeur telle que la probabilité que le taux de branchement réel \mathcal{B}_{true} soit plus petit que \mathcal{B}_{low} soit inférieur à 3 déviations standards, c'est-à-dire que $\mathcal{P}(\mathcal{B}_{true} < \mathcal{B}_{low}) = 0.27\%$. La seconde est la limite supérieure à 90 % de niveau de confiance, il s'agit simplement de la valeur \mathcal{B}_{up} pour laquelle plus de 90 % des expériences Monte Carlo mesure un taux de branchement \mathcal{B} inférieur à \mathcal{B}_{up} . Enfin la troisième est le taux de branchement moyen $\overline{\mathcal{B}}$ (qui doit être identique à celui mesuré dans les données) et ses barres d'erreurs σ_{low} et σ_{up} à une déviation standard qui sont calculées pour que le taux de branchement réel \mathcal{B}_{true} soit dans l'intervalle défini par

¹Notons également que $N_{X_{\bar{c}(c)}}^{\text{recul}}$ est renormalisé à la boîte de signal, l'aire des fonctions Γ_{CB} entre $5.270 < m_{ES} < 5.290 \text{ GeV}/c^2$ est supérieure à 99 % de l'aire totale, à laquelle correspondent les nombres $N_{X_{\bar{c}(c)}}^{\text{recul}}$ donnés dans les tables.

la probabilité :

$$\mathcal{P}(\mathcal{B}_{true} > \bar{\mathcal{B}} - \sigma_{low}) = 1 - \alpha/2 \quad (\text{H.5})$$

$$\mathcal{P}(\mathcal{B}_{true} < \bar{\mathcal{B}} + \sigma_{up}) = 1 - \alpha/2 \quad (\text{H.6})$$

$$(\text{H.7})$$

avec $\alpha = 31.73 \%$ ce qui correspond à une déviation standard.

Désintégration		\mathcal{B}_{low}	\mathcal{B}_{up} @ 90 % CL	$\bar{\mathcal{B}}_{-\sigma_{low}}^{+\sigma_{up}}$
$B^+ \rightarrow D_s^- X$	$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	$> 0.2 \%$	$< 3.3 \%$	$2.2_{-0.7}^{+0.8} \%$
	$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	-	$< 3.1 \%$	$1.6_{-1.0}^{+1.1} \%$
	$D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+$	-	$< 1.0 \%$	$-0.2_{-1.1}^{+0.9} \%$
$B^0 \rightarrow D^+ X$	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	-	$< 3.8 \%$	$2.3_{-1.1}^{+1.2} \%$
$B^0 \rightarrow D_s^- X$	$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	-	$< 5.2 \%$	$3.1_{-1.6}^{+1.6} \%$
	$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$	-	$< 3.0 \%$	$0.4_{-1.0}^{+2.1} \%$
	$D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+$	-	$< 4.0 \%$	$1.9_{1.0}^{+2.2} \%$
$B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ X$	$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	-	$< 2.9 \%$	$1.7_{-0.8}^{+0.9} \%$

TAB. H.1: Erreurs statistiques sur les modes à faible statistique et limites supérieures à 90 % de niveau de confiance.

Pour les désintégrations $B \rightarrow D_s^- X$, les taux de branchement sont mesurés avec plusieurs sous modes de D_s . De façon générale, les taux de branchement sont combinés comme détaillé dans l'Annexe E. Néanmoins, dans le cas qui nous intéresse ici, cette méthode n'est plus valable car elle suppose que les variables aléatoires ont des lois de probabilité gaussiennes. Afin d'utiliser toutes les valeurs des différents modes de D_s pour obtenir la meilleure erreur possible, les modes $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$ et $D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+$ sont combinés par une méthode de maximum de vraisemblance. La contre-partie est qu'il est difficile de prendre en compte, dans ce cas, les erreurs systématiques sur les taux de branchement ce qui est justifié pour les faibles statistiques puisque l'erreur systématique est alors négligeable.

H.2 Combinaison des différents modes par maximum de vraisemblance

Pour chaque expérience Monte Carlo, les taux de branchement $\langle \mathcal{B} \rangle_C$ et $\langle \mathcal{B} \rangle_{\bar{C}}$ valeurs moyennes des taux de branchement bruts définis par l'Équation 3.10 sont calculés pour les D_s comme la valeur maximisant la fonction de vraisemblance :

$$\mathcal{L}(\langle \mathcal{B} \rangle_C) = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}_i(n_c^i; \langle \mathcal{B} \rangle_C) \quad (\text{H.8})$$

où N est le nombre de modes. Le raisonnement étant le même pour le calcul de $\langle \mathcal{B} \rangle_{\bar{C}}$, il sera uniquement développé pour $\langle \mathcal{B} \rangle_C$.

Les fonctions \mathcal{P}_i sont les densités de probabilité des variables aléatoires \tilde{n}_c^i définies comme le nombre total de candidats X_c^i dans la boîte de signal (fond plus signal). Les \tilde{n}_c^i suivent des lois de probabilité de Poisson et leur paramètre peut être exprimé en fonction de $\langle \mathcal{B} \rangle_C$:

$$\mu_c^i(\langle \mathcal{B} \rangle_C) = s_i(\langle \mathcal{B} \rangle_C) + b_i \quad (\text{H.9})$$

La fonction $s_i(\langle \mathcal{B} \rangle_C)$ et la constante b_i sont définies par :

$$s_i(\langle \mathcal{B} \rangle_C) = \langle \mathcal{B} \rangle_C \times \mathcal{B}_c^i \times \langle \epsilon_C \rangle^i \quad (\text{H.10})$$

$$b_i = \overline{N}_c^{iBG} \quad (\text{H.11})$$

où \mathcal{B}_c^i est le taux de branchement intermédiaire de C dans l'état final X_c^i , $\langle \epsilon_C \rangle^i$ est l'efficacité de reconstruction de ce même état final et \overline{N}_c^{iBG} est le nombre de candidats de fond dans la boîte de signal. Les nombres de candidats par expérience n_c^i sont obtenus grâce à la loi de Poisson :

$$\mathcal{P}_i(\tilde{n}_c^i = n_c^i ; \langle \mathcal{B} \rangle_C) = \frac{e^{-\mu_c^i(\langle \mathcal{B} \rangle_C)} (\mu_c^i(\langle \mathcal{B} \rangle_C))^{n_c^i}}{n_c^i!} \quad (\text{H.12})$$

Maximiser la fonction de vraisemblance, définie Équation H.8, revient à minimiser $-\ln \hat{\mathcal{L}}$, définie par :

$$-\ln \hat{\mathcal{L}}(\langle \mathcal{B} \rangle_C) = \sum_{i=1}^N s_i(\langle \mathcal{B} \rangle_C) + b_i - \ln (s_i(\langle \mathcal{B} \rangle_C) + b_i) \quad (\text{H.13})$$

Pour chaque expérience Monte Carlo, les taux de branchement bruts $\langle \mathcal{B} \rangle_{\bar{C}}$ et $\langle \mathcal{B} \rangle_C$ sont calculés de cette façon ce qui permet d'en déduire les taux de branchement réellement mesurés (dans ladite expérience). Comme dans le paragraphe précédent les distributions de ces taux de branchement permettent de déduire les trois quantités \mathcal{B}_{low} , \mathcal{B}_{up} et $\overline{\mathcal{B}}_{-low}^{+\sigma_{up}}$ données dans la Table H.1

Désintégration	\mathcal{B}_{low}	\mathcal{B}_{up} @ 90 % CL	$\overline{\mathcal{B}}_{-low}^{+\sigma_{up}}$
$B^+ \rightarrow D_s^- X$	> 0.1 %	< 2.1 %	$1.4_{-0.5}^{+0.6}$ %
$B^0 \rightarrow D_s^- X$	-	< 3.4 %	$1.9_{-1.0}^{+1.1}$ %

TAB. H.2: Erreurs statistiques sur les taux de branchement combinés des désintégrations $B \rightarrow D_s^- X$.

H.3 Conclusions

Un seul taux de branchement à faible statistique est significatif à plus de trois déviations standard, il s'agit de : $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D_s^- X)$. Pour les autres, des limites supérieures seront données.

Afin d'inclure les erreurs systématiques dans ces mesures, deux voies sont utilisées en parallèle. Pour les taux de branchement (significatifs ou non), les erreurs systématiques sont déduites de celles obtenues dans l'analyse standard avec une simple renormalisation au bon taux de branchement dans le cas des modes combinés. Pour les limites supérieures, la méthode est celle préconisée dans [91], la limite incluant les systématiques (UL_{syst}) se déduit de la limite uniquement statistique (UL_0) par la formule :

$$UL_{syst} = UL_0 \times \left(1 + \frac{UL_0 - \overline{\mathcal{B}}}{2} \times \sigma_r^2 \right) \quad (\text{H.14})$$

où $\overline{\mathcal{B}}$ est le taux de branchement mesuré et σ_r l'erreur systématique relative.

À partir des taux de branchement mesurés dans chaque expérience Monte Carlo, on peut également calculer le rapport w_C défini dans la section 5.3.3.1. La distribution des résultats permet, comme pour les taux de branchement, de donner ces rapports ou des limites supérieures. Les résultats finaux sont donnés dans la Table H.3 pour les limites supérieures sur les taux de branchement et les rapports w_C (limite inférieure pour le D_s). L'abréviation L.S. (resp. I.) signifie limite supérieure (resp. inférieure), elles sont données à 90 % de niveau de confiance. Pour le taux de branchement $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D_s^- X)$ le résultat final est significatif :

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D_s^- X) = 1.40_{-0.5}^{+0.6} \pm 0.1_{-0.3}^{+0.5} \% \quad (\text{H.15})$$

où la première erreur est statistique, la deuxième systématique et la troisième reflète l'incertitude sur les moyennes mondiales (voir [12]) des taux de branchement des modes de désintégration du méson D_s . Le rapport w_C correspondant vaut :

$$w_{D_s} = 0.885 \pm 0.038 \pm 0.002 \quad (\text{H.16})$$

Désintégration	L.S. sur $\overline{\mathcal{B}}$	$\overline{w_C}$	L.S. ou L.I. sur $\overline{w_C}$
$B^0 \rightarrow D_s^- X$	< 3.6 %	0.880 ± 0.067	> 0.791
$B^0 \rightarrow D^+ X$	< 3.9 %	$0.058_{-2.8}^{+3.0}$	< 0.098
$B^0 \rightarrow A_c^+ X$	< 3.1 %	$0.248_{-12.1}^{+11.9}$	< 0.403

TAB. H.3: Limites supérieures incluant les erreurs systématiques et valeurs centrales des rapports $\overline{w_C}$

Annexe I

Études plus approfondies :

$$B^+ \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- p X \text{ et } B^+ \rightarrow D_s^- K^+ X$$

I.1 Désintégrations $B^+ \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- p X$

La production de $\bar{\Lambda}_c^-$ corrélés a lieu en grande partie par des désintégrations de ce type. En effet, la conservation du nombre baryonique impose que le $\bar{\Lambda}_c^-$ soit produit avec un autre baryon de type opposé qui peut se désintégrer soit en neutron soit en proton, la présence de trois quarks u dans le recul de $\bar{\Lambda}_c^-$ favorisant le proton. Le reste de la désintégration peut être étudié en recherchant dans la *partie ■recul■* un proton (de même charge que le méson B) puis en faisant la masse manquante à la paire $\bar{\Lambda}_c^- p$. La Figure I.1 montre le résultat dans la simulation (à gauche) et dans les données (à droite). Le système X a une masse élevée, il est composé a priori de plusieurs particules et formé à partir de désintégrations du type : $B^+ \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- p \pi^+ (n\pi)^0$.

Une autre quantité intéressante et donnée par la Figure I.2 est la masse invariante de la paire $\bar{\Lambda}_c^- p$, à gauche dans la simulation et à droite dans les données. L'expérience BELLE a étudié les désintégrations exclusives $Bp \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- p \pi^+$ [95] et $B^0 \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- p \pi^+ \pi^-$ [96] et a observé dans les deux cas une structure $(\bar{\Lambda}_c^- p)$ large à basse masse. Il semble que cette structure apparaisse également ici dans le cas plus général des désintégrations $B^+ \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- p X$ par comparaison avec le Monte Carlo mais la statistique est insuffisante pour porter un jugement définitif.

I.2 Désintégrations $B^+ \rightarrow D_s^- K^+ X$

Les désintégrations des mésons B^+ donnant un D_s^- corrélé nécessitent la création d'une paire $s\bar{s}$ du vide. Le quark \bar{s} de cette paire s'hadronise en méson K . S'il s'agit d'un kaon chargé, la désintégration est du type $B^+ \rightarrow D_s^- K^+ X$ et X peut être étudié en faisant la masse manquante au couple $D_s^- K^+$. Ceci a été réalisé en utilisant uniquement la désintégration $D_s^- \rightarrow \phi \pi^-$ et est présenté sur la Figure I.3. La statistique est très faible néanmoins il semble que la masse de X soit au-dessus de 1 GeV/ c^2 , il s'agirait donc plu-

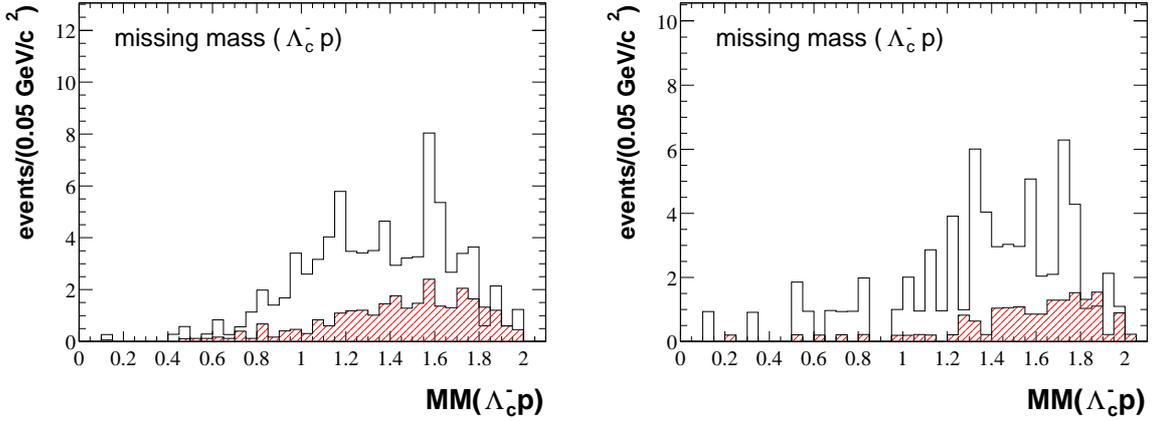


FIG. I.1: Masse manquante à $\bar{\Lambda}_c^- p$ dans les désintégrations en $\bar{\Lambda}_c^-$ corrélés $B^+ \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- p X$, à gauche dans la simulation et à droite dans les données. L'histogramme en trait plein est obtenu pour des événements où le candidat $\bar{p}K^+\pi^-$ a une masse compatible avec celle d'un baryon $\bar{\Lambda}_c^-$. L'histogramme hachuré représente l'évaluation du fond combinatoire pour ces événements calculée à partir de candidats $\bar{p}K^+\pi^-$ dont la masse est incompatible avec celle d'un Λ_c .

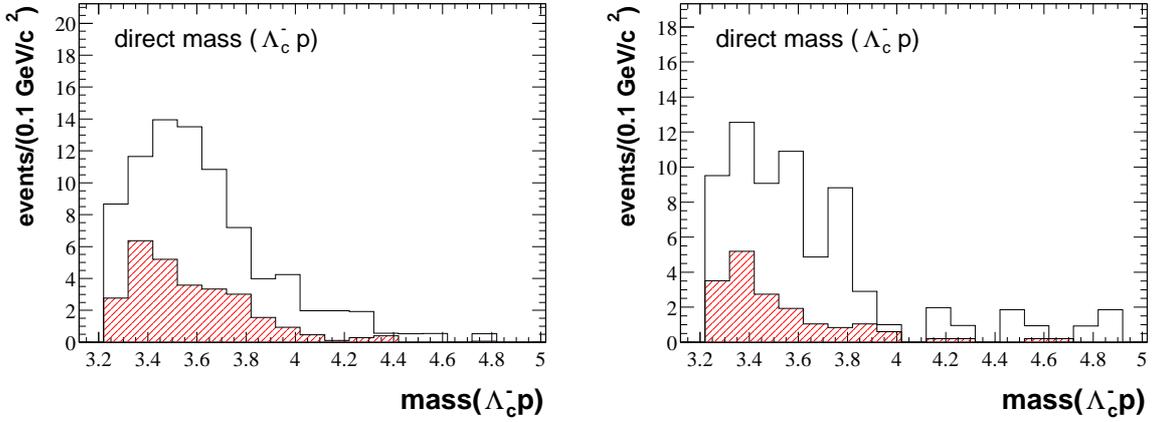


FIG. I.2: Masse $\bar{\Lambda}_c^- p$ dans les désintégrations en $\bar{\Lambda}_c^-$ corrélés $B^+ \rightarrow \bar{\Lambda}_c^- p X$, à gauche dans la simulation et à droite dans les données. L'histogramme en trait plein est obtenu pour des événements où le candidat $\bar{p}K^+\pi^-$ a une masse compatible avec celle d'un baryon $\bar{\Lambda}_c^-$. L'histogramme hachuré représente l'évaluation du fond combinatoire pour ces événements calculée à partir de candidats $\bar{p}K^+\pi^-$ dont la masse est incompatible avec celle d'un Λ_c .

tôt d'un ensemble de plusieurs pions. Par comparaison, la désintégration la plus simple $B^+ \rightarrow D_s^- K^+ \pi^+$ donnerait une masse de $X \equiv \pi^+$ proche de zéro.

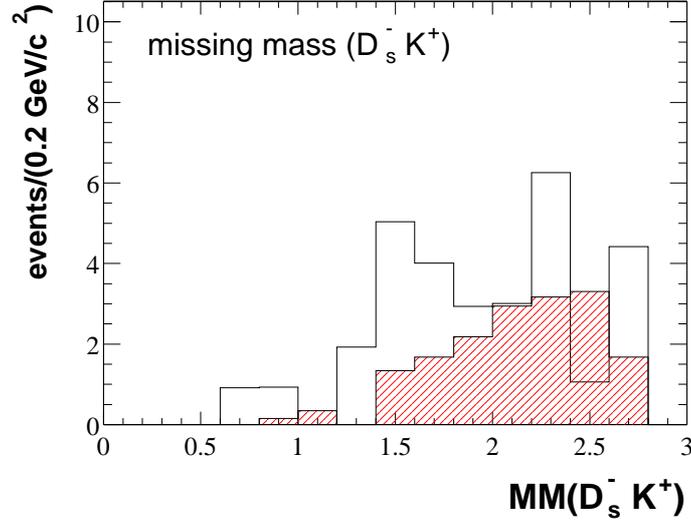


FIG. I.3: Masse manquante à $D_s^- K^+$ dans les désintégrations en D_s^- corrélés $B^+ \rightarrow D_s^- K^+ X$. L'histogramme en trait plein est obtenu pour des événements où le candidat $\phi\pi$ a une masse compatible avec celle d'un méson D_s . L'histogramme hachuré représente l'évaluation du fond combinatoire pour ces événements calculée à partir de candidats $\phi\pi$ dont la masse est incompatible avec celle d'un D_s .

I.3 Désintégrations $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+ X$

La production de mésons D anti-corrélés provient essentiellement de transitions $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$ dans lesquelles la fragmentation de la paire $c\bar{s}$ donne entre autres un méson D anti-corrélé et un kaon. Une partie de ces désintégrations a été étudiée dans *BABAR* de façon exclusive [13], cette analyse a montré que les désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$ ont un taux de branchement d'environ 4 %, or la production de D anti-corrélés est mesurée ici à 11 % dans les B chargés et 10.6 % dans les B neutres ; les désintégrations $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D^{(*)} K(n\pi)$ ont donc un taux de branchement relativement important. Ces désintégrations peuvent être étudiées par masse manquante à la paire $\bar{D}^0 K^+$ ou $D^0 K^+$.

Le résultat est donné Figure I.4, à gauche pour la masse manquante à $\bar{D}^0 K^+$ et à droite pour la masse manquante à $D^0 K^+$ dans les désintégrations des B chargés. On constate bien la présence de pics aux masses des D^0 et D^{*0} qui correspondent aux désintégrations $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D^{(*)0} K^+$. Sur la Figure de gauche (masse manquante à $\bar{D}^0 K^+$) en particulier, il y a de nombreux événements avec des masses élevées supérieures à celles d'un D^0 ou d'un D^{*0} , il s'agit des désintégrations $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} D^{*0} K^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} D^{(*)0} K^+ n\pi$ avec $n > 0$.

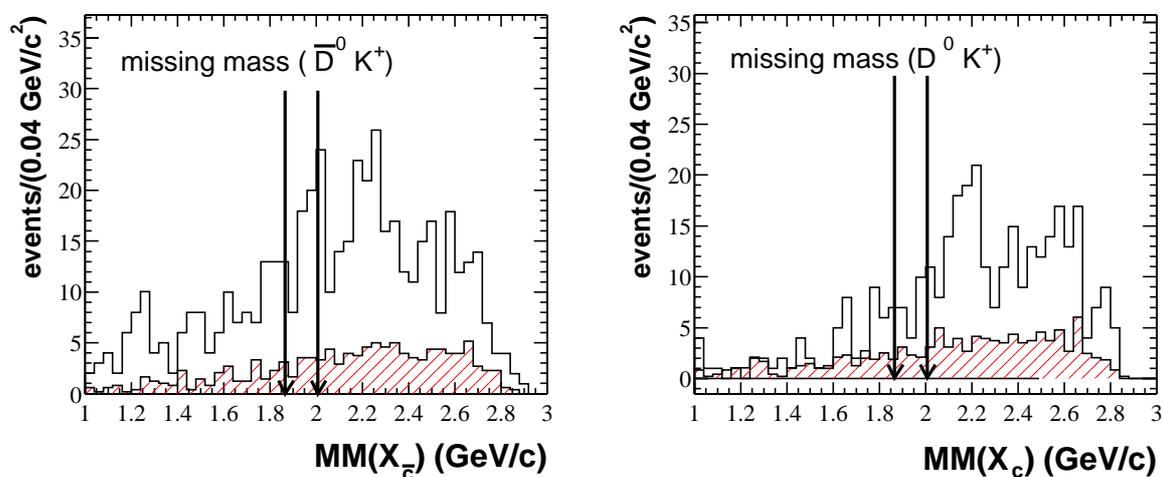


FIG. I.4: Masse manquante à $\bar{D}^0 K^+$ à gauche et à $D^0 K^+$ à droite. L'histogramme en trait plein est obtenu pour des événements où un candidat $K^- \pi^+$ a une masse compatible avec celle d'un méson D^0 . L'histogramme hachuré représente l'évaluation du fond combinatoire pour ces événements calculée à partir de candidats $K^- \pi^+$ dont la masse est incompatible avec celle d'un D^0 . Les flèches représentent les résonances D^0 et D^{*0} (de gauche à droite).

Annexe J

Temps de vie des mésons B

Les erreurs systématiques n'ont pas été calculées pour cette annexe. En effet, les erreurs statistiques seules ne permettent pas, d'ores et déjà, de donner un résultat significatif.

J.1 Temps de vie des mésons B

La différence de temps de vie des mésons B peut être imputée à des effets de QCD non perturbatif ou aux effets directs du quark léger spectateur accompagnant le quark b . C'est cette dernière hypothèse que l'on se propose de tester ici [92, 93]. Le quark spectateur peut engendrer une différence dans les largeurs des mésons B^+ et B^0 par : de possibles interférences entre le quark u de l'état lié $B^+ \equiv \bar{b}u$ et le quark u produit dans la fragmentation du W^* en paire $u\bar{d}$ lors de la transition $\bar{b} \rightarrow \bar{c}W^*$, ou par le diagramme d'échange uniquement possible dans le cas des B^0 (Figure 1.10). Ainsi, pour des processus où ces diagrammes n'interviennent pas, les largeurs partielles doivent être égales entre les désintégrations des B^+ et les désintégrations des B^0 :

$$\frac{\Gamma(B^+ \rightarrow X_I^+)}{\Gamma(B^0 \rightarrow X_I^0)} = 1 \quad (\text{J.1})$$

où X_I^+ et X_I^0 sont des états finaux identiques, exception faite du quark spectateur, ne contribuant pas à la différence des largeurs totales. Il s'agit typiquement de désintégrations semi-leptoniques, des désintégrations $B \rightarrow DX$ des mésons B en mésons D anti-corrélés ou encore des désintégrations $B \rightarrow D_s^+ X$ (D_s anti-corrélés), ou en terme de quarks des désintégrations $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{c}'$ et $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\ell^+\nu_\ell$. Cette propriété se traduit directement sur les taux d'embranchement par :

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow X_I^+)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow X_I^0)} = \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 1.086 \pm 0.017 \quad (\text{J.2})$$

Les désintégrations restantes, en négligeant les désintégrations pingouins et les désintégrations supprimées par V_{ub} contribuent toutes à l'effet de différence de temps de vie,

il s'agit en majorité des désintégrations $\bar{b} \rightarrow \bar{c}u\bar{d}'$ ou des désintégrations par diagramme d'échange. En incluant tous les états finaux participant à la différence de temps de vie, notés X_{NI} , on obtient à partir de l'Équation J.2 en sommant sur tous les états finaux X_I possibles :

$$\frac{1 - \mathcal{B}(B^+ \rightarrow X_{NI}^+)}{1 - \mathcal{B}(B^0 \rightarrow X_{NI}^0)} = \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 1.086 \pm 0.017 \quad (\text{J.3})$$

Le taux de branchement $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow X_{NI}^+)$ doit inclure tous les états finaux X_{NI} possibles. Il est possible de le calculer grâce aux mesures réalisées ici. En effet, il s'agit de :

$$\mathcal{B}(B \rightarrow X_{NI}) = \mathcal{B}(\bar{b} \rightarrow \bar{c}X) - \mathcal{B}(\bar{b} \rightarrow \bar{c}cs') - \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \mathcal{B}(\bar{b} \rightarrow X \ell \nu_\ell) \quad (\text{J.4})$$

Or le taux de branchement $\mathcal{B}(\bar{b} \rightarrow \bar{c}cs')$ peut s'obtenir en sommant toutes les désintégrations charmées anti-corrélées et le taux de branchement semi-leptonique dans les désintégrations des B^+ et dans les désintégrations des B^0 [94] renormalisé au taux de branchement semi-leptonique [12] est mesuré et vaut :

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow X e^+ \nu_e) \equiv \mathcal{B}_{sl}^+ = 10.48 \pm 0.58 \pm 0.66 \quad (\text{J.5})$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow X e^+ \nu_e) \equiv \mathcal{B}_{sl}^0 = 11.03 \pm 0.61 \pm 0.71 \quad (\text{J.6})$$

Enfin on supposera que le taux de branchement $\mathcal{B}(B \rightarrow X \mu^+ \nu_\mu) = \mathcal{B}_{sl}$ et que $\mathcal{B}(B \rightarrow X \tau^+ \nu_\tau) = 0.23 \times \mathcal{B}_{sl}$ [23].

J.1.1 Désintégrations I

Ces désintégrations qui ne participent pas à la différence des largeurs totales devraient satisfaire séparément l'Équation J.2.

La première mesure est donnée par les désintégrations semi-leptoniques, on obtient dans ce cas [94] :

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow X \ell^+ \nu_\ell)} = 0.950_{-0.080}^{+0.117} \pm 0.091 \quad (\text{J.7})$$

La deuxième mesure est donnée par notre résultat sur la production inclusive de mésons D (D^0 et D^+) anti-corrélés :

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow DX)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow DX)} = 1.038 \pm 0.195 \pm (syst) \quad (\text{J.8})$$

Enfin la troisième mesure est donnée par notre résultat sur la production de D_s anti-corrélés :

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D_s^+ X)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_s^+ X)} = 0.763 \pm 0.109 \pm (syst) \quad (\text{J.9})$$

J.1.2 Désintégrations NI

L'Équation J.4 s'écrit sous la forme simple :

$$\mathcal{B}(B^{+/0} \rightarrow X_{NI}) = N_{\bar{c}}^{+/0} - N_c^{+/0} - 2.23 \times \mathcal{B}_{sl}^{+/0} \quad (\text{J.10})$$

Les nombres $N_{\bar{c}(c)}^{+/0}$ sont mesurés dans cette analyse. L'Équation J.3 relie le rapport des temps de vie à la quantité :

$$\frac{1 - \mathcal{B}(B^+ \rightarrow X_{NI})}{1 - \mathcal{B}(B^0 \rightarrow X_{NI})} = 0.905 \pm 0.113 \pm (syst) \quad (\text{J.11})$$

dans ce cas les erreurs systématiques ne sont plus négligeables et devront être calculées correctement.

J.1.3 Conclusion sur le temps de vie des mésons B

À partir des mesures réalisées dans ce travail et de celles obtenues par CLEO [94], il est possible d'essayer de comprendre d'où vient la différence de temps de vie entre les mésons B^0 et B^+ . Si on suppose que cet effet est dû aux interférences de Pauli dans les B^+ et aux diagrammes d'échange dans les B^0 neutres et si de plus, on suppose que l'effet majeur se trouve dans les désintégrations en charmes corrélés (négligeant ainsi les effets des désintégrations $\bar{b} \rightarrow \bar{u}$ supprimées par $|V_{ub}|^2$), il est possible de mesurer le rapport des temps de vie par le rapport de différents taux de branchement. Tous les résultats obtenus ici sont proches de 1 ou inférieurs à 1, ce qui semble indiquer que l'hypothèse émise sur la nature de la différence de temps de vie est incomplète. Néanmoins, les barres d'erreur sont encore trop grandes pour conclure définitivement.

Une approche différente peut être adoptée en mesurant cette fois directement les largeurs partielles, sachant que la largeur totale des mésons B est [12] :

$$\begin{aligned} \Gamma_{B^0} &= 1/\tau_{B^0} = (651.0 \pm 5.9) \times 10^9 \text{ s}^{-1} \\ \Gamma_{B^+} &= 1/\tau_{B^+} = (598.4 \pm 6.5) \times 10^9 \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (\text{J.12})$$

Dans l'hypothèse testée ici, la différence entre les deux largeurs partielles :

$$\Delta\Gamma = \Gamma_{B^0} - \Gamma_{B^+} = 52.6 \pm 8.8 \times 10^9 \text{ s}^{-1} \quad (\text{J.13})$$

devrait être expliquée uniquement par les états X_{NI} .

Le résultat peut-être séparé en deux. D'une part, les largeurs partielles utilisant uniquement des mesures réalisées ici, elles incluent donc des états X_I :

$$\begin{aligned} \Gamma_{B^0}^1 &= (N_{\bar{c}}^0 - N_c^0) \times \Gamma_{B^0} = (432.9 \pm 26.3 \pm (syst)) \times 10^9 \text{ s}^{-1} \\ \Gamma_{B^+}^1 &= (N_{\bar{c}}^+ - N_c^+) \times \Gamma_{B^+} = (423.7 \pm 14.3 \pm (syst)) \times 10^9 \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (\text{J.14})$$

et d'autre part la largeur partielle des états X_{NI} seulement :

$$\begin{aligned}\Gamma_{B^0}(B^0 \rightarrow X_{NI}) &= \mathcal{B}(B^0 \rightarrow X_{NI}) \times \Gamma_{B^0} = (272.8 \pm 29.6 \pm (syst)) \times 10^9 \text{ s}^{-1} \\ \Gamma_{B^+}(B^+ \rightarrow X_{NI}) &= \mathcal{B}(B^+ \rightarrow X_{NI}) \times \Gamma_{B^+} = (283.8 \pm 18.5 \pm (syst)) \times 10^9 \text{ s}^{-1}\end{aligned}\tag{J.15}$$

Là encore, les barres d'erreurs systématiques sont grandes, en particulier à cause des taux de branchement intermédiaires, et doivent donc être calculées avec soin. Il semble que les deux largeurs soient très proches l'une de l'autre :

$$\Delta\Gamma(X_{NI}) = \Gamma_{B^0}(B^0 \rightarrow X_{NI}) - \Gamma_{B^+}(B^+ \rightarrow X_{NI}) = (-11.0 \pm 34.9 \pm (syst)) \times 10^9 \text{ s}^{-1}\tag{J.16}$$

alors que sous l'hypothèse émise on devrait avoir : $\Delta\Gamma(X_{NI}) = \Delta\Gamma = 52.6 \pm 8.8 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$.

Bibliographie

- [1] S. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961), 569.
- [2] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svaratholm Stockholm : Almquist and Forlag, 1968.
- [3] S. Weinberg, *A Model of leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967),1264.
- [4] H. Yukawa, Prog. Phys. Math. Soc. of Japan**17** (1935), 48.
- [5] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*. Phys. Rev. Lett. **10** (1963), 531.
- [6] M. Kobayashi et K. Maskawa, *CP-violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. Prog. Theor. Phys. **49** (1973), 652.
- [7] P.W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown Without Massless Bosons*, Phys. Rev. **145** (1966), 1156.
- [8] L. Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix*, Phys. Rev. Lett. **49** (1983), 1945.
- [9] J. Charles *et al.* (**groupe CKMfitter**, hep-ph/0406184).
- [10] J.H. Christenson *et al.*, *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*. Phys. Rev. Lett. **13** (1964), 138.
- [11] R. Ammar *et al.* [collaboration **CLEO**], Phys. Rev. Lett. **71** (1993), 674.
- [12] S. Eidelmann *et al.* [**Particle Data Group**], Phys. Lett. B **592**,1 (2004).
- [13] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. D **68** (2003), 092001.

-
- [14] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. Lett. **90** (2003), 242001.
- [15] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. Lett. **69** (2004), 031101.
- [16] D. Besson *et al.* [collaboration **CLEO**], Phys. Rev. D **68** (2003), 032002.
- [17] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. D **70** (2004), 181801.
- [18] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 061801.
- [19] B. Barish *et al.* [collaboration **CLEO**], Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 3599.
- [20] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. Lett. **90** (2003), 181803.
- [21] N. Uraltsev, *Topics in the Heavy Quark Expansion*, hep-ph/0010328.
- [22] M. Neubert, *Introduction to B Physics*, hep-ph/0001334.
- [23] A. Lenz, hep-ph/0011258.
- [24] M. Neubert, hep-ph/9801269.
- [25] E. Bagan, P. Ball, V. Braun et P. Gosdzinsky, Nucl. Phys. B **432** (1994), 3; Phys. Lett. B **342** (1995), 362 [Erratum Phys. Lett. B **374** (1996), 363].
- [26] E. Bagan, P. Ball, B. Fiol et P. Gosdzinsky, Phys. Lett. B **351** (1995), 546
- [27] A. Lenz, U. Nierste, G. Ostermaier, Phys. Rev. D **56** (1997), 7228.
- [28] A. Lenz, U. Nierste, G. Ostermaier, Phys. Rev. D **59** (1999), 034008.
- [29] C. Greub, P. Liniger, hep-ph/0008071, hep-ph/0009144; P. Liniger, hep-ph/0011093.
- [30] L. Gibbons *et al.* [collaboration **CLEO**], Phys. Rev. D **56** (1997), 3783.
- [31] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. D **65** (2002), 091104R.
- [32] D. Gibaut *et al.* [collaboration **CLEO**], Phys. Rev. D **53** (1996), 4734.

-
- [33] G. Crawford *et al.* [collaboration **CLEO**], Phys. Rev. D **45** (1992), 752.
- [34] collaborations ALPEH, CDF, DELPHI, L3, OPAL et SLD. hepex/0112028
- [35] M. Beneke *et al.*, Phys. Rev. D **59** (1999), 054003.
- [36] T.E. Coan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 1150.
- [37] R. Ammar *et al.*, Phys. Rev. D **55** (1997), 13.
- [38] P. Abreu *et al.* [collaboration **DELPHI**], Eur. Phys. Jour. C **12** (2000), 225.
- [39] P. Abreu *et al.* [collaboration **DELPHI**], Phys. Lett. B **426** (1998), 193.
- [40] D. Buskulic *et al.* [collaboration **ALEPH**], Phys. Lett. B **388** (1996), 648.
- [41] D. Boutigny [collaboration **BABAR**], *The BABAR Physics Book*, SLAC-R504 (1998), eds H.Quinn et P. Harrison.
- [42] G. Moneti [collaboration **CLEO**], *Presenté à Europhysics Study Conf : The Search for Charm, Beauty and Truth at High Energies, Erice, Italy, Nov 15-22, 1981*, HEPSY 1-82.
- [43] V.F. Weisskopf et E.P. Wigner, Z. Phys. **63** (1930), 54.
- [44] V.F. Weisskopf et E.P. Wigner, Z. Phys. **65** (1930), 18.
- [45] K. Lande *et al.*, *Observation of longlived neutral V particles*, Phys. Rev. **103** (1956), 1901.
- [46] M. Gell-Mann et A. Pais, Phys. Rev. **97** (1955), 1387.
- [47] C. Albajar *et al.* [collaboration **UA1**], Phys. Lett. **B186** (1987), 247.
- [48] H. Albrecht *et al.* [collaboration **ARGUS**], Phys. Lett. **B192** (1987), 245.
- [49] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. Lett. **92** (2004), 181801.
- [50] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 221803.

- [51] K. Abe *et al.* [collaboration **Belle**], hep-ex/0409012.
- [52] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. Lett. **93** (2004), 131801.
- [53] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], *The BABAR detector*, Nucl. Instr. Meth. A **479** (2002) 1-116.
- [54] R. Luchsinger et C. Grab, *Vertex reconstruction by means of the method of Kalman Filtering*, Comp. Phys. Comm. **76** (1993),263.
- [55] *BABAR Analysis Document #7, PEP-II Beam Energies*, (2000).
- [56] *BABAR Analysis Document #14, Measuring PEP-II Boost*, (2000).
- [57] J. Seeman *et al.*, *Results and plans of the PEP-II B-factory, 9th European Particle Accelerator conference*, Lucerne, Suisse (2004).
- [58] A. Buzykaev, communication privé.
- [59] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. Lett. **91** (2003), 171801.
- [60] S.A. Dytman *et al.* [collaboration **CLEO**], Phys. Rev. D **64** (2001), 111101 (R).
- [61] M.S. Alam *et al.* [collaboration **CLEO**], Phys. Rev. D **50** (1994), 43.
- [62] D.M. Asner *et al.* [collaboration **CLEO**], Phys. Rev. D **61** (2000), 012002.
- [63] T. Skwarnicki [collaboration **CRYSTAL BALL**], *A study of the radiative cascade transitions between the Υ' and the Υ resonances*, thèse de doctorat, DESY F31-86-02.
- [64] H. Albrecht *et al.* [collaboration **ARGUS**], Z. Phys. C **48** (1990), 543.
- [65] Urs Langenegger,
[http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/www/Physics/
Tools/Pid/Electrons/cutbasedSelector.html](http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/www/Physics/Tools/Pid/Electrons/cutbasedSelector.html)
- [66] *BABAR Analysis Document #90, Cut Based Electron Identification*.

- [67] BABAR Analysis Document #60, *Muon Identification in the BABAR experiment*.
- [68] W. Verkerke, D. Kirkby,
<http://roofit.sourceforge.net>
- [69] F. James, *MINUIT Reference Manuel*, Program Library D506, CERN (1998).
- [70] B. Aubert *et al.*, *Measurement of the branching fractions for inclusive B^- and \bar{B}^0 decays to flavor-tagged D , D_s and Λ_c* , Phys. Rev. D **70** (2004), 072004(RC).
- [71] collaboration GEANT4, *GEANT4 - A Simulation Toolkit*, Nucl. Instr. Meth. A **506**, (2003) 250-303.
- [72] A. Ryd, D. Lange, BABAR Analysis Document #522, *EvtGen Documentation* (2003).
- [73] T. Sjostrand, *High-Energy physics event generation with Pythia5.7 et Jetset7.4*, Comp. Phys. Comm. **82** (1994), 74.
- [74] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], Phys. Rev. D **65** (2002), 091104R.
- [75] T. Allmendinger, E. Varnes <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/TrackEfficTaskForce/TrackingTaskForce-2004.html>
- [76] T. Brandt, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/PidOnMc/pidonmc.html#tweak>
- [77] A. Hicheur, *Étude de la production de η' de haute impulsion dans les désintégrations du méson B dans l'expérience BABAR*, thèse de doctorat, (2003) LAPP-T-2003-01, p.71-80.
- [78] BABAR Analysis document #867, *Tracking Efficiency Studies in release 12 and 14*, (2004).
- [79] A. Roodman,
http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/Hadrons/Description_of_the_LH_selectors.html
- [80] P. Robbe, *Étude des désintégrations doublement charmées des mésons B avec l'expérience BABAR*, thèse de doctorat, (2002) LAPP-T-2002-01
- [81] BABAR Analysis Document #116, *Kaon Selection at the BABAR experiment*.

- [82] C. Roat,
<http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/www/Physics/Tools/Pid/Protons/description.html>.
- [83] S. Brandt, *Statistical and Computational Methods in Data Analysis*, North Holland Publishing.
- [84] P. Robbe, *Étude des désintégrations doublement charmées des mésons B avec l'expérience BABAR*, thèse de doctorat, (2002) LAPP-T-2002-01.
- [85] BABAR Analysis Document #102, *The BABAR Vertexing*.
- [86] G.C. Fox et S. Wolfram, *Event shapes in e^+e^- annihilation*, Nucl. Phys. B **241** (1990), 278.
- [87] B. Aubert *et al.* [collaboration **BABAR**], *The BABAR Physics Book*, SLAC (1998).
- [88] BABAR Analysis document #623, *Study of inclusive charm production in B^+ and B^0 decays*.
- [89] J. Abdallah *et al.* [collaboration **DELPHI**], *Inclusive b Decays to Wrong Sign Charmed Mesons*, Phys. Lett. B **561** (2003), 26.
- [90] A. Rougé, *Introduction à la physique subatomique*, Ellipse (1997).
- [91] BABAR Analysis Document #318, *Recommended statistical procedures for BABAR* (2002).
- [92] M. Beneke *et al.*, *The B^+-B^0 lifetime difference Beyond Leading Logarithms*, Nucl. Phys. B **639** (2002), 389.
- [93] U. Nierste, hep-ph/0209008.
- [94] M. Artuso *et al.* [collaboration **CLEO**], Phys. Lett. B **399**, 321.
- [95] K. Abe *et al.* [collaboration **BELLE**], *Study of decay mechanisms in $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$ and observation of anomalous structure in the $(\Lambda_c^+ \bar{p})$ system*, BELLE-CONF-0468, ICHEP04 10-0721.

-
- [96] K. Abe *et al.* [collaboration **BELLE**], *Study of the decay mode $\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^+ \pi^-$* , BELLE-CONF-0467, ICHEP04 11-0719.

Abstract

The *BABAR* experiment, located at SLAC (Stanford, California), has been dedicated, since 1999, to the study of B meson decays produced in electron positron collisions with an energy in the center of mass frame equal to the mass of $\Upsilon(4S)$ resonance.

In this experiment, the charged particles identification is provided, in particular by the measurement of the energy loss per unit length in the drift chamber. In order to improve the calibration of this quantity, a selection of electrons/positrons from radiative Bhabha events was performed; with the new sample the charge asymmetry in the charged particles reconstruction was reduced.

In B meson decays, the inclusive production of charmed particles (D^0 , \bar{D}^0 , D^\pm , D_s^\pm , A_c^\pm) is measured with a new analysis method, made possible by the large statistics accumulated by the *BABAR* experiment. B and \bar{B} mesons are produced simultaneously from the $\Upsilon(4S)$ resonance. The events are selected by reconstructing completely one B in a hadronic channel. Charmed particles from the other B are then reconstructed with the remaining tracks. This enables the measurement of the total number of charm produced in B^+ and in B^0 decays separating the correlated charm production (quark transitions : $b \rightarrow cX$) from the anti-correlated production (quark transitions : $b \rightarrow \bar{c}X$). The results obtained on an integrated luminosity of 210 fb^{-1} are the following :

$$\begin{array}{ll} N_c^{B^+} = 0.970 \pm 0.042 & N_{\bar{c}}^{B^+} = 0.262 \pm 0.034 \\ N_c^{B^0} = 0.950 \pm 0.057 & N_{\bar{c}}^{B^0} = 0.285 \pm 0.048 \quad . \end{array}$$

This new method also allows the measurement of the momentum of the charmed particles in the B rest frame. Access to the different production mechanisms of these particles is thereby provided.

Key words

BABAR - dE/dx - Bhabhas - B mesons - Production of charm quarks
Correlated charm - Anti-correlated charm

Résumé

L'expérience *BABAR*, située à SLAC (Stanford, Californie), étudie depuis 1999 les désintégrations des mésons B produits dans des collisions électron positron à une énergie dans le centre de masse égale à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$.

L'identification des particules chargées dans cette expérience utilise pour partie la mesure de la perte d'énergie par unité de longueur dans la chambre à dérive. Afin d'améliorer la calibration de cette quantité, une sélection d'électrons/positrons à partir d'événements Bhabha radiatifs a été développée, elle a permis de réduire l'asymétrie de charge dans la reconstruction des particules chargées.

Dans les désintégrations des mésons B , la production inclusive des particules charmées (D^0 , \bar{D}^0 , D^\pm , D_s^\pm , A_c^\pm) est mesurée au moyen d'une nouvelle méthode, possible grâce à la grande statistique accumulée par l'expérience *BABAR*. Les mésons B sont produits par paires à partir de la résonance $\Upsilon(4S)$. Les événements sont sélectionnés en reconstruisant complètement un B dans un mode hadronique. Les particules charmées provenant du second B sont alors reconstruites avec les traces restantes. Ceci permet de mesurer les nombres totaux de charmes produits lors des désintégrations des B^+ et des B^0 en séparant la production de charmes corrélés (transitions entre quarks : $b \rightarrow cX$) de la production anti-corrélée (transitions entre quarks : $b \rightarrow \bar{c}X$). Les résultats, obtenus avec une luminosité intégrée de 210 fb^{-1} , sont les suivants :

$$\begin{array}{ll} N_c^{B^+} = 0.970 \pm 0.042 & N_{\bar{c}}^{B^+} = 0.262 \pm 0.034 \\ N_c^{B^0} = 0.950 \pm 0.057 & N_{\bar{c}}^{B^0} = 0.285 \pm 0.048 \quad . \end{array}$$

Cette méthode permet également de mesurer, pour la première fois, les distributions en impulsion des particules charmées dans le référentiel du B qui les a émises, ce qui donne accès aux différents mécanismes de production de ces particules.

Mots clés

BABAR - dE/dx - Bhabhas - Mésons B - Production de quarks charmés
Charme corrélé - Charme anti-corrélé