# Chapitre 3

# Une nouvelle méthode d'analyse

# Sommaire

<b>3.1</b>	Description de la méthode			
<b>3.2</b>	Défi	nitions et notations.	78	
	3.2.1	La <i>partie</i> " <i>tag</i> " de l'événement	78	
	3.2.2	La partie "recul" de l'événement.	79	
	3.2.3	Hadrons charmés dans la <i>partie</i> " <i>recul</i> "	80	
3.3	$\mathbf{Extr}$	action 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 : $\mathcal{B}(B \to \overline{C}X)$ et $\mathcal{B}(B \to CX)$ .	83	
<b>3.</b> 4	$\mathbf{Mes}$	ure du nombre de $B$ reconstruits $N_{B_{reco}}^{\mathrm{tag}_{-,0}}$	86	
	3.4.1	Les variables $\Delta E$ et $m_{\rm ES}$	86	
	3.4.2	Ajustement de la variable $m_{\rm ES}$	88	
	3.4.3	Valeur et Erreur sur $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$	89	
<b>3.5</b>	$\mathbf{Mes}$	ure des nombres de particules charmées dans la <i>partie</i>		
	" rea	cul "	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 BABAR.	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 Bétudiés, 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. La paragraphe 1.2 décrit les différentes sources possibles de charme, l'enjeu est de distinguer les productions :

- corrélée :  $\mathcal{B}(b \to cX)$ ,
- anti-corrélée :  $\mathcal{B}(b \to \overline{c}X)$ .

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  $B_{reco}$  (Bou  $\overline{B}$ ) 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 " recul " de l'événement.



FIG. 3.1: Méthode d'analyse.

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

- C ou  $\overline{C}$ - 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. Une échantillon "  $tag_0$  " de  $\overline{B}^0$  complètement reconstruits et un échantillon " tag\_" de  $B^-$  complètement reconstruits. À partir d'ici  $\overline{B}$  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  $\overline{B}^0$  peuvent être reconstruits en  $B^-$  et vice versa. En effet, il est par exemple assez fréquent de reconstruire une désintégration  $\overline{B}^0 \to D^{*+} (\to D^0 \pi^+) \pi^-$  en  $B^- \to D^{*0} (\to D^0 \pi^0) \pi^-$  en échangeant un pion mou chargé avec un  $\pi^0$  mou. Ces événements ont une masse proche de celle d'un vrai  $B^-$  (car le pion est mou) et leur partie " recul " n'est pas touchée. Ils biaisent néanmoins la mesure car le taux de production de particules charmées dans la *partie* "*recul*" d'un  $\overline{B}^0$  est a priori différent de celui trouvé dans la partie "recul "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 égalementêtre corrigée. En effet, dans le cas des B chargés, la partie " recul " 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 " recul ". En effet, la présence de  $B^0$  (81.4 % des cas) et de  $\overline{B}^0$  (18.6 % des cas) implique que ces nombres proviennent tous deux à la fois de la production de charmes corrélés et anti-corrélés.

#### 3.2Définitions et notations.

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

#### La partie " tag " de l'événement. 3.2.1

Pour la partie " tag ", on distingue :

- $\begin{array}{l} \ N_{B^-}^{\mathrm{tag}_-} \text{ nombre de vrais } B^- \text{ dans l'échantillon tag}_-, \\ \ N_{\overline{B}^0}^{\mathrm{tag}_-} \text{ nombre de vrais } \overline{B}^0 \text{ dans l'échantillon tag}_-, \end{array}$
- $-N_{B_{reco}}^{B^{\circ}}$  nombre de vrais B dans l'échantillon tag\_,  $B_{reco}$  peut être un  $B^{-}$   $(N_{B^{-}}^{tag_{-}})$  ou  $\begin{array}{l} \text{un }\overline{B^0} \ (N_{\overline{B^0}}^{\text{tag}_-}), \ \text{d'où} : N_{B_{reco}}^{\text{tag}_-} = N_{B^-}^{\text{tag}_-} + N_{\overline{B^0}}^{\text{tag}_-}, \\ - \ N_{B^-}^{\text{tag}_0} \ \text{nombre de vrais } B^- \ \text{dans l'échantillon tag}_0, \\ - \ N_{\overline{B^0}}^{\text{tag}_0} \ \text{nombre de vrais } \overline{B^0} \ \text{dans l'échantillon tag}_0, \end{array}$

- $N_{B_{reco}}^{\text{Lag}_0}$  nombre de vrais *B* dans l'échantillon tag<sub>0</sub>,  $B_{\text{reco}}$  peut être un  $\overline{B}^0$   $(N_{\overline{B}^0}^{\text{tag}_0})$  ou un  $B^{-}$   $(N_{B^{-}}^{\text{tag}_{0}})$ , d'où :  $N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}_{0}} = N_{\overline{B}^{0}}^{\text{tag}_{0}} + N_{B^{-}}^{\text{tag}_{0}}$ .

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

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

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

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

De même,  $g_0$  désigne le pourcentage de vrais  $B^-$  dans l'échantillon tag<sub>0</sub> :

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

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

$$\begin{cases}
N_{\bar{B}^{0}}^{\text{tag}_{0}} = (1 - g_{0}) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_{0}} \\
N_{B^{-}}^{\text{tag}_{0}} = g_{0} \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_{0}}
\end{cases}$$
(3.4)

#### La partie " recul " de l'événement. 3.2.2

Pour la partie " recul ", les échantillons contiennent non seulement des  $B^+$  et des  $B^0$ mais également de  $\overline{B}^0$  provenant d'événements mélangés. On note :

- $N_{B^+}^{\text{recul}_+}$  le nombre de vrai  $B^+$  pour l'échantillon recul $_+$  partie " recul " de l'échantillon tag\_,
- $-\ N_{B^0}^{\rm recul_+}$  le nombre de vrai  $B^0$  pour l'échantillon recul\_+,
- $N_{\overline{B}^0}^{\text{recul}_+}$  le nombre de vrai  $\overline{B}^0$  pour l'échantillon recul<sub>+</sub>,
- $N_{B^+}^{\text{recul}_0}$  le nombre de vrai  $B^+$  pour l'échantillon recul<sub>0</sub> partie " recul " de l'échantillon  $tag_0$
- $N_{B^0}^{\text{recul}_0}$  le nombre de vrai  $B^0$  pour l'échantillon recul<sub>0</sub>,  $N_{\overline{B}^0}^{\text{recul}_0}$  le nombre de vrai  $\overline{B}^0$  pour l'échantillon recul<sub>0</sub>.

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  $\chi_d$  extrait de [12].

En effet, chaque  $B^-$  dans tag\_ (resp. tag<sub>0</sub>) donne un  $B^+$  dans la partie "recul" de  $tag_{-}$  (resp.  $tag_{0}$ ) nommée recul<sub>+</sub> (resp. recul<sub>0</sub>). Pour un  $\overline{B}^{0}$  dans  $tag_{-}$  (resp.  $tag_{0}$ ), il y a en moyenne dans recul<sub>+</sub> (resp. recul<sub>0</sub>),  $(1 - \chi_d) B^0$  et  $\chi_d \overline{B}^0$ . On obtient ainsi pour les l'échantillon de B chargés recul<sub>+</sub> :

$$N_{B^{+}}^{\text{recul}_{+}} = N_{B^{-}}^{\text{tag}_{-}} = (1 - g_{-}) \times N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}_{-}}$$

$$N_{B^{0}}^{\text{recul}_{+}} = (1 - \chi_{d}) N_{\bar{B}^{0}}^{\text{tag}_{-}} = (1 - \chi_{d}) g_{-} \times N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}_{-}}$$

$$N_{\bar{B}^{0}}^{\text{recul}_{+}} = \chi_{d} N_{\bar{B}^{0}}^{\text{tag}_{-}} = \chi_{d} g_{-} \times N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}_{-}}$$
(3.5)

et pour l'échantillon de B neutres recul<sub>0</sub> :

$$N_{B^{0}}^{\text{recul}_{0}} = (1 - \chi_{d}) N_{\overline{B}^{0}}^{\text{tag}_{0}} = (1 - \chi_{d}) (1 - g_{0}) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_{0}}$$

$$N_{\overline{B}^{0}}^{\text{recul}_{0}} = \chi_{d} N_{\overline{B}^{0}}^{\text{tag}_{0}} = \chi_{d} (1 - g_{0}) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_{0}}$$

$$N_{B^{+}}^{\text{recul}_{0}} = N_{B^{-}}^{\text{tag}_{0}} = g_{0} \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_{0}}$$
(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.

–  $\overline{C}$  s'ils contiennent un anti-charme.

notation	" Traduction "
C	hadron charmé contenant un quark $c$
$\overline{C}$	hadron charmé contenant un quark $\overline{c}$
$N_C^{\operatorname{recul}_{-,0}}$	nombre total de hadrons $C$ dans l'échantillon recul_,0
$N_{\bar{C}}^{\mathrm{recul}_{-,0}}$	nombre total de hadrons $\overline{C}$ dans l'échantillon recul_,0
$N_{X_c}^{\operatorname{recul}_{-,0}}$	nombre de hadrons $C$ ou $\overline{C}$ reconstruits dans le canal $X_c$
0	dans l'échantillon $\operatorname{recul}_{-,0}$
$N_{X_{\overline{c}}}^{\operatorname{recul}_{-,0}}$	nombre de hadrons $C$ ou $\overline{C}$ reconstruits dans le canal $X_{\overline{c}}$
-	dans l'échantillon $\operatorname{recul}_{-,0}$
$\langle \epsilon_C \rangle$	efficacité de reconstruction <sup>a</sup> pour le mode $C \to X_c$
$\mathcal{B}_{c}$	taux de branchement de la désintégration $C \to X_c^{-b}$

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

<sup>*a*</sup>les efficacités des désintégrations  $\overline{C} \to X_c$ ,  $\overline{C} \to X_{\overline{c}}$ ,  $\overline{C} \to X_{\overline{c}}$ ,  $\overline{C} \to X_c$  sont toutes identiques. <sup>*b*</sup>on suppose que :  $\mathcal{B}(C \to X_c) = \mathcal{B}(\overline{C} \to X_{\overline{c}})$ .

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

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  $\overline{C}$ , même si l'un des deux taux de branchement  $\mathcal{B}(C \to X)$  ou  $\mathcal{B}(\overline{C} \to X)$  est très supérieur à l'autre. Si  $\mathcal{B}(C \to X) >> \mathcal{B}(\overline{C} \to X)$  alors on note  $X \equiv X_c$ . En revanche, si  $\mathcal{B}(\overline{C} \to X) >> \mathcal{B}(C \to X)$  alors on note  $X \equiv X_{\overline{c}}$ .

# 3.3 Extraction des différents taux de branchements.

Le but final est de mesuré les taux de branchements :

	$\mathcal{B}(B^+ \to \overline{D}{}^0 X), \ \mathcal{B}(B^0 \to \overline{D}{}^0 X) \text{ taux de branchement des } D^0 \text{ corrélés}$
_	$\mathcal{B}(B^+ \to D^- X), \ \mathcal{B}(B^0 \to D^- X)$ taux de branchement des $D^+$ corrélés
_	$\mathcal{B}(B^+ \to D_s^- X), \ \mathcal{B}(B^0 \to D_s^- X)$ taux de branchement des $D_s$ corrélés
	$\mathcal{B}(B^+ \to \overline{\Lambda}_c^- X), \ \mathcal{B}(B^0 \to \overline{\Lambda}_c^- X)$ taux de branchement des $\Lambda_c$ corrélés
_	$\mathcal{B}(B^+ \to D^0 X), \ \mathcal{B}(B^0 \to D^0 X)$ taux de branchement des $D^0$ anti-corrélés
	$\mathcal{B}(B^+ \to D^+ X), \ \mathcal{B}(B^0 \to D^+ X)$ taux de branchement des $D^+$ anti-corrélés
_	$\mathcal{B}(B^+ \to D_s^+ X), \ \mathcal{B}(B^0 \to D_s^+ X)$ taux de branchement des $D_s$ anti-corrélés
-	$\mathcal{B}(B^+ \to \Lambda_c^+ X), \ \mathcal{B}(B^0 \to \Lambda_c^+ X)$ taux de branchement des $\Lambda_c$ 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)
$D^0$	$D^0 \to K^- \pi^+$	$3.80 \pm 0$	0.09 3.83
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$7.46 \pm 0$	0.31 7.61
$D^+$	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$9.2 \pm 0$	9.00
$D_s^+$	$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$3.6 \pm 0$	).9 3.60
	$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$3.3 \pm 0$	).9 3.30
	$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	$1.80 \pm 0$	0.55 1.80
$\Lambda_c^+$	$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$5.0 \pm 1$	1 3.75
$\overline{K}^{*0}$	$\overline{K}^{*0} \to K^- \pi^+$	$66.51 \pm 0$	0.01 66.57
$K_s^0$	$K^0_s \to \pi^+ \pi^-$	$68.95 \pm 0$	0.14 68.61
$\phi$	$\phi \to K^+ K^-$	$49.1 \pm 0$	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 :

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

Comme déjà mentionné dans le paragraphe 3.2.3, le comptage du nombre de particules C et  $\overline{C}$  n'est pas direct. Expérimentalement, les nombres d'événements reconstruits dans les canaux  $X_c$  et  $X_{\overline{c}}$  sont mesurés. Le paragraphe 3.3.1 montre comment on obtient les nombres totaux de hadrons C et  $\overline{C}$  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  $\overline{b}^+$ ,  $b^+$ ,  $\overline{b}^0$  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  $N_{\overline{X_c}}^{\text{recul}}$ , 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  $\overline{C}$ .

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  $\overline{D}^0$ . Toutefois, les transitions  $\overline{D}^0 \to K^-\pi^+$  ou  $\overline{D}^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$  sont soit deux fois supprimées de Cabibbo (noté DCS pour "Doubly Cabibbo Suppressed "), soit obtenues par oscillation  $D^0 \rightleftharpoons \overline{D}^0$ , effet très faible décrit dans le paragraphe 1.3.2.3. Elles sont donc très défavorisées par rapport respectivement à  $D^0 \to K^-\pi^+$  et  $D^0 \to K^-\pi^+$   $\pi^-\pi^+$ , 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  $\overline{D}^0$  par une désintégration DCS.



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

Ainsi, afin d'obtenir  $N_C^{\text{recul}_{,0}}$  et  $N_{\overline{C}}^{\text{recul}_{,0}}$ , il faut non seulement corriger les  $N_{X_c}^{\text{recul}_{,0}}$  et  $N_{\overline{C}}^{\text{recul}_{,0}}$  du taux de branchement intermédiaire  $\mathcal{B}_c$  et de l'efficacité  $\langle \epsilon_C \rangle$  mais également de l'effet décrit précédemment  $\overline{C} \to X_c$ . 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  $C \to X_c$  et du nombre de particules  $\overline{C}$  se désintégrant par  $\overline{C} \to X_c$  dans l'échantillon recul. En notant  $\mathcal{B}_c^{\text{Sup}}$  le taux de branchement  $\overline{C} \to X_c$  et  $\mathcal{B}_c$  le taux de branchement  $C \to X_c$ , on a ainsi :

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

Les Équations 3.8 s'inversent facilement pour obtenir  $N_C^{\rm recul}$  et  $N_{\bar C}^{\rm recul}$  en fonction de  $N_{X_c}^{\rm recul}$ ,  $N_{X_{\overline c}}^{\rm recul}$  et :

$$R_D = \frac{\mathcal{B}_c^{\text{Sup}}}{\mathcal{B}_c} = \frac{\mathcal{B}(\overline{C} \to X_c)}{\mathcal{B}(C \to X_c)} << 1$$
(3.9)

On obtient ainsi les taux de production "bruts" de C et  $\overline{C}$ , qui sont par définition :

$$\begin{cases}
\overline{b}_{brut} = \frac{N_{\overline{C}}^{\text{recul}}}{N_{B_{reco}}^{\text{tag}}} = \frac{1}{1 - R_D^2} \left( \frac{N_{X_{\overline{C}}}^{\text{recul}}}{\langle \epsilon_C \rangle \mathcal{B}_c N_{B_{reco}}^{\text{tag}}} - R_D \frac{N_{X_c}^{\text{recul}}}{\langle \epsilon_C \rangle \mathcal{B}_c N_{B_{reco}}^{\text{tag}}} \right) \\
b_{brut} = \frac{N_{C}^{\text{recul}}}{N_{B_{reco}}^{\text{tag}}} = \frac{1}{1 - R_D^2} \left( \frac{N_{X_c}^{\text{recul}}}{\langle \epsilon_C \rangle \mathcal{B}_c N_{B_{reco}}^{\text{tag}}} - R_D \frac{N_{X_{\overline{C}}}^{\text{recul}}}{\langle \epsilon_C \rangle \mathcal{B}_c N_{B_{reco}}^{\text{tag}}} \right)$$
(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 :

$$R_D(K^-\pi^+) = 0.00362 \pm 0.00029 \tag{3.11}$$

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

$$R_D(K^-\pi^+\pi^+\pi^-) = 0.0042 \pm 0.0013 \tag{3.12}$$

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  $\overline{D}^0$  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 : $\mathcal{B}(B \to \overline{C}X)$ et $\mathcal{B}(B \to CX)$ .

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

Ainsi, le nombre de particules charmées corrélées  $\overline{C}$  dans l'échantillon a trois sources possibles : les transitions  $B^+ \to \overline{C}X$ ,  $B^0 \to \overline{C}X$  et la transition  $\overline{B}^0 \to \overline{C}X$ . Les taux de branchement des deux premières sont respectivement  $\overline{b}^+$  et  $\overline{b}^0$  (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  $\overline{C}$  s'expriment alors en fonction des nombres de B et des taux de branchement  $\overline{b}^+$ ,  $\overline{b}^0$  et  $b^0$ , indépendamment de l'échantillon :

$$\begin{cases}
N_{\overline{C}}^{\text{recul}} = \overline{b}^{+} \times N_{B^{+}}^{\text{recul}} + \overline{b}^{0} \times N_{B^{0}}^{\text{recul}} + b^{0} \times N_{\overline{B}^{0}}^{\text{recul}} \\
N_{C}^{\text{recul}} = b^{+} \times N_{B^{+}}^{\text{recul}} + b^{0} \times N_{B^{0}}^{\text{recul}} + \overline{b}^{0} \times N_{\overline{B}^{0}}^{\text{recul}}
\end{cases}$$
(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.

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

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

L'Équation 3.14 s'inverse aisément pour fournir  $\overline{b}^+$  et  $b^+$  en fonction de  $\overline{b}_{brut}^+$  et  $b_{brut}^+$ qui sont les quantités réellement mesurées (Équation 3.10), en supposant connus  $g_-$ ,  $\chi_d$ ,  $\overline{b}^0$  et  $b^0$ . Le résultat final est donné par l'Équation 3.15. Les taux de branchements  $\overline{b}^0$  et  $b^0$ n'interviennent que dans un terme correctif en  $g_-/(1-g_-) << 1$ , ils seront alors calculés à partir de l'échantillon recul<sub>0</sub> (paragraphe suivant, Équation 3.17) puis réinjectés dans l'Équation 3.15.  $\chi_d$  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).

$$\begin{cases} \overline{b}^{+} = \overline{b}^{+}_{brut} - \frac{g_{-}}{1 - g_{-}} \left( \overline{b}^{0} \left( 1 - \chi_{d} \right) + b^{0} \chi_{d} - \overline{b}^{+}_{brut} \right) \\ b^{+} = b^{+}_{brut} - \frac{g_{-}}{1 - g_{-}} \left( b^{0} \left( 1 - \chi_{d} \right) + \overline{b}^{0} \chi_{d} - b^{+}_{brut} \right) \end{cases}$$
(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<sub>0</sub>. Comme pour les *B* chargés, les Équations 3.6 et 3.13 permettent d'exprimer  $\overline{b}_{brut}^0$  et  $b_{brut}^0$  en fonction de  $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0}$ ,  $g_0$  et  $\chi_d$ :

$$\begin{cases} \bar{b}_{brut}^{0} = \frac{N_{\bar{C}}^{\text{recul}_{0}}}{N_{B_{reco}}^{\text{tag}_{0}}} = \bar{b}^{+} \times g_{0} + \bar{b}^{0} \times (1 - \chi_{d}) (1 - g_{0}) + b^{0} \times \chi_{d} (1 - g_{0}) \\ b_{brut}^{0} = \frac{N_{\bar{C}}^{\text{recul}_{+}}}{N_{B_{reco}}^{\text{tag}_{-}}} = b^{+} \times g_{0} + b^{0} \times (1 - \chi_{d}) (1 - g_{0}) + \bar{b}^{0} \times \chi_{d} (1 - g_{0}) \end{cases}$$
(3.16)

Le système d'Équations 3.16 s'inverse pour obtenir  $b^0$ ,  $\overline{b}^0$  en fonction de  $\overline{b}_{brut}^0$ ,  $b_{brut}^0$ , quantités mesurées (Équation 3.10),  $\chi_d$  (obtenu par [12]),  $g_0$  (calculé par Monte Carlo

dans la section 4.3.3),  $b^+$  et  $\overline{b}^+$  (calculés dans le paragraphe précédent). On obtient ainsi :

$$\begin{cases} \overline{b}^{0} = \frac{1}{1-2\chi_{d}} \left( \overline{b}^{0}_{brut} (1-\chi_{d}) - b^{0}_{brut} \chi_{d} \\ - \frac{g_{0}}{1-g_{0}} \left\{ (\overline{b}^{+} - \overline{b}^{0}_{brut}) (1-\chi_{d}) - (b^{+} - b^{0}_{brut}) \chi_{d} \right\} \right) \\ b^{0} = \frac{1}{1-2\chi_{d}} \left( b^{0}_{brut} (1-\chi_{d}) - \overline{b}^{0}_{brut} \chi_{d} \\ - \frac{g_{0}}{1-g_{0}} \left\{ (b^{+} - b^{0}_{brut}) (1-\chi_{d}) - (\overline{b}^{+} - \overline{b}^{0}_{brut}) \chi_{d} \right\} \right) \end{cases}$$
(3.17)

#### **3.3.2.3** Désintégrations DCS des $B^0$ reconstruits.

Les  $\overline{B}^0$  du lot tag<sub>0</sub> sont reconstruits dans les modes  $\overline{B}^0 \to D^+ X^-$  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  $D^0 \to K^- \pi^+$ (Figure 3.2). L'échantillon tag<sub>0</sub> contient donc essentiellement des  $\overline{B}^0$  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 :

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

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<sub>0</sub> est non nul. En utilisant  $\chi_{CKM}$  définit dans l'Équation 3.18,  $N_{\overline{B}^0}^{\text{tag}_0}$  et  $N_{B^0}^{\text{tag}_0}$  peuvent se calculer en fonction de  $N_{B_{reco}}^{\text{tag}_0}$  et  $g_0$ :

$$\begin{cases} N_{\bar{B}^{0}}^{\text{tag}_{0}} = (1 - g_{0}) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_{0}} \times (1 - \chi_{CKM}) \\ N_{B^{0}}^{\text{tag}_{0}} = (1 - g_{0}) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_{0}} \times \chi_{CKM} \end{cases}$$
(3.19)

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

$$\begin{cases}
N_{B^{0}}^{\text{recul}_{0}} = (1 - \chi_{d}) \times N_{\overline{B}^{0}}^{\text{tag}_{0}} + \chi_{d} \times N_{B^{0}}^{\text{tag}_{0}} \\
N_{\overline{B}^{0}}^{\text{recul}_{0}} = \chi_{d} \times N_{\overline{B}^{0}}^{\text{tag}_{0}} + (1 - \chi_{d}) \times N_{B^{0}}^{\text{tag}_{0}}
\end{cases}$$
(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 :

$$\begin{cases} N_{B^{0}}^{\text{recul}_{0}} = (1 - \chi_{d}^{'}) & (1 - g_{0}) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_{0}} \\ N_{B^{0}}^{\text{recul}_{0}} = \chi_{d}^{'} & (1 - g_{0}) \times N_{B_{reco}}^{\text{tag}_{0}} \end{cases}$$
(3.21)

avec :

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

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

$$\chi'_d = 0.186 \pm 0.004 \tag{3.23}$$

à comparer à  $\chi_d = 0.186 \pm 0.004$ . Comme anticipé, l'effet est négligeable ( $\sim 0.0004$  à comparer à 0.186) et toutes les formules démontrées jusqu'ici sont toujours valables puisque numériquement  $\chi_d$  et  $\chi'_d$  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<sub>0</sub> 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 $\Delta E$ et $m_{\rm ES}$

Pour chaque candidat  $B_{reco}$  reconstruit dans un état final donné, l'impulsion reconstruite  $\overrightarrow{P}_{B_{reco}}$  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 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 :

$$E_B^* = \gamma_0 \ E_B - \gamma_0 \ \overrightarrow{\beta_0}. \overrightarrow{P}_B \tag{3.24}$$

Particule	Modes	$\mathcal{B}(\%)$
$B^-$	$B^- \rightarrow D^0 \pi^-$	$0.498 \pm 0.029$
	$B^- \to D^0  \rho^-$	$1.34 \hspace{0.2cm} \pm \hspace{0.2cm} 0.18$
	$B^- \rightarrow D^0 a_1^-$	$0.5 \pm 0.4$
	$B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-$	$0.46 \hspace{0.2cm} \pm \hspace{0.2cm} 0.04 \hspace{0.2cm}$
	$B^- \to D^{*0}  \rho^-$	$0.98 ext{ }\pm ext{ }0.17 ext{ }$
	$B^- \rightarrow D^{*0} a_1^-$	$1.9 \pm 0.5$
$\overline{B}{}^{0}$	$\overline{B}{}^0 \to D^+ \pi^-$	$0.276 \pm 0.025$
	$\overline{B}{}^0 \to D^+  \rho^-$	$0.77 \hspace{0.2cm} \pm \hspace{0.2cm} 0.13 \hspace{0.2cm}$
	$\overline{B}{}^0 \to D^+ a_1^-$	$0.60 \hspace{0.2cm} \pm \hspace{0.2cm} 0.33$
	$\overline{B}{}^0 \to D^{*+} \pi^-$	$0.276\pm0.021$
	$\overline{B}{}^0 \to D^{*+} \rho^-$	$0.68 \hspace{0.2cm} \pm \hspace{0.2cm} 0.09$
	$\overline{B}{}^0 \to D^{*+} a_1^-$	$1.30 \hspace{0.2cm} \pm \hspace{0.2cm} 0.27$
$D^{*0}$	$D^{*0} \to D^0 \pi^0$	$61.9 \pm 2.9$
$D^{*+}$	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	$67.7  \pm \ 0.5$
$D^0$	$D^0 \to K^- \pi^+$	3.80  0.09
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$7.46 \hspace{0.2cm} \pm \hspace{0.2cm} 0.31 \hspace{0.2cm}$
	$D^0 \to K^- \rho^+$	$10.1 \pm 0.8$
	$D^0 \rightarrow K^0_s \pi^+ \pi^-$	$2.99 \hspace{0.2cm} \pm \hspace{0.2cm} 0.18 \hspace{0.2cm}$
$D^+$	$D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$	$9.2 \pm 0.6$
	$D^+ \to K^0_s \pi^+$	$1.41 \hspace{0.2cm} \pm \hspace{0.2cm} 0.10 \hspace{0.2cm}$
$K_s^0$	$K^0_s \to \pi^+\pi^-$	$68.95 \pm 0.14$
$a_1^+$	$a_1^+ \to \rho^0 \pi^+$	$\sim 50$ <sup>a</sup>
$ ho^+$	$\rho^+ \to \pi^+ \pi^0$	$\sim 100$
$ ho^0$	$ ho^0  o \pi^+ \pi^-$	$\sim 100$
$\pi^0$	$\pi^0 \to \gamma \gamma$	$98.798 \pm 0.032$

<sup>a</sup>Il n'existe pas de mesure précise pour ce mode. [61] utilise  $a_1^+ \to \pi^+ \pi^- \pi^+ = 50 \%$ 

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

où  $E_B$  et  $\overrightarrow{P}_B$  sont l'énergie et l'impulsion du B dans le référentiel du laboratoire,  $\overrightarrow{\beta}_0$  est le boost de Lorentz et  $\gamma_0$  le facteur de Lorenz associé. Les paramètres du boost  $\overrightarrow{\beta}_0$  et  $\gamma_0$ se déduisent naturellement des paramètres du faisceau :  $\overrightarrow{\beta}_0 = \overrightarrow{p}_0/E_0$  et  $\gamma_0 = 1/\sqrt{1-\beta_0^2}$ . L'Équation 3.24 permet d'écrire  $E_B$  en fonction de  $E_B^*$ ,  $\gamma_0$ ,  $\overrightarrow{\beta}_0$  et  $\overrightarrow{P}_B$ . 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 :  $2E_B^* = \sqrt{s} = \sqrt{E_0^2 - |\overrightarrow{P}_0|^2}$ . 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  $E_{B_{\rm sub}}$ , est donnée par :

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

$$(3.25)$$

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  $\Delta E$  et  $m_{\rm ES}$ . La première est la différence entre l'énergie reconstruite boostée dans le centre de masse  $E^*_{B_{\rm reco}}$  (Formule 3.24 avec  $E_B = E_{B_{\rm reco}}$  et  $\overrightarrow{P}_B = \overrightarrow{P}_{B_{\rm reco}}$ ) 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  $m_{\rm ES}$  obtenue en utilisant pour  $B_{\rm reco}$ , le quadri-vecteur  $Q_{B_{\rm sub}} \equiv (E_{B_{\rm sub}}, \overrightarrow{P}_{B_{\rm reco}})$  :  $m_{\rm ES}^2 = Q^2_{B_{\rm sub}}$ . La résolution sur  $m_{\rm ES}$  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  $E_{B_{\rm reco}}$  comprise entre 15 et 30 MeV/ $c^2$  selon le mode de reconstruction.  $\Delta E$  et  $m_{\rm ES}$  sont calculées en fonction des quantités mesurées par les expressions :

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

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

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

#### Quadri-vecteur et masse du méson B de la partie " recul ".

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

$$E_{\text{recul}} = (1 - \beta_0^2) \frac{E_0}{2} + \overrightarrow{\beta}_0 . (\overrightarrow{P}_0 - \overrightarrow{P}_{B_{\text{reco}}})$$
(3.28)

$$\overrightarrow{P}_{\text{recul}} = \overrightarrow{P}_0 - \overrightarrow{P}_{B_{\text{reco}}}$$
(3.29)

#### 3.4.2 A justement de la variable $m_{\rm ES}$

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

$$\Gamma_{m_{\rm ES}}(m) = f_{\rm sig} \times \Gamma_{\rm CB}(m) + (1 - f_{\rm sig}) \times \Gamma_{\rm ARGUS}(m)$$
(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  $f_{\text{sig}}$  le pourcentage d'événements de signal (candidats  $B_{\text{reco}}$  correctement reconstruits) dans l'échantillon tag.

La fonction  $\Gamma_{\rm CB}$  (Formule 3.31) décrit l'essentiel du signal comme une gaussienne centrée en  $m_0$  et d'écart-type  $\sigma$ , elle permet en plus de prendre en compte une queue non gaussienne à basse masse pour les  $B_{\rm reco}$  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] :

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

La fonction  $\Gamma_{\text{ARGUS}}$  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  $m_{\text{ES}}$ ,  $m_{\text{ES}} \leq \sqrt{s}/2 \equiv 5.290 \,\text{GeV}/c^2$ . Sa formule analytique non normalisée est :

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

où  $\xi$  est le paramètre de forme de la fonction  $\Gamma_{\text{ARGUS}}$ . 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 " recul ", un électron ou un muon<sup>1</sup> de haute impulsion (supérieure à 1.3 GeV/c dans le référentiel de la partie " recul "). 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  $\Gamma_{\rm CB}$ . 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 MINUIT ([69]).

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>L'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  $m_{\rm ES}$ . À gauche pour l'échantillon limité aux désintégrations semileptoniques 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  $\Gamma_{m_{\rm ES}}$  et la ligne pointillée bleue, la fonction  $\Gamma_{\rm ARGUS}$ .

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

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

où  $N_{B_{tot}}$  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 :

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

où  $\sigma_{f_{\text{sig}}}$  est l'erreur sur  $f_{\text{sig}}$  obtenue par l'ajustement. Il faut noter que la fluctuation poissonienne 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  $N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}}$  dans le calcul des taux de branchements  $\mathcal{B}(B \to CX)$  et  $\mathcal{B}(B \to \overline{C}X)$  car  $N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}}$  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  $N_{X_c^{\text{recul}}}$  est différent par rapport à celui présenté dans [70] où l'analyse est réalisé avec 81 fb<sup>-1</sup>. Il est effectué par un ajustement bidimensionnel de la distribution  $(m_{X_{c(\overline{c})}}^{\text{recul}}, m_{\text{ES}}^{\text{tag}})$  pour tous les candidats  $X_{c(\overline{c})}$  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  $X_{\overline{c}}$  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  $(m_{X_{K^+\pi^-}}, m_{\rm ES})$  est donné sur la Figure 3.4, il s'agit de l'ensemble des candidats  $K^+\pi^-$  (qui permettent de mesurer la production de  $\overline{D}^0$  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  $(m_{X_{K^+\pi^-}}, m_{\rm ES})$ . 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<sup>2</sup> 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  $\overline{C}$  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 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<sup>C</sup><sub>BG</sub>. 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.
- 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 :  $P_{BG}^B$

 $<sup>^2\</sup>mathrm{Le}$ même raisonnement s'applique à l'identique pour des candidats  $X_{\overline{c}}$ 

– 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  $m_{\rm ES}$ .

#### 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  $\overline{C}$  se désintégrant dans le canal  $X_c$ , auquel cas la densité de probabilité est gaussienne centrée à la masse de la particule C ou  $\overline{C}$ , ayant pour écarttype la résolution expérimentale sur cette masse. Soit  $X_c$  est un candidat issu du fond combinatoire, sa densité de probabilité  $\rho_{comb}$ 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  $\sigma_{sta}$ . Ces contributions sont dites satellites, elles sont traîtées 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  $\rho_S$  :

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

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

#### Espace des $m_{\rm ES}$ .

Les distributions  $m_{\rm ES}$  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  $\Gamma_{\rm ARGUS}$  normalisée et le signal de *B*, par une fonction  $\Gamma_{\rm CB}$  également normalisée.

#### Distributions finales.

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

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

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

$$\mathcal{P}^B_{BG}(m_{X_c}, m_{\mathrm{ES}}) = \rho_{comb}(m_{X_c}) \times \Gamma_{\mathrm{CB}}(m_{\mathrm{ES}})$$
(3.38)

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

Les différentes fonctions  $\rho_n$  et  $\Gamma_n$  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  $\phi \pi$ ,  $\overline{K}^{*0}K^+$  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]
$D^+ \to \phi \pi^+$	$6.2 \pm 0.6$
$D^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$4.3 \pm 0.6$
$D^+ \to K^0_S K^+$	$3.0 \pm 0.3$

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 :

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

$$\sigma_{sat} = \sigma_{D_s}^{fit} \tag{3.41}$$

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

$$\Delta M^{fix} = m_{D_s} - m_{D^+} = 98.4 \pm 0.1 \pm 0.3 \,\mathrm{MeV}/c^2 \tag{3.42}$$

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

Les désintégrations  $D^0 \to K^- K^+$  sont supprimées de Cabibbo. Leur taux de branchement est :  $\mathcal{B}(D^0 \to K^- K^+) = (3.89^{+0.12}_{-0.15}) \times 10^{-3}$  [12]. Bien que l'état final soit différent de  $K^- \pi^+$ , la séparation  $\pi/K$  est expérimentalement imparfaite. L'état final  $K^- K^+$  peut alors être reconstruit comme état  $\pi^- K^+$  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  $D^0 \to K^- K^+$  reconstruites dans l'hypothèse  $D^0 \to K^- \pi^+$  dans la simulation Monte Carlo. Cette contribution est ajustée par une gaussienne de paramètres :

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

$$\sigma_{sat} = \sigma_{K^-K^+}^{MC} \tag{3.44}$$

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

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

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



FIG. 3.5: Masse reconstruite  $K^-\pi^+ - K^+\pi^-$  pour des événements  $D^0 \to K^-K^+$  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 :

$$\mathcal{L} = \frac{e^{-(N_{S}+N_{BG}^{C}+N_{BG}^{L}+N_{BG}^{f})}}{N!} \times \prod_{i=1}^{N} \begin{pmatrix} N_{S} & P_{S}(m_{X_{c}}^{i},m_{\mathrm{ES}}^{i}) + \\ N_{BG}^{C} & P_{BG}^{C}(m_{X_{c}}^{i},m_{\mathrm{ES}}^{i}) + \\ N_{BG}^{B} & P_{BG}^{B}(m_{X_{c}}^{i},m_{\mathrm{ES}}^{i}) + \\ N_{BG}^{f} & P_{BG}^{f}(m_{X_{c}}^{i},m_{\mathrm{ES}}^{i}) \end{pmatrix}$$
(3.47)

où N est le nombre total de candidats  $X_c$  reconstruits dans la partie "recul". Pratiquement la maximisation est effectuée en minimisant  $-\text{Ln}(\mathcal{L})$ .  $N_S$  est le nombre de candidats provenant réellement d'une particule C ou  $\overline{C}$  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  $m_{\rm ES}$  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 ( $m_{X_c}, m_{\rm ES}$ ).



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  $\overline{C}$ ) 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 :

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

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 suivant sont laissés libres lors de l'ajustement :  $N_S$ ,  $N_{BG}^C$ ,  $N_{BG}^B$ ,  $N_{BG}^f$ ,  $f_S$ ,  $\xi$  et les paramètres des polynômes  $\rho_{comb}$ . Pour les distributions  $\Gamma_{CB}$ , 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  $m_{X_c+X_{\overline{c}}}$  pour les échantillons recul<sub>0</sub> <u>ET</u> recul<sub>+</sub>, 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  $\sigma_C$  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<sup>-1</sup> (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'està-dire le plus proche possible de la réalité où l'ensemble des réactions possibles  $e^+e^- \to X$ est prise en compte, excepté la production leptonique  $e^+e^- \to l^+l^-$ .

#### 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	$\mathcal{L} \ (\mathrm{fb}^{-1})$	$N_{B\overline{B}} (10^6)$
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'efficacités 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 <sup>6</sup> )	$N_{evt}^{RUN2}$ (10 <sup>6</sup> )	$N_{evt}^{RUN3}$ (10 <sup>6</sup> )	$N_{evt}^{RUN4}$ (10 <sup>6</sup> )
$B^0 \to D^{(*)} X$	2.01	5.36	2.38	19.33
$B^+ \to D^{(*)}\pi$	0.60	2.00	0.84	2.84
$B^+ \to D^{(*)}\rho/a_1$	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  $e^+e^- \to X$  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  $X \equiv B\overline{B}$  la statistique disponible est environ trois fois celle des données. Pour la production de quarks légers *uds* ( $q\overline{q}$  dans la Table 3.7), la luminosité utilisée est environ celle des données et, pour la production  $c\overline{c}$ , 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	$N_{evt} (10^6)$	$\mathcal{L} (\mathrm{fb}^{-1})$
$B^+B^-$	377.0	718.2
$B^0 \overline{B}{}^0$	353.4	673.2
$c\overline{c}$	176.9	136.1
$q\overline{q}$	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	Rec	onstruction et identification des traces chargées 103
	4.1.1	Les différents types de traces
	4.1.2	Identification des particules chargées $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots 104$
4.2	Ajus	stements particuliers des particules composites 107
4.3	Rec	onstruction exclusive de la <i>partie " tag " </i>
	4.3.1	Reconstruction des particules intermédiaires
	4.3.2	Les mésons $B_{reco}$
	4.3.3	Mesure de $g$ et $g_0$
	4.3.4	Nombres de $B_{reco}$ dans les données et dans la simulation 119
4.4	Rec	onstruction inclusive de la <i>partie</i> " <i>recul</i> " 123
	4.4.1	Reconstruction des particules charmées $C$ et $\overline{C}$ de la <i>partie " recul "</i> 123
	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  $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$  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 :  $|d_0| < 1.5 \text{ cm}, |z_0| < 10 \text{ cm} (d_0 \text{ et } z_0 \text{ sont définies dans le paragraphe 2.3.1}).$
- 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 a 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 :  $\epsilon_{data}$  (resp.  $\epsilon_{MC}$ ) 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  $\tau$  se désintègre en  $\tau^- \rightarrow \nu_{\tau} e^- \overline{\nu}_e$  et le deuxième en  $\tau^+ \rightarrow (\pi^+ \pi^-) \pi^+ \nu_{\tau}$ . En comparant les événements où il manque un pion dans la reconstruction du  $\tau^-$  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	$\epsilon_{data}/\epsilon_{MC}$	$\sigma_{\epsilon}^{syst}/\epsilon$
Ст	0.9975	1.4~%
GTVL	0.9950	1.4~%
Gtl	$\sim 0.992$	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  $\Lambda_c^+ \to p K^- \pi^+$ .

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, kNOTAPION : 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 même 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.



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

# 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 moindre 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 les différentes contraintes sont explicitées.

La première s'applique aux particules reconstruites, notées  $P_M$ , dans la partie "tag" ou dans la partie "recul" 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  $\pi^0$ ,  $K_s^0$ ,  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D^{*0}$ ,  $D^{*+}$  ont des largeurs naturelles de désintégrations très inférieures à la résolution expérimentale sur leur masse. Par exemple, la résolution expérimentale sur la masse du  $\pi^0$  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  $q \equiv (E, p_x, p_y, p_z)$ :

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

Dans la partie "tag", une fois les particules  $\pi^0$ ,  $K_s^0$ ,  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D^{*0}$ ,  $D^{*+}$  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 Blui-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 $\pi^0$

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

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



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

#### **4.3.1.2** Les résonances larges $\rho^+$ , $\rho^0$ et $a_1^+$

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

Les candidats  $\rho^+$  (resp.  $\rho^0$ ) sont reconstruits en combinant un  $\pi^0$  (resp.  $\pi^-$ ) et un  $\pi^+$ . 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  $\rho^+$  et du  $\rho^0$ . La fenêtre en masse sur le  $\rho^+$  (resp.  $\rho^0$ ) ne conserve que 70 % (resp. 72 %) des  $\rho$  réels. Pour les  $\rho^0$ , après la contrainte du vertex, une coupure sur la probabilité de ce vertex est réalisée :  $p_{vert} > 0.1$  %. Pour les  $\rho^+$ , l'énergie du  $\pi^0$  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  $\pi^0$  doit d'ailleurs être supérieure à 50 MeV dans le référentiel du laboratoire.

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/ $c^2$ .

#### **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 :  $|M_{\pi^+\pi^-} - M_{K_s^0}^{PDG}| < 15 \text{ MeV}/c^2$  où  $M_{K_s^0}^{PDG}$  est la moyenne mondiale de la masse du  $K_s^0$  ( $M_{K_s^0}^{PDG} = 497.6 \text{ MeV}/c^2$  [12].

#### 4.3.1.4 Reconstruction des mésons D

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

Lors de la présélection, l'impulsion  $p_D^*$  des mésons D dans le référentiel du  $\Upsilon(4S)$  doit être dans la fenêtre :  $1.3 < p_D^* < 2.5 \text{ GeV}/c$ , 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  $\sigma_D^{fit}$  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  $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ ), par contre elle est dégradée par la présence d'un  $\pi^0$  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 :  $D^0 \to K_S^0 \pi^+ \pi^$ et  $D^+ \to K_S^0 \pi^+$ . Cette identification minimale est donnée Table 4.2. Enfin les mésons Dsont sélectionnés dans une fenêtre de  $\pm 3 \sigma_D^{fit}$  autour de  $\overline{M}_D^{fit}$ .

Pour les  $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^0$ , 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  $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ , la coupure sur sa masse est resserrée à  $\pm 2 \sigma_{D^0 \to K^-\pi^+\pi^0}^{fit}$  autour  $\overline{M}_{D^0 \to K^-\pi^+\pi^0}^{fit}$ .

Modes de $D$	Présélection	$\overline{M}_D^{fit}$ (MeV/ $c^2$ )	$\sigma_D^{fit}$ (MeV/ $c^2$ )	Id. $K^-$
$D^0 \to K^- \pi^+$	$\pm 15 \text{ MeV}/c^2$	$1863.3\pm0.1$	$7.0 \pm 0.1$	pas d'Id.
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$\pm 15 \text{ MeV}/c^2$	$1863.5\pm0.1$	$4.8\pm0.1$	<b>k</b> NotApion
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$\pm 25 \text{ MeV}/c^2$	$1862.4\pm0.1$	$11.7\pm0.2$	kNotApion
$D^0 \rightarrow K^0_s \pi^+ \pi^-$	$\pm 20 \text{ MeV}/c^2$	$1864.3\pm0.1$	$6.4\pm0.1$	-
$D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$	$\pm 20 \text{ MeV}/c^2$	$1868.5\pm0.1$	$5.5 \pm 0.1$	kNotApion
$D^+ \to K^0_{\scriptscriptstyle S} \; \pi^+$	$\pm 20 \text{ MeV}/c^2$	$1869.9\pm0.2$	$6.6\pm0.2$	-

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

#### 4.3.1.5 Reconstruction des mésons $D^*$

Les  $D^*$  sont reconstruits dans les modes :  $D^{*+} \to D^0 \pi^+$  et  $D^{*0} \to D^0 \pi^0$  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 :  $0 < p_{\pi}^* < 450$  MeV/c. Les candidats dont la différence de masse  $\Delta M_{D\pi} \equiv M_{D\pi} - M_D$  se situe dans la fenêtre :  $\left| \Delta M_{D\pi} - \overline{\Delta M}_{D^*}^{fit} \right| < 3 \sigma_{D^*}^{fit}$  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  $\Delta M$  des mésons  $D^{*0}$  et  $D^{*+}$  utilisés pour reconstruire les  $B_{\text{reco}}$ .

### 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:

$$- B^{-} \to D^{(*)0} \pi^{-}, B^{-} \to D^{(*)0} \rho^{-}, B^{-} \to D^{(*)0} a_{1}^{-}$$
$$- \overline{B}^{0} \to D^{(*)+} \pi^{-}, \overline{B}^{0} \to D^{(*)+} \rho^{-}, \overline{B}^{0} \to D^{(*)+} a_{1}^{-}$$

Les candidats  $\overline{B}$  sont obtenus en combinant les résonances  $D^0$ ,  $D^{*0}$ ,  $D^+$ ,  $\rho$ ,  $a_1$ , décrites dans la section précédente. Le pion chargé des désintégrations  $\overline{B} \to D^{(*)}\pi^-$  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] :

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

où  $E_{vis}$  est l'énergie visible dans l'événement,  $\overrightarrow{p}_i$  l'impulsion de la particule i,  $P_l$  le polynôme de Legendre d'ordre l et  $\theta_{ij}$  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 $\Delta E$

La variable  $\Delta E$ , 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  $\Delta E$  pour les B chargés et les B neutres. Pour les distributions des modes  $B^- \to D^{(*)0} \pi^-$  et  $\overline{B}^0 \to D^{(*)+} \pi^-$  (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  $\overline{B} \to D^{(*)} K^-$  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  $m_{\rm ES}$  également. Lors de la reconstruction du  $B_{\rm reco}$ , l'identité de la particule (pion ou kaon) n'intervient que dans la mesure de l'énergie. Or en contraignant la masse avec  $m_{\rm ES}$ , on s'affranchit de cette dépendance. Les événements conservés sont alors choisis dans une fenêtre telle que :  $\left|\Delta E_{B_{reco}} - \overline{\Delta E}^{fit}\right| < 3 \sigma_{\Delta E}^{fit}$  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  $B \to D^{(*)}\pi^-$  sont augmentées à gauche jusqu'à 3.5  $\sigma_{\Delta E}^{fit}$  ce qui permet de conserver une large fraction des désintégrations  $B \to D^{(*)}K^-$ . La résolution sur  $\Delta E$  varie entre 12 MeV pour les désintégrations  $B \to D^{(*)}a_1^-$  où l'état final comprend de nombreuses traces chargées et est donc bien mesuré, et 30 MeV pour les désintégrations  $B \to D^{(*)}\rho^-$  où la présence d'un  $\pi^0$  supplémentaire dans l'état final dégrade la résolution. Sur les Figures 4.6

la présence d'un  $\pi^{\circ}$  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  $B \to D\pi^-$ , ce pic provient essentiellement des désintégrations  $B^{-/0} \to D^{(*)0/+} (\to D^0 \pi^{0/+}) \pi^-$  où le  $\pi^{0/+}$  n'a pas été reconstruit, on peut également citer les désintégrations  $B^- \to D^0 \rho^- (\to \pi^0 \pi^-)$  où, de nouveau, le  $\pi^0$  est " perdu".

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

La cascade  $B \to D\rho^-$ ,  $\rho^- \to \pi^0 \pi^-$  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 :  $\frac{N_{B_{reco}}^{\text{tag}}}{N_{tot}^{\text{tag}}}$  où  $N_{tot}^{\text{tag}}$  est le nombre total de candidats  $B, N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$  et  $N_{tot}^{\text{tag}}$  sont calculés dans une fenêtre de ±3  $\sigma_{m_{\text{ES}}}$  autour de la masse  $m_{\text{ES}}$ ajustée.  $\sigma_{m_{\text{ES}}}$  désigne la résolution sur la masse  $m_{\text{ES}}$ , 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  $D \to K^-X$ : 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  $\Delta E$  pour les différents modes de désintégration de  $\overline{B}$  chargés.



FIG. 4.7: Distributions  $\Delta E$  pour les différents modes de désintégration de  $\overline{B}$  neutres.

sur les critères d'identification.

- Coupure sur l'angle  $\theta_{Thrust}$ : 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,  $\theta_{Thrust}$  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  $B\overline{B}$ , la distribution de  $|\cos(\theta_{Thrust})|$  est plate sur l'intervalle [0; 1] contrairement à un événement  $q\overline{q}$  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  $q\overline{q}$ .



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  $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^0$ ) peut être resserrée

à 
$$\pm 2\sigma_D^{fit}$$
 ( $\pm 1.7\sigma_D^{fit}$  pour les  $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^0$ ) autour de la masse ajustée  $\overline{M}_D^{fit}$ 

- **Coupure sur**  $\Delta E$  : La coupure sur  $\Delta E$  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  $\theta_{heli}$  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 flêches 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* "*recul*" 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  $\chi^2$ , défini par :

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

$$g_{-} = \frac{N_{\bar{B}^{0}}^{\text{tag}_{-}}}{N_{B^{-}}^{\text{tag}_{-}} + N_{\bar{B}^{0}}^{\text{tag}_{-}}}$$
(4.4)

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

Afin d'être plus précis une deuxième méthode est utilisée. Les nombres  $N_{B^-}^{\text{tag}_-}$  et  $N_{\overline{B}^0}^{\text{tag}_-}$  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  $m_{\text{ES}}$ , 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  $N_{B^-}^{\text{tag}_-}$  et  $N_{\overline{B}^0}^{\text{tag}_-}$ .

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  $D^{*+} \to D^0 \pi^+$  où le  $\pi^+$  mou est échangé avec un  $\pi^0$  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  $\overline{B}^0$  dans l'échantillon tag\_ vient des candidats reconstruits en  $D^{*0}X$ .

Mode de désintégration	$g_{-}~(\%)~m1$	g~(%)~m2
$B^- \to D^0 \pi^-$	$1.2 \pm 0.1$	$1.1\pm0.0\pm0.1$
$B^- \to D^{*0} \pi^-$	$7.6\pm0.3$	$7.4\pm0.2\pm0.1$
$B^- \to D^0  \rho^-$	$1.0 \pm 0.2$	$1.9\pm0.1\pm0.2$
$B^- \to D^{*0} \rho^-$	$8.0\pm0.6$	$7.8\pm0.2\pm0.2$
$B^- \rightarrow D^0  a_1^-$	$1.3\pm0.4$	$2.5\pm0.1\pm0.3$
$B^- \rightarrow D^{*0} a_1^-$	$11.2\pm0.7$	$11.7\pm0.3\pm0.2$

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

La Figure 4.10 montre la distribution des  $\overline{B}^0$  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  $B^+ \to D^{*0}X$  où le pic est très clair. Pour les désintégrations  $B^+ \to D^0X$ , 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<sub>0</sub> de la simulation. Une deuxième systématique conservative 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  $\pi^0$  mous.

### 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



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

Échantillon	$g_{-,0}$ (%) $m1$	$g_{-,0}$ (%) m2	$g_{-,0}$ final (%)	$g_{-,0}$ simulation (%)
tag_ VL	3.5	3.7	$3.7\pm0.8$	3.6
$tag_L$	3.1	3.3	$3.3 \pm 0.7$	3.2
$tag_{-} T$	2.3	2.4	$2.4\pm0.5$	2.3
$tag_0 L$	2.9	2.7	$2.7\pm0.6$	2.7
$tag_0 T$	2.9	2.6	$2.6\pm0.6$	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).

est systématique. Elle est obtenue en faisant varier  $\alpha_{\Gamma_{\rm CB}}$  (défini Équation 3.31) de  $\pm 1 \sigma_{\alpha_{\Gamma_{\rm CB}}}$  où  $\alpha_{\Gamma_{\rm CB}}$  est l'erreur sur  $\alpha_{\Gamma_{\rm CB}}$  obtenue dans l'ajustement de  $m_{\rm ES}$ .

Les Figures 4.11 et 4.12 donnent les distributions  $m_{\rm ES}$  des échantillons tag\_ " Very-Loose " et tag<sub>0</sub> " Loose ". Pour chacune de ces sélections, la figure de gauche représente 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.



FIG. 4.11: Distributions  $m_{\rm ES}$  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  $m_{\rm ES}$  de la sélection  $tag_0$  "Loose" dans les données (en haut) et dans la simulation générique (en bas). Les figures de gauche correspondent aux sousensembles des événements semi-leptoniques et les figures de droite aux échantillons complets.

Sélection	$N_{B_{\mathrm reco}}^{\mathrm{tag}}$ (données)	pureté (données)	$N_{B_{\mathrm reco}}^{\mathrm{tag}}$ (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 <sub>0</sub> 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.

# 4.4 Reconstruction inclusive de la partie " recul "

Cette partie décrit la reconstruction des particules charmées :  $D^0$ ,  $\overline{D}^0$ ,  $D^+$ ,  $D^-$ ,  $D_s^+$ ,  $D_s^-$ ,  $\Lambda_c^+$ ,  $\overline{\Lambda}_c^-$ . 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 $\overline{C}$ de la partie "recul"

Les particules charmées de la partie " recul " sont reconstruites dans les modes :  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+, D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+, D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+, D^+_s \rightarrow \phi \pi^+, D^+_s \rightarrow \overline{K}^{*0} K^+, D^+_s \rightarrow K^0_s K^+$  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<sup>-1</sup> [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  $\overline{M}_C$ . L'optimisation est réalisée sur les particules  $C \to \overline{C}$ . Les particules C et  $\overline{C}$  sont toutes deux reconstruites avec les même critères bien qu'ayant des niveaux de bruits de fond différents. Lorsque l'optimisation sur C donne des critères différents de l'optimisation sur  $\overline{C}$ , les critères optimisant la reconstruction de  $\overline{C}$  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  $D^0 \to K^- \pi^+$  afin de diminuer le bruit de fond provenant des désintégrations  $D^0 \to K^-K^+$ . Lorsque cette contrainte est ajoutée, ceci est spécifiée dans la colonne " véto 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	$\pi$ chargés	véto ${\cal K}$
$D^0 \to K^- \pi^+$	Gtl, kTight	-	Gtvl	oui
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	Gtl, kTight	-	Gtl	oui
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	Gtl, kTight	-	Gtl	oui
$D_s^+ \to \phi(K^- K^+) \pi^+$	GTVL, kNOTAPION	-	Gtvl	non
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0}(K^-\pi^+)K^+$	Gtl, kTight	-	Gtl	non
$D_s^+ \to K_s^0(\pi^+\pi^-)K^+$	Gtl, kTight	-	Ст	non
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	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  $\phi \to K^+ K^-$ ,  $\overline{K}^{*0} \to K^- \pi^+$  et  $K_s^0 \to \pi^+ \pi^-$ . Les deux premières résonances ont des temps de vie très courts (leur largeur naturelle  $\Gamma_{res}^{PDG}$  est donnée dans la Table 4.10. La désintégration  $\phi \to K^+ K^-$  (resp.  $\overline{K}^{*0} \to K^- \pi^+$ ) a donc lieu au même vertex que la désintégration  $D_s^+ \to \phi \pi^+$ (resp.  $D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$ ).

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  $\phi$  et  $\overline{K}^{*0}$ . 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  $\phi$  et  $\overline{K}^{*0}$  sont ajustées par une gaussienne bien que leur largeur naturelle ne soit pas négligeable. Les masses ajustées  $\overline{M}_{res}^{fit}$  dans les données et dans le Monte Carlo sont données dans la Table 4.9 qui indique également la masse obtenu par [12] notée  $M_{res}^{PDG}$ . L'écart-type ajusté  $\sigma_{res}^{fit}$  est, quant à lui, donné dans la Table 4.10. Les candidats tels que :  $\left|M_{res} - \overline{M}_{res}^{fit}\right| < 3 \sigma_{res}^{fit}$  où  $M_{res}$  est la masse du candidat, sont conservés.

Enfin les résonances  $\phi$  et  $\overline{K}^{*0}$  ayant un spin J = 1, le  $D_s$ , les pions et les kaons ayant un spin J = 0, il est possible de réalisée une coupure d'hélicité qui est expliquée dans l'Annexe A. Dans ce cas,  $\theta_{heli}$  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  $\sim 7$  % du signal. La Figure 4.13 donne la distribution de  $\cos(\theta_{heli})$  pour les  $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$  et  $D_s^+$  $\rightarrow \overline{K}^{*0} K^+$  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.

Pour la résonance  $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ , la reconstruction de la désintégration ne peut être

Résonance	$M_{res}^{PDG}$ (MeV/ $c^2$ ) [12]	$\overline{M}_{res}^{fit}$ (MeV/ $c^2$ ) données	$\overline{M}_{res}^{fit}$ (MeV/ $c^2$ ) MC
$\overline{\phi}$	$1019.46 \pm 0.02$	$1019.6 \pm 0.1$	$1019.4\pm0.1$
$\overline{K}^{*0}$	$891.66\pm0.26$	$893.6\pm0.4$	$896.5\pm0.3$

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

Résonance	$\Gamma_{res}^{PDG}$ (MeV/ $c^2$ ) [12]	$\sigma_{res}^{fit}$ (MeV/ $c^2$ ) données	$\sigma_{res}^{fit}$ (MeV/ $c^2$ ) MC
$\phi$	$4.26\pm0.05$	$3.0 \pm 0.1$	$3.1\pm0.1$
$\overline{K}^{*0}$	$50.8\pm0.9$	$20.6\pm0.4$	$21.4\pm0.3$

TAB. 4.10: À gauche : la largeur naturelle des résonances  $\phi$  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).



FIG. 4.13: Distribution  $\cos(\theta_{heli})$  (voir texte pour définition) pour des candidats  $\overline{K}^{*0}K^+$ 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 flêches ne sont pas utilisés dans cette analyse.

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  $D_s^+ \to K_s^0 K^+$ . 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



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

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  $\left| M_{\pi^+\pi^-} - \overline{M}_{K_S^0}^{fit} \right| < 1.5 \sigma_{res}^{fit}$  désigne la résolution la plus large des deux gaussiennes (notée  $\sigma_2$  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 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 :  $e_{syst} = 0.011$ .



FIG. 4.15: Masses des résonances intermédiaires utilisées dans la reconstruction des  $D_s^+$ . De haut en bas :  $\phi \equiv K^+K^-$ ,  $\overline{K}^{*0} \equiv K^-\pi^+$  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  $\phi$  et  $\overline{K}^{*0}$ , 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". Un 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  $X_c$ :

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

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 poissonienne 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  $C \to X_c$ 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  $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ ) 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 nombres de candidats générés. 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  $D^0 \to K^- \pi^+$ . L'efficacité en fonction de  $p_{X_c}^*$  est ajustée par une droite d'équation :

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

Les paramètres  $\alpha$ ,  $p_0$  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  $(f_{C^{\text{T}}}, f_{G^{\text{TVL}}}, f_{G^{\text{TL}}})$  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) :

$$\langle \epsilon_C \rangle = f_{trk} \times \langle \epsilon_{raw} \rangle \tag{4.7}$$

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  $\sigma_D^{fit}$  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  $(0.989 \pm 0.011)$  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 :  $0.970 \pm 0.013$  [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  $1.00 \pm 0.010$ ; 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	$\langle \epsilon_{raw} \rangle$ (%)	$f_{trk}$	$f_{K_S^0}$	$f_{pID}$	$\langle \epsilon_C \rangle$ (%)
$D^0 \to K^- \pi^+$	50.8	0.988	-	-	50.2
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	21.1	0.954	-	-	20.1
$D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$	34.7	0.972	-	-	33.7
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	33.5	0.985	-	-	33.0
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	18.6	0.969	-	-	18.0
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	32.8	0.988	0.959	-	31.1
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	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 :  $D^0 \to K^- \pi^+$ ,  $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ ,  $D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$  (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 :  $D_s^+ \to \phi \pi^+$ ,  $D_s^+ \to \overline{K^{*0}} K^+$ ,  $D_s^+ \to K_s^0 K^+$  et  $\Lambda_c^+ \to p K^- \pi^+$  (de haut en bas).

# Chapitre 5

# Production inclusive de charme dans les désintégrations des mésons B

# Sommaire

5.1	Avar	antages de l'ajustement bidimensionnel			
	5.1.1	Stabilité des taux de branchement mesurés	135		
	5.1.2	Erreur attribuée au comptage du nombre de $B_{reco}$	138		
<b>5.2</b>	$\mathbf{Les}$	différentes sources d'erreurs systématiques	<b>138</b>		
	5.2.1	Erreurs systématiques de la <i>partie</i> "tag"	139		
	5.2.2	Erreurs systématiques de la <i>partie</i> " <i>recul</i> "	140		
	5.2.3	Systématiques irréductibles dues aux taux de branchement inter-			
		médiaires	141		
<b>5.3</b>	Le c	harme des mésons beaux	143		
	5.3.1	Résultats obtenus avec la simulation	143		
	5.3.2	Taux de branchement mesurés dans les données BABAR	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		
<b>5.4</b>	Imp	ulsion des particules charmées dans le référentiel du $B$ de			
	recu	1	163		
	5.4.1	Obtention des distributions en impulsion	163		
	5.4.2	Distributions en impulsion dans les données	172		
<b>5.5</b>	Rési	ultats" 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  $B_{\text{reco}}$  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  $m_{\rm ES} < 5.27~{\rm GeV}/c^2$ , partie de la distribution  $m_{\rm ES}$  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  $B_{\rm reco}$  complètement reconstruits  $N_{B_{\rm reco}}^{\rm tag}$ . Ce nombre dépend en effet du paramètre moyen de la fonction d'Argus et de l'étendue  $[m_{\rm ES}{}^{min}, m_{\rm ES}{}^{max} = 5.29~{\rm GeV}/c^2]$  en masse  $m_{\rm ES}$ sur laquelle est réalisée l'ajustement. La Figure 5.1 montre l'évolution relative du nombre  $N_{B_{\rm reco}}^{\rm tag}$  en fonction de point de départ  $m_{\rm ES}{}^{min}$  de l'ajustement. Cette évolution est mesurée par le rapport :

$$\Delta N_{B_{\text{reco}}} = \frac{N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}} - N_{B}^{ref}}{N_{B}^{ref}}$$
(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  $m_{\rm ES}^{min}$  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  $N_{B_{reco}}^{\rm tag}$  est source d'une erreur systématique importante mais de plus, il est difficile de savoir avec précision quel  $m_{\rm ES}^{min}$  doit être utilisé pour obtenir la valeur centrale correcte du nombre de  $B_{\rm reco}$ .

### 5.1.1 Stabilité des taux de branchement mesurés

L'ajustement bidimensionnel réalisé sur la distribution  $(m_{X_c}, m_{\text{ES}})$  diminue partiellement la systématique due au nombre de *B* reconstruits. En effet, en incluant dans l'ajustement la distribution en masse  $m_{\text{ES}}$ , les nombres de particules charmées subissent un biais semblable à celui induit par le calcul du nombre de  $B_{\text{reco}}$ . Ainsi, le rapport de ces deux



FIG. 5.1: Évolution du nombre de  $B_{\text{reco}}$  ajustés en fonction du point de départ de la distribution en masse  $m_{\text{ES}}$  des  $B_{\text{reco}}$ .

nombres est beaucoup plus stable en fonction de  $m_{\rm ES}^{min}$ .

Ceci peut être montré en mesurant l'évolution relative de la quantité  $\Delta BR$ , définie comme :

$$\Delta BR = \frac{1}{\sum_{X_{\overline{c}}} \omega_{X_{\overline{c}}}} \sum_{X_{\overline{c}}} \omega_{X_{\overline{c}}} \frac{\mathcal{B}_{meas}^{\overline{C}} - \mathcal{B}_{true}^{\overline{C}}}{\mathcal{B}_{true}^{\overline{C}}} + \frac{1}{\sum_{X_{c}} \omega_{X_{c}}} \sum_{X_{c}} \omega_{X_{c}} \frac{\mathcal{B}_{meas}^{X_{c}} - \mathcal{B}_{true}^{\overline{C}}}{\mathcal{B}_{true}^{\overline{C}}}$$
(5.2)

où  $\mathcal{B}_{meas}^{X_{\overline{c},c}}$  est le taux de branchement  $\mathcal{B}(B^+ \to \overline{C}(C)X) \equiv \frac{N_{X_{\overline{c}(c)}}^{\text{recul}}}{N_{B_{reco}}^{\text{tag}} \mathcal{B}_c \langle \epsilon_C \rangle}$  mesuré dans la simulation <sup>1</sup> avec l'état final  $X_{\overline{c},(c)}, \mathcal{B}_{true}^{\overline{C}(C)}$  est le taux de branchement  $\mathcal{B}(B^+ \to \overline{C}(C)X)$  réel dans la simulation, et  $\omega_{X_{\overline{c}(c)}}$  égale  $1/\sigma^2(\mathcal{B}_{meas}^{X_{\overline{c}(c)}})$  avec  $\sigma(\mathcal{B}_{meas}^{X_{\overline{c}(c)}})$  l'erreur statistique sur le taux de branchement mesuré. Pour une reconstruction parfaite on a donc :  $\Delta BR = 0$ .

Cette quantité ( $\Delta BR$ ) peut être mesurée, comme précédemment, dans l'échantillon  $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$ , puis dans la simulation générique complète sans les événements  $e^+e^- \rightarrow B^0\overline{B}^0$ . Les résultats sont donnés sur la Figure 5.2. Les points de couleur saumon représentent les  $\Delta BR$  obtenus dans l'échantillon  $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$ , les points rouges sont obtenus avec la simulation générique. En comparaison, ont été superposés les  $\Delta BR$  obtenus avec une méthode alternative où les nombres  $N_{X_{\overline{c}(c)}}^{\text{recul}}$  seraient obtenus par un ajustement unidi-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>la discussion est ici simplifiée par rapport au cas général présenté section 3.3, car ici les événements  $e^+e^- \rightarrow B^0\overline{B}^0$  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  $\Delta BR$  mesurée en fonction du point de départ de la distribution en masse  $m_{\rm ES}$  des  $B_{\rm reco}$ , pour différents échantillons et différentes méthodes de mesure (voir texte).

mensionnel de la masse  $m_{X_{\overline{c}(c)}}$ . Cet ajustement n'a pas été utilisé ici <sup>2</sup>, 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  $\Delta BR$  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  $0.5 \pm 0.5 \%$ (pour  $5.21 < m_{\rm ES}{}^{min} < 5.24 \text{ GeV}/c^2$ ), 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  $\Delta BR$  est beaucoup plus faible pour les points saumon et rouges que pour les points bleus. Néanmoins, l'augmentation du taux de branchement avec  $m_{\rm ES}{}^{min}$  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  $m_{\rm ES}{}^{min}$  est possible. La valeur de  $m_{\rm ES}{}^{min}$  utilisée finalement est telle que :  $\Delta BR = 0$  dans la simulation générique, on obtient ainsi :

$$m_{\rm ES}{}^{min} = 5.225 \,{\rm GeV}/c^2$$
 (5.3)

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Dans ce cas, les nombres  $N_{X_{\overline{c}(c)}}^{\text{recul}}$  sont fixes en fonction de  $m_{\text{ES}}^{min}$ , ils ont été pris égaux à ceux obtenus dans l'échantillon  $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$  pour  $m_{\text{ES}}^{min} = 5.20 \text{ GeV}/c^2$ . 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  $m_{\rm ES}^{min}$  est attribuée au comptage du nombre de  $B_{\rm reco}$ ,  $N_{B_{\rm reco}}^{\rm tag}$ . L'erreur systématique associée à ce nombre est calculée de la façon suivante. La quantité  $\Delta BR$  définie par l'Équation 5.2 est mesurée dans les données. Dans ce cas, le taux de branchement réel  $\mathcal{B}_{true}^{\overline{C}(C)}$  est remplacé par  $\mathcal{B}_{meas}^{X_{\overline{c}}(c)}(m_{\rm ES}^{min} =$  $5.225 \text{ GeV}/c^2)$ , taux de branchement mesuré pour  $m_{\rm ES}^{min} = 5.225 \text{ GeV}/c^2$ . Le résultat est donné Figure 5.3, à gauche pour l'échantillon tag\_" VeryLoose" et à droite pour l'échantillon tag<sub>0</sub> " Loose". Les points rouges représentent le  $\Delta BR$  effectivement mesuré alors que les points bleus donnent son évolution dans le cas où les  $N_{X_{c}(\overline{c})}$  sont fixés en fonction de  $m_{\rm ES}^{min}$ .



FIG. 5.3: Évolution de  $\Delta BR$  mesurée en fonction du point de départ de la distribution en masse  $m_{\rm ES}$ , dans les données B chargés (à gauche) et B neutres (à droite).

L'évolution de  $\Delta BR$  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  $m_{\rm ES}^{min}$  allant de 5.200 GeV/ $c^2$  à 5.250 GeV/ $c^2$ , elle est donnée par :

$$\frac{\Delta N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}}}{N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}}} = slope_{\Delta BR}(\%/(10 \text{ MeV}/c^2)) \times 2.5(10 \text{ MeV}/c^2)$$
(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 " recul "*.
- 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  $\alpha_{CB}$ (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 tag<sub>0</sub> " Loose " <sup>3</sup>. Qdésigne la variable,  $\sigma_{Q}^{syst}$  l'erreur systématique absolue sur la de valeur Q et  $\sigma_{Q}^{syst}/Q$  est l'erreur systématique relative sur Q.

Source	Q	$\sigma_Q^{syst}$	$\sigma_Q^{syst}/Q$
$Q \equiv N_{B_{\text{reco}}}^{\text{tag}_{-}}$	193567	3891	2.0 %
$Q \equiv g_{-}$	3.7	0.8	21.6~%
$Q \equiv N_{B_{\rm reco}}^{\rm tag_0}$	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 ".

 $<sup>^{3}</sup>$ À 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.  $\Delta M_C$ ).  $\Delta \sigma_C$  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  $\sigma_C^{MC}$ .  $\Delta M_C$  est l'erreur statistique sur  $M_C^{data}$  la masse centrale de  $\rho_S(m_{X_c})$  ajustée dans les données ( $M_C^{data}$ ) et dans le Monte Carlo ( $M_C^{MC}$ ) ainsi que celle de  $\Delta M_C$ .

Mode	$M_C^{data}$ (MeV/ $c^2$ )	$M_C^{MC}$ (MeV/ $c^2$ )	$\Delta M_C \; ( \; \mathrm{MeV}/c^2 )$
$D^0 \to K^- \pi^+$	$1863.9\pm0.1$	$1864.5\pm0.0$	0.1
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$1863.8\pm0.2$	$1864.7\pm0.0$	0.2
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$1868.9\pm0.2$	$1869.3\pm0.0$	0.2
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$1967.8\pm0.4$	$1968.7\pm0.1$	0.4
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$1967.2\pm0.6$	$1969.0\pm0.1$	0.6
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	$1967.5\pm0.8$	$1970.0\pm0.2$	0.8
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$2286.1\pm0.5$	$2284.7\pm0.2$	0.5

TAB. 5.3: Masses ajustées  $M_C$  des différents modes utilisés et erreurs  $\Delta M_C$ .

La Table 5.4 donne quant à elle les résolutions de  $\rho_S(m_{X_c})$  dans les données  $(\sigma_C^{data})$  et dans le Monte Carlo  $(\sigma_C^{MC})$  ainsi que  $\Delta \sigma_C$ .

Mode	$\sigma_C^{data}$ (MeV/ $c^2$ )	$\sigma_C^{MC}$ (MeV/ $c^2$ )	$\Delta \sigma_C \; (  {\rm MeV}/c^2 )$
$D^0 \to K^- \pi^+$	$6.1 \pm 0.1$	$6.2 \pm 0.0$	0.1
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$5.0 \pm 0.2$	$4.6\pm0.0$	0.4
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$5.0 \pm 0.2$	$5.2 \pm 0.0$	0.2
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$5.2\pm0.4$	$5.7\pm0.1$	0.5
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$5.4\pm0.6$	$5.1 \pm 0.1$	0.3
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	$5.7 \pm 0.7$	$5.7 \pm 0.1$	0.1
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$4.1\pm0.5$	$4.8\pm0.2$	0.7

TAB. 5.4: Résolutions ajustées  $\sigma_C$  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  $\mathrm{Ct}: 1.4~\%$  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 k<br/>TIGHT : 2.5 % par kaon identifié
- efficacité du sélecteur de protons p<br/>TIGHT : 1.3 % par proton identifié
- correction d'efficacité des  $K_s^0$  : 2.0 % par  $K_s^0$
- efficacité du "veto " 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  $\rho_S$ . 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  $shape_1$  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 $C$	$\langle \epsilon_C \rangle$	stat	$shape_1$	trk	PID	KS	veto
$D^0 \to K^- \pi^+$	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~%
$D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$	0.337	0.6~%	0.9~%	2.4~%	2.5~%	-	0.4~%
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	0.330	2.4~%	1.2~%	4.2~%	3.0~%	-	-
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	0.180	2.8~%	0.6~%	2.4~%	5.0~%	-	-
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	0.311	2.6~%	0.0~%	2.9~%	2.5~%	2.0~%	-
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	0.270	3.3~%	1.1~%	2.1~%	2.8~%	-	-

TAB. 5.5: Les différentes sources d'erreurs systématiques associées à la partie " recul " 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  $\chi_d$ . Ces résultats sont tirés 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  $D_s^+ \to \phi \pi^+$ qui est connu avec une précision de 25 %, et pour la désintégration  $\Lambda_c^+ \to p K^- \pi^+$ dont le rapport de branchement est connu à 26 % près.

Pour le mode de désintégration  $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ , le taux de branchement est obtenu par le produit :

$$\mathcal{B}\left(D^0 \to K^- \pi^+ \pi^- \pi^+\right) = \mathcal{B}(D^0 \to K^- \pi^+) \times R_{int}$$
(5.5)

où  $R_{int}$  est le quotient du rapport d'embranchement de ce mode à celui de la désintégration  $D^0 \to K^- \pi^+$ . De même, les taux de branchement  $D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$  et  $D_s^+ \to K_s^0 K^+$  sont mesurés relativement à celui de la désintégration  $D_s^+ \to \phi \pi^+$ . Les erreurs sur les taux de branchement " primaires "  $(D^0 \to K^- \pi^+ \text{ ou } D_s^+ \to \phi \pi^+)$  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 " :  $D^0 \to K^- \pi^+, D^+ \to K^- \pi^+, D^+ \to K^- \pi^+, D^+_s \to \phi \pi^+, \Lambda^+_c \to p K^- \pi^+$  et la Table 5.7 les valeurs de  $R_{int}$  pour les modes  $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^- \pi^+, D^+_s \to \overline{K^{*0}} K^+$  et  $D^+_s \to K^0_s K^+$ . L'erreur sur les taux d'embranchement intermédiaires des particules  $\phi \to K^+ K^-, \overline{K^{*0}} \to K^- \pi^+$  et  $K^0_s \to \pi^+ \pi^-$  est incluse dans les rapports  $R_{int}$ , pour la désintégration  $D^+_s \to \phi \pi^+$ , on utilise donc un  $R_{int} \equiv \mathcal{B}(\phi \to K^+ K^-)$ .

Mode de désintégration	$\mathcal{B}(C \to X_c)$	$\sigma_{\mathcal{B}}/\mathcal{B}$
$D^0 \to K^- \pi^+$	$0.0380 \pm 0.0009$	2.4~%
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$0.091 \pm 0.007$	7.7~%
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$0.036 \pm 0.09$	25.0~%
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$0.050\pm0.013$	26.0~%

TAB. 5.6: Taux de branchement " primaires " et erreurs.

Source $R_{int}$	$R_{int}$	$\sigma_{R_{int}}/R_{int}$
$R_{int} \equiv \frac{\mathcal{B}(D^0 \to K^- \pi^+ \pi^- \pi^+)}{\mathcal{B}(D^0 \to K^- \pi^+)}$	$1.97\pm0.09$	4.6 %
$R_{int} \equiv \mathcal{B}(\phi \to K^+ K^-)$	$0.493 \pm 0.010$	2.0~%
$R_{int} \equiv \frac{\mathcal{B}(D_s^+ \to \overline{K}^{*0}K^+ \to K^+K^-\pi^+)}{\mathcal{B}(D_s^+ \to \phi\pi^+)}$	$0.632 \pm 0.068$	10.7~%
$R_{int} \equiv \frac{\mathcal{B}(D_s^+ \to K_S^0 K^+ \to \pi^+ \pi^- K^+)}{\mathcal{B}(D_s^+ \to \phi \pi^+)}$	$0.348 \pm 0.055$	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  $\mathcal{B}(B \to D^0/\overline{D}^0 X)$  et  $\mathcal{B}(B \to D_s^+/D_s^- X)$ , 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 :  $N_{\overline{c}}^0 = \mathcal{B}(B^0 \to \overline{c}X)$  (nombre moyen de quarks corrélés émis dans les désintégrations des mésons  $B^0$ ),  $N_c^0 = \mathcal{B}(B^0 \to cX)$  (nombre moyen de quarks anti-corrélés émis dans les désintégrations des mésons  $B^0$ ),  $N_{\overline{c}}^+ = \mathcal{B}(B^+ \to \overline{c}X)$  (nombre moyen de quarks corrélés émis dans les désintégrations des mésons  $B^+$ ),  $N_c^+ = \mathcal{B}(B^+ \to cX)$  (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  $B^+$  ( $n_c^+$ ) :

$$n_c^0 = N_{\bar{c}}^0 + N_c^0 \tag{5.6}$$

$$n_c^+ = N_{\overline{c}}^+ + N_c^+ \tag{5.7}$$

(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,  $N_{X_{c(\overline{c})}}^{\text{recul}}$  est le nombre d'états finaux  $X_{c(\overline{c})}$  reconstruits dans la *partie* "recul" d'un vrai B,  $N_{X_{c(\overline{c})}}^{BG}$  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).  $N_{X_{c(\overline{c})}}^{BG}$  est calculé pour des événements où la masse  $m_{\text{ES}}$  du  $B_{reco}$  est telle que :  $m_{\text{ES}} > 5.270 \text{ GeV}/c^2$ .  $N_{B+f}^{BG}$  est calculé pour des candidats  $X_{c(\overline{c})}$  dont la masse du  $B_{reco}$  est supérieure à 5.270 GeV/ $c^2$  et dont la masse  $m_{X_{c(\overline{c})}}$  est comprise dans une fenêtre de plus ou moins trois  $\sigma_C$  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  $B^0\overline{B}^0$  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\_ " VeryLoose ". La figure de gauche correspond à la production de charmes corrélés et celle de droite à la production de charmes anti-corrélés.

Mode	$N_{X_{\overline{c}}}^{\mathrm{recul}}$	$N_{X_{\overline{c}}}^{BG}$	$N_{B+f}^{BG}$	$\mathcal{B}(B \to \overline{C}X) \ (\%)$	$\mathcal{B}_{true}~(\%)$
$D^0 \to K^- \pi^+$	$3086 \pm 64$	142	825	$75.0 \pm 1.6 \pm 2.9^{+1.9}_{-1.8}$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$2646\pm82$	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
$D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$	$895 \pm 48$	114	1744	$12.5 \pm 0.7 \pm 0.6^{+1.0}_{-0.8}$	12.9
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$14\pm7$	6	44	$1.0 \pm 0.6 \pm 0.1^{+0.4}_{-0.2}$	
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$11\pm 8$	2	68	$1.1 \pm 0.9 \pm 0.1^{+0.4}_{-0.3}$	
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	$16 \pm 6$	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
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$92 \pm 15$	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	$N_{X_c}^{\text{recul}}$	$N_{X_c}^{BG}$	$N_{B+f}^{BG}$	$\mathcal{B}(B \to CX)$	$\mathcal{B}_{true}$ (%)
$D^0 \to K^- \pi^+$	$358\pm26$	56	363	$8.0 \pm 0.6 \pm 0.3^{+0.2}_{-0.2}$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$269\pm43$	61	2400	$7.5 \pm 1.3 \pm 0.4^{+0.4}_{-0.4}$	
$D^0$ combiné				$8.1 \pm 0.6 \pm 0.3 \substack{+0.2 \\ -0.2}$	7.8
$D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$	$297\pm33$	68	1105	$4.2 \pm 0.5 \pm 0.2^{+0.3}_{-0.3}$	4.1
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$169\pm16$	14	69	$13.3 \pm 1.3 \pm 0.8^{+4.6}_{-2.8}$	
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$136\pm15$	4	100	$15.7 \pm 1.8 \pm 1.1^{+5.7}_{-3.6}$	
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	$115\pm15$	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
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$6 \pm 10$	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  $(N_{X_{\overline{c}}})$  et le taux de branchement corrélé  $\mathcal{B}(B^0 \to \overline{C}X)$  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	$N_{X_{\overline{c}}}^{\mathrm{recul}}$	$N_{X_{\overline{c}}}^{BG}$	$N_{B+f}^{BG}$	$\mathcal{B}(B \to \overline{C}X) \ (\%)$	$\mathcal{B}_{true}~(\%)$
$D^0 \to K^- \pi^+$	$848\pm35$	54	324	$44.4 \pm 2.2 \pm 1.6^{+1.1}_{-1.1}$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$711\pm49$	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
$D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$	$1267\pm46$	40	965	$44.6 \pm 1.8 \pm 1.8^{+3.1}_{-2.8}$	43.9
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$24\pm7$	1	26	$1.3 \pm 1.4 \pm 0.1^{+0.4}_{-0.2}$	
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$15\pm 6$	2	35	$1.0 \pm 1.9 \pm 0.1^{+0.3}_{-0.2}$	
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	$15\pm 6$	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
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$48 \pm 10$	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	$N_{X_c}^{\text{recul}}$	$N_{X_c}^{BG}$	$N_{B+f}^{BG}$	$\mathcal{B}(B \to CX)$	$\mathcal{B}_{true}$ (%)
$D^0 \to K^- \pi^+$	$343\pm23$	14	182	$9.4 \pm 1.6 \pm 0.4^{+0.2}_{-0.2}$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$284\pm34$	5	1245	$9.5 \pm 2.7 \pm 0.7 \substack{+0.5 \\ -0.5}$	
$D^0$ combiné				$9.6 \pm 1.4 \pm 0.4^{+0.2}_{-0.2}$	9.1
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$371\pm27$	17	462	$3.2 \pm 1.2 \pm 0.3^{+0.2}_{-0.2}$	3.8
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$80 \pm 10$	2	28	$14.5 \pm 2.2 \pm 0.9^{+5.0}_{-3.0}$	
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$54 \pm 9$	2	34	$14.2 \pm 2.8 \pm 1.0^{+5.2}_{-3.3}$	
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	$43\pm9$	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
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$10\pm 6$	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  $m_{X_{\overline{c}(c)}}$  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  $m_{\rm ES} > 5.270~{\rm GeV}/c^2$  et en bas pour les événements tels que  $m_{\rm ES} < 5.260~{\rm GeV}/c^2$  (la statistique de fond combinatoire est environ 5.5 fois plus grande dans cette région que dans la région  $m_{\rm ES} > 5.270~{\rm GeV}/c^2$ ), à gauche les distributions des états finaux anti-charmés  $X_{\overline{c}}$  et à droite celles des états charmés  $X_c$ <sup>4</sup>. Sur ces figures, l'ajustement total est donné en rouge, en jaune le fond combinatoire des états  $X_{\overline{c}(c)}$  (décrit par les probabilités  $P_{BG}^B(m_{X_c}, m_{\rm ES})$  et  $P_{BG}^f(m_{X_c}, m_{\rm ES})$  et en bleu, les états finaux  $X_{\overline{c}(c)}$ correctement reconstruits mais produits par des candidats B de fond combinatoire (décrit par  $P_{BG}^C(m_{X_c}, m_{\rm ES})$ ).

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<sub>0</sub> " Loose " (les différents échantillons sont définis dans le paragraphe 4.3). Un 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  $\sigma_C$ ) de  $\rho_S$  à  $\pm 1\Delta$  de leur valeur nominale. Les valeurs de  $M_C$ ,  $\sigma_C$ ,  $\Delta M_C$  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  $B^+ \to D_s^- X$  est mesuré pour la première fois de façon significative dans le mode  $D_s^- \to \phi \pi^-$  (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.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Rappelons ici que le  $B_{reco}$  complètement reconstruit est supposé du type  $\overline{B}$ , ce qui permet dans la *partie* "*recul*" la distinction entre quarks charmés et quarks anti-charmés.

Mode	$N_{X_{\overline{c}}}^{\text{recul}}$	$N^{BG}_{X_{\overline{c}}}$	$N_{B+f}^{BG}$	$\mathcal{B}(B \to \overline{C}X) \ (\%)$
$D^0 \to K^- \pi^+$	$2872\pm62$	203	783	$78.5 \pm 1.8 \pm 3.1^{+1.9}_{-1.9}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$2193\pm79$	161	5794	$76.0 \pm 2.8 \pm 6.0^{+4.2}_{-3.8}$
$D^0$ combiné				$78.3 \pm 1.6 \pm 3.1^{+2.0}_{-1.9}$
$D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$	$649 \pm 44$	96	1840	$10.0 \pm 0.8 \pm 0.5^{+0.8}_{-0.7}$
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$26\pm7$	5	38	$2.2 \pm 0.7 \pm 0.2^{+0.8}_{-0.5}$
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$13\pm7$	0	57	$1.6 \pm 0.9 \pm 0.1^{+0.6}_{-0.4}$
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	$-2 \pm 4$	5	31	$-0.2 \pm 0.6 \pm 0.0 \substack{+0.0 \\ -0.0}$
$D_s$ combiné				$1.1 \pm 0.4 \pm 0.1^{+0.4}_{-0.2}$
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$75 \pm 13$	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	$N_{X_c}^{\text{recul}}$	$N_{X_c}^{BG}$	$N_{B+f}^{BG}$	$\mathcal{B}(B \to CX)$
$D^0 \to K^- \pi^+$	$336\pm26$	60	352	$8.4 \pm 0.7 \pm 0.4^{+0.2}_{-0.2}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$267\pm41$	36	2362	$8.5 \pm 1.4 \pm 0.8^{+0.5}_{-0.5}$
$D^0$ combiné				$8.4 \pm 0.6 \pm 0.4 \substack{+0.3 \\ -0.2}$
$D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$	$172\pm30$	48	1115	$2.6 \pm 0.5 \pm 0.2^{+0.2}_{-0.2}$
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$123\pm14$	8	56	$10.7 \pm 1.2 \pm 0.7^{+3.7}_{-2.2}$
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$101\pm13$	7	87	$12.7 \pm 1.7 \pm 1.3^{+4.7}_{-2.9}$
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	$65 \pm 12$	3	100	$8.8 \pm 1.7 \pm 0.5^{+3.5}_{-2.2}$
$D_s$ combiné				$10.6 \pm 0.9 \pm 0.5^{+3.7}_{-2.3}$
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$56 \pm 12$	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  $\overline{K}^{*0}K^+$  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  $\overline{p}K^+\pi^-$  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	$N_{X_{\overline{c}}}^{\text{recul}}$	$N_{X_{\overline{c}}}^{BG}$	$N_{B+f}^{BG}$	$\mathcal{B}(B \to \overline{C}X) \ (\%)$
$D^0 \to K^- \pi^+$	$850\pm34$	54	316	$46.6 \pm 2.2 \pm 1.7^{+1.2}_{-1.1}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$690\pm49$	42	2497	$49.1 \pm 4.0 \pm 4.1^{+2.8}_{-2.6}$
$D^0$ combiné				$47.0 \pm 2.0 \pm 1.7^{+1.3}_{-1.2}$
$D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$	$1017 \pm 42$	30	990	$37.0 \pm 1.7 \pm 1.5^{+2.6}_{-2.3}$
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$31\pm7$	2	20	$3.1 \pm 1.5 \pm 0.3^{+1.0}_{-0.6}$
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$14\pm 6$	-1	29	$0.4 \pm 1.8 \pm 0.4^{+0.1}_{-0.1}$
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	$14\pm 6$	2	24	$1.1 \pm 2.0 \pm 0.2^{+0.4}_{-0.3}$
$D_s$ combiné				$1.8 \pm 1.0 \pm 0.2^{+0.6}_{-0.4}$
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$64 \pm 11$	2	72	$5.1 \pm 1.0 \pm 0.5^{+1.8}_{-1.1}$

TAB. 5.14: Production de charme corrélé dans les B neutres (données).

Mode	$N_{X_c}^{\text{recul}}$	$N_{X_c}^{BG}$	$N_{B+f}^{BG}$	$\mathcal{B}(B \to CX)$
$D^0 \to K^- \pi^+$	$333\pm22$	15	164	$9.0 \pm 1.6 \pm 0.4^{+0.2}_{-0.2}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$218\pm32$	26	1218	$5.0 \pm 2.8 \pm 1.3^{+0.3}_{-0.2}$
$D^0$ combiné				$8.3 \pm 1.4 \pm 0.5^{+0.2}_{-0.2}$
$D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$	$292\pm25$	9	456	$2.3 \pm 1.2 \pm 0.3^{+0.2}_{-0.1}$
$D_s^+ \to \phi \pi^+$	$74\pm10$	1	26	$13.5 \pm 2.1 \pm 0.8^{+4.6}_{-2.8}$
$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	$55\pm9$	0	38	$15.1 \pm 2.8 \pm 1.5^{+5.5}_{-3.4}$
$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	$46\pm9$	-0	38	$13.4 \pm 2.9 \pm 0.7^{+5.3}_{-3.3}$
$D_s$ combiné				$13.9 \pm 1.6 \pm 0.6^{+4.8}_{-2.9}$
$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	$34\pm8$	3	44	$1.7 \pm 0.9 \pm 0.2^{+0.6}_{-0.4}$

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  ${\rm tag}_0$  " 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  $K^+\pi^-\pi^-$  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  $\overline{K}^{*0}K^+$  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  $\overline{p}K^+\pi^-$  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 :  $\mathcal{B}(B \to \overline{\Xi}_c X)) = \mathcal{B}(B \to \Lambda_c^+ X)$ , approximation validée dans l'Annexe F où il est montré que le taux de branchement  $B \to \Lambda_c^+ \overline{\Lambda}_c^- K$  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  $(D_s \operatorname{corrélés}, D^+ \operatorname{et} \Lambda_c \operatorname{anti-corrélés} \operatorname{dans} \operatorname{les} B^0)$ , 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 poissonienne. 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 :

$$n_c^+ = N_c^+ + N_{\overline{c}}^+ = 1.230 \pm 0.024 \pm 0.046^{+0.052}_{-0.037}$$
(5.9)

$$n_c^0 = N_c^0 + N_{\overline{c}}^0 = 1.234 \pm 0.041 \pm 0.043^{+0.067}_{-0.046}$$
(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 :

$$w_C = \frac{\mathcal{B}(B \to CX)}{\mathcal{B}(B \to \overline{C}X) + \mathcal{B}(B \to CX)}$$
(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  $\chi_d$ , 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  $(n_c^+ \text{ et } n_c^0)$  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	Corrélées	Anti-corrélées
C	$\mathcal{B}(B^+ \to \overline{C}X) \ (\%)$	$\mathcal{B}(B^+ \to CX) \ (\%)$
$D^0$	$78.3 \pm 1.6 \pm 3.1 \pm ^{+2.0}_{-1.9}$	$8.4 \pm 0.6 \pm 0.4^{+0.3}_{-0.2}$
$D^+$	$10.0 \pm 0.8 \pm 0.5 \pm ^{+0.8}_{-0.7}$	$2.6 \pm 0.5 \pm 0.2 \pm 0.2$
$D_s^+$	$1.4^{+0.6}_{-0.5} \pm 0.1^{+0.5}_{-0.3}$	$10.6 \pm 0.9 \pm 0.5^{+3.7}_{-2.3}$
$\Lambda_c^+$	$2.8 \pm 0.5 \pm 0.3^{+1.1}_{-0.6}$	$2.1 \pm 0.5 \pm 0.2^{+0.8}_{-0.5}$
$\Xi_c$	$2.1 \pm 0.5 \pm 0.2^{+0.8}_{-0.5}$	${ m n}$ égligée
$\operatorname{charmonium}$	$2.3 \pm 0.3$	$2.3 \pm 0.3$
$N^+_{\overline{c}(c)}$	$97.0 \pm 2.0 \pm 3.7^{+2.6}_{-2.2}$	$26.2 \pm 1.3 \pm 1.0^{+3.8}_{-2.3}$

TAB. 5.16: Rapports d'embranchement et mesure de  $N_{\overline{c}}^+$  et  $N_{c}^+$  à partir de l'échantillon tag\_ " VeryLoose ".

Désintégrations	Corrélées	Anti-corrélées
C	$\mathcal{B}(B^0 \to \overline{C}X) \ (\%)$	$\mathcal{B}(B^0 \to CX) \ (\%)$
$D^0$	$47.0 \pm 2.0 \pm 1.7^{+1.3}_{-1.2}$	$8.3 \pm 1.4 \pm 0.5 \pm 0.2$
$D^+$	$37.0 \pm 1.7 \pm 1.5 \pm ^{+2.6}_{-2.3}$	$2.3 \pm 1.2 \pm 0.3^{+0.2}_{-0.1}$
		< 3.9~%
$D_s^+$	$1.9^{+1.1}_{-1.0} \pm 0.2^{+0.6}_{-0.4}$	$13.9 \pm 1.6 \pm 0.6^{+4.8}_{-2.9}$
	< 3.6~%	
$\Lambda_c^+$	$5.1 \pm 1.0 \pm 0.5^{+1.8}_{-1.1}$	$1.7 \pm 0.9 \pm 0.2^{+0.6}_{-0.4}$
		< 3.1 %
$\Xi_c$	$1.7 \pm 0.9 \pm 0.2^{+0.6}_{-0.4}$	${f n}$ égligée
$\operatorname{charmonium}$	$2.3\pm0.3$	$2.3\pm0.3$
$N^0_{\overline{c}(c)}$	$95.0 \pm 3.1 \pm 3.5^{+3.5}_{-2.9}$	$28.5 \pm 2.6 \pm 1.1^{+4.8}_{-3.0}$

TAB. 5.17: Rapports d'embranchement et mesure de  $N_{\overline{c}}^0$  et  $N_c^0$  à partir de l'échantillon  $tag_0$  "Loose ".

C	$w_C^+$ en (%)	$w_{C}^{0}   { m en}   (\%)$
$D^0$	$9.7\pm0.7\pm0.1$	$15.0 \pm 2.2 \pm 0.6$
$D^+$	$20.8\pm3.5\pm0.0$	$5.8\pm2.9\pm0.6$
		<9.8~%
$D_s$	$88.5 \pm 3.8 \pm 0.2$	$88.0\pm6.7\pm0.5$
		$> 79.1 \ \%$
$\Lambda_c$	$43.1\pm7.1\pm0.1$	$24.8^{+11.9}_{-12.1} \pm 0.3$
		<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  $0.97 \pm 0.05$  dans les  $B^+$  et  $0.95 \pm 0.06$ 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 ±  $1.8 \pm 3.9 \%$  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) :  $80.0 \pm 3.9$ . 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] :  $\mathcal{B}(\bar{b} \to D^0 X) + \mathcal{B}(\bar{b} \to D^+ X) = 9.3 \pm 2.2$  %.

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] :  $\mathcal{B}(B \to D_s^{\pm}X) =$  $11.7 \pm 0.9 \pm 2.9 \%$  ou BABAR [31] :  $\mathcal{B}(B \to D_s^{\pm}X) = 10.9 \pm 0.6 \pm 2.7 \%$ . 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] :  $BR(\bar{b} \to D_s^{\pm}X) = 10.1 \pm 1.0 \pm 2.9 \%$ , en accord avec la production mesurée dans les mésons B.

La production totale de baryons  $\Lambda_c$  semble en bon accord avec la valeur actuelle :  $\mathcal{B}(B \to \Lambda_c^+/\bar{\Lambda}_c^-X) = 5.5 \pm 2.0 \%$  [33]. Néanmoins, la répartition entre  $\Lambda_c$  corrélés et  $\Lambda_c$  anti-corrélés est assez différente de celle mesurée par l'expérience CLEO [37] qui donne un pourcentage (par rapport à la production totale) de  $\Lambda_c$  anti-corrélé égal à :

$$w_{A_c}^{CLEO} = 13.8 \pm 9.2 \% \tag{5.12}$$

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  $\mathcal{B}(B \to CX)$  ou  $\mathcal{B}(B \to \overline{C}X)$ .

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  $m_{\rm ES} > 5.274 \, {\rm GeV}/c^2$  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 :

où  $M_C$  et  $\sigma_C$  sont respectivement la masse centrale et la largeur de la gaussienne  $\rho_S$  utilisée pour ajuster la distribution  $m_{X_{\overline{c}(c)}}$ . Ces différentes régions peuvent être visualisées sur la Figure 5.21 dans le cas des désintégrations  $D^0 \to K^- \pi^+$ .

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  $X_{\overline{c}(c)}$  :  $W_{low}$ ,  $W_{on}$  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  $m_{X_{\overline{c}(c)}}$ ) 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  $N_{bgk}$  de fond combinatoire dans  $W_{on}$  est estimée par :

$$\overline{N_{bkg}} \equiv R_S \times \frac{N_{low} + N_{high}}{2} \tag{5.13}$$

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  $W_{low}$ <sup>5</sup>. L'erreur sur  $\overline{N_{bkg}}$ , notée  $\sigma_{bkg}$  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 :

$$\sigma_{bkg}^2 = R_S^2 \times \frac{N_{low} + N_{high}}{4} \tag{5.14}$$

Le nombre de candidats  $N_{true}$  provenant réellement de la désintégration d'une particule C dans la catégorie  $N_{on}$  est alors donné par :

$$N_{true} = N_{on} - \overline{N_{bkg}} \tag{5.15}$$

et son erreur,  $\sigma_{true}$ , est la somme quadratique de la fluctuation statistique (gaussienne) sur  $N_{on}$  et de l'erreur commise sur  $\overline{N_{bkg}}$ 

$$\sigma_{true}^2 = N_{on} + \sigma_{bkg}^2 \tag{5.16}$$

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Les fenêtres en masse de  $W_{low}$  et  $W_{high}$  ont la même largeur.



FIG. 5.22: Exemple de soustraction du fond combinatoire en masse  $m_{X_{\overline{c}(c)}}$  pour les états finaux  $X_{\overline{c}} \equiv K^+\pi^-$  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 gauche 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  $\overline{D}^0$  reconstruits dans le mode  $D^0 \to K^- \pi^+$ .

Les nombres  $N_{true}$  et leurs erreurs sont calculés pour chaque intervalle en impulsion.  $N_{true}$  contient tous les candidats  $X_{c(\overline{c})}$  issus de particules  $C(\overline{C})$  et donc une fraction d'entre d'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.

# Sou<br/>straction de la contribution des particules charmées du fond combinatoire en mass<br/>e $m_{\rm ES}$

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  $5.190 < m_{\rm ES} < 5.260 \text{ GeV}/c^2$ . Les distributions obtenues sont ensuite renormalisées pour obtenir la contribution de ce fond dans la fenêtre  $m_{\rm ES} > 5.274 \text{ GeV}/c^2$ . Le facteur de renormalisation  $R_S$  dépend du paramètre  $\xi$  de la fonction  $\Gamma_{\rm ARGUS}$ . 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  $\xi_0$  de la fonction  $\Gamma_{\text{ARGUS}}$ obtenu dans l'ajustement  $m_{\text{ES}}$  des mésons  $B_{\text{reco}}$  de la partie " tag ". Pour tous les modes de désintégration, le paramètre  $\xi$  ajusté est compatible avec ce paramètre  $\xi_0$ , l'erreur systématique sur  $R_S$  est obtenue en faisant varier ce facteur sur toute la plage des paramètres  $\xi$  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  $m_{\rm ES}$  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  $m_{\rm ES} < 5.260 \text{ GeV}/c^2$ . 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  $m_{\rm ES} > 5.274 \text{ GeV}/c^2$  (resp. 5.190  $< m_{\rm ES} < 5.260 \text{ GeV}/c^2$  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  $(\overline{C})$  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  $\Lambda_c$  (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  $\Lambda_c$  émis dans les désintégrations des B chargés (simulation).  $\Lambda_c$  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  $\Lambda_c$  émis dans les désintégrations des B neutres (simulation).  $\Lambda_c$  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  $B \to C/\overline{C}X$ ) par sa masse invariante. Pour des désintégrations en deux corps du type :  $B^+ \to \overline{D}{}^0 D_s^+$ , 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 quadrivecteur  $Q_C$  de la particule  $\overline{C}$  (ou C) issue de la désintégration :  $B \to C/\overline{C}X$ , 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 :

$$m_X^2 = m_{B_{recul}}^2 + m_C^2 - 2 \, m_{B_{recul}} \sqrt{m_C^2 + p_C^{*2}} \tag{5.17}$$

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  $m_{X_{c(\overline{c})}}$  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  $D^0 \to K^- \pi^+$  a été conservé, la désintégration  $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^ \pi^+$  présentant trop de fond combinatoire. La production de mésons  $D_s$  est, elle, étudiée en combinant tous les modes de désintégration :  $D_s^+ \to \phi \pi^+$ ,  $D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$  et  $D_s^+ \to K_s^0$  $K^+$ . 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 emises 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 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  $\overline{D}^0$  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  $B^+ \to \overline{D}^{(*)0}(n\pi)$  ou  $B^0 \to D^{(*)-}(n\pi)$  mais aussi des désintégrations en deux corps  $B^+ \to \overline{D}^{(*)0}D_s^{(*)+}$  ou  $B^0 \to D^{(*)-}D_s^{(*)+}$ . Ces dernières qui ont une impulsion entre 1.5 et 1.7 GeV/c peuvent être " vues " par masse manquante au  $\overline{D}^0$  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  $B^+ \to \overline{D}^0 D_s^{(*)+}$  et  $B^+ \to \overline{D}^{*0} D_s^{(*)+}$  a été séparée, la résolution en masse manquante mesurée avec la simulation est très bonne :  $\sigma = 20$  MeV/ $c^2$ . À basse impulsion, une contribution importante vient de la production doublement charmées  $B^+ \to \overline{D}^0 D^0 X$ ou  $B^+ \to D^- D^+ X$ , 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  $\overline{D}{}^0$  corrélés reconstruits en  $K^+\pi^-$ . La figure de gauche est obtenue avec la simulation. À droite, la distribution dans les données, les flêches, de gauche à droite, sont à la masse du :  $D_s^+, D_s^{*+}, D_{sJ}^+(2317), D_{sJ}^+(2460)$ . Les désintégrations directes  $B^+ \to \overline{D}{}^0 D_s^+$  et  $B^+ \to \overline{D}{}^0 D_s^{*+}$  sont bien visibles ainsi que les réflexions des désintégrations  $B^+ \to \overline{D}{}^{*0} D_s^{(*)+}$ .

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  $B^+ \to D^- X$  a lieu via une transition en au moins trois corps. Ceci pourrait être comparé à la production de  $\overline{D}^0$  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  $\overline{D}^0$  peuvent être issus de la désintégration d'un  $D^{*+}$  et donc d'une désintégration en deux corps  $B^0 \to D^{*+}X$ , ce qui explique que la distribution en impulsion des  $\overline{D}^0$  corrélés dans les désintégrations des mésons  $B^0$  ait une impulsion plus élevée (Figure 5.39). Pour la production de mésons  $D(D^0 \text{ ou } D^+)$  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  $\overline{b} \to \overline{c}W^*$  ou le W virtuel donne  $W^* \to c\overline{s}$ . La paire  $c\overline{s}$  ne s'hadronise pas directement, et la création d'une paire de quarks légers  $d\overline{d}$  ou  $u\overline{u}$  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 :  $B \to D^{(*)}\overline{D}^{(*)}K(n\pi)$ , 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  $c\overline{d}$  qui s'hadronise en  $D^{(*)+}$  (le même argument que précédemment explique pourquoi les  $D^0$  présente également un excès, il s'agit des désintégrations  $D^{*+} \to D^0\pi^+$ ), 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 :  $B \to \overline{D}^{(*)(*)}D_s^{(*)+}$ . 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  $B^+ \to \overline{D}^0 D_s^+$  est de 1.815 GeV/c et lors d'une désintégration  $B^+ \to \overline{D}^{(*)(*)}D_s^+$  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  $\Lambda_c$  anti-corrélés (Figures 5.38 et 5.42 à droite) semble confirmer l'hypothèse de production par les désintégrations  $B \to \overline{\Xi}_c \Lambda_c^+(n\pi)$  utilisée dans le paragraphe 5.3.3. En effet, la distribution en impulsion des  $\Lambda_c^+$  anti-corrélés s'arrête à 1.2 GeV/cet l'impulsion maximale d'un  $\Lambda_c^+$  produit dans une désintégration du type  $B \to \overline{\Xi}_c \Lambda_c^+(n\pi)$ est obtenue pour la désintégration en deux corps  $B \to \overline{\Xi}_c \Lambda_c^+$  et vaut :  $p_{\Lambda_c^+}^* = 1.153$  GeV/c. On ne constate donc pas, dans les données, la présence de  $\Lambda_c^+$  anti-corrélés avec une impulsion supérieure à celle permise par les transitions  $B \to \overline{\Xi}_c \Lambda_c^+(n\pi)$ . La distribution en masse manquante aux  $\Lambda_c^+$  anti-corrélés est particulièrement intéressante puisqu'elle peut permettre de voir directement des désintégrations  $B \to \overline{\Xi}_c \Lambda_c^+$  sans avoir à reconstruire le  $\overline{\Xi}_c$ . 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  $\Xi_c$  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  $B \to \overline{\Xi}_c \Lambda_c^+ \pi$ .

 $<sup>^6</sup>$ rappelons que pour produire des  $D_s$  corrélés, il est nécessaire de créer à partir du vide une paire de quarks  $s\overline{s}$ 



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  $\overline{D}^0$ , du  $\overline{D}^{*0}$ et du  $\overline{D}^{**0}$  (de gauche à droite). Les désintégrations directes  $B^+ \to \overline{D}^0 D_s^+$  et  $B^+ \to \overline{D}^{*0} D_s^+$ sont bien visibles ainsi que les réflexions des désintégrations  $B^+ \to \overline{D}^{(*)0} D_s^{*+}$ .



FIG. 5.34: Masse manquante aux  $\Lambda_c$  anti-corrélés. À gauche les B chargés et à droite dans les B neutres. Les flêches sont à la masse du  $\Xi_c$ , du  $\Xi'_c$ , du  $\Xi'_c$ , 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  $\Lambda_c$  émis dans les désintégrations des B chargés (données).  $\Lambda_c$  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  $\Lambda_c$  émis dans les désintégrations des B neutres (données).  $\Lambda_c$  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  $\Lambda_c$  corrélés :  $B^+ \rightarrow D_s^- X$ ,  $B^+ \rightarrow \overline{\Lambda}_c^- X$  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 Bhabhas 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 semiinclusive 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  $B^0$ :

$$\begin{array}{rcl} N_{\overline{c}}^{+} &=& 0.970 \pm 0.020(stat) \pm 0.037(syst) ^{+0.026}_{-0.022}(\mathcal{B}) \\ N_{c}^{+} &=& 0.262 \pm 0.013(stat) \pm 0.010(syst) ^{+0.038}_{-0.023}(\mathcal{B}) \\ N_{\overline{c}}^{0} &=& 0.950 \pm 0.031(stat) \pm 0.035(syst) ^{+0.035}_{-0.029}(\mathcal{B}) \\ N_{c}^{0} &=& 0.285 \pm 0.026(stat) \pm 0.011(syst) ^{+0.048}_{-0.030}(\mathcal{B}) \end{array}$$

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 scomparée à celle des quarks plus légers u ou d, on mesure ainsi un taux de branchement  $\mathcal{B}(B^+ \to D_s^- X)$  incompatible avec zéro :

$$\mathcal{B}(B^+ \to D_s^- X) = 1.4^{+0.6}_{-0.5}(stat) \pm 0.1(syst)^{+0.5}_{-0.3}(\mathcal{B}) \%$$

La production de  $\overline{\Xi}_c \Lambda_c^+(n\pi)$  a été mise en évidence et quantifiée, malgré l'absence de mesure du taux de branchement absolu des désintégrations des baryons  $\Xi_c$ .

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 "recul", 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  $B \to D^{(*)}\overline{D}^{(*)}K(n\pi)$  qui expliquent la production de D anti-corrélés. La mesure par BABAR des modes  $B \to D^{(*)}\overline{D}^{(*)}K$  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  $\Lambda_c$  qui peut être analysée par masse manquante, d'une part pour les  $\Lambda_c$  corrélés des désintégrations  $B \to \overline{\Lambda}_c^- p(n\pi)$ , d'autre part pour les  $\Lambda_c$  anti-corrélés des désintégrations :  $B \to \overline{\Xi}_c \Lambda_c$ ,  $B \to \overline{\Xi}_c \Sigma_c$ ... Dans le premier cas, il devrait être possible de mesurer le taux de branchement d'une des désintégrations  $B \to \overline{\Lambda}_c^- p(n\pi)$  par masse manquante à  $p(n\pi)$ , donc sans reconstruire le  $\overline{\Lambda}_c^-$ . En confrontant ce résultat à une mesure purement exclusive de la même désintégration, on obtient le taux de branchement absolu  $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$  qui a pour l'instant une grande barre d'erreur. Dans le deuxième cas, la mesure par masse manquante d'une désintégration du type  $B \to \overline{\Xi}_c \Lambda_c$  sans avoir à reconstruire le  $\overline{\Xi}_c$  pourrait donner un taux de branchement absolu du baryon  $\Xi_c$ , de nouveau en comparant cette mesure à une mesure exclusive de la même désintégration.
## APPENDIXES

## 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  $\hat{\vec{S}}_i$  le spin de la particule i et  $\hat{\vec{S}}_M$  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  $\overrightarrow{p}_1$  et  $\overrightarrow{p}_2$ , sont donc telles que :

$$\overrightarrow{p}_1 + \overrightarrow{p}_2 = \overrightarrow{0} \tag{A.1}$$

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 :

$$\hat{\overrightarrow{p}} = \frac{1}{m_1 + m_2} \times \left( m_2 \, \hat{\overrightarrow{p}}_1 - m_1 \, \hat{\overrightarrow{p}}_2 \right) \tag{A.2}$$

$$\hat{\vec{r}} = \hat{\vec{r}}_1 - \hat{\vec{r}}_2 \tag{A.3}$$

$$\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 \tag{A.5}$$

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{L} \tag{A.6}$$

$$\mu = \frac{1}{m_1 + m_2} \tag{A.7}$$

(A.8)

où les  $\hat{\vec{r}}$  désignent les positions,  $\hat{\vec{L}}$  le moment orbital du système de deux particules,  $\hat{\vec{J}}$  le moment cinétique total et  $\mu$  la masse de la particule fictive P. Notons alors que dans le référentiel du centre de masse :

$$\overrightarrow{p} = \overrightarrow{p}_1 \tag{A.9}$$

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  $\hat{\vec{S}}^2$ ,  $\hat{\vec{L}}^2$ ,  $\hat{\vec{J}}^2$ .

Les lois de combinaison des moments cinétiques en mécanique quantique donnent les valeurs accessibles à S et J:

$$|S_1 - S_2| \le S \le S_1 + S_2 \tag{A.10}$$

$$|L - S| \leq J \leq L + S \tag{A.11}$$

(A.12)

Enfin, la parité du système est :

$$\eta = \eta_1 \eta_2 \left(-1\right)^l \tag{A.13}$$

Soit  $\overrightarrow{z}$  un axe quelconque, soit M la projection sur cet axe de  $\widehat{J}$ , M peut prendre des valeurs entre -J et +J. L'état quantique de la particule fictive de spin J, s'écrit alors :

$$|P,J\rangle = \sum_{M=-J}^{+J} A_M |J,M\rangle$$
(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  $C_{m,s}^J$ :

$$|JM\rangle = C^J_{m,s} |L,m\rangle \otimes |S,s\rangle \tag{A.15}$$

où m et s sont respectivement les projections suivant  $\overrightarrow{z}$  de  $\widehat{\overrightarrow{L}}$  et  $\widehat{\overrightarrow{S}}$  (on a : M = m+s). Soit alors  $\overrightarrow{n}$  la direction de  $\overrightarrow{p}$  dans le référentiel du centre de masse (dont la base est construite à partir de l'axe  $\overrightarrow{z}$  déjà défini).  $\overrightarrow{n}$  est défini par ses coordonnées polaires dans ce référentiel :  $\theta$ ,  $\phi$ . L'amplitude de probabilité pour que la particule P soit émise suivant  $\overrightarrow{n}$ , avec  $s = s_1 + s_2$  pour projection de son spin suivant  $\overrightarrow{z}$  est donc donnée par :

$$\mathcal{A}(\theta,\phi)_s = \langle \theta,\phi;s|J,M=m+s\rangle = \sum_{m=-L}^{+L} \sum_{s=-S}^{s=+S} A_{m+s} C_{m,s}^J \langle \theta,\phi|L,m\rangle$$
(A.16)

Or  $\langle \theta, \phi | L, m \rangle$  est par définition l'harmonique sphérique :

$$\langle \theta, \phi | L, m \rangle = Y_L^m(\theta, \phi)$$
 (A.17)

Enfin, la projection de  $\overrightarrow{J}$  sur l'axe de  $\overrightarrow{p}$  est simplement la différence des hélicités des particules  $P_1$  et  $P_2$ . En effet  $\overrightarrow{n} \cdot \overrightarrow{J} = \overrightarrow{n} \cdot \overrightarrow{L} + \overrightarrow{n} \cdot \overrightarrow{S} = \overrightarrow{n} \cdot \overrightarrow{S}$  car  $\hat{\overrightarrow{p}} \cdot [\hat{\overrightarrow{r}} \wedge \hat{\overrightarrow{p}}] \equiv \overrightarrow{0}$ . Ainsi, si  $\widehat{\Lambda}_1$  est l'opérateur hélicité de  $P_1$  et  $\widehat{\Lambda}_2$  l'opérateur hélicité de  $P_2$ , on a :

$$\overrightarrow{n}.\overrightarrow{J} = \overrightarrow{n_1}.\overrightarrow{S_1} - \overrightarrow{n_2}.\overrightarrow{S_2} = \widehat{\Lambda}_1 - \widehat{\Lambda}_2$$
(A.18)

Les valeurs propres de l'hélicité seront alors désignées par :  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  pour les particules  $P_1$  et  $P_2$ .

Notons que  $\theta$  est l'angle entre  $\overrightarrow{p}_1$  et  $\overrightarrow{z}$  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 $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\overline{B}$

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  $\overrightarrow{z}$  la direction de  $e^-$  dans le référentiel du centre de masse. La projection de  $\hat{J}$ , 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  $\overrightarrow{z}$  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  $B - \overline{B}$ . Le spin de ce système est :  $\hat{S} = \hat{S}_B + \hat{S}_{\overline{B}}$ . 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  $\theta_{heli}$  par rapport à l'axe des faisceaux est donc :

$$P_B(\theta_{heli}, \phi) = |\mathcal{A}(\theta_{heli}, \phi)_0|^2 = |Y_1^{-1}(\theta_{heli}, \phi)|^2 = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta_{heli}$$
(A.19)

#### A.3 Un cas simple de désintégrations en deux corps

Ce paragraphe étudie les désintégrations  $S_0 \to P_0 V$  puis  $V \to P_1 P_2$  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  $\overrightarrow{z}$  opposé à la direction de vol de  $S_0$  dans le référentiel de V est <sup>1</sup> :  $\lambda_{S_0} + \lambda_{P_0}$  où  $\lambda_i$  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  $\overrightarrow{J}$  sur  $\overrightarrow{z}$  vaut zéro et donc, la particule  $P_1$  est émise dans l'angle  $\theta_{heli}$  avec la probabilité :

$$P_{P_1}(\theta_{heli}, \phi) = |\mathcal{A}(\theta_{heli}, \phi)_0|^2 = \left|Y_1^0(\theta_{heli}, \phi)\right|^2 = \frac{3}{4\pi}\cos^2\theta_{heli}$$
(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  $D_s^+ \to \phi \pi^+$  suivie de  $\phi \to K^+ K^-$ . En effet, les particules  $D_s$ ,  $\pi^+, K^-$ ,  $K^+$  sont de spin 0 alors le  $\phi$  est une particule vecteur. La figure représente la distribution de la quantité :

$$\cos(\theta_{heli}) = -\frac{\overrightarrow{p}_{K^-}^* \overrightarrow{p}_{\pi^+}^*}{||\overrightarrow{p}_{K^-}^*|| ||\overrightarrow{p}_{pip}^*||}$$
(A.21)

où les impulsions  $\overrightarrow{p}_i^*$  sont mesurées dans le référentiel du méson  $\phi$ . La probabilité de désintégration avec cet angle  $\theta_{heli}$  étant proportionnel à  $\cos^2(\theta_{heli})$ . La distribution de  $\cos(\theta_{heli})$  doit être la fonction :  $x \longrightarrow x^2$ . 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 :  $D_s^+ \to \phi(\to K^+K^-)\pi^+$  dans la simulation avant reconstruction.

 $<sup>{}^{1}</sup>S_{0}$  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  $\pi^0$  de faible impulsion, la *partie* " *recul* " 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  $B_{\text{reco}}$  reconstruit est comparée à celle du  $B_{\text{true}}$  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)<sup>1</sup>, les deux impulsions sont calculées dans le centre de masse du  $\Upsilon(4S)$ . Si la différence entre ces deux impulsions, notée  $\Delta_{true}$ , est plus petite qu'un paramètre d'association, noté  $\epsilon_{assoc}$ , alors les deux B sont associés. Un  $B_{\text{reco}}$  est donc considéré correctement reconstruit si :

$$\Delta_{true} \equiv ||\overrightarrow{p}^*_{B_{reco}} - \overrightarrow{p}^*_{B_{true}}|| < \epsilon_{assoc} \tag{B.1}$$

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  $m_{\rm ES}$  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  $Ech_{\overline{B}^0}^{all}$  (resp.  $Ech_{B^-}^{all}$ ) contient par exemple tous les  $B_{reco}$  reconstruits en  $\overline{B}^0$  (resp.  $B^-$ ). Les échantillons  $Ech_{\overline{B}^0}^{sig}$  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 :

$$\epsilon_{assoc} = 205 \,\mathrm{MeV}/c \tag{B.2}$$

La Figure B.1 montre la distribution en  $m_{\rm ES}$  des candidats de l'échantillon  $Ech_{\overline{B}^0}^{all}$ (points) ajustés pour le fond par une fonction  $\Gamma_{\rm ARGUS}$  (courbe bleu pointillé) et pour le

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Dans le cas d'un événement mélangé  $B^0 - B^0$  ou  $\overline{B}{}^0 - \overline{B}{}^0$ , 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	$\epsilon_{assoc} (\text{MeV}/c)$
$Ech^{all}_{\overline{B}0}$	90~%	210
$Ech_{B^{-}}^{all}$	89~%	200
$Ech_{\overline{B}^0}^{\overline{sig}}$	96~%	200
$Ech_{B^-}^{\breve{sig}}$	97~%	205

TAB. B.1: Paramètres d'association pour différents échantillons (voir texte).

signal par une fonction  $\Gamma_{\rm CB}$ , 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  $\overline{B}^0$  et réellement issus d'une désintégration de  $\overline{B}^0$ . 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  $\Upsilon(4S)$ )  $\Delta_{false}$  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  $\Delta_{true}$  et  $\Delta_{false}$ , 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  $B^- \rightarrow D^0 K^-$ ,  $B^- \rightarrow D^0 \rho^0 \pi^-$ ,  $B^- \rightarrow D^0 \pi^- \pi^+ \pi^- \dots$ ). Ces distributions sont données sur la Figure B.2, en bleu pour  $\Delta_{false}$ et en rouge pour  $\Delta_{true}$ . Elles sont très proches l'une de l'autre, bien que la distribution de  $\Delta_{true}$  soit légèrement décalée vers les valeurs élevées. Le pic à zéro dans la distribution de  $\Delta_{true}$  correspond à des événements " correctement " reconstruits malgré tout. La distribution de  $\Delta_{false}$  permet donc d'avoir une estimation approximative du nombre de candidats de fond combinatoire associés : environ 1 %.



FIG. B.2: Distributions  $\Delta_{true}$  (en rouge) et  $\Delta_{false}$  (en bleu) pour des événements de fond combinatoire presque pur. Le pic à zéro de  $\Delta_{true}$  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  $\Lambda^0 \to p\pi^-$ . 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  $\epsilon_{sig}$  l'efficacité de cette coupure sur le signal et  $\epsilon_{bkg}$ , l'efficacité de cette coupure sur le fond.  $\epsilon_{sig}$  et  $\epsilon_{bkg}$  sont définis par :

$$\epsilon_{sig} = \frac{N_{part}^{cut}}{N_{part}^{all}} \qquad \text{et} \qquad \epsilon_{bkg} = \frac{N_{bkg}^{cut}}{N_{bka}^{all}} \tag{C.1}$$

où  $N_{part}^{all}$  (resp.  $N_{part}^{cut}$ ) désigne le nombre de particules ( $K_s^0$  ou  $\Lambda^0$  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  $\epsilon_{sig}$  doit tenir compte de ces deux fluctuations, on obtient :

$$\sigma_{sig} = \frac{\sqrt{\epsilon_{sig} \times (1 - \epsilon_{sig}) \times N_{part}^{all} + \epsilon_{bkg} \times (1 - \epsilon_{bkg}) \times N_{bkg}^{all}}}{N_{part}^{all}}$$
(C.2)

La différence entre l'efficacité de la coupure dans les données et dans le Monte Carlo

est évaluée par le rapport :

$$f_{part} = \frac{\epsilon_{sig}^{data}}{\epsilon_{siq}^{MC}} \tag{C.3}$$

Les Figures C.1 et C.2 donnent les valeurs obtenues pour  $\epsilon_{sig}^{data}$ ,  $\epsilon_{sig}^{MC}$  et le rapport  $f_{part}$  respectivement pour les  $K_S^0$  et les protons. Les rapport  $f_{K_S^0}$  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 :  $D_s^+ \to K_s^0 K^+$  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,  $\epsilon_{sig}^{data}$  et  $\epsilon_{sig}^{MC}$ . 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,  $\epsilon_{sig}^{data}$  et  $\epsilon_{sig}^{MC}$ . 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 tag\_0 (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 "Very-Loose ", 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  $D^0$ ,  $\overline{D}^0$ ,  $D_s^+$ ,  $D_s^-$ , 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  $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$  possède 4 traces GTL alors que le mode  $D^0 \to K^- \pi^+$  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 :

$$\mathcal{B}_{i} = \frac{N_{i}}{\epsilon_{i} \mathcal{B}_{prim} R_{int}^{i} N_{B_{reco}}^{\text{tag}} f^{n_{i}}}$$
(E.1)

où  $N_i$  est le nombre de particules reconstruites dans le mode i,  $\epsilon_i$  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 peutêtre 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 manuscript. 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  $\mathcal{B}$ , on utilise la moyenne pondérée suivante :

$$\hat{\mathcal{B}} = \sum_{i=1}^{N} w_i \,\mathcal{B}_i \tag{E.2}$$

où N est le nombre de modes sur lequel la moyenne est réalisée (2 pour les  $D^0/\overline{D}^0$  et 3 pour les  $D_s$ ),  $w_i$  est un poids donné par :

$$w_{i} = \frac{\sum_{j=1}^{N} V_{ij}^{-1}}{\sum_{k,l=1}^{N} V_{kl}^{-1}}$$
(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  $\sigma^{Q_{uncor}}_{\langle \mathcal{B} \rangle}$  sur le taux de branchement nominal est donné par :

$$\sigma_{\langle \mathcal{B} \rangle}^{Q_{uncor}} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} w_i^2 \left(\sigma_{Q_{uncor}}^i\right)^2} \tag{E.4}$$

#### 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 :

$$cov (\mathcal{B}_{1}, \mathcal{B}_{2}) = E \left[ \frac{N_{1}}{\epsilon_{1} \mathcal{B}_{prim} R_{int}^{1} N_{B_{reco}}^{\text{tag}} f^{n_{1}}} \times \frac{N_{2}}{\epsilon_{2} \mathcal{B}_{prim} R_{int}^{2} N_{B_{reco}}^{\text{tag}} f^{n_{2}}} \right]$$
(E.5)  
$$- E \left[ \frac{N_{1}}{\epsilon_{1} \mathcal{B}_{prim} R_{int}^{1} N_{B_{reco}}^{\text{tag}} f^{n_{1}}} \right] \times E \left[ \frac{N_{2}}{\epsilon_{2} \mathcal{B}_{prim} R_{int}^{2} N_{B_{reco}}^{\text{tag}} f^{n_{2}}} \right]$$

En prenant seulement f en compte :

$$cov\left(\mathcal{B}_{1},\mathcal{B}_{2}\right) = \mathcal{B}_{1}\mathcal{B}_{2}\frac{1}{E\left[\frac{1}{f^{n_{1}}}\right]E\left[\frac{1}{f^{n_{2}}}\right]} \times \left\{E\left[\frac{1}{f^{n_{1}+n_{2}}}\right] - E\left[\frac{1}{f^{n_{1}}}\right]E\left[\frac{1}{f^{n_{2}}}\right]\right\}$$
(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 sour la forme ( $\overline{X}$  désigne la valeur moyenne de la variable aléatoire X) :

$$cov\left(\mathcal{B}_{1},\mathcal{B}_{2}\right) = \mathcal{B}_{1}\mathcal{B}_{2}\frac{1}{E\left[\frac{1}{f^{n_{1}}}\right]E\left[\frac{1}{f^{n_{2}}}\right]} \times \left\{\frac{n_{1}n_{2}}{\overline{f}^{n_{1}+n_{2}}}\left(\frac{\sigma_{f}}{\overline{f}}\right)^{2}\right\}$$
(E.7)

en développant les termes  $1/E \left[1/f_i^n\right]$  comme démontré dans le paragraphe suivant et en limitant le calcul au deuxième ordre en  $\sigma_f/f$ , on obtient donc :

$$cov\left(\mathcal{B}_{1},\mathcal{B}_{2}\right) = \mathcal{B}_{1}\mathcal{B}_{2}n_{1}n_{2}\left(\frac{\sigma_{f}}{\overline{f}}\right)^{2}$$
 (E.8)

En suivant la même logique, il est possible d'ajouter toutes les contributions ce qui permet de calculer la covariance totale :

$$cov\left(\mathcal{B}_{1},\mathcal{B}_{2}\right) = \overline{\mathcal{B}_{1}}\overline{\mathcal{B}_{2}}\left\{\left(\frac{\sigma_{N_{B_{reco}}^{\mathrm{tag}}}}{\overline{N_{B_{reco}}^{\mathrm{tag}}}}\right)^{2} + \left(\frac{\sigma_{\mathcal{B}_{prim}}}{\overline{\mathcal{B}_{prim}}}\right)^{2} + n_{1}n_{2}\left(\frac{\sigma_{f}}{\overline{f}}\right)^{2}\right\}$$
(E.9)

On constate que cette expression tient compte des variables complètement corrélées  $N_{B_{reco}}^{\text{tag}}$  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-corrélées se rajoutent, par exemple pour  $\mathcal{B}_1$ :

$$cov\left(\mathcal{B}_{1},\mathcal{B}_{1}\right) = \overline{\mathcal{B}_{1}}^{2} \left\{ \left(\frac{\sigma_{N_{1}}}{\overline{N_{1}}}\right)^{2} + \left(\frac{\sigma_{R_{int}^{1}}}{\overline{R_{int}^{1}}}\right)^{2} + \left(\frac{\sigma_{\epsilon_{1}}}{\overline{\epsilon_{1}}}\right)^{2} + \left(\frac{\sigma_{\epsilon_{1}}}{\overline{R_{Breco}}}\right)^{2} + \left(\frac{\sigma_{\mathcal{B}_{prim}}}{\overline{\mathcal{B}_{prim}}}\right)^{2} + n_{1}^{2} \left(\frac{\sigma_{f}}{\overline{f}}\right)^{2} \right\}$$
(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  $\overline{X} \equiv m$  et d'écart-type  $\sigma$ . 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 :

$$E\left[\frac{1}{X^n}\right] = \int \frac{1}{x^n} G(x) \,\mathrm{d}x \tag{E.11}$$

en effectuant le changement de variable :

$$t = \frac{x - m}{\sigma}$$

on obtient :

$$E\left[\frac{1}{X^n}\right] = \frac{1}{m^n} \int \frac{1}{\left(1 + \frac{\sigma}{m}t\right)^n} \tilde{G}(t) \, \mathrm{d}t$$

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 :

$$E\left[\frac{1}{X^{n}}\right] = \frac{1}{m^{n}} \times \left\{ \begin{array}{cc} +1 & \left(\frac{\sigma}{m}\right)^{0} & \int t^{0} \tilde{G}(t) \, \mathrm{d}t \\ & -n & \left(\frac{\sigma}{m}\right)^{1} & \int t^{1} \tilde{G}(t) \, \mathrm{d}t \\ & + \frac{n(n+1)}{2!} & \left(\frac{\sigma}{m}\right)^{2} & \int t^{2} \tilde{G}(t) \, \mathrm{d}t \\ & - \frac{n(n+1)(n+2)}{3!} & \left(\frac{\sigma}{m}\right)^{3} & \int t^{3} \tilde{G}(t) \, \mathrm{d}t & \dots \right\}$$

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  $\sigma/m$  la valeur de  $E[1/x^n]$ :

$$E\left[\frac{1}{X^n}\right] = \frac{1}{m^n} \times \left(1 + \frac{n(n+1)}{2} \left(\frac{\sigma}{m}\right)^2 + o\left\{\left(\frac{\sigma}{m}\right)^3\right\}\right)$$
(E.12)

On retrouve en première approximation les expressions usuelles pour :

$$E\left[\frac{1}{X^n}\right] = \frac{1}{m^n} \tag{E.13}$$

ou encore :

$$\sigma_{1/X^n}^2 = E\left[\frac{1}{X^{2n}}\right] - E\left[\frac{1}{X^n}\right]^2 = \frac{n^2}{m^{2n}} \times \left(\frac{\sigma}{m}\right)^2 \tag{E.14}$$

Elle permet en plus de calculer la covariance des variables  $1/X^{n_1}$  et  $1/X^{n_2}$ , utilisée précédemment :

$$cov\left(\frac{1}{X^{n_1}}, \frac{1}{X^{n_2}}\right) = E\left[\frac{1}{X^{n_1+n_2}}\right] - E\left[\frac{1}{X^{n_1}}\right] E\left[\frac{1}{X^{n_2}}\right]$$
$$= \frac{n_1 n_2}{m^{n_1+n_2}} \left(\frac{\sigma}{m}\right)^2$$
(E.15)

## Annexe F

# Limite supérieure sur le taux de branchement $\mathcal{B}(B \to \Lambda_c^+ \overline{\Lambda}_c^- K)$

Afin d'étudier la désintégration  $\mathcal{B}(B^+ \to \Lambda_c^+ \overline{\Lambda}_c^- K^+)$ , qui permet d'évaluer le taux de branchement  $\mathcal{B}(B \to \Xi_c \Lambda_c^+(n\pi))$ , on recherche, dans les événements où un  $\Lambda_c^+$  ou un  $\overline{\Lambda}_c^-$  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  $\Lambda_c$  reconstruit ( $\Lambda_c$  désigne ici indifféremment le  $\Lambda_c^+$  ou le  $\overline{\Lambda}_c^-$  reconstruit).

Le quadri-vecteur  $Q_{recul}$  du méson B de la partie "recul" est connu (section 3.4.1), les quadri-vecteurs du  $\Lambda_c$  reconstruit  $(Q_{\Lambda_c})$  et le quadri-vecteur du  $K^+$   $(Q_K)$  sont également connus. Ainsi le quadri-vecteur du reste X de la désintégration  $B^+ \to \Lambda_c K^+ X$  est donc :

$$Q_X = Q_{recul} - Q_{\Lambda_c} - Q_K \tag{F.1}$$

 $Q_x$  est nommé quadri-vecteur manquant et sa norme de Lorentz, masse manquante  $m_X$ . Si, de plus, il s'agit d'une désintégration  $B^+ \to \Lambda_c^+ \overline{\Lambda}_c^- K^+$  alors, que l'on ait  $\Lambda_c \equiv \Lambda_c^+$  ou  $\Lambda_c \equiv \overline{\Lambda}_c^-$ :

1

$$m_X = \sqrt{Q_X^2} = m_{\Lambda_c} \approx 2.285 \text{ GeV}/c^2 \tag{F.2}$$

Cette méthode a été appliquée à l'échantillon tag\_ "VeryLoose". La Figure F.1 illustre le résultat, à gauche pour  $\Lambda_c \equiv \overline{\Lambda}_c^-$  ( $\Lambda_c$  corrélés) et à droite pour  $\Lambda_c \equiv \Lambda_c^+$  ( $\Lambda_c$  anti-corrélés). Ces masses manquantes sont réalisées en ne conservant que les événements pour lesquels  $|m_{pK^-\pi^+} - M_{\Lambda_c}| < 2 \sigma_{\Lambda_c}$  ( $M_{\Lambda_c}$  et  $\sigma_{\Lambda_c}$  sont respectivement la masse centrale et l'écart-type de la gaussienne utilisée pour ajuster le signal de  $\Lambda_c$ ) et  $m_{\rm ES} > 5.274$  (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  $\Lambda_c$ .

La masse du baryon  $\Lambda_c$  est de 2.285 GeV/ $c^2$ ; si la désintégration  $B^+ \to \Lambda_c^+ \overline{\Lambda}_c^- K^+$ produit tous les  $\Lambda_c^+$  (anti-corrélés) on attend alors 35 candidats à 2.285 GeV/ $c^2$  par masse manquante à  $\Lambda_c^+ K^+$  et 35 candidats à 2.285 GeV/ $c^2$  par masse manquante à  $\overline{\Lambda}_c^- K^+$ . Ce nombre de candidats est obtenu à partir de la Table 5.13 corrigée de l'efficacité des coupures :  $|m_{pK^-\pi^+} - M_{\Lambda_c}| < 2 \sigma_{\Lambda_c}, m_{\rm ES} > 5.274 \text{ GeV}/c^2$  et de l'efficacité d'identification d'un



FIG. F.1: Masse manquante à  $\overline{\Lambda}_c^- K^+$  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  $\Lambda_c$  (La fenêtre en masse utilisée est :  $|m_X - m_{\Lambda_c}| < 3 * \sigma_{res}$  avec  $\sigma_{res}$  la résolution en masse manquante qui est pour ce type de masse de 25 MeV/ $c^2$ ). En supposant que tous les candidats observés sont bien issus de désintégrations  $B^+ \to \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+$ , on obtient donc à 90 % de niveau de confiance, une limite sur le nombre de candidats  $N_{\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+}$ :

$$N_{A_c^+ \bar{A}_c^- K^+} < 5.32 \tag{F.3}$$

Afin d'obtenir le taux de branchement, il suffit de se normaliser par exemple au nombre de  $\overline{\Lambda}_c^-$  obtenus dans ces conditions (cf. Table 5.13) qui est  $N_{\Lambda_c^+} = 35$ . On obtient alors un taux de branchement de  $\mathcal{B}(B^+ \to \overline{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K^+) = 0.15$  % et la limite correspondante :

$$\mathcal{B}(B^+ \to \bar{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K^+) = \frac{N_{A_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+}}{\epsilon_K \times N_{A_c^+}} \times \mathcal{B}(B^+ \to \Lambda_c^+ X) < 0.3 \% @ 90 \% \text{ CL}$$
(F.4)

cette quantité sera négligée devant le taux de branchement  $\mathcal{B}(B^+ \to \Lambda_c^+ X) = 2.1 \%$  et on utilisera (consulter la section 1.2.5.2) :

$$\mathcal{B}(B^+ \to \Xi_c X) = \mathcal{B}(B^+ \to \Lambda_c^+ X) \tag{F.5}$$

Une méthode similaire pourrait être appliquée aux désintégrations  $B^0 \to \overline{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K_s^0$ . Dans ce cas, étant donnés l'efficacité de reconstruction et le taux de branchement intermédiaire de la désintégration  $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$  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  $\Lambda_c$ , ce qui fournit la limite (en prenant une efficacité de reconstruction des  $K_s^0$  est de 50 %) :

$$\mathcal{B}(B^0 \to \bar{\Lambda}_c^- \Lambda_c^+ K_s^0) < 0.9 \% @ 90 \% CL$$
 (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 : $\mathcal{B}(B \to C/\overline{C}X)$

Cette section donne le détail des erreurs systématiques dont les sources sont discutées dans la section 5.2. L'erreur nommée shape<sub>2</sub> est celle induite par la variation des paramètres de  $\rho_S$  lors de l'ajustement des distributions  $(m_{X_{\overline{c}(c)}}, m_{\text{ES}})$ .

Origine	production corrélée	production anti-corrélée	
$\mathcal{B}(B \to \overline{C}/CX)$	$78.3 \pm 1.6$	$8.4 \pm 0.6$	
$N_{B_{ m reco}}^{ m tag}$	$\pm 1.6$	$\pm 0.2$	
$\chi_d$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$g_{-}/g_{0}$	$\pm 0.3$	$\pm 0.1$	
${\cal B}$ du fond piquant	$\pm 0.1$	$\pm 0.0$	
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	$\pm 0.4$	$\pm 0.1$	
$shape_1 \oplus shape_2$	$\pm 0.7$	$\pm 0.1$	
trk	$\pm 1.3$	$\pm 0.2$	
PID $K^{\pm}$	$\pm 2.0$	$\pm 0.2$	
PID $p/\bar{p}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
correction $K_s^0$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
veto $K$	$\pm 0.2$	$\pm 0.0$	
$\mathcal{B}(C \to X_c)$	$^{+1.9}_{-1.8}$	$+0.2 \\ -0.2$	
$R_{int}$	$\substack{+0.6\\-0.6}$	$+0.1 \\ -0.1$	
$r_{DCS}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.1$	
syst. total	$3.1^{+2.0}_{-1.9}$	$0.4^{+0.3}_{-0.2}$	

TAB. G.1: Systématiques de la production inclusive de  $D^0/\overline{D}^0$  dans les désintégrations des B chargés.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée	
$\mathcal{B}(B \to \overline{C}/CX)$	$10.0\pm0.8$	$2.6 \pm 0.5$	
$N_{B_{\mathrm{reco}}}^{\mathrm{tag}}$	$\pm 0.2$	$\pm 0.1$	
$\chi_d$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$g_{-}/g_{0}$	$\pm 0.2$	$\pm 0.1$	
${\cal B}$ du fond piquant	$\pm 0.1$	$\pm 0.0$	
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	$\pm 0.1$	$\pm 0.0$	
$shape_1 \oplus shape_2$	$\pm 0.2$	$\pm 0.1$	
trk	$\pm 0.3$	$\pm 0.1$	
PID $K^{\pm}$	$\pm 0.3$	$\pm 0.1$	
PID $p/\bar{p}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
correction $K_s^0$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
veto $K$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$\mathcal{B}(C \to X_c)$	$^{+0.8}_{-0.7}$	$+0.2 \\ -0.2$	
$R_{int}$	$+0.0 \\ -0.0$	$+0.0 \\ -0.0$	
$r_{DCS}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
syst. total	$0.5\substack{+0.8 \\ -0.7}$	$0.2^{+0.2}_{-0.2}$	

TAB. G.2: Systématiques de la production inclusive de  $D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$  dans les désintégrations des B chargés.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée	
$\mathcal{B}(B \to \overline{C}/CX)$	$1.1 \pm 0.4$	$10.6\pm0.9$	
$N_{B_{reco}}^{\mathrm{tag}}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.2$	
$\chi_d$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$g_{-}/g_{0}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
${\cal B}$ du fond piquant	$\pm 0.0$	$\pm 0.1$	
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	$\pm 0.0$	$\pm 0.2$	
$shape_1 \oplus shape_2$	$\pm 0.0$	$\pm 0.3$	
trk	$\pm 0.0$	$\pm 0.3$	
PID $K^{\pm}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.2$	
PID $p/\bar{p}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
correction $K_s^0$	$\pm 0.0$	$\pm 0.1$	
veto $K$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$\mathcal{B}(C \to X_c)$	$^{+0.4}_{-0.2}$	+3.7 -2.2	
$R_{int}$	$+0.0 \\ -0.0$	$+0.5 \\ -0.4$	
$r_{DCS}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
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	
$\mathcal{B}(B \to \overline{C}/CX)$	$2.8\pm0.5$	$2.1 \pm 0.5$	
$N_{B_{\mathrm{reco}}}^{\mathrm{tag}}$	$\pm 0.1$	$\pm 0.0$	
$\chi_d$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$g_{-}/g_{0}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
${\cal B}$ du fond piquant	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	
$shape_1 \oplus shape_2$	$\pm 0.2$	$\pm 0.2$	
trk	$\pm 0.1$	$\pm 0.0$	
PID $K^{\pm}$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	
PID $p/\bar{p}$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	
correction $K_s^0$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
veto $K$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$\mathcal{B}(C \to X_c)$	$^{+1.1}_{-0.6}$	$+0.8 \\ -0.5$	
$R_{int}$	$+0.0 \\ -0.0$	$+0.0 \\ -0.0$	
$r_{DCS}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
syst. total	$0.3^{+1.1}_{-0.6}$	$0.2^{+0.8}_{-0.5}$	

TAB. G.4: Systématiques de la production inclusive de  $\Lambda_c^+ \to p K^- \pi^+$  dans les désintégrations des B chargés.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée	
$\mathcal{B}(B \to \overline{C}/CX)$	$47.0\pm2.0$	$8.3 \pm 1.4$	
$N_{B_{ m reco}}^{ m tag}$	$\pm 0.4$	±0.1	
$\chi_d$	$\pm 0.3$	$\pm 0.3$	
$g_{-}/g_{0}$	$\pm 0.3$	$\pm 0.1$	
${\cal B}$ du fond piquant	$\pm 0.1$	$\pm 0.0$	
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	$\pm 0.3$	$\pm 0.0$	
$shape_1 \oplus shape_2$	$\pm 0.6$	$\pm 0.3$	
trk	$\pm 0.8$	$\pm 0.2$	
PID $K^{\pm}$	$\pm 1.3$	$\pm 0.2$	
PID $p/\bar{p}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
correction $K_s^0$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
veto $K$	$\pm 0.1$	$\pm 0.0$	
$\mathcal{B}(C \to X_c)$	$^{+1.2}_{-1.2}$	$+0.2 \\ -0.2$	
$R_{int}$	$\substack{+0.4\\-0.3}$	$^{+0.1}_{-0.1}$	
$r_{DCS}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.1$	
syst. total	$1.7^{+1.3}_{-1.2}$	$0.5_{-0.2}^{+0.2}$	

TAB. G.5: Systématiques de la production inclusive de  $D^0/\overline{D}^0$  dans les désintégrations des B neutres.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée	
$\mathcal{B}(B \to \overline{C}/CX)$	$37.0 \pm 1.7$	$2.3 \pm 1.2$	
$N_{B_{\mathrm{reco}}}^{\mathrm{tag}}$	$\pm 0.3$	$\pm 0.0$	
$\chi_d$	$\pm 0.2$	$\pm 0.2$	
$g_{-}/g_{0}$	$\pm 0.2$	$\pm 0.0$	
${\cal B}$ du fond piquant	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	$\pm 0.2$	$\pm 0.0$	
$shape_1 \oplus shape_2$	$\pm 0.6$	$\pm 0.2$	
trk	$\pm 0.9$	$\pm 0.1$	
PID $K^{\pm}$	$\pm 1.0$	$\pm 0.1$	
PID $p/\bar{p}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
correction $K_s^0$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
veto $K$	$\pm 0.1$	$\pm 0.0$	
$\mathcal{B}(C \to X_c)$	$+2.6 \\ -2.3$	$+0.2 \\ -0.1$	
$R_{int}$	$^{+0.0}_{-0.0}$	$^{+0.0}_{-0.0}$	
$r_{DCS}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
syst. total	$1.5^{+2.6}_{-2.3}$	$0.3^{+0.2}_{-0.1}$	

TAB. G.6: Systématiques de la production inclusive de  $D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+$  dans les désintégrations des B neutres.

Origine	production corrélée	production anti-corrélée	
$\mathcal{B}(B \to \overline{C}/CX)$	$1.8 \pm 1.0$	$13.9\pm1.6$	
$N_{B_{reco}}^{\mathrm{tag}}$	$\pm 0.0$	土0.1	
$\chi_d$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	
$g_{-}/g_{0}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
${\cal B}$ du fond piquant	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	$\pm 0.0$	$\pm 0.2$	
$shape_1 \oplus shape_2$	$\pm 0.2$	$\pm 0.3$	
trk	$\pm 0.0$	$\pm 0.4$	
PID $K^{\pm}$	$\pm 0.1$	$\pm 0.3$	
PID $p/\bar{p}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
correction $K_s^0$	$\pm 0.0$	$\pm 0.1$	
veto $K$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$\mathcal{B}(C \to X_c)$	$^{+0.6}_{-0.3}$	+4.7 -2.8	
$R_{int}$	$\substack{+0.1\\-0.1}$	$^{+0.6}_{-0.6}$	
$r_{DCS}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
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	
$\mathcal{B}(B \to \overline{C}/CX)$	$5.1 \pm 1.0$	$1.7 \pm 0.9$	
$N_{B_{\mathrm{reco}}}^{\mathrm{tag}}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$\chi_d$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$g_{-}/g_{0}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
${\cal B}$ du fond piquant	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$\langle \epsilon_C \rangle$ stat	$\pm 0.2$	$\pm 0.1$	
$shape_1 \oplus shape_2$	$\pm 0.4$	$\pm 0.1$	
trk	$\pm 0.1$	$\pm 0.0$	
PID $K^{\pm}$	$\pm 0.1$	$\pm 0.0$	
PID $p/\bar{p}$	$\pm 0.2$	$\pm 0.1$	
correction $K_s^0$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
veto $K$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
$\mathcal{B}(C \to X_c)$	$^{+1.8}_{-1.1}$	$+0.6 \\ -0.4$	
$R_{int}$	$^{+0.0}_{-0.0}$	$^{+0.0}_{-0.0}$	
$r_{DCS}$	$\pm 0.0$	$\pm 0.0$	
syst. total	$0.5^{+1.8}_{-1.1}$	$0.2^{+0.6}_{-0.4}$	

TAB. G.8: Systématiques de la production inclusive de  $\Lambda_c^+ \to p K^- \pi^+$  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 :  $\mathcal{B}(B^+ \to D_s^- X)$ ,  $\mathcal{B}(B^0 \to D^+ X)$ ,  $\mathcal{B}(B^0 \to D_s^- X)$  et  $\mathcal{B}(B^0 \to \Lambda_c^+ X)$ .

#### 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  $X_{\overline{c}}$ , notés  $n_{\overline{c}}$ , et  $X_c$ , notés  $n_c$ , sont générés selon des lois poissoniennes de paramètres  $\mu_{\overline{c}}$  et  $\mu_c$ . Ces paramètres sont pris égaux aux valeurs mesurées dans les données, c'est-à-dire :

$$\mu_{\overline{c}} = \overline{N}_{X_{\overline{c}}}^{\text{recul}} + \overline{N}_{\overline{c}}^{BG} \tag{H.1}$$

$$\mu_c = \overline{N}_{X_c}^{\text{recul}} + \overline{N}_c^{BG} \tag{H.2}$$

où  $\overline{N}_{X_{\overline{c}}}^{\text{recul}}(\overline{N}_{X_{c}}^{\text{recul}})$  est le nombre d'états finaux ajustés  $X_{\overline{c}}(X_{c})$  dans la boîte de signal et  $\overline{N}_{\overline{c}}^{BG}(\overline{N}_{c}^{BG})$  est le nombre de candidats de fonds ajustés dans le boîte de signal. La boîte de signal est définie par :  $m_{\text{ES}} > 5.270 \text{ GeV}/c^2$  et  $\left|m_{X_{\overline{c}(c)}} - M_{C}\right| < 3 \sigma_{C}^{fit}$ , la Figure H.1 permet de visualiser graphiquement cette fenêtre dans le plan  $(m_{\text{ES}}, m_{X_{c}})$ . Les nombres

de candidats de fonds sont donnés dans les Tables 5.12, 5.13, 5.14 et 5.14 avec  $\overline{N}^{BG}_{\overline{c}(c)}=N_{X^{BG}_{\overline{c}(c)}}+N^{BG}_{B+f}$ 



FIG. H.1: Définition de la "boîte de signal " dans le plan  $(m_{\rm ES}, m_{X_c})$ , exemple  $X_c \equiv K^+ \pi^-$ .

Pour chaque expérience Monte Carlo, les nombres d'états finaux  $N_{X_c}^{\rm recul}$  et  $N_{X_c}^{\rm recul}$  est alors :

$$N_{X_{\overline{c}}}^{\text{recul}} = n_{\overline{c}} - \overline{N}_{\overline{c}}^{BG} \tag{H.3}$$

$$N_{X_c}^{\text{recul}} = n_c - \overline{N}_c^{BG} \tag{H.4}$$

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  $\sigma_{low}$  et  $\sigma_{up}$  à une déviation standard qui sont calculées pour que le taux de branchement réel  $\mathcal{B}_{true}$  soit dans l'intervalle défini par

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Notons également que  $N_{X_{\overline{c}(c)}}^{\text{recul}}$  est renormalisé à la boîte de signal, l'aire des fonctions  $\Gamma_{\text{CB}}$  entre 5.270 <  $m_{\text{ES}} < 5.290 \text{ GeV}/c^2$  est supérieure à 99 % de l'aire totale, à laquelle correspondent les nombres  $N_{X_{\overline{c}(c)}}^{\text{recul}}$  donnés dans les tables.

la probabilité :

$$\mathcal{P}\left(\mathcal{B}_{true} > \overline{\mathcal{B}} - \sigma_{low}\right) = 1 - \alpha/2 \tag{H.5}$$

$$\mathcal{P}\left(\mathcal{B}_{true} < \overline{\mathcal{B}} + \sigma_{up}\right) = 1 - \alpha/2 \tag{H.6}$$

(H.7)

avec  $\alpha = 31.73$  % ce qui correspond à une déviation standard.

Désir	ntégration	$\mathcal{B}_{low}$	$\mathcal{B}_{up} @ 90 \ \% \ \mathrm{CL}$	$\overline{\mathcal{B}}_{-\sigma_{low}}^{+\sigma_{up}}$
$B^+ \to D_s^- X$	$D_s^+ \to \phi \pi^+$	> 0.2 %	$< 3.3 \ \%$	$2.2^{+0.8}_{-0.7}$ %
	$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	-	$< 3.1 \ \%$	$1.6^{+1.1}_{-1.0}$ %
	$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	-	< 1.0~%	$-0.2^{+0.9}$ %
$B^0 \to D^+ X$	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	-	< 3.8 %	$2.3^{+1.2}_{-1.1}$ %
$B^0 \to D_s^- X$	$D_s^+ \to \phi \pi^+$	-	< 5.2 %	$3.1^{+1.6}_{-1.6}$ %
	$D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$	-	< 3.0 %	$0.4^{+2.1}$ %
	$D_s^+ \to K_s^0 K^+$	-	< 4.0~%	$1.9^{+2.2}_{1.0}$ %
$B^0 \to \Lambda_c^+ X$	$\Lambda_c^+ \to p  K^- \pi^+$	_	< 2.9 %	$1.7^{+0.9}_{-0.8}$ %

TAB. H.1: Erreurs statistiques sur les modes à faible statistique et limites supérieures à 90 % de niveau de confiance.

Pour les désintégrations  $B \to D_s^- X$ , 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  $D_s^+ \to \phi \pi^+$ ,  $D_s^+ \to \overline{K}^{*0} K^+$  et  $D_s^+ \to K_s^0 K^+$  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  $\langle \mathcal{B} \rangle_{\overline{C}}$  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 :

$$\mathcal{L}(\langle \mathcal{B} \rangle_C) = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}_i \left( n_c^i \; ; \; \langle \mathcal{B} \rangle_C \right) \tag{H.8}$$

où N est le nombre de modes. Le raisonnement étant le même pour le calcul de  $\langle \mathcal{B} \rangle_{\overline{C}}$ , 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  $\langle \mathcal{B} \rangle_C$ :

$$\mu_c^i(\langle \mathcal{B} \rangle_C) = s_i(\langle \mathcal{B} \rangle_C) + b_i \tag{H.9}$$

La fonction  $s_i(\langle \mathcal{B} \rangle_C)$  et la constante  $b_i$  sont définies par :

$$s_i(\langle \mathcal{B} \rangle_C) = \langle \mathcal{B} \rangle_C \times \mathcal{B}_c^i \times \langle \epsilon_C \rangle^i$$
 (H.10)

$$b_i = \overline{N_c^i}^{BG} \tag{H.11}$$

où  $\mathcal{B}_c^i$  est le taux de branchement intermédiaire de C dans l'état final  $X_{\overline{c}}^i$ ,  $\langle \epsilon_C \rangle^i$  est l'efficacité de reconstruction de ce même état final et  $\overline{N_c^i}^{BG}$  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 :

$$\mathcal{P}_{i}(\tilde{n}_{c}^{i} = n_{c}^{i}; \langle \mathcal{B} \rangle_{C}) = \frac{e^{-\mu_{c}^{i}(\langle \mathcal{B} \rangle_{C})} \left(\mu_{c}^{i}(\langle \mathcal{B} \rangle_{C})\right)^{n_{c}^{i}}}{n_{c}^{i}!}$$
(H.12)

Maximiser la fonction de vraisemblance, définie Équation H.8, revient à minimiser  $-\ln \hat{\mathcal{L}}$ , définie par :

$$-\ln \hat{\mathcal{L}}(\langle \mathcal{B} \rangle_C) = \sum_{i=1}^N s_i(\langle \mathcal{B} \rangle_C) + b_i - \ln \left( s_i(\langle \mathcal{B} \rangle_C) + b_i \right)$$
(H.13)

Pour chaque expérience Monte Carlo, les taux de branchement bruts  $\langle \mathcal{B} \rangle_{\overline{C}}$  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  $\overline{\mathcal{B}}_{-\sigma_{low}}^{+\sigma_{up}}$ données dans la Table H.1

Désintégration	$\mathcal{B}_{low}$	$\mathcal{B}_{up} @ 90 \% \mathrm{CL}$	$\overline{\mathcal{B}}^{+\sigma_{up}}_{-\sigma_{low}}$
$B^+ \to D_s^- X$	> 0.1 %	< 2.1 %	$1.4^{+0.6}_{-0.5}$ %
$B^0 \to D_s^- X$	-	< 3.4 %	$1.9^{+1.1}_{-1.0}$ %

TAB. H.2: Erreurs statistiques sur les taux de branchement combinés des désintégrations  $B \to D_s^- X$ .

#### H.3 Conclusions

Un seul taux de branchement à faible statistique est significatif à plus de trois déviations standard, il s'agit de :  $\mathcal{B}(B^+ \to D_s^- X)$ . 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 :

$$UL_{syst} = UL_0 \times \left(1 + \frac{UL_0 - \overline{\mathcal{B}}}{2} \times \sigma_r^2\right) \tag{H.14}$$

où  $\overline{\mathcal{B}}$  est le taux de branchement mesuré et  $\sigma_r$  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  $\mathcal{B}(B^+ \to D_s^- X)$  le résultat final est significatif :

$$\mathcal{B}(B^+ \to D_s^- X) = 1.40^{+0.6}_{-0.5} \pm 0.1^{+0.5}_{-0.3} \%$$
(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 :

$$w_{D_s} = 0.885 \pm 0.038 \pm 0.002 \tag{H.16}$$

Désintégration	L.S. sur $\overline{\mathcal{B}}$	$\overline{w_C}$	L.S. ou L.I. sur $\overline{w_C}$
$B^0 \to D_s^- X$	< 3.6 %	$0.880\pm0.067$	> 0.791
$B^0 \to D^+ X$	< 3.9~%	$0.058^{+3.0}_{-2.8}$	< 0.098
$B^0 \to \Lambda_c^+ X$	< 3.1~%	$0.248^{+11.9}_{-12.1}$	< 0.403

TAB. H.3: Limites supérieures incluant les erreurs systématiques et valeurs centrales des rapports  $\overline{w_C}$ 

### Annexe I

## Études plus approfondies : $B^+ \to \overline{\Lambda}_c^- pX$ et $B^+ \to D_s^- K^+ X$

#### I.1 Désintégrations $B^+ \to \overline{\Lambda}_c^- pX$

La production de  $\overline{\Lambda_c^-}$  corrélés a lieu en grande partie par des désintégrations de ce type. En effet, la conservation du nombre baryonique impose que le  $\overline{\Lambda_c^-}$  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  $\overline{\Lambda_c^-}$  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  $\overline{\Lambda_c^-}p$ . 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 :  $B^+ \to \overline{\Lambda_c^-}p\pi^+(n\pi)^0$ .

Une autre quantité intéressante et donnée par la Figure I.2 est la masse invariante de la paire  $\overline{\Lambda}_c^- p$ , à gauche dans la simulation et à droite dans les données. L'expérience BELLE a étudié les désintégrations exclusives  $Bp \to \overline{\Lambda}_c^- p\pi^+$  [95] et  $B^0 \to \overline{\Lambda}_c^- p\pi^+\pi^-$  [96] et a observé dans les deux cas une structure  $(\overline{\Lambda}_c^- p)$  large à basse masse. Il semble que cette structure apparaisse également ici dans le cas plus général des désintégrations  $B^+ \to \overline{\Lambda}_c^- pX$ par comparaison avec le Monte Carlo mais la statistique est insuffisante pour porter un jugement définitif.

#### I.2 Désintégrations $B^+ \to D_s^- K^+ X$

Les désintégrations des mésons  $B^+$  donnant un  $D_s^-$  corrélé nécessitent la création d'une paire  $s\overline{s}$  du vide. Le quark  $\overline{s}$  de cette paire s'hadronise en méson K. S'il s'agit d'un kaon chargé, la désintégration est du type  $B^+ \to D_s^- K^+ X$  et X peut être étudié en faisant la masse manquante au couple  $D_s^- K^+$ . Ceci a été réalisé en utilisant uniquement la désintégration  $D_s^- \to \phi \pi^-$  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  $\overline{\Lambda}_c^- p$  dans les désintégrations en  $\overline{\Lambda}_c^-$  corrélés  $B^+ \to \overline{\Lambda}_c^- pX$ ), à gauche dans la simulation et à droite dans les données. L'histogramme en trait plein est obtenu pour des événements où le candidat  $\overline{p}K^+\pi^-$  a une masse compatible avec celle d'un baryon  $\overline{\Lambda}_c^-$ . L'histogramme hachuré représente l'évaluation du fond combinatoire pour ces événements calculée à partir de candidats  $\overline{p}K^+\pi^-$  dont la masse est incompatible avec celle d'un  $\Lambda_c$ .



FIG. I.2: Masse  $\overline{\Lambda}_c^- p$  dans les désintégrations en  $\overline{\Lambda}_c^-$  corrélés  $B^+ \to \overline{\Lambda}_c^- pX$ ), à gauche dans la simulation et à droite dans les données. L'histogramme en trait plein est obtenu pour des événements où le candidat  $\overline{p}K^+\pi^-$  a une masse compatible avec celle d'un baryon  $\overline{\Lambda}_c^-$ . L'histogramme hachuré représente l'évaluation du fond combinatoire pour ces événements calculée à partir de candidats  $\overline{p}K^+\pi^-$  dont la masse est incompatible avec celle d'un  $\Lambda_c$ .

tôt d'un ensemble de plusieurs pions. Par comparaison, la désintégration la plus simple  $B^+ \to D_s^- K^+ \pi^+$  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 $B^+ \to \overline{D}{}^0 D^0 K^+ X$

La production de mésons D anti-corrélés provient essentiellement de transitions  $\overline{b} \to \overline{c}c\overline{s}$ dans lesquelles la fragmentation de la paire  $c\overline{s}$  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  $B \to \overline{D}^{(*)}D^{(*)}K$  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  $B \to \overline{D}^{(*)}D^{(*)}K(n\pi)$  ont donc un taux de branchement relativement important. Ces désintégrations peuvent être étudiées par masse manquante à la paire  $\overline{D}^0K^+$  ou  $D^0K^+$ .

Le résultat est donné Figure I.4, à gauche pour la masse manquante à  $\overline{D}{}^{0}K^{+}$  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  $B^{+} \rightarrow \overline{D}{}^{(*)0}D^{(*)0}K^{+}$ . Sur la Figure de gauche (masse manquante à  $\overline{D}{}^{0}K^{+}$ ) 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  $B^{+} \rightarrow \overline{D}{}^{*0}D^{*0}K^{+}$  et  $B^{+} \rightarrow \overline{D}{}^{(*)0}D^{(*)0}K^{+}n\pi$  avec n > 0.



FIG. I.4: Masse manquante à  $\overline{D}{}^{0}K^{+}$  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  $B^+ \equiv \overline{b}u$  et le quark u produit dans la fragmentation du  $W^*$  en paire  $u\overline{d}$  lors de la transition  $\overline{b} \to \overline{c}W^*$ , 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  $B^0$  :

$$\frac{\Gamma(B^+ \to X_I^+)}{\Gamma(B^0 \to X_I^0)} = 1 \tag{J.1}$$

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  $B \to DX$  des mésons B en mésons D anti-corrélés ou encore des désintégrations  $B \to D_s^+ X$  ( $D_s$  anti-corrélés), ou en terme de quarks des désintégrations  $\bar{b} \to \bar{c}c\bar{s}'$  et  $\bar{b} \to \bar{c}\ell^+\nu_\ell$ . Cette propriété se traduit directement sur les taux d'embranchement par :

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \to X_{I)}^+}{\mathcal{B}(B^0 \to X_I^0)} = \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 1.086 \pm 0.017 \tag{J.2}$$

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  $\overline{b} \to \overline{c}u\overline{d}'$  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 :

$$\frac{1 - \mathcal{B}(B^+ \to X_{NI}^+)}{1 - \mathcal{B}(B^0 \to X_{NI}^0)} = \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 1.086 \pm 0.017 \tag{J.3}$$

Le taux de branchement  $\mathcal{B}(B^+ \to X_{NI}^+)$  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 :

$$\mathcal{B}(B \to X_{NI}) = \mathcal{B}(\bar{b} \to \bar{c}X) - \mathcal{B}(\bar{b} \to \bar{c}cs') - \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \mathcal{B}(\bar{b} \to X \,\ell \,\nu_{\ell}) \tag{J.4}$$

Or le taux de branchement  $\mathcal{B}(\bar{b} \to \bar{c}cs')$  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 :

$$\mathcal{B}(B^+ \to X e^+ \nu_e) \equiv \mathcal{B}_{sl}^+ = 10.48 \pm 0.58 \pm 0.66 \tag{J.5}$$

$$\mathcal{B}(B^0 \to X e^+ \nu_e) \equiv \mathcal{B}_{sl}^0 = 11.03 \pm 0.61 \pm 0.71 \tag{J.6}$$

Enfin on supposera que le taux de branchement  $\mathcal{B}(B \to X\mu^+\nu_\mu) = \mathcal{B}_{sl}$  et que  $\mathcal{B}(B \to X\tau^+\nu_\tau) = 0.23 \times \mathcal{B}_{sl}$  [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] :

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \to X\ell^+\nu_\ell)}{\mathcal{B}(B^0 \to X\ell^+\nu_\ell)} = 0.950^{+0.117}_{-0.080} \pm 0.091 \tag{J.7}$$

La deuxième mesure est donnée par notre résultat sur la production inclusive de mésons  $D(D^0 \text{ et } D^+)$  anti-corrélés :

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \to DX)}{\mathcal{B}(B^0 \to DX)} = 1.038 \pm 0.195 \pm (syst) \tag{J.8}$$

Enfin la troisième mesure est donnée par notre résultat sur la production de  $D_s$  anticorrélés :

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \to D_s^+ X)}{\mathcal{B}(B^0 \to D_s^+ X)} = 0.763 \pm 0.109 \pm (syst)$$
(J.9)

#### J.1.2 Désintégrations NI

L'Équation J.4 s'écrit sous la forme simple :

$$\mathcal{B}(B^{+/0} \to X_{NI}) = N_{\overline{c}}^{+/0} - N_{c}^{+/0} - 2.23 \times \mathcal{B}_{sl}^{+/0}$$
(J.10)

Les nombres  $N_{\overline{c}(c)}^{+/0}$  sont mesurés dans cette analyse. L'Équation J.3 relie le rapport des temps de vie à la quantité :

$$\frac{1 - \mathcal{B}(B^+ \to X_{NI})}{1 - \mathcal{B}(B^0 \to X_{NI})} = 0.905 \pm 0.113 \pm (syst)$$
(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  $\bar{b} \to \bar{u}$  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] :

Dans l'hypothèse testée ici, la différence entre les deux largeurs partielles :

$$\Delta \Gamma = \Gamma_{B^0} - \Gamma_{B^+} = 52.6 \pm 8.8 \times 10^9 \text{ s}^{-1} \tag{J.13}$$

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  $X_I$ :

$$\Gamma^{1}_{B^{0}} = (N^{0}_{\overline{c}} - N^{0}_{c}) \times \Gamma_{B^{0}} = (432.9 \pm 26.3 \pm (syst)) \times 10^{9} \text{ s}^{-1}$$
  

$$\Gamma^{1}_{B^{+}} = (N^{+}_{\overline{c}} - N^{+}_{c}) \times \Gamma_{B^{+}} = (423.7 \pm 14.3 \pm (syst)) \times 10^{9} \text{ s}^{-1}$$

$$(J.14)$$

et d'autre part la largeur partielle des états  $X_{NI}$  seulement :

$$\Gamma_{B^{0}}(B^{0} \to X_{NI}) = \mathcal{B}(B^{0} \to X_{NI}) \times \Gamma_{B^{0}} = (272.8 \pm 29.6 \pm (syst)) \times 10^{9} \text{ s}^{-1}$$

$$\Gamma_{B^{+}}(B^{+} \to X_{NI}) = \mathcal{B}(B^{+} \to X_{NI}) \times \Gamma_{B^{+}} = (283.8 \pm 18.5 \pm (syst)) \times 10^{9} \text{ s}^{-1}$$

$$(J.15)$$

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 :

$$\Delta\Gamma(X_{NI}) = \Gamma_{B^0}(B^0 \to X_{NI}) - \Gamma_{B^+}(B^+ \to X_{NI}) = (-11.0 \pm 34.9 \pm (syst)) \times 10^9 \text{ s}^{-1} (J.16)$$

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 Japan17 (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  $2\pi$  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.* [collboration **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 *el 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 BABARPhysics 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  $\Upsilon'$  and the  $\Upsilon$  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/BFROOT/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. [collaboration BABAR], Measurement of the branching fractions for inclusive B<sup>-</sup> and B
  <sup>0</sup> decays to flavor-tagged D, D<sub>s</sub> and A<sub>c</sub>, Phys. Rev. D 70 (2004), 091106(R).
- [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  $\eta'$  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/BFROOT/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<sup>+</sup>-B<sup>0</sup> 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  $B^- \to \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^$ 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  $\overline{B}^0 \to \Lambda_c^+ \overline{p} \pi^+ \pi^-$ , 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  $(D^0, \overline{D}^0, D^{\pm}, D_s^{\pm}, \Lambda_c^{\pm})$  is measured with a new analysis method, made possible by the large statistics accumulated by the *BABAR* experiment. *B* and  $\overline{B}$  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 :  $b \to cX$ ) from the anti-correlated production (quark transitions :  $b \to \overline{c}X$ ). The results obtained on an integrated luminosity of 210 fb<sup>-1</sup> are the following :

$N_c^{B^+} = 0.970 \pm 0.042$	$N_{\overline{c}}^{B^+} = 0.262 \pm 0.034$
$N_c^{B^0} = 0.950 \pm 0.057$	$N_{\overline{c}}^{B^0} = 0.285 \pm 0.048$

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  $(D^0, \overline{D}^0, D^{\pm}, D_s^{\pm}, \Lambda_c^{\pm})$  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 :  $b \to cX$ ) de la production anti-corrélée (transitions entre quarks :  $b \to \overline{c}X$ ). Les résultats, obtenus avec une luminosité intégrée de 210 fb<sup>-1</sup>, sont les suivants :

$N_c^{B^+} = 0.970 \pm 0.042$	$N_{\overline{c}}^{B^+} = 0.262 \pm 0.034$
$N_c^{B^0} = 0.950 \pm 0.057$	$N_{\bar{c}}^{B^0} = 0.285 \pm 0.048$

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