



**HAL**  
open science

# Etude de la violation de CP dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi(ee) K_s$ , identification et reconstruction des électrons dans l'expérience LHCb

Hervé Terrier

► **To cite this version:**

Hervé Terrier. Etude de la violation de CP dans le canal  $B^0 \rightarrow J/\psi(ee) K_s$ , identification et reconstruction des électrons dans l'expérience LHCb. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2005. Français. NNT: . tel-00009645

**HAL Id: tel-00009645**

**<https://theses.hal.science/tel-00009645>**

Submitted on 1 Jul 2005

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

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

LAPP-T-2005-04

Ecole doctorale de l'Université de Savoie

THÈSE

présentée à l'Université de Savoie pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE SAVOIE

*Spécialité : Physique des Particules*

par

Hervé TERRIER

SUJET :

**Etude de la violation de  $CP$  dans le canal  
 $B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K_s^0$ , identification et reconstruction des  
électrons dans l'expérience LHCb.**

Soutenue le 15 Avril 2005 devant le jury composé de :

M. Jacques COLAS	
M. Daniel DÉCAMP	
M. Roger FORTY	Rapporteur
M. Andreas HÖCKER	Rapporteur
M. Dominique PALLIN	
M. Bolek PIETRZYK	Directeur de thèse



# Remerciements

Après trois ans passés à la préparation de cette thèse, voici venu le moment de remercier celles et ceux qui ont contribué par leur soutien, leur disponibilité, leur bonne humeur et que sais-je encore, à ce qu'elle puisse se dérouler dans les meilleures conditions possibles.

Je remercie Jacques Colas de m'avoir accueilli au sein du LAPP et d'avoir accepté de faire parti du jury.

Je souhaite ensuite remercier Bolek Pietrzyk de m'avoir encadré pendant ces trois années, car il a toujours été présent pour répondre à mes questions et pour m'encourager lors des moments difficiles, et cela dans la bonne humeur permanente.

Je tiens aussi à adresser mes remerciements à Roger Forty et Andreas Höcker d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse et qui m'ont, par leurs remarques, beaucoup aidé pour la rédaction de ce manuscrit. Je remercie également Dominique Pallin d'avoir accepté de faire parti du jury.

Je remercie l'ensemble du groupe LHCb du LAPP, en particulier Marie-Noëlle Minard qui, lors de la rédaction de ce manuscrit, m'a beaucoup aidé par ses suggestions et Daniel Décamp sous la direction duquel j'ai effectué le stage de DEA et qui, par ses explications toujours claires, m'a aidé à améliorer ma compréhension de la physique de la violation de  $CP$ . Je remercie aussi Cyril Drancourt, Nicolas Letendre, Pierre-Yves David et Nicolas Dumont-Dayot pour leur disponibilité lorsqu'il s'agissait de m'expliquer le fonctionnement des cartes électroniques.

Je remercie également Gloria Corti et Vanya Belyaev qui m'ont tant aidé lorsque je rencontrais les problèmes liés aux inévitables bugs informatiques... Je remercie aussi l'ensemble des membres de la collaboration LHCb qui font que les réunions de travail se déroulent toujours dans une bonne ambiance.

Je souhaite remercier le personnel du laboratoire pour la bonne ambiance qu'il y fait régner, en particulier Myriam qui s'occupe avec tant d'attention des thésards. Merci aussi à Pappyto, Pierre, Thomasito, Julien, Victor, Sergio, John, Fabrice, Romain, Alvisse et Dabisse, compagnons de la sodexo et du café Brunet lorsque le temps le permettait, pour les bons moments passés

## Remerciements

---

ensemble.

Enfin, je n'oublierai pas les parties de Pro Evolution Soccer 4 avec Dudu, Da, Fred et Greg (allez les gars, encore un peu d'entraînements et peut-être qu'un jour...), ni les tartiflettes du maître Marco en compagnie des Gaël, Stéphanie, Manu, Olivier, Marie-Laure, Béber et Téouta. Je n'oublierai pas non plus les week-end passés à Grenoble et ailleurs (en particulier un certain week-end à Karlsruhe) avec Malik, Tom, Micha, Kathy, Emilie, Stef, Nazilla, Alex, Patrick et Camel ; et surtout les teufs funk'n'punk du 24 Aristide Bergès... le moins que l'on puisse dire, c'est que ça changeait les idées...

Pour terminer, je voudrais remercier mes parents, Seb et Stéphanie, ainsi que l'ensemble de ma famille pour leur soutien pendant ces trois années.

A vous tous, et à tous ceux que j'ai malheureusement oublié, merci !

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Introduction à la violation de <math>CP</math></b>	<b>11</b>
1.1 Le Modèle Standard . . . . .	11
1.1.1 Généralités . . . . .	11
1.1.2 L'interaction électrofaible . . . . .	12
1.1.3 Limites du Modèle Standard . . . . .	13
1.2 La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa . . . . .	14
1.2.1 Paramétrisations de la matrice CKM . . . . .	16
1.2.2 Les triangles d'unitarité . . . . .	17
1.3 Violation de $CP$ et mésons $B$ . . . . .	19
1.3.1 Les symétries discrètes . . . . .	19
1.3.2 Le mélange des mésons $B$ . . . . .	20
1.3.3 Les différents types de violation de $CP$ . . . . .	24
1.3.4 Mesures de violation de $CP$ . . . . .	26
1.3.5 Sensibilités attendues de l'expérience LHCb . . . . .	31
1.4 Conclusion . . . . .	35
<b>2 Description de l'expérience LHCb</b>	<b>37</b>
2.1 Le collisionneur : le LHC . . . . .	37
2.1.1 Caractéristiques générales . . . . .	37
2.1.2 Les expériences du LHC . . . . .	39
2.1.3 Production de paires $b\bar{b}$ lors de collisions proton-proton . . . . .	40
2.2 Un détecteur dédié à la physique du $b$ : LHCb . . . . .	41
2.2.1 Le détecteur de vertex . . . . .	42
2.2.2 Le trajectographe . . . . .	43
2.2.3 Les détecteurs à effet Cherenkov . . . . .	45
2.2.4 Les calorimètres . . . . .	49
2.2.5 Le système à muons . . . . .	53
2.2.6 Le système de déclenchement . . . . .	55
2.2.7 Le système de déclenchement de niveau 0 . . . . .	56

TABLE DES MATIÈRES

---

2.2.8	Le système de déclenchement de niveau 1 et de haut niveau . . . . .	59
2.2.9	Modifications récentes du système de déclenchement . .	59
2.3	La simulation de l'expérience LHCb . . . . .	60
2.3.1	La génération des événements . . . . .	61
2.3.2	Les interactions des particules avec le détecteur . . . .	61
2.3.3	La réponse du détecteur . . . . .	61
2.3.4	Les échantillons d'événements Monte Carlo . . . . .	62
2.4	La reconstruction des traces . . . . .	62
2.4.1	Introduction . . . . .	63
2.4.2	Stratégie de reconstruction des traces . . . . .	64
2.4.3	Performances . . . . .	66
2.5	Conclusion . . . . .	71
<b>3</b>	<b>Identification des électrons</b>	<b>75</b>
3.1	Reconstruction des gerbes électromagnétiques . . . . .	76
3.1.1	Reconstruction des agrégats de cellules . . . . .	76
3.1.2	Sélection des <i>clusters</i> neutre et chargé . . . . .	78
3.1.3	Reconstruction de l'énergie et de la position de la gerbe	79
3.2	Les estimateurs calorimétriques . . . . .	80
3.2.1	Estimateur basé sur l'information fournie par le ECAL	82
3.2.2	Estimateur basé sur l'information fournie par le PS . .	83
3.2.3	Estimateur basé sur l'information fournie par le HCAL	85
3.3	La combinaison des estimateurs . . . . .	85
3.4	Les performances . . . . .	88
3.4.1	Les estimateurs calorimétriques . . . . .	89
3.4.2	Améliorations apportées par le RICH . . . . .	90
3.4.3	Performances globales . . . . .	91
3.5	La reconstruction des photons Bremsstrahlung . . . . .	95
3.5.1	Introduction . . . . .	95
3.5.2	L'émission de photon Bremsstrahlung dans LHCb. . . .	95
3.5.3	La méthode de reconstruction des photons Bremsstrahlung . . . . .	97
3.6	Conclusion . . . . .	101
<b>4</b>	<b>Sélection du canal <math>B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)</math></b>	<b>105</b>
4.1	$B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$ dans LHCb . . . . .	105
4.1.1	Production annuelle de $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$ . .	105
4.1.2	Acceptance géométrique et efficacité de reconstruction	106
4.1.3	Les bruits de fond potentiels . . . . .	108
4.1.4	Caractéristiques topologiques et cinématiques du signal	109

4.2	Sélection du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$ . . . . .	113
4.2.1	Reconstruction du vertex primaire . . . . .	113
4.2.2	Sélection du $J/\psi$ . . . . .	115
4.2.3	Sélection du $K_s^0$ . . . . .	120
4.2.4	Sélection du $B^0$ . . . . .	125
4.3	Réjection des bruits de fond . . . . .	135
4.4	Efficacités et nombre d'événements attendus par an . . . . .	138
4.5	Conclusion . . . . .	140
<b>5</b>	<b>Sensibilité de LHCb à la mesure de <math>\sin(2\beta)</math></b> . . . . .	<b>141</b>
5.1	Principe de la mesure . . . . .	141
5.2	Étiquetage de la saveur du méson B . . . . .	143
5.2.1	Les différentes méthodes d'étiquetage . . . . .	143
5.2.2	Combinaison des différents étiquetages et performances . . . . .	155
5.3	Résolutions . . . . .	156
5.4	Sensibilités aux mesures de $\sin(2\beta)$ et de $ \lambda_f $ . . . . .	161
5.4.1	Description de la simulation . . . . .	161
5.5	Les erreurs systématiques . . . . .	167
5.6	Conclusion . . . . .	167
	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>169</b>
	<b>Bibliographie</b> . . . . .	<b>171</b>



## TABLE DES MATIÈRES

---

# Introduction

Depuis environ trente ans, le Modèle Standard s'est construit et les diverses particules comprises dans ce modèle peu à peu découvertes. Cependant, ce modèle possède quelques lacunes. Il comprend de nombreux paramètres, et, il ne prend pas en compte la gravité, ce qui laisse à penser qu'il n'est que la réalisation à basse énergie d'une théorie plus générale. Un des buts de la physique des particules dans les prochaines années sera de contraindre ce modèle et, hypothétiquement de découvrir la physique au-delà du Modèle Standard. Dans cette optique, la violation de  $CP$  aura un rôle important à jouer. En effet, elle est directement liée à l'existence de trois générations de quarks (fait qui n'est pas expliqué par le Modèle Standard) et l'étudier pourra peut-être permettre de comprendre cette étrange réalité. De plus, les observations de l'Univers montrent que l'antimatière a quasiment disparue. Or, il peut sembler naturel de faire l'hypothèse qu'elle était présente en quantité égale à celle de la matière lors des premiers instants suivant le Big Bang. La violation de  $CP$  est nécessaire pour expliquer ce déficit [1], cependant les effets prédits par le Modèle Standard sont insuffisants pour l'expliquer [2].

Expérimentalement, la violation de  $CP$ , dans le secteur des quarks, consiste en l'étude d'asymétries présentes dans les désintégrations de mésons. Elle fut observée pour la première fois dans le système des kaons neutres [3]. Dans le système des mésons  $B$ , elle fut découverte par les expériences BABAR et BELLE en 2001 [4, 5] à partir de la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ . Ces expériences prennent encore des données et devraient en prendre durant les premières années de LHCb. Toutefois, elles fonctionnent à la résonance  $\Upsilon(4S)$  et n'ont pas accès aux mésons  $B_s^0$  et  $B_c$  qui, plus lourds que le  $B_d^0$ , sont produits dans les machines hadroniques. L'expérience LHCb qui étudiera les collisions proton-proton produites par le Large Hadron Collider du CERN tirera profit de ce fait à partir de 2007, année du début de la prise de données. Dans le premier chapitre, sont présentés les aspects théoriques de la violation de  $CP$ , certains des résultats expérimentaux produits par BABAR et BELLE, et, ceux attendus pour l'expérience LHCb.

LHCb est une expérience dédiée à la physique du  $b$  et l'ensemble de son appareillage a été développé dans cette optique. Cet appareillage et ses performances sont détaillés dans le second chapitre. Le système de déclenchement qui est l'un des points essentiels de l'expérience y est aussi décrit.

En 2000, la collaboration a décidé de modifier son appareillage pour minimiser la matière rencontrée sur le trajet des particules et optimiser le déclenchement. C'est dans le contexte de cette réoptimisation que se place cette étude qui comprend :

- l'identification des électrons et la reconstruction des photons Bremsstrahlung qu'ils émettent lors de leur passage dans la matière, présentées au chapitre 3,
- la sélection du canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K_s^0$  et la réjection des fond correspondant, détaillées au chapitre 4, et,
- l'estimation de la sensibilité de l'expérience LHCb à la mesure de  $\sin(2\beta)$  et l'étiquetage de la saveur des mésons  $B$  par les électrons décrits au chapitre 5.

# Chapitre 1

## Introduction à la violation de $CP$

*Dans ce chapitre, après une brève présentation du Modèle Standard, nous introduisons la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa puis la violation de la symétrie  $CP$  dans le secteur des mésons  $B$ . Finalement nous dressons un état des lieux des mesures des angles du triangle d'unitarité.*

### 1.1 Le Modèle Standard

#### 1.1.1 Généralités

Le Modèle Standard [6–8] est une théorie de jauge basée sur le groupe  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , décrivant les interactions forte, faible et électromagnétique, via l'échange de bosons de jauge : 8 gluons et 1 photon, de masse nulle, respectivement pour les forces forte et électromagnétique, et 3 bosons massifs,  $W^\pm$  et  $Z$ , pour la force faible. Les interactions fortes sont gouvernées par le groupe  $SU(3)_C$ , alors que les groupes  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  donnent une description unifiée des interactions électrofaibles.

Parmi les fermions, constituants élémentaires de la matière, on distingue les quarks et les leptons. Ils présentent une certaine structure et sont classés en trois familles :

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ e^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c \\ s \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t \\ b \end{bmatrix} \quad (1.1)$$

où chaque quark apparaît avec trois couleurs différentes et :

$$\begin{bmatrix} \nu_l \\ l^- \end{bmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L, \quad l_R^- \quad (1.2)$$

et

$$\begin{bmatrix} q_u \\ q_d \end{bmatrix} \equiv \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, \quad (q_u)_R, \quad (q_d)_R \quad (1.3)$$

Les indices L et R sont relatifs à l'hélicité des particules. Les champs d'hélicité gauche (droite) sont des doublets (singulets) de  $SU(2)_L$ . De plus, à chaque particule est associée une antiparticule de même masse mais de charges opposées. Les trois familles diffèrent uniquement par leurs masses et nombres quantiques.

La symétrie de jauge est brisée par le vide, entraînant une brisure spontanée de symétrie du groupe électrofaible vers le sous-groupe électromagnétique :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{QED} \quad (1.4)$$

Le mécanisme de brisure de symétrie permet de conférer des masses aux bosons de jauge de l'interaction faible et introduit une particule scalaire supplémentaire, le boson de Higgs. Les masses et mélange des fermions apparaissent aussi à travers cette brisure spontanée de symétrie.

### 1.1.2 L'interaction électrofaible

Dans le Modèle Standard, le lagrangien décrivant l'interaction électrofaible peut se décomposer de la façon suivante :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{bosons} + \mathcal{L}_{fermions} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.5)$$

où

$$\mathcal{L}_{bosons} = -\frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}^a \vec{W}^{a\ \mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (1.6)$$

avec  $\vec{W}$  et  $B$  bosons de jauge, correspond au terme cinétique des bosons libres sans masse, et

$$\mathcal{L}_{fermions} = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \left( \partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma^\mu \left( \partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Psi_R \quad (1.7)$$

décrit la propagation des fermions libres ainsi que leurs couplages aux champs de jauge  $B$  et  $\vec{W}$ . Dans  $\mathcal{L}_{fermions}$ , les  $\Psi$  sont les champs quantiques spineurs des fermions,  $g$  et  $g'$  sont les constantes de couplage des groupes de jauge  $U(1)_Y$  et  $SU(2)_L$ , et,  $Y$  est l'hypercharge définie par  $\frac{Y}{2} = I_3 + Q$  où  $I_3$  est la troisième composante de l'isospin faible et  $Q$  la charge électrique.

Ces deux lagrangiens sont invariants de jauge sous  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , mais ne contiennent pas de termes comportant la masse des particules, observée expérimentalement. Le mécanisme de Higgs [9] remédie à cela en introduisant un terme  $\mathcal{L}_{Higgs}$ , invariant sous le groupe de jauge, mais pouvant, par brisure de symétrie, donner une masse aux particules :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \left( \left( \partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Phi \right)^\dagger \left( \partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Phi - V(\Phi) \quad (1.8)$$

où  $\Phi$  est un doublet de  $SU(2)_L$ ,  $\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ , avec  $\phi^+$  et  $\phi^0$  champs scalaires complexes et où le potentiel  $V(\Phi)$  est généralement choisi comme étant égal à  $-\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2$ . Ce potentiel présente une symétrie circulaire et une infinité de minima ; choisir un minimum brise la symétrie. Pour des raisons pratiques, on choisit le minimum en développant le champ de Higgs de la façon suivante :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \text{ avec } v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}} \quad (1.9)$$

en remplaçant  $\Phi$  par son développement dans le lagrangien (1.8) ont fait apparaître les termes de masse pour les bosons. Les termes de masse pour les fermions se retrouvent dans le lagrangien de Yukawa [10] :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = - \left( 1 - \frac{h}{v} \right) \left( M_l^{jk} \bar{l}^j l^k + M_u^{jk} \bar{u}^j u^k + M_d^{jk} \bar{d}^j d^k \right) \quad (1.10)$$

où  $l, u, d$  sont les champs spineurs et  $M_l, M_u, M_d$  sont les matrices de masses. Les matrices de masse des quarks ne sont pas diagonalisables simultanément. Par convention, les quarks de type up sont choisis comme étant à la fois états propres de masse et états propres de l'interaction faible, contrairement aux quarks de type down. La matrice permettant de passer des quarks down états propres de masse aux quarks down états propres de l'interaction faible s'appelle la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [11, 12].

### 1.1.3 Limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard permet de décrire de nombreux phénomènes physiques cependant il présente quelques faiblesses. Le nombre de paramètres (19) est élevé, la gravitation n'est pas prise en compte et ce modèle ne permet

pas d'expliquer la hiérarchie des masses. De plus, les constantes de couplage associées aux trois groupes de jauge évoluent avec l'énergie, conformément aux équations du groupe de renormalisation, et convergent approximativement à une énergie d'environ  $10^{16}$  GeV, suggérant une unification des interactions forte et électrofaible. Avec une échelle de cet ordre de grandeur, la masse du boson de Higgs reçoit des corrections radiatives quadratiquement divergentes dans la valeur de cette échelle et ne peut être stabilisée qu'au prix d'ajustements fins (problème de hiérarchie de jauge). Les théories de supersymétrie apportent une solution à ce problème, cependant elles n'ont pas encore été mises en évidence expérimentalement.

De plus, des expériences ont observé récemment le changement de saveur des neutrinos, à partir de l'étude des flux de neutrinos atmosphériques (SuperKamiokande), et à partir de l'étude des sections efficaces des neutrinos solaires (SNO et SuperKamiokande). Le changement de saveur observé avec les neutrinos solaires a été confirmé par l'expérience KamLAND en utilisant des antineutrinos de réacteur [13]. Ces observations montrent que la masse des neutrinos n'est pas nulle, alors que c'est la valeur qui est utilisée dans le Modèle Standard.

## 1.2 La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Dans la partie 1.1.2 nous avons vu que cette matrice permet de passer des états propres de masse aux états propres de l'interaction faible :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \text{ avec } V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

où  $d, s$  et  $b$  sont les états propres de masses et  $d', s'$  et  $b'$  sont les états propres de l'interaction faible. Les termes de cette matrice se retrouvent dans le lagrangien électrofaible décrivant les interactions par courant chargé des quarks :

$$\mathcal{L}_{quarks/W^\pm} = -i\frac{g}{2} \left( \sum_{i=u,c,t} \sum_{j=d,s,b} \bar{j}_L V_{ij} \gamma^\mu W_\mu^+ i_L + \bar{i}_L V_{ij}^* \gamma^\mu W_\mu^- j_L \right) \quad (1.12)$$

et les amplitudes de ces interactions sont proportionnelles aux éléments de  $V_{CKM}$ . Par exemple, l'amplitude du vertex de désintégration d'un  $W^+$  ( $W^-$ ) en une paire  $u\bar{d}$  ( $\bar{c}b$ ) est proportionnelle à  $V_{ud}$  ( $V_{cb}^*$ ). De plus, si l'on applique

la transformation  $CP$  au lagrangien, les termes  $V_{ij}$  sont changés en  $V_{ij}^*$ . Par conséquent, des termes complexes dans la matrice CKM sont susceptibles d'être à l'origine de la violation de la symétrie  $CP$ .

### Nombre de paramètres indépendants

La matrice CKM est une matrice complexe et possède a priori  $2n^2$  paramètres réels ( $n$  étant le nombre de familles de quarks). Cependant cette matrice est unitaire, ce qui permet de fixer  $n^2$  paramètres. Parmi les paramètres restants,  $2n - 1$  phases peuvent être absorbées par un choix de phase des champs des quarks. Le nombre de paramètres indépendants est donc égal à  $2n^2 - n^2 - (2n - 1) = (n - 1)^2$ ;  $\frac{1}{2}n(n - 1)$  sont des angles d'Euler et  $\frac{1}{2}(n - 1)(n - 2)$  sont des phases. Pour  $n = 3$  familles,  $V_{CKM}$  possède une phase et 3 angles d'Euler.

### Conditions menant à la violation de $CP$

Les conditions les plus générales, présentées par Jarlskog dans [14], pour avoir violation de  $CP$ , imposent des contraintes sur la dégénérescence des masses des quarks de type up et down et la complexité de la matrice CKM. Elles correspondent à :

$$\det [M_u, M_d] = -2FF'J \neq 0 \quad (1.13)$$

où  $M_u$  et  $M_d$  sont les matrices de masses de l'équation (1.10), et :

$$F = (m_t - m_c)(m_t - m_u)(m_c - m_u)/m_t^3 \quad (1.14)$$

$$F' = (m_b - m_s)(m_b - m_d)(m_s - m_d)/m_b^3 \quad (1.15)$$

$J$  est l'invariant de Jarlskog et est obtenu à partir de la matrice CKM de la façon suivante :

1. on retire une ligne et une colonne,
2. avec la matrice  $2 \times 2$  restante, les éléments diagonaux sont transformés en leurs complexes conjugués,
3. on prend la partie imaginaire du produits des quatres éléments.

Il y a neuf façons différentes de former cet invariant qui mènent toutes au produit générique :

$$J = \pm \mathcal{I}m[V_{ij}V_{kl}V_{kj}^*V_{il}^*] \quad (1.16)$$

Ces neuf produits sont égaux à un signe près, à cause de l'unitarité de la matrice CKM. On notera que  $J$  est indépendant du choix de phase et que la condition (1.13) est indépendante de la paramétrisation choisie.



## 1.2.1 Paramétrisations de la matrice CKM

### Paramétrisation standard

La paramétrisation standard, utilisée par le Particle Data Group [13], correspond au produit de trois matrices de rotations [15] :

$$\begin{aligned}
 V_{CKM} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{13}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.17)
 \end{aligned}$$

où  $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$  et  $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$  avec  $\theta_{ij}$  angle de mélange entre les différentes familles.  $\delta_{13}$  est la phase à la source de la violation de  $CP$ . Avec cette paramétrisation :

$$J = c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13} \sin \delta_{13} \quad (1.18)$$

et la condition (1.13) impose que les angles de mélange soient différents de 0 et  $\pi/2$ , et que  $\delta_{13}$  soit différent de 0 et  $\pi$ .

### Paramétrisation de Wolfenstein

A partir de mesures des modules des éléments de la matrice CKM basées sur l'étude de désintégrations mettant en jeu des diagrammes à l'ordre de l'arbre, et, en supposant que :

- la matrice CKM est unitaire,
- il n'existe que 3 générations,

on obtient les modules des éléments de la matrice CKM, à 90% de niveau de confiance, suivants [13] :

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0.9739 - 0.9751 & 0.221 - 0.227 & 0.0029 - 0.0045 \\ 0.221 - 0.227 & 0.9730 - 0.9744 & 0.039 - 0.044 \\ 0.0048 - 0.014 & 0.037 - 0.043 & 0.9990 - 0.9992 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

On peut constater que  $|V_{CKM}|$  présente une certaine hiérarchie. Les éléments de la diagonale sont proches de 1, les éléments correspondant à des transitions entre première et deuxième familles sont du même ordre de grandeur, ainsi que celles entre les deuxième et troisième familles d'une part,

et première et troisième familles d'autre part. La paramétrisation de Wolfenstein [16] permet de rendre compte de cette hiérarchie, à partir de 4 paramètres,  $\lambda$ ,  $A$ ,  $\rho$  et  $\eta$  (la matrice étant développée en puissances de  $\lambda \sim |V_{us}| \sim 0.22$ ). Ces paramètres sont définis à tous les ordres en  $\lambda$ , de la façon suivante [17] :

$$\begin{aligned} s_{12} &\equiv \lambda \\ s_{23} &\equiv A\lambda^2 \\ s_{13}e^{-i\delta} &\equiv A\lambda^3(\rho - i\eta) \end{aligned} \quad (1.20)$$

En insérant dans 1.17 les termes de 1.20, on obtient l'expression de  $V_{CKM}$  en fonction de  $\lambda$ ,  $A$ ,  $\rho$  et  $\eta$ , valable à tous les ordres. Avec cette paramétrisation,  $V_{CKM}$  s'écrit [18] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \delta V \quad (1.21)$$

avec

$$\delta V = \begin{pmatrix} -\frac{1}{8}\lambda^4 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}A^2\lambda^5(1 - 2(\rho + i\eta)) & -\frac{1}{8}\lambda^4(1 + 4A^2) & 0 \\ \frac{1}{2}A\lambda^5(\rho + i\eta) & \frac{1}{2}A\lambda^4(1 - 2(\rho + i\eta)) & -\frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^6) \quad (1.22)$$

$$\text{et } J = A^2\lambda^6\eta(1 - \lambda^2/2) + \mathcal{O}(\lambda^{10}) \sim 10^{-5}.$$

### 1.2.2 Les triangles d'unitarité

L'unitarité de la matrice CKM impose six conditions d'orthogonalité qui peuvent se représenter par des triangles dans le plan complexe. Ces triangles ont tous la même aire,  $J/2$ . Deux relations sont particulièrement intéressantes pour la physique du  $b$ . La première s'obtient à partir de la première et troisième colonne et concerne le système des mésons  $B_d^0$ . La seconde s'obtient à partir de la première et de la troisième ligne et se rapporte aux mésons  $B_s^0$ . Ces relations s'écrivent respectivement :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.23)$$

$$V_{tb}V_{ub}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{td}V_{ud}^* = 0 \quad (1.24)$$

La figure 1.1 montre les deux triangles correspondant à ces équations dans le plan complexe. Les valeurs indiquées sur la figure 1.1 sont obtenues avec

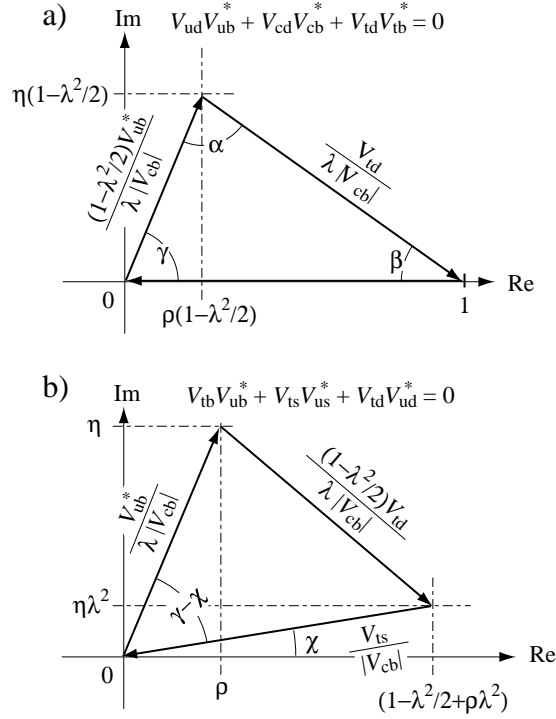


FIG. 1.1 – Les deux triangles d’unitarité correspondant aux équations (1.23) a) et (1.24) b), jusqu’à l’ordre 3 en  $\lambda$ .

la paramétrisation de Wolfenstein à l’ordre 3 en  $\lambda$ . Les différents angles sont définis par :

$$\begin{aligned}
 \alpha &\equiv \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \quad \beta \equiv \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \\
 \gamma &\equiv \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \quad \text{et} \quad \chi \equiv \arg\left(-\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{tb}V_{ts}^*}\right)
 \end{aligned} \tag{1.25}$$

on remarquera que l’on a par définition :

$$\alpha + \beta + \gamma = \pi \pmod{2\pi} \tag{1.26}$$

## 1.3 Violation de $CP$ et mésons $B$

### 1.3.1 Les symétries discrètes

#### La parité $P$

L'opération de parité  $P$  transforme les coordonnées spatiales d'un système physique en leurs opposées. Par exemple, la quantité de mouvement  $\vec{p}$  d'une particule se transforme en  $-\vec{p}$  par parité, par contre le spin  $\vec{s}$ , qui est un pseudo-vecteur, reste inchangé. Ainsi l'hélicité  $h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$  est changée en son opposée par la parité. Si l'on considère une particule, de quantité de mouvement  $\vec{p}$  et d'hélicité  $h$ , la parité agit sur l'état quantique de la particule  $|f(\vec{p}, h)\rangle$  de la façon suivante :

$$P |f(\vec{p}, h)\rangle = \eta_P |f(-\vec{p}, -h)\rangle \quad (1.27)$$

où  $\eta_P$  est la parité intrinsèque de la particule.

#### La conjugaison de charge $C$

La conjugaison de charge  $C$  consiste à remplacer toutes les caractéristiques scalaires intrinsèques d'une particule (sauf la parité et la masse) par leurs opposées. L'opérateur  $C$  agit sur l'état quantique  $|f(\vec{p}, h)\rangle$  de la particule de la façon suivante :

$$C |f(\vec{p}, h)\rangle = \eta_C |\bar{f}(\vec{p}, h)\rangle \quad (1.28)$$

où  $\eta_C$  est un facteur de phase.

#### La symétrie $T$

La symétrie  $T$  correspond au renversement du temps,  $t \rightarrow -t$ . Elle transforme l'impulsion en son opposée mais laisse les positions d'espace inchangées. L'action de l'opérateur  $T$  sur l'état quantique d'une particule est :

$$T |f(\vec{p}, h)\rangle = \eta_T^s |f(-\vec{p}, h)\rangle^* \quad (1.29)$$

où  $\eta_T^s$  est un facteur de phase dépendant du spin.

#### Le théorème $CPT$

On peut montrer, à partir d'hypothèses sur la localité et la causalité de la théorie des champs, qu'elle conserve la symétrie  $CPT$  [19–21]. Comme

conséquence la masse, la durée de vie et l'amplitude du moment magnétique dipolaire d'une particule sont égaux à ceux de son antiparticule. De nombreuses expériences (voir par exemple [22]) ont testé et testent l'invariance de cette symétrie ; aucune ne l'a mise en défaut.

### Preuves expérimentales de la violation de $C$ , $P$ et $CP$

En 1956, Lee et Yang examinèrent la question de la conservation de la parité  $P$  dans les désintégrations  $\beta$  et dans les désintégrations des hyperons et mésons [23]. Ils proposèrent des expériences pour tester cette conservation, et, en 1957, C.S Wu *et al.* observèrent, pour la première fois la violation de la parité par l'interaction faible dans la désintégration  $\beta$  du cobalt [24]. La même année, Lederman *et al.*, à partir de l'étude de la chaîne de désintégration  $\pi \rightarrow \mu\nu \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ , observèrent que la parité n'est pas conservé par l'interaction faible [25]. A partir d'un théorème de Lee, Oehme et Yang, ceci leur permit d'en déduire la violation de  $C$  par l'interaction faible. En 1964, J.H. Christenson *et al.* ont découvert la violation de  $CP$  dans le système des kaons neutres par l'observation de la désintégration  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  [3]. Enfin, dans le système des mésons  $B$  neutres, les expériences BABAR et BELLE ont observé la violation de  $CP$  en 2001 [4,5].

### 1.3.2 Le mélange des mésons $B$

#### Les mésons $B$

Les mésons  $B$  sont des états liés quark-antiquark contenant un quark  $b$ . Ils furent découverts par les expériences CUSB et CLEO en 1981 [26–28]. Le tableau 1.1 donne les masses et durée de vie des mésons  $B$ .

Méson	Masse (MeV/c <sup>2</sup> )	Durée de vie (ps)
$B_u^+(\bar{b}u)$	$5279.0 \pm 0.5$	$1.671 \pm 0.018$
$B_d^0(\bar{b}d)$	$5279.4 \pm 0.5$	$1.536 \pm 0.014$
$B_s^0(\bar{b}s)$	$5369.6 \pm 2.4$	$1.461 \pm 0.057$
$B_c^+(\bar{b}c)$	$6400 \pm 400$	$0.46_{-0.16}^{+0.18}$

TAB. 1.1 – Masse et durée de vie des différents mésons  $B$  [13].

Les mésons  $B$  sont composés de quarks de saveurs différentes. Ainsi leur désintégration ne peut avoir lieu que par l'intermédiaire d'une interaction ne conservant pas la saveur, l'interaction faible. Les diagrammes de Feynman

de la figure 1.2 représentent une désintégration d'un méson  $B$  à l'ordre de l'arbre.

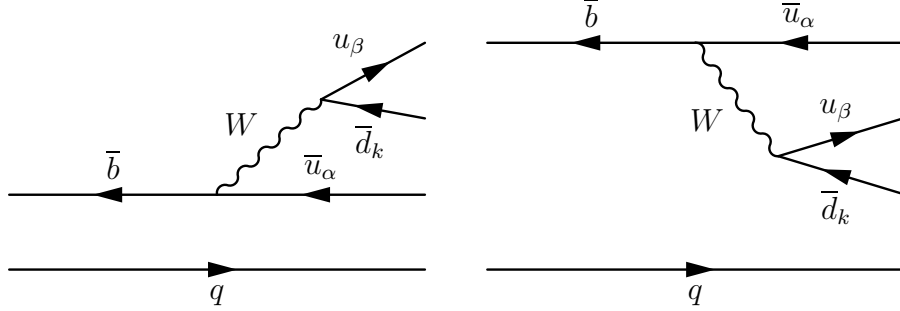


FIG. 1.2 – Diagrammes de Feynman de la désintégration d'un méson  $B$  à l'ordre de l'arbre.

Les quarks  $u_\alpha$  et  $u_\beta$  sont des quarks de type up et les quarks  $d_k$  sont des quarks de type down. Le diagramme de droite est supprimé de couleur. Si le quark  $q$  est de type down (cas des mésons  $B_d^0$  et  $B_s^0$ ) alors les mésons dans l'état final sont chargés pour le diagramme de gauche et neutres pour le diagramme de droite.

### Mélange des mésons $B$

L'existence d'états de désintégrations communs, virtuels ou réels, aux mésons  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  permet leur oscillation d'un état de saveur vers l'autre via des processus du type :

$$B^0 \Leftrightarrow X \Leftrightarrow \bar{B}^0 \quad (1.30)$$

Ainsi, un méson  $B$  produit dans un état propre de saveur  $B^0$  ou  $\bar{B}^0$ , évoluera dans le temps vers une superposition linéaire de ces états. C'est ce phénomène que l'on appelle mélange des mésons  $B$ .

L'état le plus général d'un méson  $B^0$  est de la forme :

$$|\psi(t)\rangle = a(t) |B^0\rangle + b(t) |\bar{B}^0\rangle + \sum_f c_f(t) |f\rangle \quad (1.31)$$

où les  $|f\rangle$  représentent des états vers lesquels  $B^0$  ou  $\bar{B}^0$  peuvent se désintégrer. L'évolution de cet état est régie par l'équation de Shrödinger (avec  $\hbar = 1$ ) :

$$i \frac{d|\psi(t)\rangle}{dt} = \mathcal{H} |\psi(t)\rangle \quad (1.32)$$

La résolution de cette équation avec l'état défini en 1.31 n'est faisable qu'en utilisant l'approximation de Wigner-Weisskopf [29,30] où l'on considère l'état

$$|\psi(t)\rangle = a(t) |B^0\rangle + b(t) |\bar{B}^0\rangle \quad (1.33)$$

et l'évolution temporelle de cet état est dictée par l'équation suivante :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \mathbf{R} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

La matrice  $\mathbf{R}$  n'est pas hermitique sinon les mésons  $B^0$  ne feraient qu'osciller et ne se désintégreraient pas [31]. En général, on écrit  $\mathbf{R}$  de la façon suivante :

$$\mathbf{R} = \mathbf{M} - \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma} \text{ avec } \mathbf{M} = \mathbf{M}^\dagger \text{ et } \mathbf{\Gamma} = \mathbf{\Gamma}^\dagger \quad (1.35)$$

La matrice  $\mathbf{M}$  est appelée matrice de masse (partie dispersive). Les éléments diagonaux de  $\mathbf{M}$  sont dominés par la masse des états  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  et les éléments non-diagonaux de  $\mathbf{M}$  représentent les transitions via des états intermédiaires virtuels. La matrice  $\mathbf{\Gamma}$  (partie absorptive) est la matrice de désintégration et ses éléments diagonaux décrivent les désintégrations des mésons  $B^0$  et  $\bar{B}^0$ . Ses éléments non-diagonaux représentent les transitions via des états intermédiaires réels, vers lesquels les mésons  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  peuvent se désintégrer. La conservation de la symétrie  $CPT$  implique  $M_{11} = M_{22}$  et  $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$ , et permet d'écrire les états propres de masses de la façon suivante [31] :

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p |B^0\rangle + q |\bar{B}^0\rangle \\ |B_H\rangle &= p |B^0\rangle - q |\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (1.36)$$

avec  $|p|^2 + |q|^2 = 1$ . L'évolution temporelle de ces états est :

$$\begin{aligned} |B_L(t)\rangle &= e^{-(im_L + \Gamma_L/2)t} |B_L\rangle \\ |B_H(t)\rangle &= e^{-(im_H + \Gamma_H/2)t} |B_H\rangle \end{aligned} \quad (1.37)$$

En combinant les équations 1.36 et 1.37, on obtient l'évolution temporelle d'un état pur  $|B^0\rangle$  ou  $|\bar{B}^0\rangle$  au temps  $t = 0$  :

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= g_+(t) |B^0\rangle + \frac{q}{p} g_-(t) |\bar{B}^0\rangle \\ |\bar{B}^0(t)\rangle &= g_+(t) |\bar{B}^0\rangle + \frac{p}{q} g_-(t) |B^0\rangle \end{aligned} \quad (1.38)$$

avec

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left( e^{-(im_L + \Gamma_L/2)t} \pm e^{(im_H + \Gamma_H/2)t} \right) \quad (1.39)$$

Les équations 1.38 montrent qu'un méson initialement produit dans un état propre de saveur ( $B^0$  ou  $\bar{B}^0$ ) évolue dans le temps vers un mélange de  $\bar{B}^0$  et  $B^0$ . De plus, si on suppose la violation de  $CP$  dans le mélange négligeable ( $|q/p| = 1$  voir partie 1.3.3), les probabilités qu'un méson produit dans un état de saveur donné soit observé dans le même état de saveur (+) ou dans un état de saveur opposé (−) sont données par :

$$|g_{\pm}(t)|^2 = \frac{e^{-\Gamma t}}{2} \left( \cosh \left( \frac{\Delta\Gamma}{2} t \right) \pm \cos(\Delta m t) \right) \quad (1.40)$$

où l'on a posé :

$$\begin{aligned} \Delta m &= m_H - m_L \quad , \quad m = \frac{m_H + m_L}{2} \\ \Delta\Gamma &= \Gamma_H - \Gamma_L \quad \text{et} \quad \Gamma = \frac{\Gamma_H + \Gamma_L}{2} \end{aligned} \quad (1.41)$$

Dans le Modèle Standard, les transitions  $B^0 \Leftrightarrow \bar{B}^0$  sont dues à l'interaction faible. Elles sont décrites, à l'ordre le plus bas, par les diagrammes boîte de la figure 1.3. Ces diagrammes présentent un changement de saveur  $\Delta B = 2$  et correspondent à des courants neutres de changement de saveur effectifs.

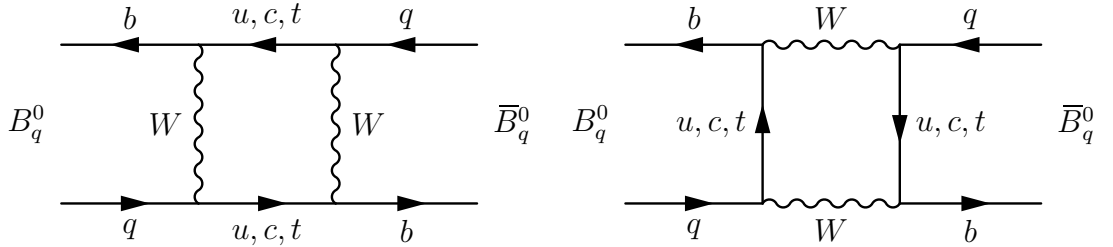


FIG. 1.3 – Diagrammes boîte dominant le mélange  $B_q^0 - \bar{B}_q^0$  ( $q = s, d$ ).

D'un point de vue expérimental, les premières mesures des oscillations de mésons  $B_d^0$ , intégrées dans le temps, furent effectuées par les expériences UA1 et ARGUS en 1987 [32, 33], en utilisant les désintégrations semi-leptoniques. Dans les mesures intégrées dans le temps, on mesure le paramètre

$$\chi = \frac{x^2 + y^2}{2(x^2 + 1)}, \quad \text{avec} \quad x = \frac{\Delta m}{\Gamma} \quad \text{et} \quad y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} \quad (1.42)$$



qui représente la probabilité intégrée dans le temps qu'un méson ait oscillé. Depuis, de nombreux résultats sur l'étude des oscillations des mésons  $B_d^0$ , dépendant du temps<sup>1</sup>, ont été publiés par les expériences ALEPH, BABAR, BELLE, CDF, DELPHI et OPAL [13]. L'ensemble de ces mesures est en accord, cependant les expériences BABAR et BELLE ont les résultats les plus précis.

La moyenne mondiale de  $\Delta m_d$  est [13] :

$$\Delta m_d = 0.502 \pm 0.007 \text{ ps}^{-1} \quad (1.43)$$

ce qui équivaut à

$$\chi_d = 0.186 \pm 0.004 \quad (1.44)$$

Les oscillations des mésons  $B_s^0$  ont aussi été l'objet de nombreuses études par les expériences ALEPH, CDF, DELPHI, OPAL et SLD [13]. Néanmoins, aucun signal d'oscillation n'a été découvert et on dispose uniquement d'une limite inférieure sur  $\Delta m_s$  :

$$\Delta m_s > 14.4 \text{ ps}^{-1} \quad \text{à 95\% de niveau de confiance} \quad (1.45)$$

Les expériences D0 et CDF à Fermilab tentent d'améliorer cette mesure.

### 1.3.3 Les différents types de violation de $CP$

L'étude de la violation de  $CP$  par les mésons  $B$  se fait en étudiant leurs désintégrations. Les amplitudes qui peuvent intervenir dans ces désintégrations sont

$$\begin{aligned} A_f &\equiv \langle f | T | B \rangle, & A_{\bar{f}} &\equiv \langle \bar{f} | T | B \rangle \\ \bar{A}_f &\equiv \langle f | T | \bar{B} \rangle, & \bar{A}_{\bar{f}} &\equiv \langle \bar{f} | T | \bar{B} \rangle \end{aligned} \quad (1.46)$$

Dans les cas où le mélange intervient, il faut aussi tenir compte du rapport  $q/p$ . Il est clair que les observables ne doivent pas dépendre d'un choix de phase des états  $f$  ou  $B$ . Les grandeurs répondant à ce critère sont  $|q/p|$  et les modules des amplitudes définies en 1.46. D'autres quantités sont invariantes par changement de phase des états  $f$  ou  $B$ , par exemple

$$\lambda_f \equiv \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} \text{ et } \lambda_{\bar{f}} \equiv \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_{\bar{f}}} \quad (1.47)$$

Ces quantités sont liées aux trois types de violation  $CP$  que nous étudierons dans la suite.

---

<sup>1</sup>dans les mesures dépendant du temps, on mesure directement  $\Delta m$

### Violation de $CP$ directe

Ce type de violation de  $CP$  peut se manifester dans les désintégrations des mésons  $B$  neutres ou chargés (pour les mésons chargés, c'est la seule manifestation de violation de  $CP$  possible, le mélange des mésons  $B$  chargés n'existant pas). Il est décrit par les différences

$$|A_f| - |\bar{A}_{\bar{f}}| \text{ et/ou } |A_{\bar{f}}| - |\bar{A}_f| \quad (1.48)$$

Dans le système des mésons  $B$ , la violation de  $CP$  directe dans la désintégration  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  a été mise en évidence par BABAR et BELLE en 2004. En moyennant les mesures de BABAR [34], BELLE [35], CDF [36] et CLEO [37] on obtient [38]

$$\begin{aligned} A_{K^-\pi^+} &\equiv \frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+) - \Gamma(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+) + \Gamma(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)} \\ &= -0.109 \pm 0.019 \end{aligned} \quad (1.49)$$

### Violation de $CP$ dans le mélange

La violation de  $CP$  dans le mélange est mise en évidence si

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1 \quad (1.50)$$

Dans le Modèle Standard, on s'attend à de faibles effets (de l'ordre de  $10^{-3}$  pour les mésons  $B_d^0$  et  $10^{-4}$  pour les mésons  $B_s^0$  [39]) Une façon de mesurer cette asymétrie expérimentalement est d'étudier les désintégrations semi-leptoniques des mésons  $B$  (où le signe du lepton donne la saveur du méson  $B$ ). Cela consiste à mesurer l'asymétrie semi-leptonique

$$\mathcal{A}_{SL} = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow l^+\nu_l X) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow l^-\bar{\nu}_l X)}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow l^+\nu_l X) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow l^-\bar{\nu}_l X)} = \frac{1 - \left| \frac{q}{p} \right|^4}{1 + \left| \frac{q}{p} \right|^4} \quad (1.51)$$

Expérimentalement, ce type de violation de  $CP$  n'a pas encore été mis en évidence et la moyenne des résultats [38] est :

$$\mathcal{A}_{SL} = (-0.05 \pm 0.71)\% \quad (1.52)$$

ce qui équivaut à :

$$\left| \frac{q}{p} \right| = 1.0003 \pm 0.0035 \quad (1.53)$$

### Violation de $CP$ dans l'interférence entre les désintégrations avec ou sans mélange

Ce type de violation de  $CP$  a lieu dans les désintégrations ayant un état final commun aux  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  et peut être vu comme l'interférence entre les processus

$$B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f \text{ et } B^0 \rightarrow f \quad (1.54)$$

Il peut être mis en évidence en étudiant les désintégrations vers un état propre de  $CP$ ,  $f_{CP}$ , en mesurant l'asymétrie  $CP$  dépendant du temps :

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} \quad (1.55)$$

Si l'on fait l'hypothèse que  $\left|\frac{q}{p}\right| = 1$  (dans la partie précédente, on a vu que cette hypothèse est vérifiée expérimentalement) et  $\Delta\Gamma = 0$  (hypothèse valable uniquement pour les mésons  $B_d^0$ ), l'expression 1.55 devient :

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \mathcal{A}_f^{\text{dir}} \cos(\Delta mt) + \mathcal{A}_f^{\text{mix}} \sin(\Delta mt) \quad (1.56)$$

où

$$\mathcal{A}_f^{\text{dir}} = \frac{|\lambda_f|^2 - 1}{|\lambda_f|^2 + 1} \quad \text{et} \quad \mathcal{A}_f^{\text{mix}} = \frac{2 \mathcal{I}m(\lambda_f)}{|\lambda_f|^2 + 1} \quad (1.57)$$

$\mathcal{A}_f^{\text{dir}}$  paramétrise la violation de  $CP$  directe et  $\mathcal{A}_f^{\text{mix}}$  la violation de  $CP$  dans l'interférence entre les désintégrations avec ou sans mélange. On voit dans l'équation 1.57 que toute l'information relative à la violation de  $CP$  est contenue dans le paramètre  $\lambda_f$ .

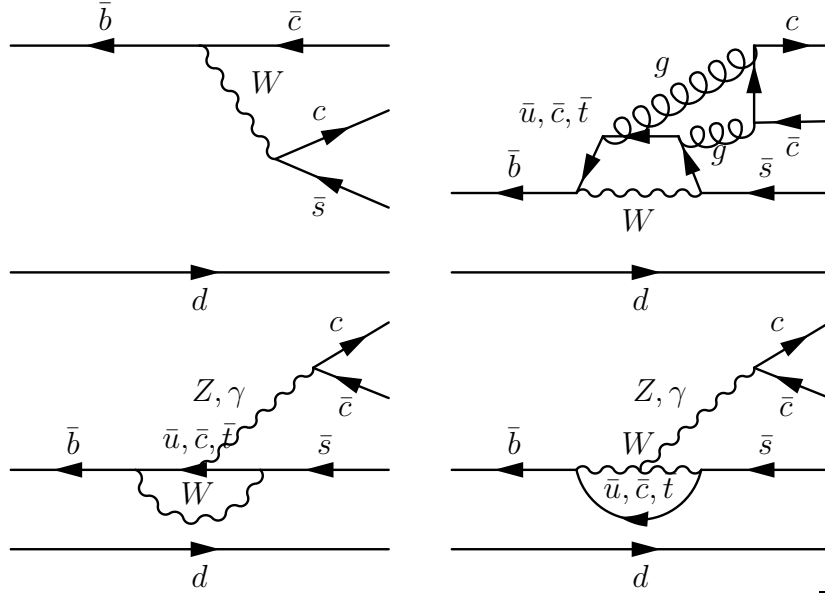
#### 1.3.4 Mesures de violation de $CP$

##### Cas de la désintégration $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$

On peut considérer que  $J/\psi K_s^0$  est un état propre de  $CP$ , avec la valeur propre  $-1$ . En effet,  $J/\psi$  et  $K_s^0$  (on néglige la violation de  $CP$  indirecte dans le système des kaons neutres) sont états propres de  $CP$  avec les valeurs propres  $+1$  et ces mésons sont produits avec un moment angulaire  $L = 1$ , ainsi :

$$CP(J/\psi K_s^0) = CP(J/\psi)CP(K_s^0)(-1)^L = (+1)(+1)(-1)^1 = -1 \quad (1.58)$$

La désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  correspond, au niveau des quarks, à la transition  $\bar{b} \rightarrow c\bar{c}s$  pour laquelle interviennent les diagrammes de la figure 1.2.


 TAB. 1.2 – Diagrammes de Feynman contribuant à la désintégration  $\bar{b} \rightarrow c\bar{c}$ .

Dans ces diagrammes, où le quark  $d$  est considéré comme un quark spectateur, les états finals accessibles aux  $B_d^0$  et  $\bar{B}_d^0$  sont respectivement  $J/\psi K^0$  et  $J/\psi \bar{K}^0$ . Ainsi la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  n'est possible que grâce au mélange  $K^0-\bar{K}^0$  dont il faut tenir compte dans la détermination de  $\lambda_f$ . Le diagramme pingouin gluonique comprend au moins deux gluons car l'état final  $c\bar{c}$  doit être un singulet de couleur (trois gluons sont nécessaires si l'état final est un  $J/\psi$ ). Bien qu'il soit supprimé de couleur le diagramme dominant est le diagramme en arbre. En effet, les diagrammes pingouins sont supprimés par un facteur de boucle [31]. De plus, le diagramme pingouin avec un quark  $u$  dans la boucle est supprimé de Cabibbo (il fait intervenir le terme  $V_{us}V_{ub}^* \sim \lambda^4$ ), celui avec le quark  $c$  n'apporte aucune phase faible et celui avec le quark  $t$  comporte une phase faible mais qui est supprimée de Cabibbo (négliger la contribution de ces différents diagrammes apporte une erreur de l'ordre de 1% entre les quantités mesurées et les valeurs théoriques). Finalement on arrive à [40]

$$\lambda_{B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0} = -\text{sign}(B_B) \frac{V_{tb}^* V_{td} V_{us} V_{ud}^* V_{cb} V_{cs}^*}{V_{tb} V_{td}^* V_{us}^* V_{ud} V_{cb}^* V_{cs}}$$

où  $\text{sign}(B_B)$  est le rapport entre les contributions à petite distance au mélange  $B^0-\bar{B}^0$  et leur valeur dans l'approximation de l'insertion du vide (voir la référence [40]).  $B_B$  se calcule à partir de méthodes utilisant la QCD

sur réseau et  $B_B = 1.10 \pm 0.15$  [41]. Ainsi on obtient

$$\lambda_{B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0} = -e^{-2i(\beta - \chi')} \quad (1.59)$$

où

$$\chi' \equiv \arg \left( -\frac{V_{us} V_{ud}^*}{V_{cs} V_{cd}^*} \right) \approx A^2 \lambda^4 \eta \quad (1.60)$$

D'après 1.59  $|\lambda_{B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0}| = 1$  et il n'y a pas de violation de  $CP$  directe. De plus,  $\chi'$  peut être négligé et finalement

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \sin(2\beta) \sin(\Delta mt) \quad (1.61)$$

La mesure de cette asymétrie permet donc de mesurer  $\sin(2\beta)$  mais ne permet pas de déterminer  $\beta$  sans ambiguïtés, les différentes solutions étant  $\beta$ ,  $\frac{\pi}{2} - \beta$ ,  $\pi + \beta$  et  $\frac{3\pi}{2} - \beta$ .

Après les premières mesures de  $\sin(2\beta)$  avec le mode  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  effectuées par OPAL [42], CDF [43] et ALEPH [44], les premières observations de violation de  $CP$  avec ce canal furent réalisées par BABAR [4] et BELLE [5]. Lorsque l'on moyenne les résultats de BABAR et BELLE en tenant compte de tous les modes charmonium, on obtient [45] :

$$\sin(2\beta) = 0.726 \pm 0.037 \quad (1.62)$$

Dans la suite, nous présentons l'étude de ce canal et de la sensibilité à la mesure de  $\sin(2\beta)$  dans le cadre de l'expérience LHCb.

Remarque :

- Les contraintes apportées par cette mesure de  $\sin(2\beta)$ , ajoutées à celles de  $|V_{ub}/V_{cb}|$ ,  $\epsilon_K$  et du mélange des mésons  $B_d^0$  et  $B_s^0$  sur le triangle d'unitarité de la figure 1.1 a) sont représentées sur la figure 1.4. La méthode utilisée pour l'ajustement des différentes données est précisée dans les références [18, 46]. Cette figure montre que les différentes mesures concordent entre elles et que la description par le Modèle Standard de la violation de  $CP$  n'a, pour l'instant, pas été mis en défaut.
- La première contrainte sur  $\cos(2\beta)$  a été présentée par BABAR [47] en étudiant la violation de  $CP$  dans le canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K^*$  par une analyse angulaire dépendante du temps. La valeur obtenue est

$$\cos(2\beta) = +2.72_{-0.79}^{+0.50} \pm 0.27 \quad (1.63)$$

excluant une valeur négative de  $\cos(2\beta)$  à 89% de niveau de confiance. Avec plus de données, cette mesure permettra d'éliminer les ambiguïtés  $\frac{3\pi}{2} - \beta$  et  $\frac{\pi}{2} - \beta$ .

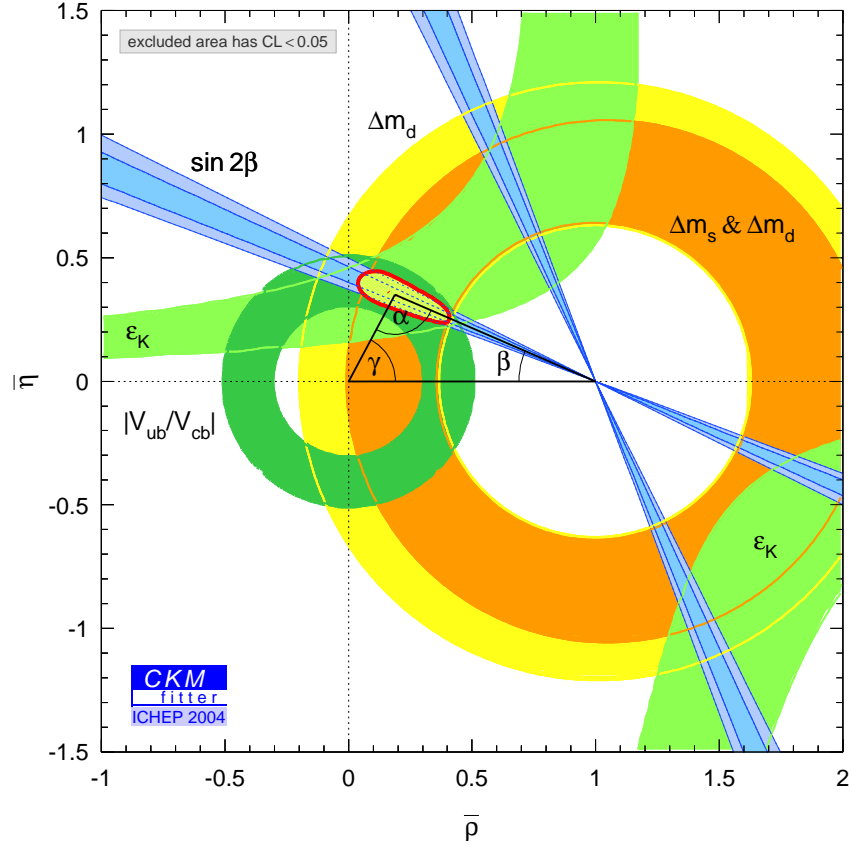


FIG. 1.4 – Contraintes sur le sommet du triangle de la figure 1.1 a) ( $\bar{\rho} + i\bar{\eta} \equiv -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}$ )

### Autres modes mesurant $\sin(2\beta)$

L'intérêt de mesurer  $\sin(2\beta)$  avec d'autres modes est que ceux-ci peuvent être dominés par différents diagrammes et ainsi être sensibles à des effets de nouvelle physique dus à la présence de nouvelles particules dans les boucles. Par exemple, les transitions  $b \rightarrow s$  ( $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ ,  $B^0 \rightarrow \eta' K_s^0$ , ...) sont dominées par des diagrammes pingouins sensibles à la présence de nouvelles particules dans la boucle interne. Dans le Modèle Standard, la valeur de  $\mathcal{A}_f^{mix}$  pour ces modes peut être considérée comme égale à celle du canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  avec une précision de l'ordre de  $\lambda^2 \sim 0.05$  [38]. Les moyennes des mesures de BABAR et BELLE pour différents canaux permettant la mesure de  $\sin(2\beta)$  montrent une déviation par rapport à la mesure à partir du canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  mais sont pour l'instant insuffisants pour clamer la découverte de nouvelle physique. De plus, on notera que la comparaison des différentes

mesures est délicate car les erreurs théoriques ne sont pas les mêmes suivant les canaux.

### Mesures de l'angle $\alpha$

Dans le système des mésons  $B^0$ , l'angle  $\alpha$  ( $\equiv \pi - \beta - \gamma$ ) peut être mesuré via les transitions  $b \rightarrow u\bar{u}d$  représentées par les modes  $B^0 \rightarrow \pi\pi$ ,  $B^0 \rightarrow \rho\pi$  et  $B^0 \rightarrow \rho\rho$  dont l'analyse se fait en utilisant la symétrie d'isospin. L'étude du mode  $B^0 \rightarrow \pi\pi$  manque pour le moment de statistique et permet seulement d'obtenir la limite supérieure [38]

$$|\alpha - \alpha_{eff}| < 37\% \quad \text{à 90\% de niveau de confiance} \quad (1.64)$$

$\alpha_{eff}$  comprenant la pollution due aux diagrammes pingouins.

L'étude du canal  $B^0 \rightarrow \rho\rho$  est à priori plus difficile car le  $\rho$  est une particule vecteur et l'état final  $\rho\rho$  est un mélange d'états propres de  $CP$  avec les valeurs propres  $\pm 1$ . Toutefois les données expérimentales indiquent que les contributions venant de la polarisation longitudinale dominent cette désintégration. De plus la mesure du rapport d'embranchement du canal  $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$  montre que la contribution des diagrammes pingouins est faible. Cela a permis à BABAR [48] d'obtenir la première mesure de l'angle  $\alpha$  avec

$$\alpha = (96 \pm 10 \pm 4 \pm 11)^\circ \quad (1.65)$$

la dernière incertitude étant due à la contribution des diagrammes pingouins.

Enfin BABAR a étudié le canal  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  avec la méthode de Snyder-Quinn [49] et obtenu

$$\alpha = (113_{-17}^{+27} \pm 6)^\circ \quad (1.66)$$

Si l'on combine les mesures 1.64, 1.65 et 1.66 on obtient [38]

$$\alpha = (103 \pm 11)^\circ \quad (1.67)$$

On notera que la valeur de l'angle  $\alpha$  déterminée expérimentalement est déjà plus précise que celle obtenue à partir de l'ajustement de la figure 1.4 qui donne  $\alpha = (98 \pm 16)^\circ$  [18].

### Mesures de l'angle $\gamma$

Les méthodes pour mesurer l'angle  $\gamma$  s'appuient sur les interférences entre les transitions  $b \rightarrow c\bar{u}s$  et  $b \rightarrow u\bar{c}s$ . Certaines méthodes [50–53] présentent de

très faibles incertitudes théoriques. Les premières mesures, basées sur l'analyse Dalitz de la désintégration du  $D$  en  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ , le  $D$  venant de la désintégration  $B^\pm \rightarrow D^{(*)} K^\pm$  ont été présentées par BABAR et BELLE [38].

BELLE obtient

$$\gamma = (77_{-19}^{+17} \pm 13 \pm 11)^\circ \quad (1.68)$$

et BABAR

$$\gamma = (88 \pm 41 \pm 19 \pm 10)^\circ \quad (1.69)$$

la dernière incertitude étant dûe au modèle utilis e pour le diagramme de Dalitz. L'incertitude de la mesure de BABAR est plus importante que celle de BELLE car elle est inversement proportionnelle au rapport

$$r_B \equiv \frac{A(B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-)}{A(B^- \rightarrow D^0 K^-)} \quad (1.70)$$

dont la mesure de BELLE donne  $r_B = 0.26_{-0.15}^{+0.11} \pm 0.03 \pm 0.04$  et celle de BABAR  $r_B < 0.18$  à 90% de niveau de confiance.

### 1.3.5 Sensibilités attendues de l'expérience LHCb

Les résultats pr esent es ici sont tir es de la référence [54]. Les erreurs statistiques sont estimées après un an de prise de données, soit une luminosité intégrée de  $2 \text{ fb}^{-1}$  ( $10^7 \text{ s}$  à une luminosité instantanée de  $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), et, en supposant une section efficace de production de paire  $b\bar{b}$  de  $500 \mu\text{b}$ .

#### L'angle $\alpha$ avec $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

LHCb devrait mesurer  $\alpha$  avec une analyse dépendant du temps du diagramme de Dalitz de la désintégration  $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  [55]. Cette méthode s'appuie sur l'approche de Snyder-Quinn [49]. L'erreur statistique attendue après un an est  $\lesssim 10^\circ$ .

#### L'angle $\beta$ avec $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$

La mesure de l'angle  $\beta$  avec le canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  sera détaillée dans le chapitre 5. L'incertitude statistique attendue sur  $\beta$  est  $0.7^\circ$ . D'autres mesures à partir de différents canaux sont envisagées, cependant les sensibilités attendues n'ont pas encore été estimées.



**La phase du mélange des mésons  $B_s^0$  ( $\phi_s$ ) et  $\Delta\Gamma_s$  avec  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$** 

Le canal  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  est l'analogie SU(3) du canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  et est utilisé pour mesurer la phase  $\phi_s$  de l'oscillation  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  à partir de mesure d'asymétries dépendant du temps [56]. Dans le Modèle Standard,  $\phi_s = -2\chi = -2\eta\lambda^2 \sim -0.04$  et l'observation de larges asymétries  $CP$  serait un signe de nouvelle physique. Les précisions statistiques attendues sur  $\sin(\phi_s)$  et  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$  en fonction de  $\Delta m_s$ ,  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ ,  $\sin(\phi_s)$  et  $R_T$  (fraction des désintégrations correspondant à des valeurs propres impaires de  $CP$ ) sont présentées dans le tableau 1.3.

$\Delta m_s$ en $ps^{-1}$	15	20	25	30
$\sigma(\sin(\phi_s))$	0.057	0.064	0.075	0.088
$\sigma(\Delta\Gamma_s/\Gamma_s)$	0.018	0.018	0.018	0.018
$\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$	0	0.1	0.2	
$\sigma(\sin(\phi_s))$	0.059	0.064	0.070	
$\sigma(\Delta\Gamma_s/\Gamma_s)$	0.015	0.018	0.019	
$\sin(\phi_s)$	0	-0.04	-0.1	-0.2
$\sigma(\sin(\phi_s))$	0.064	0.064	0.064	0.066
$\sigma(\Delta\Gamma_s/\Gamma_s)$	0.018	0.018	0.018	0.018
$R_T$	0.1	0.2	0.3	
$\sigma(\sin(\phi_s))$	0.050	0.064	0.084	
$\sigma(\Delta\Gamma_s/\Gamma_s)$	0.015	0.018	0.019	

TAB. 1.3 – Erreurs statistiques attendues après un an de prise de données sur  $\sin(\phi_s)$  et  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ , pour différentes valeurs de  $\Delta m_s$ ,  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ ,  $\sin(\phi_s)$  et  $R_T$ . Les valeurs nominales de ces paramètres sont respectivement  $20 ps^{-1}$ ,  $0.1$ ,  $-0.04$  et  $0.2$ . Ce tableau est tiré de la référence [54].

 **$\Delta m_s$  avec  $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$  et  $\gamma$  avec  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$** 

La mesure de  $\Delta m_s$  sera faite à partir du canal  $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$  [57, 58]. Pour ce canal, une seule amplitude, correspondant à un diagramme en arbre, intervient dans la désintégration et seules les transitions  $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$  et  $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$  sont possibles et cette désintégration est spécifique de saveur. L'asymétrie dépendant du temps est

$$\mathcal{A}_{flav}(t) = \frac{\Gamma_{\bar{B} \rightarrow f} - \Gamma_{B \rightarrow f}}{\Gamma_{\bar{B} \rightarrow f} + \Gamma_{B \rightarrow f}} = -D \frac{\cos(\Delta m_s t)}{\cosh(\Delta\Gamma_s t)} \quad (1.71)$$

où  $D$  est un facteur de dilution dû aux mauvais étiquetage et à la résolution expérimentale. Cette asymétrie permet de mesurer  $\Delta m_s$  et éventuellement  $\Delta\Gamma_s$ . L'incertitude statistique sur  $\Delta m_s$  après un an de prise de données est présentée dans le tableau 1.4. Enfin, la valeur maximale de  $\Delta m_s$  permettant une observation avec une signification statistique d'au moins  $5\sigma$  est  $68 \text{ ps}^{-1}$ .

La désintégration  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$  peut se faire via deux diagrammes en

$\Delta m_s$ en $\text{ps}^{-1}$	15	20	25	30
$\sigma(\Delta m_s)$	0.009	0.011	0.013	0.016

TAB. 1.4 – *Erreur statistique attendue après un an de prise de données sur  $\Delta m_s$ , pour différentes valeurs de  $\Delta m_s$  et avec  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s = 10\%$ . Ce tableau est tiré de la référence [54].*

arbre dont l'interférence donne accès à la phase  $\gamma + \phi_s$  et donc à l'angle  $\gamma$  si  $\phi_s$  est déterminé par d'autres analyses [57, 58]. Le tableau 1.5 donne l'erreur statistique après un an de prise de données en fonction des différents paramètres physiques.

$\Delta m_s$ en $\text{ps}^{-1}$	15	20	25	30
$\sigma(\gamma + \phi_s)$	12.1	14.2	16.2	18.3

$\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$	0	0.1	0.2
$\sigma(\gamma + \phi_s)$	14.7	14.2	12.9

$\gamma + \phi_s$	55	65	75	85	95	105
$\sigma(\gamma + \phi_s)$	14.5	14.2	15.0	15.0	15.1	15.2

$\Delta_{T1/T2}$	-20	-10	0	+10	+20
$\sigma(\gamma + \phi_s)$	13.9	14.1	14.2	14.5	14.6

TAB. 1.5 – *Erreurs statistiques attendues après un an de prise de données sur  $\sigma(\gamma + \phi_s)$ , pour différentes valeurs de  $\Delta m_s$ ,  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ ,  $\gamma + \phi_s$  et  $\Delta_{T1/T2}$  (différence de phase forte entre les deux diagrammes en arbres). Les valeurs nominales de ces paramètres sont respectivement  $20 \text{ ps}^{-1}$ ,  $0.1$ ,  $65^\circ$  et  $0^\circ$ . Ce tableau est tiré de la référence [54].*

**L'angle  $\gamma$  avec  $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$**

La combinaison des mesures d'asymétries  $CP$  dépendant du temps avec les désintégrations  $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$  permet d'accéder à l'angle

$\gamma$  [59,60]. Cette méthode repose sur l'hypothèse de symétrie  $SU(3)$  des interactions fortes et sur les mesures des phases de mélange des mésons  $B^0$  et  $B_s^0$ . Le tableau 1.6 montre l'erreur statistique après un an de prise de donnée en fonction des différents paramètres physiques.

$\Delta m_s$ en $ps^{-1}$	15	20	25	30		
$\sigma(\gamma)$	4.0	4.9	5.9	8.5		
$\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$	0	0.1	0.2			
$\sigma(\gamma)$	5.2	4.9	4.5			
$\gamma$	55	65	75	85	95	105
$\sigma(\gamma)$	5.8	4.9	4.3	4.7	4.7	4.7
$\theta$	120	140	160	180	200	
$\sigma(\gamma)$	3.8	3.8	4.9	6.7	5.2	
$d$	0.1	0.2	0.3	0.4		
$\sigma(\gamma)$	1.8	2.7	4.9	9.0		
$\phi_s$	0	-0.04	-0.1	-0.2		
$\sigma(\gamma)$	4.9	4.9	4.9	5.4		

TAB. 1.6 – Erreurs statistiques attendues après un an de prise de données sur  $\gamma$ , pour différentes valeurs de  $\Delta m_s$ ,  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ ,  $\gamma$ ,  $\theta$ ,  $d$  et  $\phi_s$ .  $d$  et  $\theta$  sont le module et la phase du rapport de l'amplitude des diagrammes pingouins-arbres. Les valeurs nominales de ces paramètres sont respectivement  $20 ps^{-1}$ ,  $0.1$ ,  $65^\circ$ ,  $0.3$  et  $160^\circ$ .  $\phi_s$  est donné en radians et  $\gamma$ ,  $\theta$  et  $\sigma(\gamma)$  sont en degrés. Ce tableau est tiré de la référence [54].

### L'angle $\gamma$ avec $B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ et $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}$

Cette méthode repose sur la mesure des rapports d'embranchement des canaux  $B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ ,  $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}$  et  $B_d^0 \rightarrow D_{CP}^0 K^{*0}$  et de leur conjugué  $CP$  [61–63] à partir desquels l'extraction de l'angle  $\gamma$  et de la différence de phase forte ( $\Delta$ ) entre les diagrammes en arbre des désintégrations  $B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$  et  $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}$  est possible. Le tableau 1.7 donne l'erreur statistique attendue après un an de prise de donnée pour différentes valeurs de  $\gamma$  et avec  $\Delta$  égale à 0.

$\gamma$ ( $^\circ$ )	55	65	75	85	95	105
$\sigma(\gamma)$ ( $^\circ$ )	9.0	8.2	7.6	7.1	7.0	7.0

TAB. 1.7 – *Erreur statistique attendue après un an de prise de données sur  $\gamma$ , pour différentes valeurs de  $\gamma$  et avec  $\Delta$  égale à 0. Ce tableau est tiré de la référence [54].*

## 1.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de voir comment la violation de  $CP$  est décrite dans le Modèle Standard par la présence d'une phase, due à l'existence des trois familles de quarks, dans la matrice CKM. Les mésons  $B$  sont les candidats idéals pour l'étude de la violation  $CP$ , leurs désintégrations faisant intervenir les trois familles de quarks dès l'ordre de l'arbre. De nombreuses mesures de violation  $CP$  ont déjà été effectuées principalement par les expériences BABAR et BELLE, cependant de nouvelles mesures sont nécessaires. Dans cette optique, LHCb dispose d'un large programme de physique qui pourrait lui permettre de mettre en évidence la nouvelle physique se présentant sous différents aspects, cela en complémentarité des usines à  $B$ .



# Chapitre 2

## Description de l'expérience LHCb

*Dans ce chapitre nous présentons le cadre expérimental dans lequel s'inscrit l'expérience LHCb, qui est dédiée à l'étude de la violation de CP par les mésons B, des désintégrations rares des mésons B et des baryons beaux. Dans la première partie nous exposons les caractéristiques du collisionneur LHC qui assurera la production des mésons B via des collisions proton-proton, puis nous décrivons le détecteur LHCb, sa simulation et la reconstruction des traces.*

### 2.1 Le collisionneur : le LHC

#### 2.1.1 Caractéristiques générales

Ce collisionneur est actuellement en construction auprès du Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) à Genève. Il sera situé dans le tunnel de 27 kilomètres de circonférence qui était utilisé jusqu'en 2000 par le collisionneur LEP (Large Electron Positron). Le LHC produira des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et des collisions Pb-Pb avec une énergie de 2.76 TeV par nucléon. Ces dernières seront étudiées par l'expérience ALICE. Dans la suite nous nous concentrons sur les caractéristiques du LHC pour les collisions proton-proton correspondant aux collisions étudiées par LHCb. Pour atteindre l'énergie de 14 TeV dans le centre de masse, une montée progressive en énergie est nécessaire. Elle est assurée par une succession d'accélérateurs, illustrée par la figure 2.1 dont la composition est la suivante :

- l'accélérateur linéaire LINAC qui confère aux protons une énergie de

- 50 MeV, suivi par quatre accélérateurs circulaires,
- le Booster faisant passer cette énergie à 1.4 GeV,
- le PS qui poursuit cette ascension jusqu'à 26 GeV,
- le SPS qui accélère les particules jusqu'à 450 GeV et enfin
- le LHC qui augmente l'énergie des protons pour atteindre 7 TeV.

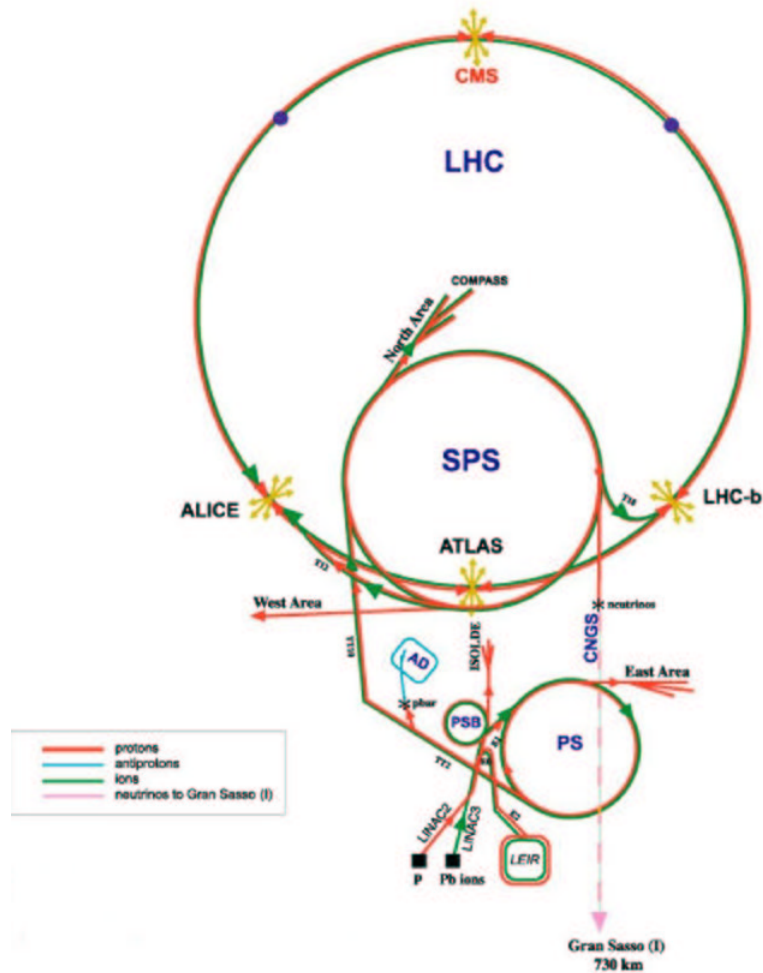


FIG. 2.1 – Le LHC et l'ensemble des pré-accelérateurs (figure tirée de la référence [64]).

Dans le LHC, les paquets de protons sont espacés de 25 nanosecondes ce qui correspond à une fréquence de 40 MHz. Toutefois, les fréquences des accélérateurs constituant la chaîne de la figure 2.1, sont différentes, entraînant la présence de paquets vides dans le LHC. Ainsi la fréquence de croisement de paquets non vides au point d'interaction de LHCb sera 30 MHz.

La luminosité nominale du LHC est  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . À cette luminosité, 23 interactions proton-proton se produisent par croisement et le nombre de particules présentes par événement est très élevé. Ceci n'est pas propice à l'étude des mésons  $B$  car il devient très difficile de séparer le bruit de fond du signal et de déterminer les vertex de création et de désintégration des mésons  $B$ , éléments essentiels de nombreuses études de violation de  $CP$ . Pour cette raison la luminosité nominale au point d'interaction de LHCb sera  $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , diminuant ainsi le nombre d'interactions par croisement de faisceau (voir figure 2.2). Cette luminosité sera obtenue en jouant sur la focalisation du faisceau. On notera que, avec cette luminosité, le détecteur est moins sensible aux problèmes liés aux radiations.

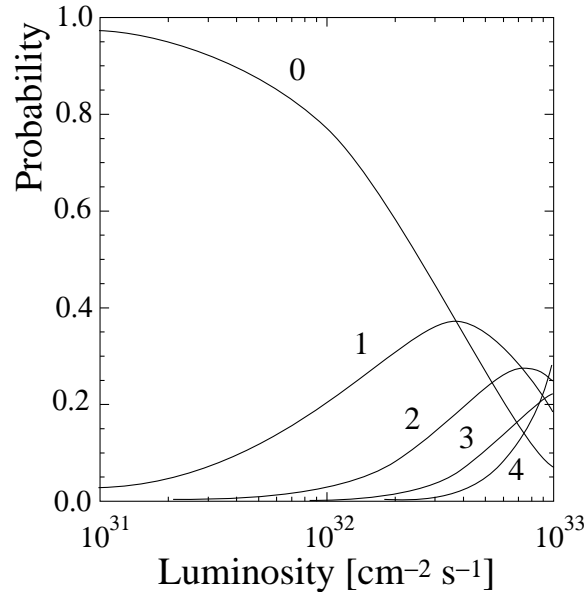


FIG. 2.2 – Probabilité que 0,1,2,3 et 4 interactions aient lieu par croisement de paquets de protons en fonction de la luminosité (cette figure est tirée de la référence [65]).

### 2.1.2 Les expériences du LHC

Sur la figure 2.1, les ensembles de flèches symbolisent les points où les collisions proton-proton auront lieu. Ils correspondent aux lieux où prendront place les détecteurs des cinq expériences du LHC : ALICE [66–68], ATLAS [69], CMS [70], LHCb [65] et TOTEM [71,72], qui se situera au même point d'interaction que CMS. ALICE est une expérience dédiée à l'étude du



plasma quark-gluon qui étudiera les collisions Pb-Pb, ATLAS et CMS auront divers sujets d'étude dont le principal est la brisure de symétrie de l'interaction électrofaible par le mécanisme de Higgs. On notera que les expériences ATLAS et CMS ont aussi un programme de physique du  $B$ . TOTEM mesurera la section efficace totale des collision proton-proton et étudiera les diffusions élastiques et les processus diffractifs. Quant à LHCb c'est une expérience dédiée à l'étude du quark  $b$ .

### 2.1.3 Production de paires $b\bar{b}$ lors de collisions proton-proton

La production de paires de quarks  $b\bar{b}$  lors de collisions proton-proton se fait par l'intermédiaire de l'interaction forte dont la figure 2.3 représente des exemples de diagrammes de Feynman.

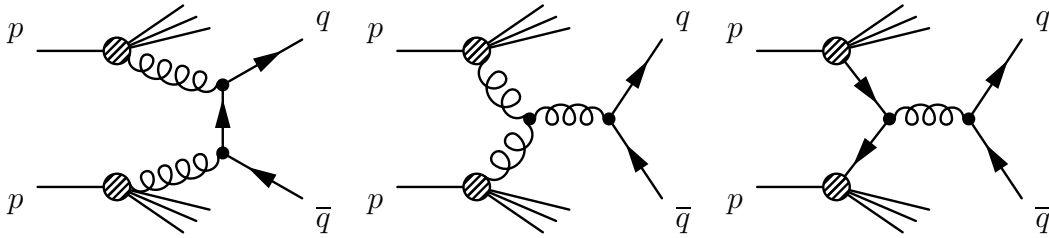


FIG. 2.3 – Diagrammes de Feynman de la production d'une paire  $b\bar{b}$ , à l'ordre le plus bas ( $\alpha_s^2$ ), lors de collisions proton-proton.

Les simulations reproduisant ces processus montrent qu'à haute énergie, les paires de quarks  $b\bar{b}$  sont majoritairement produits dans un cône faisant un faible angle avec le faisceau de protons (voir figure 2.4).

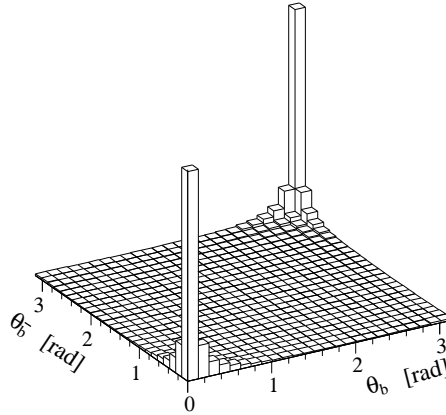


FIG. 2.4 – Angle polaire des quarks  $b$  et  $\bar{b}$  produits lors d’interaction proton-proton au LHC (cette figure a été obtenue par le générateur *PYTHIA* et est tirée de la référence [65])

La géométrie du détecteur LHCb a été influencée par cette distribution. En effet LHCb est un détecteur “un bras” avec une couverture angulaire limitée (de 10 à 300 mrad dans le plan où les trajectoires des particules sont courbées par le champ magnétique ( $Oxz$ ) et de 10 à 250 mrad dans l’autre plan ( $Oyz$ )). La figure 2.5 représente le détecteur LHCb vu de côté. Dans la prochaine partie, nous présentons les différents éléments de ce détecteur.

## 2.2 Un détecteur dédié à la physique du $b$ : LHCb

LHCb est composé de plusieurs sous-détecteurs. En partant du point d’interaction, on trouve :

- le détecteur de vertex (VELO),
- le premier détecteur à effet Cherenkov (RICH1),
- le trajectographe composé d’une station située avant l’aimant (TT) et de trois après (T1-T3),
- le second détecteur à effet Cherenkov (RICH2),
- le détecteur à pavés scintillants (SPD), le détecteur de pied de gerbe (PS) suivi d’un calorimètre électromagnétique (ECAL) et d’un calorimètre hadronique (HCAL), et,
- le système à muons (dont la première chambre est située entre le RICH2 et le SPD).

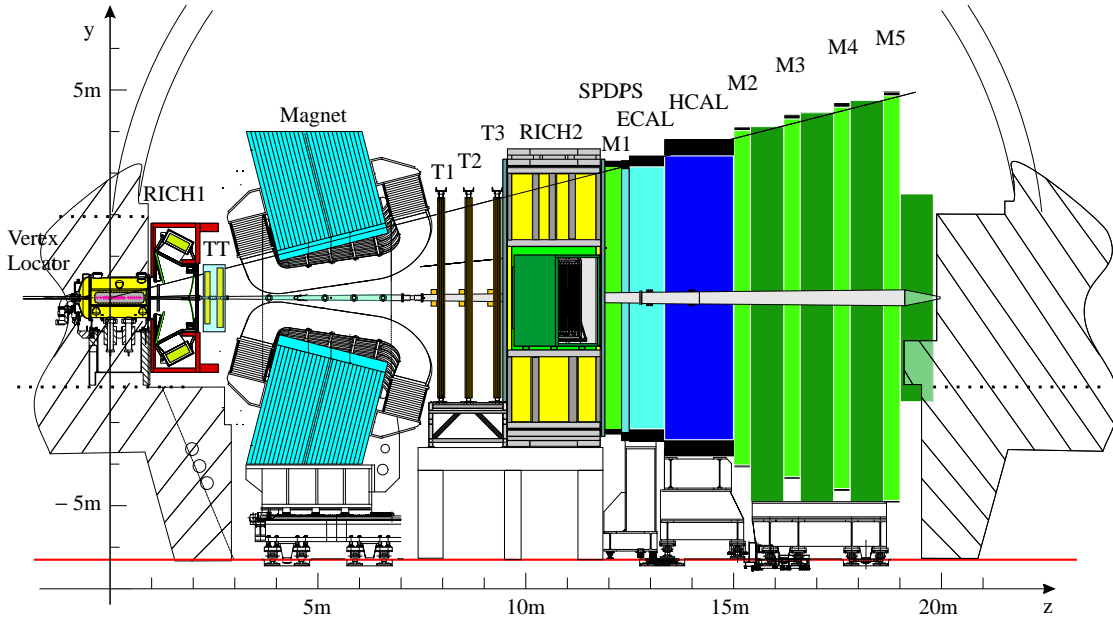


FIG. 2.5 – Vue de côté du détecteur LHCb (cette figure est tirée de la référence [54])

Dans les parties suivantes, nous donnons une description de chaque sous-détecteurs.

### 2.2.1 Le détecteur de vertex

Le VELO [54, 73] est un des éléments essentiels pour les expériences de physique du  $b$  qui demandent de mesurer avec précision les vertex de production et de désintégration des mésons  $B$  afin de déterminer leur temps de vie. Ce rôle est assuré par le détecteur de vertex qui mesure les coordonnées des traces des particules chargées au plus près du point d'interaction. Le VELO joue aussi un rôle très important dans les systèmes de déclenchement de niveau 0 et 1 (voir partie 2.2.6).

Le VELO est composé de 21 stations circulaires disposées perpendiculairement à l'axe du faisceau (voir figure 2.6). Les deux premières stations situées en amont du point d'interaction par rapport au détecteur LHCb, sont uniquement utilisées pour le système de déclenchement de niveau 0 (voir partie 2.2.6) et permettent de compter le nombre d'interaction par événement. Ces deux stations forment le système « Pile-Up ».

Chaque station est composée de deux demi-disques mobiles (situés à une distance de 8 mm du faisceau, ils doivent être éloignés lors de la phase d'in-

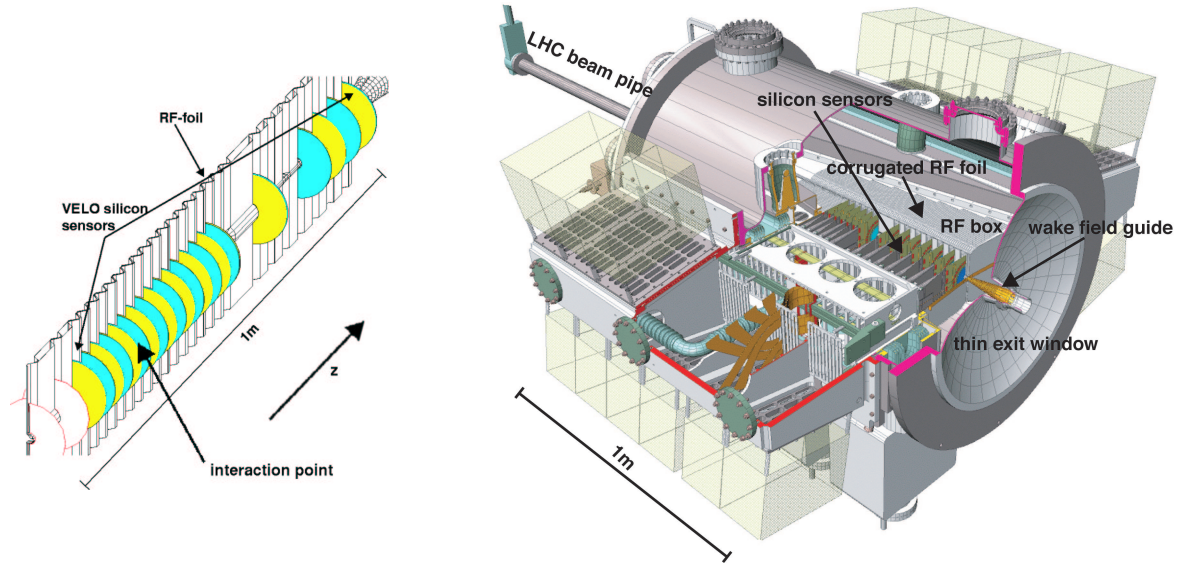


FIG. 2.6 – À gauche, arrangement des 21 stations du VELO le long de l'axe du faisceau. Les deux premières stations, situées à en bas à gauche, appartiennent au système « Pile-Up », le point d'interaction est indiqué ainsi que l'axe et la direction de la coordonnée  $z$ . À droite, ensemble du détecteur de vertex. Le reste du spectromètre vient sur la droite de la figure (figures tirées de la référence [54]).

jection du LHC) séparés par une feuille d'aluminium qui assure l'isolement entre le vide du LHC et celui du VELO<sup>1</sup>. Les senseurs sont disposés sur chaque face des demi-disques et sont faits de pistes de silicium présentant une géométrie quasi-radiale et une géométrie circulaire permettant la mesure des coordonnées  $r$  et  $\phi$  des traces.

La méthode utilisée et les performances de la reconstruction du vertex primaire sont résumées dans la partie 4.2.1. L'efficacité de reconstruction est 98% et la résolution sur la position du vertex primaire est  $44 \mu\text{m}$  selon  $z$  et  $8 \mu\text{m}$  selon  $x$  et  $y$ .

### 2.2.2 Le trajectographe

Cette partie du détecteur, située à la suite du détecteur de vertex est composée de quatre stations (TT et T1-T3 sur la figure 2.5) et est chargée de mesurer les coordonnées des points de l'espace où passent les particules

<sup>1</sup>cette feuille d'aluminium constitue la principale contribution à la longueur de radiation du VELO [54]

chargées. Un champ magnétique créé par un aimant dipolaire courbe la trajectoire des particules chargées et permet la mesure de leur impulsion. Le champ magnétique est orienté selon l'axe  $y$  et atteint son maximum vers  $z = 5$  m avec 1 T. Le champ intégré est 4 Tm avec une non-uniformité inférieure à 5% [74].

La première station après le VELO, TT (Trigger Tracker) [54] est située entre le RICH1 et l'aimant dipolaire. Sa première tâche, comme son nom l'indique, est de participer au système de déclenchement de niveau 1, en mesurant de façon grossière l'impulsion transverse des particules. Elle est aussi utilisée pour mesurer les premières coordonnées des traces des produits de désintégration de particules neutres ayant un temps de vie suffisamment long pour se désintégrer en dehors du détecteur de vertex. Enfin, elle permet de reconstruire les traces des particules qui sont déviées en dehors de l'acceptance du détecteur par le champ magnétique.

Cette station est divisée en deux parties, TTa et TTb (TTa étant la plus proche du point d'interaction), séparées de 30 cm comportant chacune deux plans. Chaque plan est composé de pavés sur lesquels sont disposés des micropistes en silicium (voir figure 2.7). Les pavés du premier et du dernier plan sont disposés verticalement alors que ceux du deuxième et du troisième sont inclinés de  $\pm 5^\circ$  (cette structure est appelée  $(x, u, v, x)$ , les plans  $u$  et  $v$  étant appelés plans stéréos).

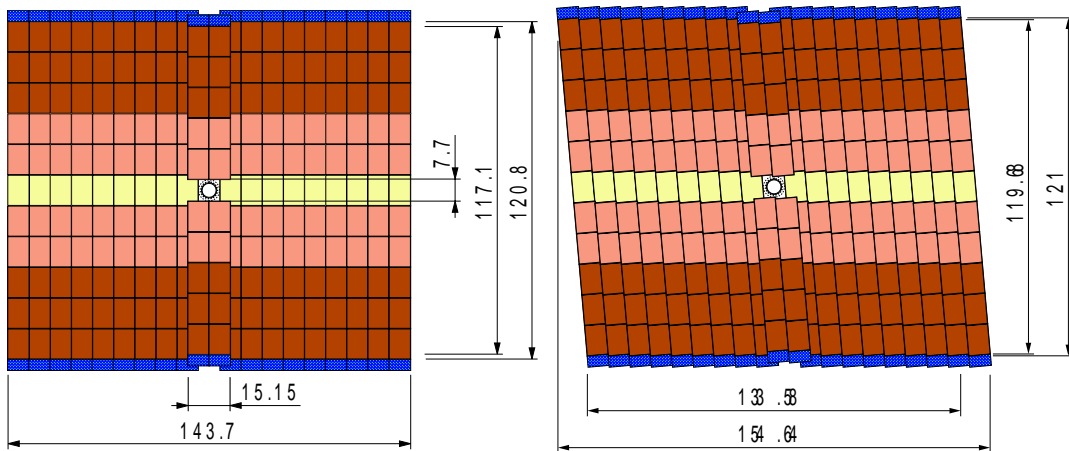


FIG. 2.7 – Vue de face des deux plans de TTa (les dimensions sont en cm). On peut distinguer les pavés verticaux à gauche et inclinés de  $5^\circ$  à droite, sur lesquels sont disposées les micropistes en silicium (figures tirées de la référence [54]).

Les trois stations (T1-T3) qui complètent le trajectographe sont situées

entre l'aimant et le RICH2. Comme le flux de particule diminue lorsque l'on s'éloigne du faisceau, chaque station est divisée en deux parties, interne et externe, présentant des granularités différentes. Pour la partie interne [75] de grande granularité, la technologie utilisée est la même que pour TT. La partie externe [76] est composée de chambres à dérive utilisant la technologie "straw tubes". La surface de détection occupée par le trajectographe interne représente seulement 1,3% de la surface totale, mais approximativement 20% des particules chargées produites proche du point d'interaction et traversant l'ensemble du trajectographe passent à travers cette surface. Chaque partie, interne et externe, est composée de quatre plans dont la structure est  $(x, u, v, x)$ . Cependant pour la partie interne les quatre plans sont divisés en quatre boîtes situées au-dessus, au-dessous et de chaque côtés du faisceau, comme on peut le voir sur la figure 2.8 et sur la figure 2.10. Le trajectographe

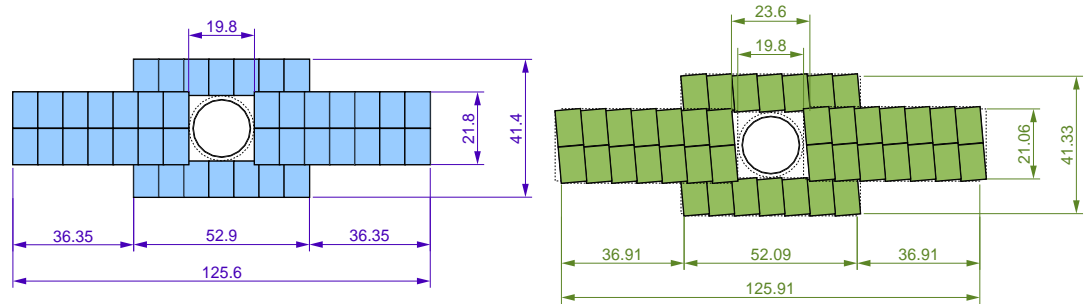


FIG. 2.8 – Vue de face de la partie interne de la station T2 du trajectographe. La figure de gauche correspond à un plan  $x$  et celle de droite à un plan  $u$ . Les dimensions sont relatives aux surfaces de détection et sont exprimées en cm (figures tirées de la référence [75]).

externe est divisé en modules, dont un schéma est représenté sur la figure 2.9 (sur la figure 2.10, à gauche, les modules correspondent aux rectangles verticaux). La figure 2.10 montre une vue de face et une vue de dessus de l'ensemble trajectographe interne et externe pour une station. Les méthodes de reconstruction des traces et les performances attendues sont développées plus loin dans le texte, dans la partie 2.4.

### 2.2.3 Les détecteurs à effet Cherenkov

L'expérience LHCb dispose de deux détecteurs à effet Cherenkov [54, 77], le RICH1 et le RICH2 dont on peut voir la disposition dans l'ensemble du détecteur sur la figure 2.5. Le but de ces détecteurs est d'identifier la nature

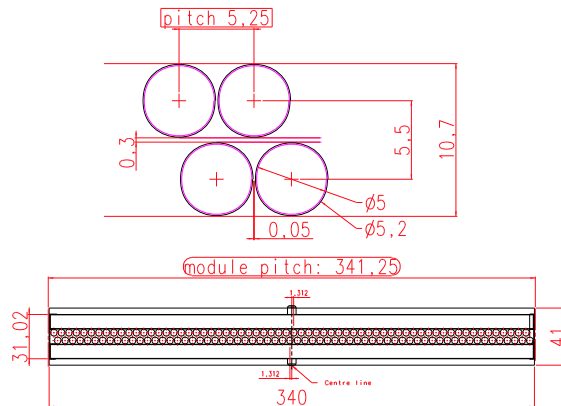


FIG. 2.9 – Vue transverse d'un module du trajectographe externe. Les distances sont en mm (figure tirée de la référence [76]).

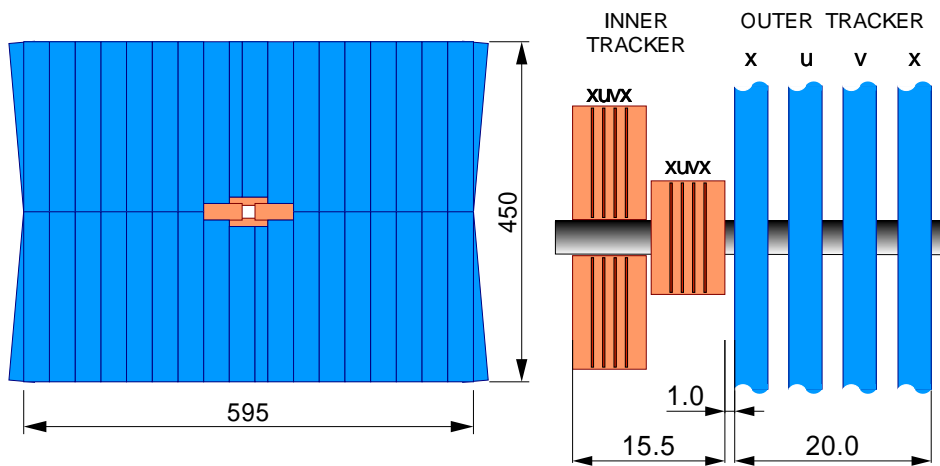


FIG. 2.10 – Vue de face (à gauche) et de dessus (à droite) d'une station T du trajectographe. Les dimensions sont en cm (figures tirées de la référence [75]).

des particules chargées. Leur principe de fonctionnement est basé sur l'effet Cherenkov<sup>2</sup>. Pour identifier la nature des particules ayant une impulsion comprise entre 2 et 150 GeV/c, des milieux d'indices de réfraction différents sont utilisés. Le RICH1 [54] se concentre sur les particules d'impulsion comprise entre 2 et environ 80 GeV/c et contient deux milieux radiateurs (voir

<sup>2</sup>une particule traversant un milieu avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu émet un cône de lumière dont l'angle dépend de l'indice du milieu, de la masse et de l'impulsion de la particule.

figure 2.11), de l'aérogel d'indice  $n = 1.03$  placé à l'entrée du détecteur et du gaz  $C_4F_{10}$  d'indice  $n = 1.0014$  qui remplit la quasi-totalité du détecteur. Le RICH2 (voir figure 2.11) est dédié à l'identification des particules de grande impulsion, de plus de  $100 \text{ GeV}/c$  et contient le gaz  $CF_4$  d'indice  $n = 1.0005$ . Pour illustrer les performances du RICH, la figure 2.12 montre l'efficacité

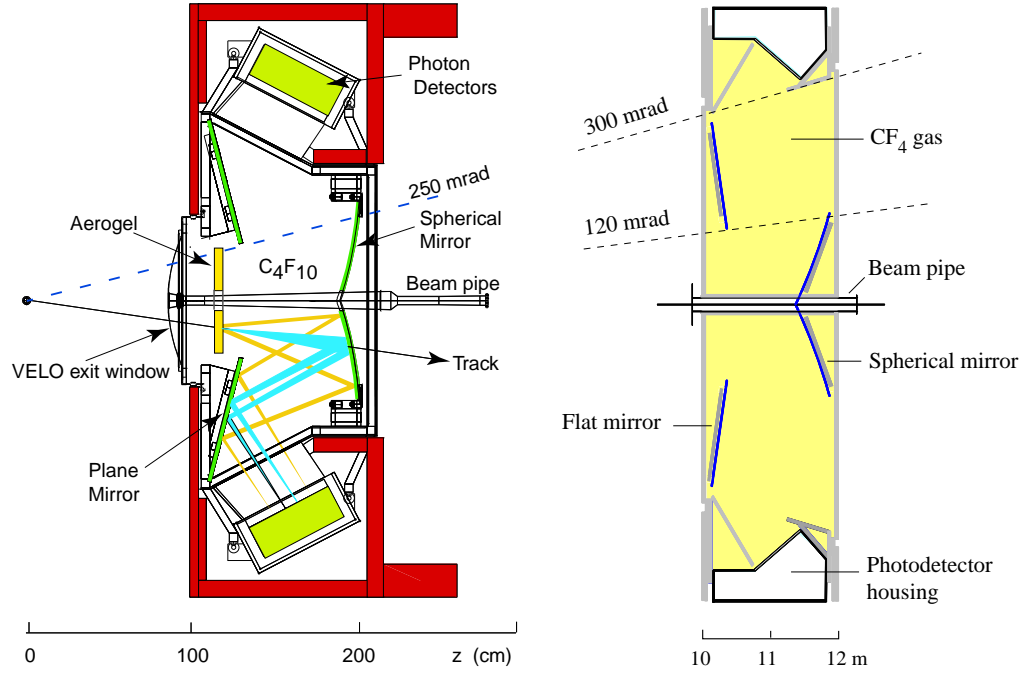


FIG. 2.11 – Vues schématiques du RICH1 à gauche et du RICH2 à droite (la figure de gauche est tirée de la référence [54] et celle de droite de la référence [77]).

d'identification des kaons et le taux de pions identifiés comme kaons en fonction de l'impulsion. L'identification est faite en coupant sur la variable

$$\begin{aligned} \Delta \ln \mathcal{P}_{K/\pi} &= \ln \mathcal{P}(K) - \ln \mathcal{P}(\pi) \\ &= \ln[\mathcal{P}(K)/\mathcal{P}(\pi)] \end{aligned}$$

où  $\mathcal{P}(K)$  est la probabilité calculé à partir de l'information fournie par le RICH que la trace corresponde à un kaon.



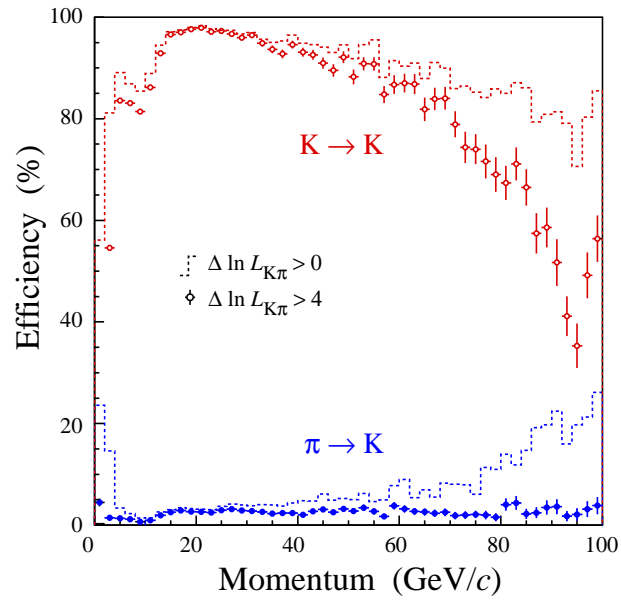


FIG. 2.12 – Efficacité d'identification des kaons et taux d'identification des pions comme kaons en fonction de l'impulsion ( $\text{GeV}/c^2$ ) obtenues avec deux coupures différentes sur  $\Delta \ln \mathcal{P}_{K\pi}$  (définie dans le texte). Cette figure est tirée de la référence [54].

### 2.2.4 Les calorimètres

La fonction des calorimètres de l'expérience LHCb [78] est la mesure de l'énergie et de la position des hadrons, électrons et photons. Ces informations sont utilisées par le système de déclenchement (voir la partie 2.2.6) et pour l'identification des hadrons, électrons et photons. Le système des calorimètres se situe après la première chambre à muons M1 en partant du point d'interaction (voir figure 2.5). Il comporte quatre éléments représentés sur la figure 2.13 : un détecteur à pavés scintillants (SPD), un détecteur de pied de gerbe (PS), un calorimètre électromagnétique (ECAL) et un calorimètre hadronique (HCAL). La géométrie des calorimètres suit celle du détecteur

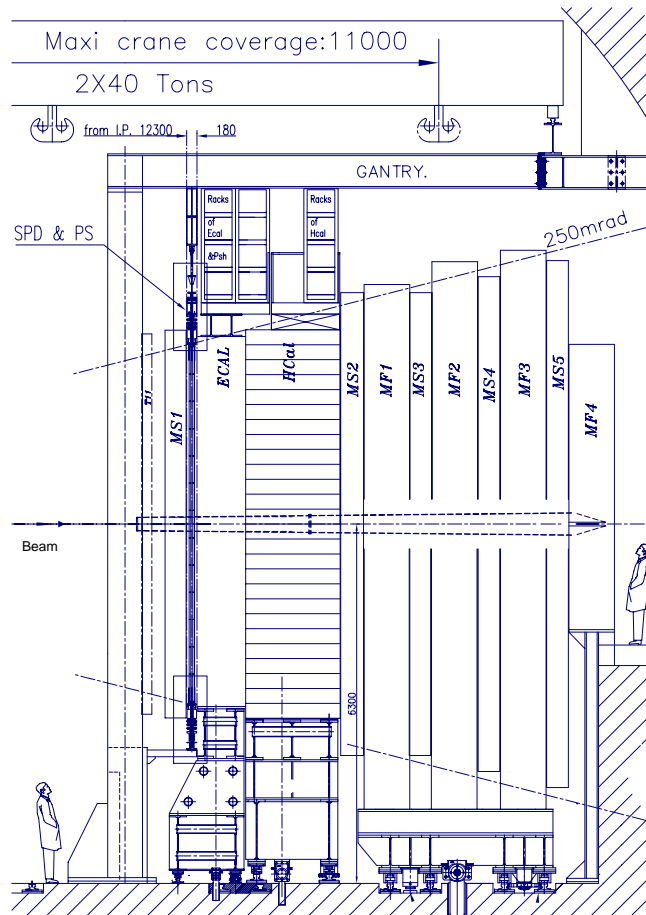


FIG. 2.13 – Intégration du système des calorimètres dans LHCb. Les chambres à muons sont indiquées schématiquement et les distances sont exprimées en mm (figure tirée de la référence [78]).

LHCb et son acceptation angulaire est 300 mrad dans le plan horizontal et 250 mrad dans le plan vertical. Aux petits angles, le bruit de fond croît rapidement et un carré central de 30 mrad permet de limiter les problèmes dus aux radiations. Il commence à  $z=12300$  mm et a une longueur totale de 2690 mm. Pour améliorer les performances du déclenchement de niveau 0, la disposition des cellules des différents éléments suit, vue du point d'interaction, une géométrie projective. Le flux de particules variant avec la distance à l'axe du faisceau, les éléments sont segmentés en zones (trois pour le SPD/PS et le ECAL et deux pour le HCAL) contenant des cellules de tailles différentes, les cellules ayant une surface plus grande lorsque l'on s'éloigne du faisceau. Dans la suite nous décrivons les quatre éléments composant le système des calorimètres.

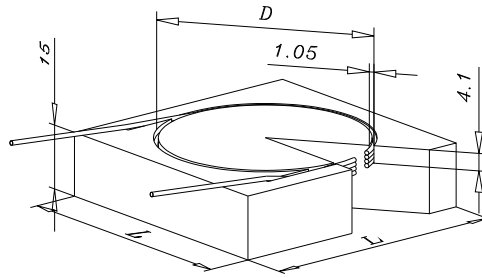
### Le SPD/PS

La structure de ce détecteur est faite d'une feuille de plomb entourée de deux plans contenant les blocs de scintillateur. Le premier plan constitue le SPD. La feuille de plomb et le second plan de scintillateur forment le PS. Les deux détecteurs utilisent des cellules de scintillateurs (voir figure 2.14), lues par des fibres fluorescentes à décalage de longueur d'onde (WLS) qui sont couplées à des tubes photomultiplicateurs multi-anodes (MAPMT) via des fibres plastiques. La géométrie projective du système fait que les dimensions du SPD sont plus petites d'environ 0.45% que celle du PS. Les plans de détection sont divisés verticalement en deux parties de tailles égales qui peuvent être déplacées horizontalement et ont une épaisseur de 15 mm. La feuille de plomb, qui peut aussi être déplacée, a une épaisseur de 12 mm correspondant à  $2X_0$ . Le tableau 2.1 résume les dimensions des plans et le nombre de cellules du SPD/PS. Les cellules sont regroupées dans des boîtes

Région	Dimensions du SPD	Dimensions du PS	Nombre de cellules
Interne	$190.5 \times 143$	$191.4 \times 143.5$	$1472 \times 2 = 2944$
Médiane	$381 \times 238$	$382.7 \times 239$	$1792 \times 2 = 3584$
Externe	$762 \times 619$	$765.5 \times 622$	$2688 \times 2 = 5376$

TAB. 2.1 – *Dimensions des plans (en cm) et nombre de cellules du SPD/PS (les valeurs de ce tableau sont tirées de la référence [78]).*

de  $48 \times 48$  cm<sup>2</sup> qui sont assemblées en supermodules. Chaque supermodule a une largeur de  $\sim 96$  cm et une hauteur de  $\sim 6.5$  m correspondant à des empilements de boîtes de 13 rangées et 2 colonnes.



Region	$L, mm$ (SPD)	$L, mm$ (PS)	$D, mm$
inner	39.2	39.5	37
middle	59.0	59.4	56
outer	118.4	119.1	110

FIG. 2.14 – Une cellule de scintillateur (polystyrène) avec sa fibre optique et ses dimensions (en mm) pour les parties interne, médiane et externe du SPD/PS (figure tirée de la référence [78]).

## Le ECAL

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage de type « Shashlik » [78]. Selon  $z$ , l'ECAL commence à 12490 mm et occupe une longueur de 845 mm. Il est construit à partir de modules faits d'une succession de 66 couches positionnées perpendiculairement à l'axe du faisceau correspondant à  $25X_0$ . Chaque couche est constituée de 2 mm de plomb suivi d'une épaisseur de  $120 \mu m$  de papier blanc réfléchissant (TYVEK) et de 4 mm de matériau scintillateur. Les photons sont collectés par des fibres WLS et détectés par des photomultiplicateurs situés à l'arrière de cette structure (voir figure 2.15). Le ECAL est segmenté transversalement en trois régions, interne, médiane et externe dont les dimensions sont respectivement  $\pm 970$  mm,  $\pm 1939$  mm et  $\pm 3878$  mm dans la direction  $x$  et  $\pm 727$  mm,  $\pm 1212$  mm et  $\pm 3151$  mm dans la direction  $y$ . Au centre du calorimètre, un carré de  $2 \times 24$  cm de côté est prévu pour laisser passer le tube du faisceau. À chaque partie correspond un type de module de section identique, un carré de 121.2 mm de côté, mais comprenant un nombre de cellules différent (voir figure 2.15). La partie interne compte 167 modules de 9 cellules, la partie médiane 448 modules de 4 cellules et la partie externe 2688 modules d'une cellule. La

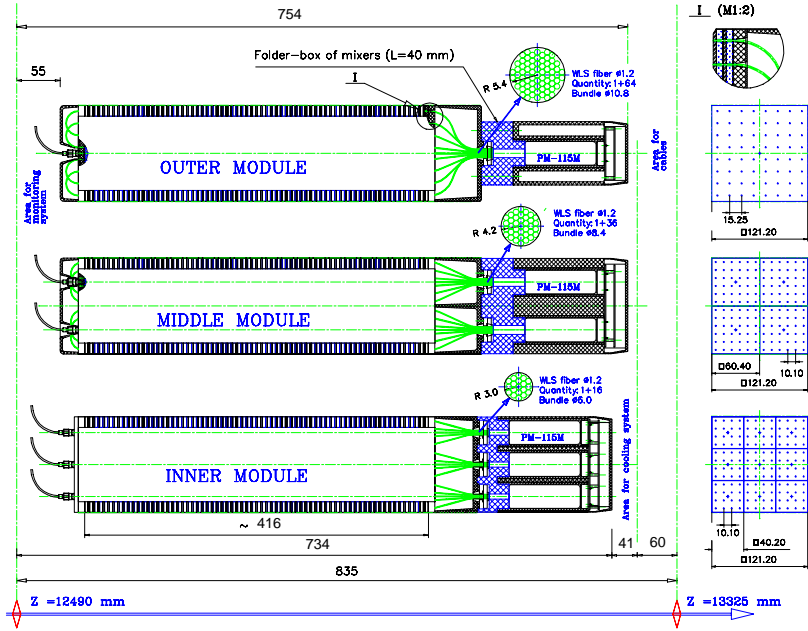


FIG. 2.15 – Modules du calorimètre électromagnétique des parties interne, médiane et externe (figure tirée de la référence [78]).

résolution attendue sur l'énergie mesurée par le ECAL est [65] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1.5\% \quad (2.1)$$

## Le HCAL

Ce calorimètre à échantillonnage est fait de plaques de fer et de tuiles de scintillateur. La spécificité de ce détecteur est que les tuiles de scintillateur sont disposées le long du faisceau. Le HCAL est segmenté transversalement en deux parties dont les dimensions sont  $\pm 2101$  mm et  $\pm 4202$  mm selon  $x$  et  $\pm 1838$  mm et  $\pm 3414$  mm selon  $y$  pour les parties interne et externe respectivement. Comme pour le calorimètre électromagnétique, un carré de  $2 \times 26$  cm de côté sans cellule est au centre du détecteur. Les cellules de la partie interne mesurent 131.3 mm et celle de la partie externe 262.6 mm. Selon  $z$ , le HCAL commence à 13335 mm et a une profondeur de 1655 mm, correspondant à 7.3 longueurs d'interaction nucléaire [65]. La structure est divisée verticalement en deux parties symétriques pouvant se déplacer latéralement. Chaque partie est constituée de 26 modules et chaque module est divisé en 8 sous-modules (voir figure 2.16). La résolution attendue pour le calorimètre

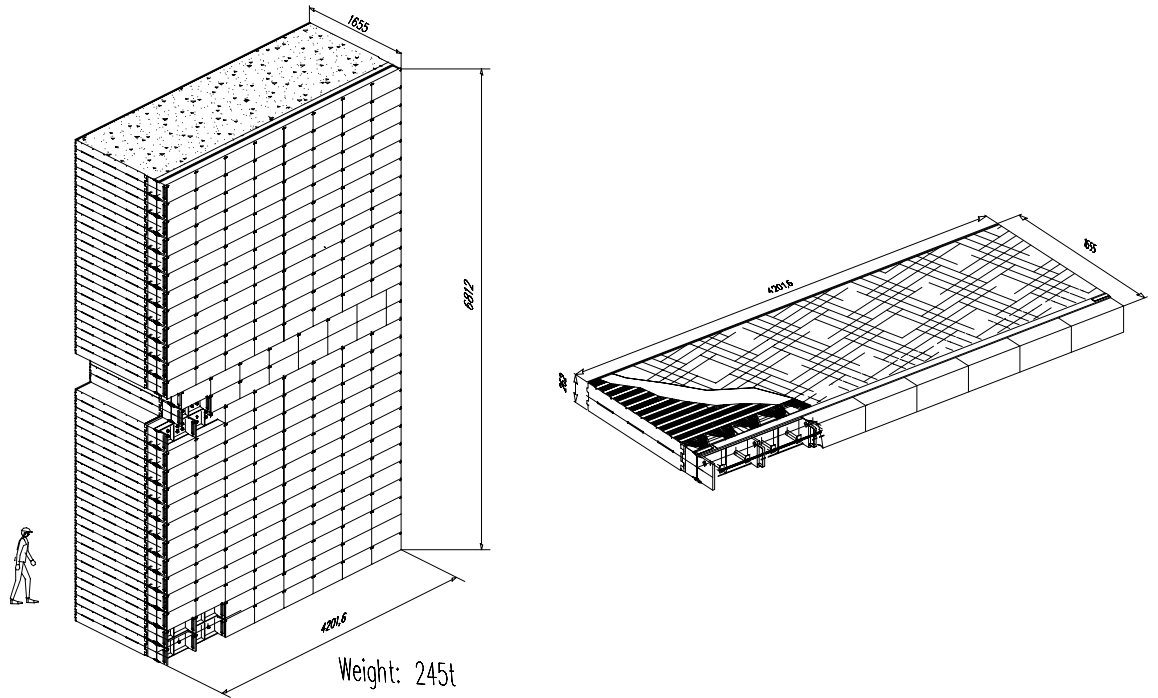


FIG. 2.16 – Vue d’une moitié, à gauche, et d’un module de HCAL à droite. (figures tirées de la référence [78]).

hadronique est [65] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 5\% \quad (2.2)$$

### 2.2.5 Le système à muons

Le système à muons [65, 79, 80] joue un rôle important dans le système de déclenchement (voir partie 2.2.6), la reconstruction et l’identification des muons. Il est composé de 5 stations entre lesquelles sont disposés des absorbeurs. La première station est située avant le système des calorimètres qui joue le rôle d’absorbeur (voir figure 2.5). Les quatre autres stations sont positionnées après le système des calorimètres et sont séparées par trois épaisseurs de 80 cm d’absorbeur en fer. L’ensemble des stations et absorbeurs correspond à 20 longueurs d’interaction nucléaire. La technologie utilisée est celle des chambres proportionnelles multifils (MWPC) dont un schéma de principe est donné figure 2.17. Des fils jouant le rôle de l’anode, sont tendus entre deux plaques dont l’une, recouverte de pavés, correspond à la cathode, le tout baignant dans un mélange gazeux (Ar, CO<sub>2</sub> et CF<sub>4</sub> dont les proportions

sont respectivement 40%, 50% et 10%). Chaque station comprend 2 couches sauf M1 qui n'en compte qu'une afin de limiter la quantité de matière devant le ECAL. Chaque couche comprend 2 interstices (voir figure 2.17) . Pour atteindre une grande efficacité de détection et assurer une redondance des mesures, les canaux physiques correspondant à chaque interstice sont regroupés en un seul canal logique, avec une logique « ou ». Compte tenu de la

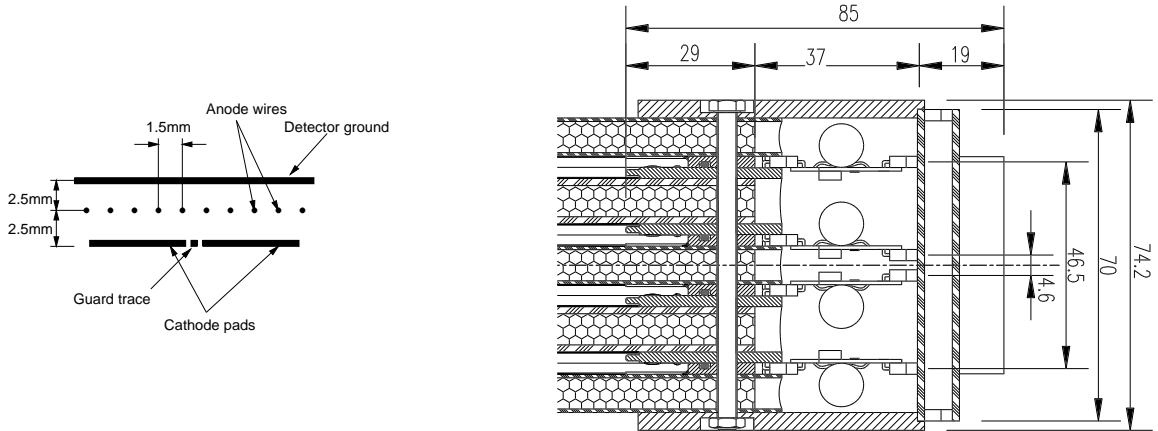


FIG. 2.17 – A gauche, vue schématique de l'interstice d'une MWPC. A droite, vue d'une section d'une station comprenant 4 interstices et des connections à l'électronique de lecture (figures tirées de la référence [79]).

variation du flux de particules selon la distance à l'axe du faisceau, les stations sont divisées en quatre régions de granularité différente qui suivent une géométrie projective, vue du point d'interaction (voir figure 2.18). Chaque région contient des pavés qui sont le résultat de la combinaison de canaux logiques. La taille des pavés et régions double d'une région à la suivante.

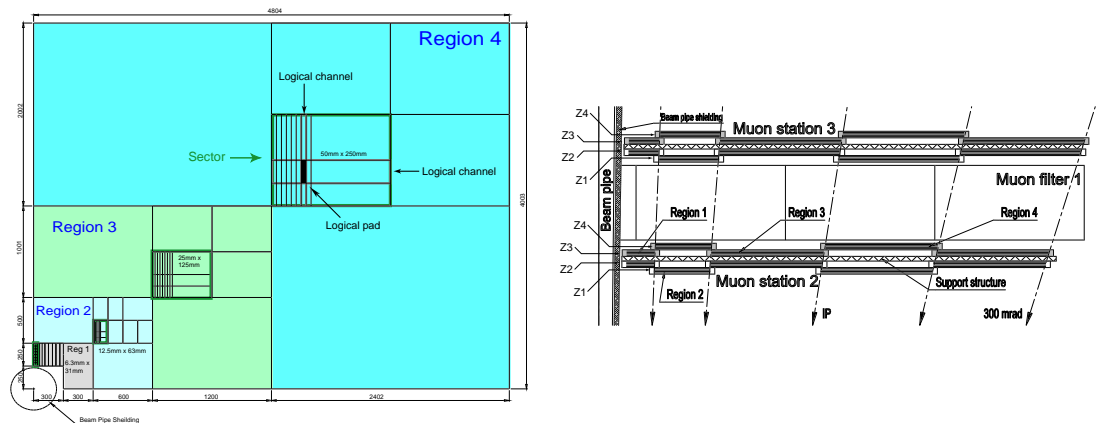


FIG. 2.18 – À gauche : vue de face d’un quart de la station M2 (dimensions en mm). À droite : vue de dessus d’une partie des stations M2 et M3 (figures tirées de la référence [79]).

## 2.2.6 Le système de déclenchement

Les limites des technologies de stockage font qu’il est impossible de garder tous les événements qui seront produits par le LHC. C’est le rôle du système de déclenchement [81] de sélectionner, parmi tous les événements, ceux qui présentent un intérêt. En ce sens il agit comme un filtre pour les analyses de physique.

Le LHC (voir partie 2.1) fonctionnera à une fréquence de collisions de 40 MHz. Cependant, la structure des paquets et la luminosité réduite prévue pour LHCb font que la fréquence des interactions visibles<sup>3</sup> par le détecteur sera 10 MHz. Cette fréquence doit être réduite à une centaine de Hz, fréquence à laquelle seront stockés les événements. Cela se fait en trois étapes, auxquelles correspondent trois niveaux de déclenchement : le niveau 0 (L0), le niveau 1 (L1) et le déclenchement de haut niveau (HLT). Le L0 est implémenté sur des cartes électroniques alors que le L1 et le HLT sont implémentés dans des fermes de processeurs. Ces trois niveaux de déclenchement sont décrits dans la suite et sont représentés schématiquement sur la figure 2.19.

<sup>3</sup>une interaction est dite visible, si elle produit au moins deux particules chargées laissant suffisamment de points de mesure dans le VELO et T1-T3 pour être reconstituible (la notion de reconstituibilité est définie dans la partie 4.1)



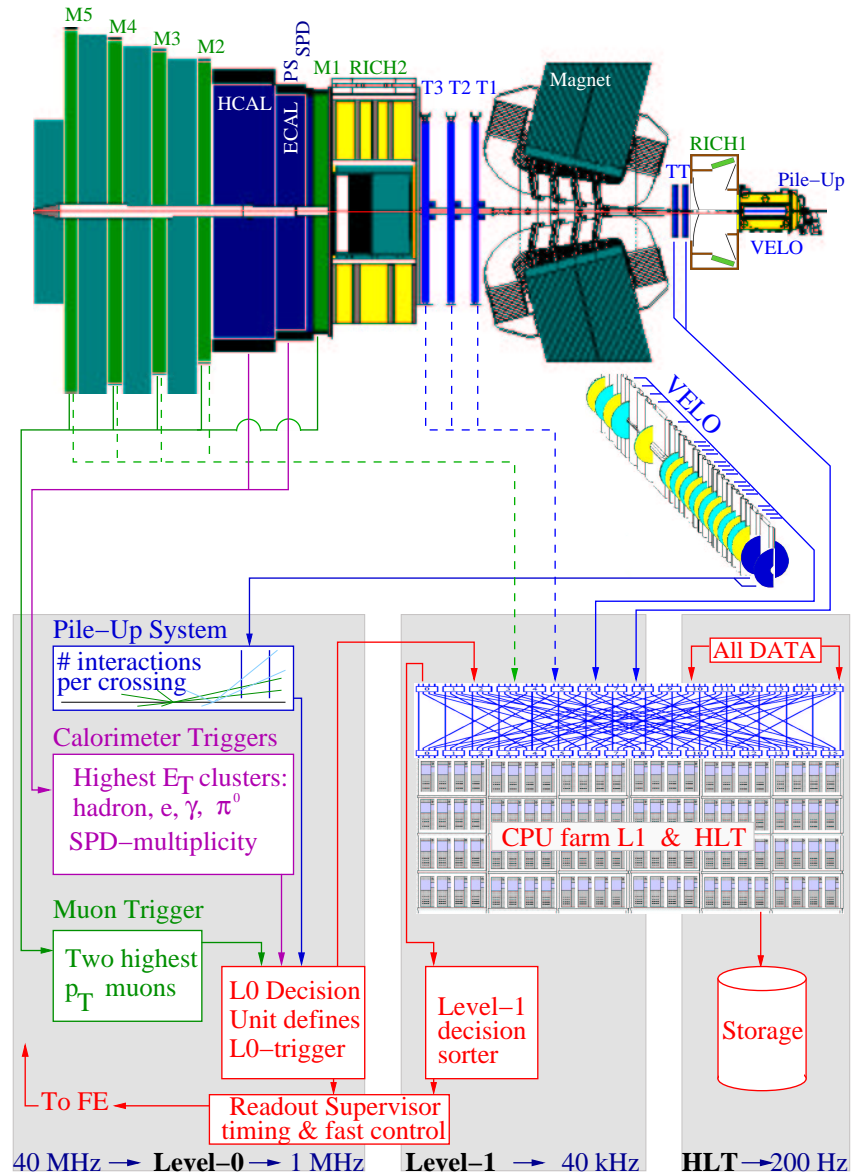


FIG. 2.19 – Schéma des trois niveaux de déclenchement (figure tirée de la référence [81]).

### 2.2.7 Le système de déclenchement de niveau 0

Ce niveau de déclenchement travaille à une fréquence de 40 MHz et sélectionne les événements avec une fréquence de 1 MHz. Il sélectionne des événements  $B$  et est basé sur le fait que les leptons, hadrons, et photons, produits de désintégration des mésons  $B$ , ont, du fait de la masse élevée de

ces derniers, une grande énergie transverse. De plus, afin d'éviter que des événements passent ce niveau de déclenchement par des effets de combinatoire, des coupures basées sur des variables globales sont utilisées. Les éléments du détecteur participant à ce niveau du système de déclenchement sont le système des calorimètres, le système « Pile-Up » et le système à muons.

### Sélection à partir de variables globales

Le système « Pile-Up » (voir partie 2.2.1) est composé de deux plans circulaires situés en amont du point d'interaction. Ce système permet de mesurer le nombre d'interaction par croisement de paquets. Afin de rejeter les événements avec de multiples interactions, une coupure est appliquée sur le nombre de traces venant du second vertex ayant la plus grande multiplicité. Une coupure est aussi appliquée sur la multiplicité totale mesurée par le système Pile-Up combinée avec la multiplicité des traces chargées mesurée par le SPD pour rejeter les événements trop complexes. Enfin l'énergie transverse totale mesurée dans le HCAL est utilisée pour rejeter les événements sans interaction. Les valeurs de coupures pour chacune de ces variables sont résumées dans le tableau 2.2. On notera que lorsque deux muons dont la somme

Coupures Globales	Valeur
Nombre de traces (second vertex)	3
Multiplicité du Pile-Up	112 hits
Multiplicité du SPD	280 hits
$E_T$ totale du HCAL	5 GeV

TAB. 2.2 – Liste des coupures sur les variables globales. Ce tableau est tiré de la référence [81].

de l'énergie transverse est supérieure à 1.3 GeV (voir la partie suivante et le tableau 2.3) les coupures sur les variables globales sont ignorées. Ceci a pour effet d'augmenter considérablement l'efficacité de déclenchement pour les canaux contenant la désintégration  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  [81].

### Sélection sur l'énergie transverse mesurée par les calorimètres

Avec les informations fournies par le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique, le L0 forme des ensembles de  $2 \times 2$  cellules (suffisamment grands pour contenir la majeure partie de la gerbe d'une particule et suffisamment petits pour ne pas prendre en compte les gerbes de plusieurs

particules) et sélectionne ceux qui ont la plus grande énergie transverse. Ces amas d'énergie sont ensuite identifiés à des électron, hadron, photon ou  $\pi^0$  en utilisant l'information fournie par le SPD, le PS, le ECAL et le HCAL. Un seul candidat par type de particule est conservé<sup>4</sup>.

### Sélection sur l'énergie transverse mesurée par le système à muons

Le système de déclenchement à muons cherche des muons de grande impulsion transverse. Il utilise les pavés logiques (définis dans la partie 2.2.5) et cherche des points de mesure définissant une ligne droite traversant les cinq stations et pointant en direction du point d'interaction. La direction de la trace indiquée par les stations M1 et M2 est utilisée pour la mesure de l'impulsion transverse en supposant que les particules viennent du point d'interaction.

Le tableau 2.3 donne les valeurs des coupures appliquées sur les énergies transverses ainsi que les taux de déclenchement inclusifs correspondant.

Seuils $E_T$	Valeur (GeV)	taux (kHz)
hadron	3.6	705
électron	2.8	103
photon	2.6	126
$\pi^0$ local	4.5	110
$\pi^0$ global	4.0	145
muon	1.1	110
$\sum p_T^\mu$	1.3	145

TAB. 2.3 – Coupures appliquées sur les énergies transverses et taux inclusif d'événements de biais minimum acceptés par le système de déclenchement de niveau 0 après les coupures globales. Ce tableau est tiré de la référence [81].

Une carte électronique (L0DU) collecte les informations des différents éléments du niveau 0 à une fréquence de 40 MHz et dispose de 500 ns pour prendre une décision, la latence totale étant de 4  $\mu$ s. Cette carte résume les données collectées dans une banque de données (L0Block) qui est disponible

---

<sup>4</sup>pour les  $\pi^0$ , il y a deux types de candidats, les candidats locaux, pour lesquels les données sont gérées par la même carte électronique (une carte gérant les données de 4  $\times$  8 cellules) et les candidats globaux pour lesquels les données sont gérées par deux cartes voisines.

pour les niveaux suivants du système de déclenchement.

### 2.2.8 Le système de déclenchement de niveau 1 et de haut niveau

Le système de déclenchement de niveau 1 sélectionne les événements avec une fréquence de 40 kHz et utilise les données du VELO, de TT et des éléments ayant permis de passer le système de déclenchement de niveau 0. Le VELO et TT apportent les informations nécessaires pour obtenir une estimation précise du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire et approximative de l'impulsion transverse. Le niveau 1 du système de déclenchement sélectionne les événements contenant au moins deux traces d'impulsion transverse élevée et de grand paramètre d'impact par rapport au vertex primaire. Les informations du système à muons et du système des calorimètres permettent d'améliorer les performances en cherchant des correspondances entre traces du VELO et les points de mesure dans le système à muons d'une part et les amas d'énergie dans le système des calorimètres d'autre part. Le système de déclenchement de haut niveau a accès à l'ensemble des données de l'événement et les sélectionne avec une fréquence de 200 Hz. Il commence par confirmer les décisions des niveaux inférieurs avec des données plus précises puis reproduit quasiment à l'identique les sélections « hors-ligne ».

### 2.2.9 Modifications récentes du système de déclenchement

Dans le but de pouvoir contrôler les erreurs systématiques à partir des données plutôt qu'à partir de résultats de simulations, des modifications ont été envisagées pour obtenir des échantillons d'événements non biaisés. L'idée est de conserver le système de déclenchement présenté précédemment en augmentant la fréquence de stockage de 200 Hz à 2kHz, les 1.8 kHz de plus étant occupés par 3 nouvelles composantes déclenchant sur :

- des paires  $\mu\mu$  de grande masse,
- des  $D^*$ , et,
- des  $b$  inclusif (par exemple  $b \rightarrow \mu$ ).

Il est prévu que le déclenchement sur les paires  $\mu\mu$  de grande masse<sup>5</sup> ait une fréquence de 600 Hz, sans appliquer de coupure sur le paramètre d'impact.

---

<sup>5</sup>pour passer le déclenchement, la masse de la paire  $\mu\mu$  doit être dans une fenêtre de 500 MeV autour de la masse du  $J/\psi$  ou du  $B$ , ou plus grande que la masse du  $B$

Les événements obtenus devraient permettre une compréhension de la reconstruction des traces, en particulier la calibration du champ magnétique et la détermination des résolutions sur les paramètres d'impact, les longueurs de vol et les temps de vie. A partir de ces événements il sera aussi possible de vérifier les biais introduits par le système de déclenchement puisque l'acceptance en fonction de temps de vie du méson  $B$  est plate pour les canaux  $B \rightarrow J/\psi X$ .

Le déclenchement sur les  $D^*$  devrait avoir une fréquence de déclenchement de 300 Hz parmi lesquelles 65 Hz correspondent au signal. Ces événements pourront être utilisés pour calibrer l'identification des particules ( $K$  et  $\pi$ ) et donneront accès à la physique du charme (violation de  $CP$  et mélange).

Enfin, le déclenchement basé sur les  $b$  inclusifs aura une fréquence de déclenchement de 900 Hz et cherchera les muons de grande impulsion et paramètre d'impact. Il repose sur l'utilisation d'une seule trace, ce qui rend ce déclenchement robuste. De plus aucun biais n'est introduit sur le hadron  $b$  opposé et il permet de déclencher sur des canaux qui ne sont pas compris dans le HLT décrit dans la partie précédente.

## 2.3 La simulation de l'expérience LHCb

La simulation de l'expérience LHCb [54, 82] est répartie entre plusieurs programmes, chacun ayant une tâche précise et tous basés sur le même environnement de travail, GAUDI [83], qui est développé en commun par diverses expériences.

GAUSS [84] gère les interactions proton-proton via PYTHIA 6.2 [85], les désintégrations des mésons  $B$  via EvtGen [86] et les interactions des particules avec le détecteur via GEANT 4 [87, 88]. À la suite de GAUSS, BOOLE [89] régit la réponse du détecteur, puis BRUNEL [90] assure la reconstruction et DAVINCI [91] permet d'effectuer les analyses de physique. Tous ces programmes utilisent la technologie orientée objet et le langage C++. On notera que les données utilisées dans cette thèse correspondent à celles utilisées pour le TDR du détecteur réoptimisé [54]. Pour ces données, les désintégrations des mésons  $B$  sont assurées par le programme QQ [92] et les interactions des particules avec le détecteur par GEANT 3 [93]. Dans la suite, nous détaillons les différentes parties de la simulation pour les données que nous avons utilisées.

### 2.3.1 La génération des événements

Les événements proton-proton de biais minimum, avec une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s} = 14$  TeV, sont générés en utilisant le générateur d'événements PYTHIA 6.2, intégré dans le programme GAUSS. Ils reproduisent les processus QCD durs, la simple et double diffraction et la diffusion élastique. PYTHIA peut être paramétré pour reproduire le plus fidèlement possible les conditions dans lesquelles se tiendront l'expérience, en particulier pour ce qui concerne la multiplicité des traces. Le réglage retenu par LHCb correspond à celui qui reproduit le mieux les données des expériences UA5 et CDF (voir la référence [54]). Les différents échantillons d'événements autre que ceux de biais minimum sont obtenus à partir de ces derniers par filtrage. Par exemple, les échantillons d'événements  $b\bar{b}$  sont obtenus en sélectionnant les événements avec au moins un hadron  $b$  ou  $\bar{b}$ . La section efficace inélastique totale et la section efficace de production de paire  $b\bar{b}$ , obtenues avec cette méthode sont respectivement 79.2 mb et 633  $\mu\text{b}$  [54]. Toutefois les valeurs conservatives 80 mb et 0.5 mb seront utilisées dans la suite. La désintégration des particules instables est assurée par le programme QQ, développé par la collaboration CLEO et utilisant des données de CDF comprenant les désintégrations des mésons  $B_s^0$  et des baryons  $b$ . On notera que les paramètres d'oscillation des mésons  $B^0$  et  $B_s^0$  sont fixés respectivement à  $x_d=0.755$  et  $x_s=20$ .

### 2.3.2 Les interactions des particules avec le détecteur

Les interactions des particules, créées à l'étape précédente, avec le détecteur sont simulées par GEANT3. La géométrie et la matière du détecteur sont décrites en détail. Cette description est complète et inclut non seulement les matériaux actifs mais aussi les matériaux passifs comme le tube du faisceau, les structures et les supports. Les particules de basse énergie, principalement produites lors d'interactions secondaires sont prises en compte jusqu'à une énergie de 10 MeV pour les hadrons et 1 MeV pour les électrons et photons. Les paramètres de développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques sont choisis pour reproduire les données enregistrées en faisceau test.

### 2.3.3 La réponse du détecteur

Après la simulation de l'interaction des particules avec le détecteur, le programme BOOLE prend en charge la réponse du détecteur. Les efficacités de détection et les résolutions des différentes parties du détecteur sont ajustées aux données de faisceau test. Le bruit électronique et les effets de

« cross-talk » sont inclus dans la simulation.

Dans certains cas, la réponse du détecteur peut prendre plus de temps que les 25 ns entre deux interactions et ainsi déborder sur la prochaine interaction : c'est l'effet de « spill-over ». Pour en tenir compte, la simulation considère pour chaque événement, les effets des deux croisements de faisceau précédents et du suivant. Enfin, le bruit de fond induit par les neutrons est inclus dans la réponse du système à muons.

### 2.3.4 Les échantillons d'événements Monte Carlo

De nombreux événements Monte Carlo ont été générés en utilisant la simulation décrite précédemment, dont :

- des événements contenant les canaux permettant des mesures de violation  $CP$  et des études de désintégrations rares que nous appellerons événements de signal dans la suite,
- des événements de désintégrations constituant des bruits de fond spécifiques aux canaux de signal,
- des événements  $b\bar{b}$  inclusifs pour l'étude du fond combinatoire,
- des événements contenant des  $J/\psi$  prompts produits au vertex primaire et se désintégrant en  $\mu^+\mu^-$  et  $e^+e^-$ ,
- des événements de biais minimum.

Pour les événements de biais minimum, aucune coupure n'est imposée au niveau du générateur. Par contre, pour tous les autres types d'événements, la particule d'intérêt (le hadron  $b$  pour les événements de signal, l'un des hadrons  $b$  dans les événements  $b\bar{b}$  inclusifs, ou le  $J/\psi$  prompt) doit avoir son angle polaire plus petit que 400 mrad. Cette méthode a été adoptée afin de ne pas reconstruire des événements dont les particules issues des désintégrations intéressantes ne sont pas dans l'acceptance du détecteur. Avec cette coupure, 34.7%, 43.2% et 61.8%<sup>6</sup> de l'ensemble des événements dans  $4\pi$  sont retenus, respectivement pour les événements de signal,  $b\bar{b}$  inclusif et  $J/\psi$  prompt. Le tableau 2.4 montre les différents échantillons utilisés dans la suite de cette thèse ainsi que les luminosités intégrées correspondantes.

## 2.4 La reconstruction des traces

La reconstruction des traces, décrite en détail dans la référence [54] fait partie des challenges de l'expérience LHCb, l'environnement des machines

---

<sup>6</sup>le fait que cette efficacité soit plus grande que 50% est dû au procédé utilisé pour générer ces événements qui permet que plusieurs  $J/\psi$  prompt soient produits par événement

Canal	$N_{evts}$	$\int \mathcal{L} dt$ (pb $^{-1}$ )
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$	140000	20
$b\bar{b}$ inclusif	9961000	0.046
$J/\psi$ prompt	288000	0.0025
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\eta(\gamma\gamma)$	45000	17
$B^+ \rightarrow J/\psi(ee)K^+$	85000	3.6
$B^0 \rightarrow J/\psi(ee)K^*(K^+\pi^-)$	80000	3.9
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\phi(KK)$	191500	18

TAB. 2.4 – Nombre d'événements utilisés pour l'analyse du canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$  et luminosité intégrée correspondante.

hadroniques rendant cette tâche très difficile. Nous en donnons dans cette partie un résumé.

### 2.4.1 Introduction

Le rôle de la reconstruction des traces est de combiner les points de mesure relevés dans le VELO et le trajectographe pour former les trajectoires des particules. Cela dans le but de mesurer l'impulsion des particules en utilisant la déviation de la trajectoire de la particule par le champ magnétique créé par l'aimant. Suivant leur trajectoire dans le détecteur, il existe différents types de traces, illustrés par la figure 2.20 et définies comme suit :

- les traces longues traversent le détecteur du VELO aux dernières stations du trajectographe et composent la majeure partie des traces des produits de désintégration des mésons  $B$ .
- les traces upstream traversent le VELO et le TT. Ce sont en général des traces ayant une faible impulsion. Néanmoins elles traversent le RICH1 et peuvent générer des photons Cherenkov. Elles sont par conséquent utiles à la compréhension du bruit de fond pour l'identification des particules avec le RICH1. Elles participent aussi à la reconstruction des mésons  $B$  malgré leur faible résolution sur l'impulsion.
- les traces downstream traversent le TT et les stations T1 à T3 du trajectographe. Les particules correspondant à ce type de traces sont principalement les produits de désintégration du  $K_s^0$  et du  $\Lambda$  qui se désintègrent en dehors du VELO (par exemple, pour les  $K_s^0$  issus de la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ , d'impulsion moyenne 50 GeV/c, environ 25% se désintègrent dans le VELO, 50% entre le VELO et le TT et 25% après le TT).
- les traces VELO qui ont des points de mesure uniquement dans le



- VELO et sont utilisées pour la reconstruction du vertex primaire.
- les traces T qui ont des points de mesure uniquement dans les stations T1 à T3 du trajectographe. Les particules correspondantes sont typiquement produites lors d'interactions secondaires. Ces traces sont utiles pour la reconstruction des anneaux Cherenkov dans le RICH2.

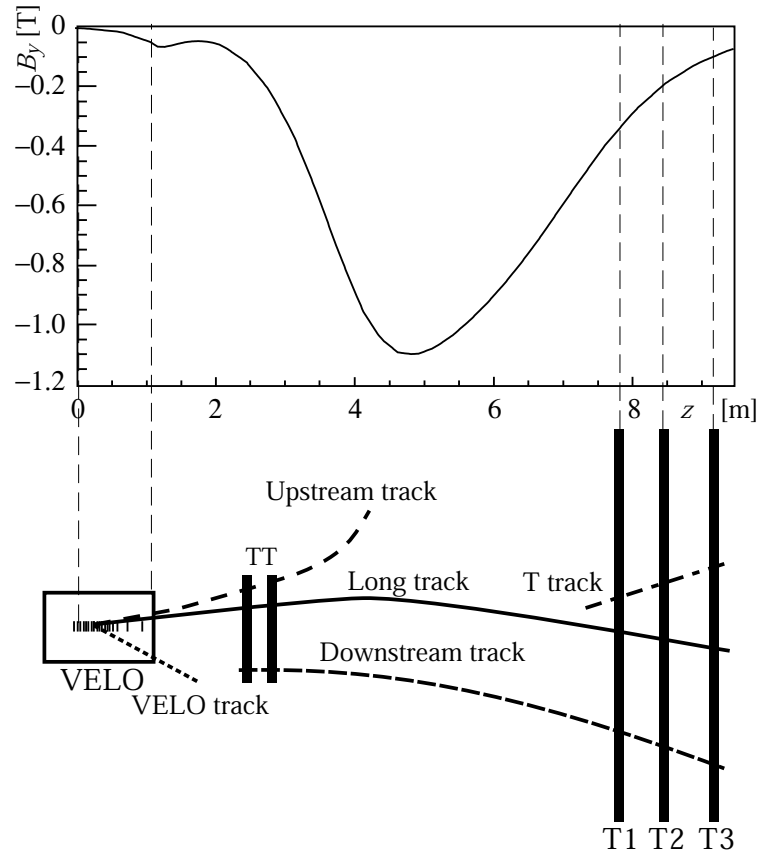


FIG. 2.20 – Vue schématique des différents types de traces : longue, upstream, downstream, VELO et T. Pour illustration, la variation de la principale composante du champ magnétique,  $B_y$ , en fonction de  $z$  est montrée (figure tirée de la référence [54]).

### 2.4.2 Stratégie de reconstruction des traces

La reconstruction est basée sur l'utilisation de germes de traces situés dans le VELO et les stations T1 à T3 du trajectographe. Dans le VELO, où le champ magnétique peut être négligé ces germes sont des segments de

droite. Dans les stations T1 à T3 ce sont des paraboles, le champ magnétique étant faible mais non négligeable (voir figure 2.20).

La reconstruction est divisée en plusieurs étapes correspondant aux différents types de traces :

1. La recherche des longues traces a pour point de départ les germes de trace VELO. Avec ces germes, on essaie de former une trace avec chaque point de mesure des stations T1 à T3. La combinaison d'un germe de trace VELO et d'un point de mesure dans une des stations suffit à déterminer la trajectoire de la particule dans le détecteur. Autour de cette trajectoire on cherche des points de mesure dans les autres stations, dont le TT, pouvant être considérés comme appartenant à la trace. Quand suffisamment de points de mesure sont collectés, la trace est reconstruite. Cette méthode est appelée *forward tracking* et son algorithme est décrit dans la référence [94]. Environ 90% des longues traces sont reconstruites par cet algorithme. Après que cette procédure ait été appliquée à chaque germes de trace VELO, les points de mesure des stations T utilisés sont écartés et la recherche de germes de trace dans les stations T débute [95]. Une autre méthode [96], extrapolant les germes de trace des stations T jusqu'au VELO et recherchant des germes de traces VELO correspondants, est utilisée. Cette méthode reconstruit environ 5% de trace longue en plus. Tous les germes utilisés par ces deux méthodes sont écartés pour la suite de la reconstruction.
2. Deux méthodes assurent la recherche des traces upstream et downstream. Les deux algorithmes sont décrits dans les références [97] et [98] respectivement et produisent ces traces en associant les germes de traces du VELO et des stations T restants, aux points de mesure du TT. Pour réduire le nombre de trace fantôme<sup>7</sup> pour le type upstream, des points de mesure dans TTa et TTb sont requis. De plus, les points de mesure dans TTa définissent l'impulsion de la trace alors que ceux dans TTb confirme la trace.
3. Les germes restants sont associés avec les traces de type VELO ou T suivant le cas.

Une fois la recherche des traces terminée, leur trajectoire est réajustée en utilisant un filtre de Kalman [99].

Le nombre moyen par événement de traces reconstruites, pour des événements  $b\bar{b}$  est 72 dont 26 sont longues, 11 upstream, 4 downstream, 26 VELO et 5 T. Ces nombres correspondent aux traces des produits de désintégration des mésons  $B$  et  $\bar{B}$  et à l'ensemble de l'événement sous-jacent. La figure

---

<sup>7</sup>une trace est dite fantôme si elle ne correspond à aucune particule Monte Carlo

2.21 montre les traces reconstruites pour un événement correspondant à la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ .

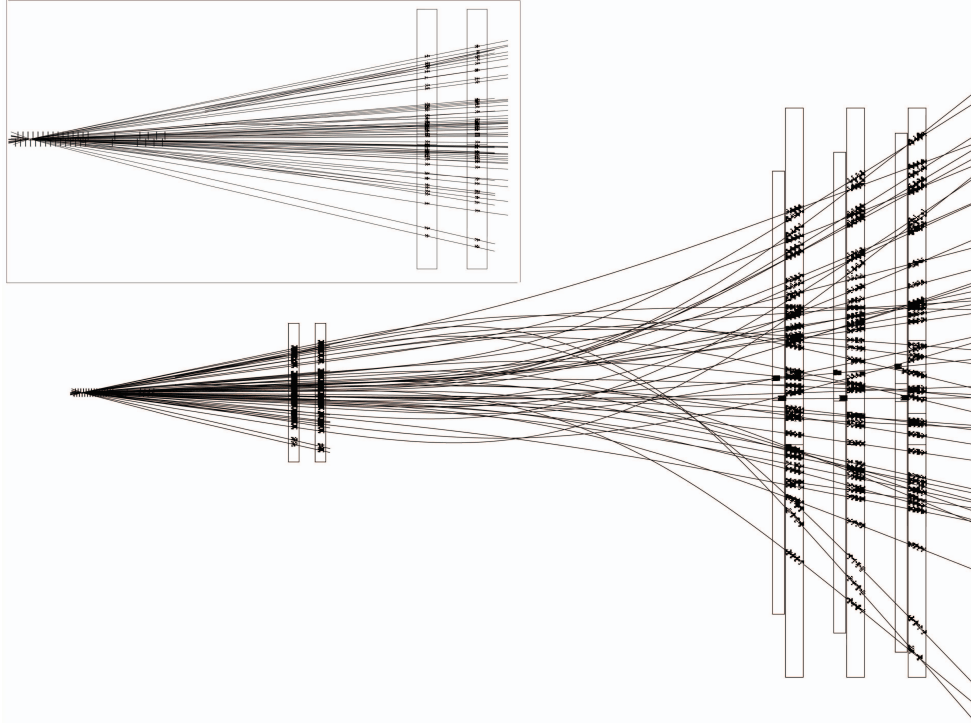


FIG. 2.21 – Les traces reconstruites et les points de mesure pour un événement (cet événement contient environ 50% de points de mesure de plus qu'un événement moyen). Dans l'encart le zoom de la région du VELO et de TT. (figure tirée de la référence [54]).

### 2.4.3 Performances

Les performances décrites dans cette partie sont tirées de la référence [54].

#### Les traces longues

La figure 2.22 montre l'efficacité de reconstruction des traces longues en fonction de l'impulsion ainsi que le taux de traces fantômes en fonction des coupures sur l'impulsion et l'impulsion transverse appliquées à ces traces. Pour les traces longues avec une impulsion plus grande que 10 GeV/c, l'efficacité moyenne de reconstruction est 94% (pour les particules issues de

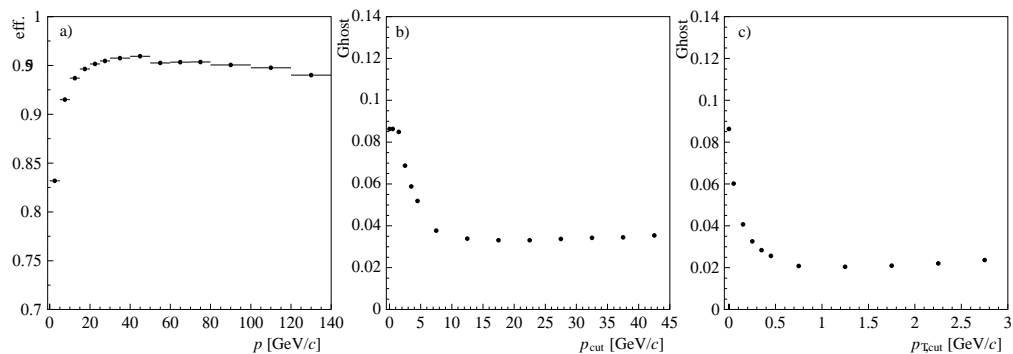


FIG. 2.22 – Performances de la reconstruction des traces longues : a) efficacité en fonction de l'impulsion de la particule générée ; b) taux de traces fantômes pour les traces reconstruites dont l'impulsion est plus grande que  $p_{cut}$  ; c) taux de traces fantômes pour les traces reconstruites dont l'impulsion transverse est plus grande que  $p_{T,cut}$  (figure tirée de la référence [54]).

désintégration de mésons  $B$ , ce pourcentage atteint 95-96%). Le taux moyen de traces fantômes est 9%, toutefois la majorité de ces traces a une faible impulsion transverse et, peuvent être facilement rejetées lors des analyses de physique ultérieures. La figure 2.23 montre les résolutions obtenues sur l'impulsion et le paramètre d'impact en fonction de l'impulsion et de l'inverse de l'impulsion transverse respectivement. La résolution sur le paramètre d'impact varie linéairement en fonction de  $1/p_T$  et peut être paramétrisée par  $\sigma_{IP} = 14\mu m + 35\mu m/p_T$  avec  $p_T$  exprimée en GeV/c.

### Les traces upstream

L'efficacité de reconstruction et le taux de traces fantômes pour ce type de trace est représenté sur la figure 2.24. Si l'on exclut les traces ayant une impulsion inférieure à 1 GeV/c, l'efficacité de reconstruction est environ 75% avec un taux de traces fantômes de 15%. La résolution sur l'impulsion est faible ( $\delta p/p=15\%$ ).

### Les traces downstream

L'efficacité de reconstruction des traces downstream est présentée sur la figure 2.25. Pour les traces d'impulsion supérieure à 5 GeV/c, l'efficacité est environ 80%. La résolution moyenne sur l'impulsion est  $\delta p/p=0.43\%$ .

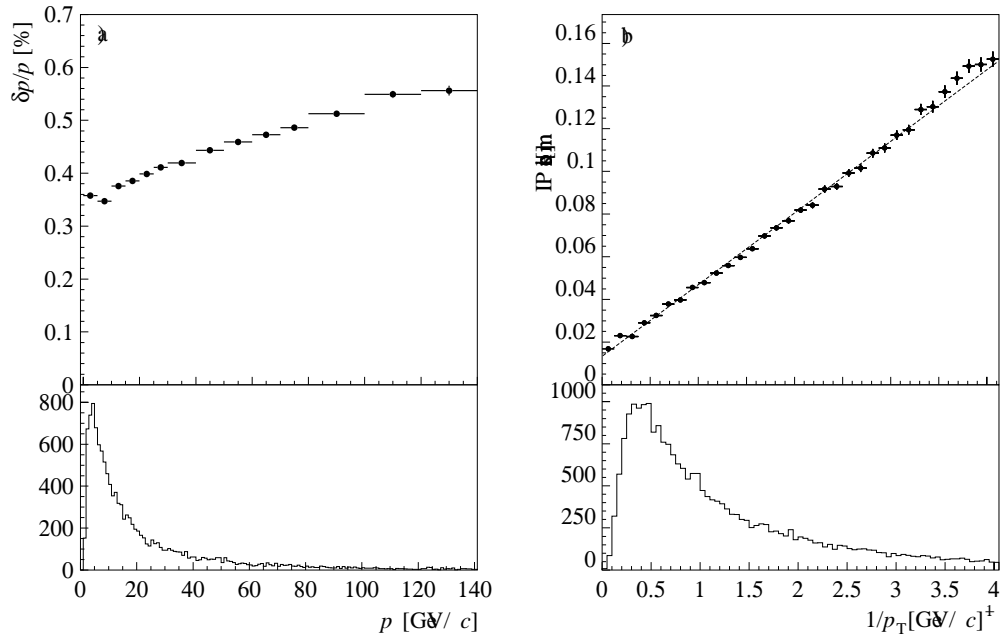


FIG. 2.23 – Résolutions sur les caractéristiques de la trace reconstruite au vertex de production : a) résolution sur l'impulsion en fonction de l'impulsion ; b) résolution sur le paramètre d'impact en fonction de  $1/p_T$ . Les spectres de l'impulsion et de l'impulsion transverse des particules issues de désintégration de mésons  $B$  sont indiquées au bas de chaque distribution (figure tirée de la référence [54]).

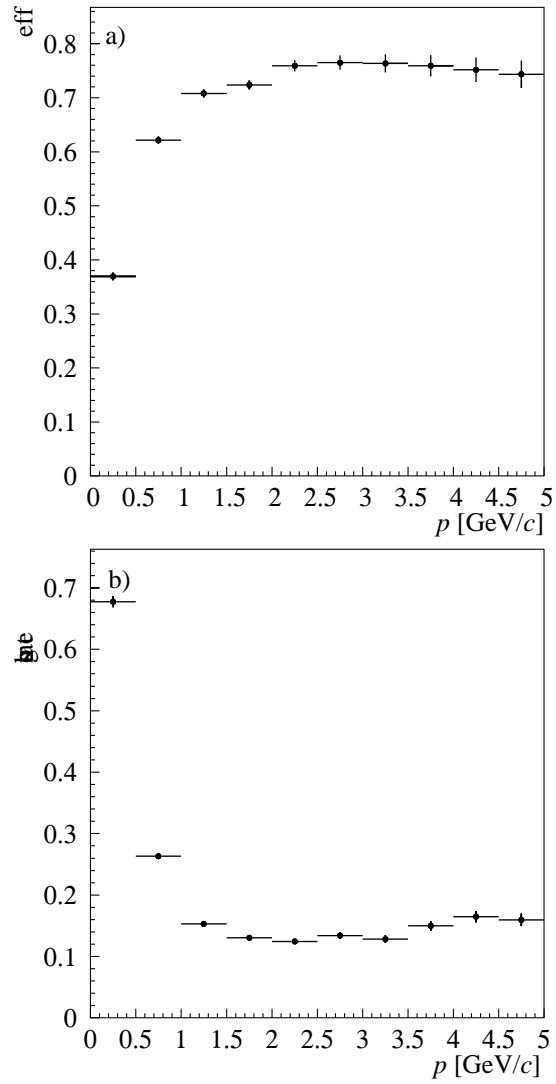


FIG. 2.24 – Efficacité de reconstruction (a) et taux de traces fantômes (b) en fonction de l'impulsion ( $\text{GeV}/c$ ) pour les traces de type upstream (figure tirée de la référence [54]).

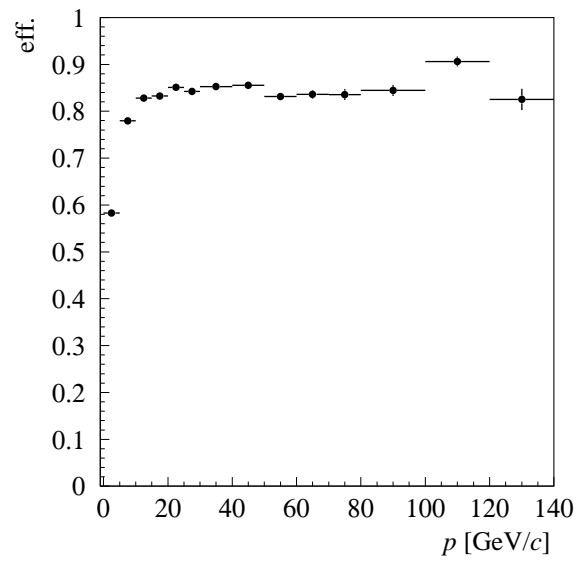


FIG. 2.25 – Efficacité de reconstruction en fonction de l'impulsion pour les traces de type downstream (figure tirée de la référence [54]).

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit le collisionneur LHC auprès duquel se trouvera l'expérience LHCb, le détecteur LHCb, les systèmes de déclenchement, la simulation et la reconstruction des traces. Les détecteurs de LHCb qui en font un spectromètre dédié à la physique du  $b$  sont :

- le détecteur de vertex (VELO), qui est un élément essentiel de toute expérience de physique du  $B$ ,
- les détecteurs à effet Cherenkov (RICH), et,
- le trajectographe qui permet une reconstruction efficace des traces bien que l'environnement des machines hadroniques soit difficile.

Les autres parties du détecteur sont aussi importantes puisque le système des calorimètres et le système à muons jouent un rôle déterminant pour le système de déclenchement. Le tableau 2.5 montre, pour différentes mesures, les performances requises de l'appareillage.

Mesure	Mode	point important	Détecteur
$\beta$	$B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$	identification des $e$ identification des $\mu$ vertex	Calorimètres, trajectographe Muon, trajectographe VELO, trajectographe
$\alpha$	$B^0 \rightarrow \pi\pi, \rho\rho, \rho\pi$	séparation $K/\pi$	RICH (1→100 GeV/c)
$2\beta+\gamma$	$B^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	séparation $K/\pi$ vertex	RICH (1→100 GeV/c) VELO, trajectographe résolution temps propre 40 fs
$\gamma$	$B^0 \rightarrow D^0 K^*$	séparation $K/\pi$ vertex	RICH (1→100 GeV/c) VELO, trajectographe
$\phi_s$	$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$	vertex	VELO, trajectographe résolution temps propre 40 fs
$\Delta m_s$	$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	vertex	VELO, trajectographe résolution temps propre 40 fs

TAB. 2.5 – Performances requises de l'appareillage pour certaines des mesures de LHCb.





# Introduction aux prochains chapitres.

Pour remplir les objectifs majeurs de LHCb à savoir la mesure avec une grande précision de la violation de  $CP$  et des désintégrations rares des mésons  $B$ , la proposition initiale datée de 1998 [65] présentait les performances d'un appareillage. Après les premières études techniques, la collaboration a décidé, en 2000, de modifier les détecteurs pour minimiser la matière rencontrée sur le trajet des particules et optimiser le déclenchement ; tout en gardant les objectifs d'un détecteur capable :

- d'une excellente efficacité de reconstruction des traces chargées,
- de séparer pions et kaons à partir de quelques GeV jusqu'à 100 GeV,
- de mesurer le temps de vie des mésons  $B$  avec une très bonne résolution ( $\sim 40$  fs), ceci étant corrélé à une bonne reconstruction des vertex.

C'est dans le contexte de cette réoptimisation que se place l'étude présentée du canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  avec le  $J/\psi$  qui se désintègre en paire électron-positon. Destiné aussi à l'optimisation du déclenchement, dans le but de trouver un compromis entre les flux d'événements acceptables et une efficacité raisonnable pour les canaux électrons, l'ensemble de l'analyse est faite sans condition sur le déclenchement.

L'étude s'articule autour de 3 axes :

- l'identification et la reconstruction des électrons de désintégration du  $J/\psi$  qui comprend la reconstruction des photons Bremsstrahlung. Ces méthodes ne sont pas spécifiques à ce canal et sont utilisées pour la reconstruction d'autres mode de désintégration et pour l'étiquetage de la saveur. Ces méthodes sont présentées dans le chapitre 3.
- la sélection du canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi (ee) K_s^0$  basée sur les propriétés topographiques et cinématiques de cette désintégration ainsi que la réjection des bruits de fond sont détaillées dans le chapitre 4.
- la sensibilité de LHCb à la mesure de  $\sin(2\beta)$  à travers le canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  où entre en jeu la résolution sur les vertex de création et de

désintégration du méson  $B$  est abordée au chapitre 5.

A l'horizon du LHC, BABAR et BELLE auront amélioré la mesure actuelle de  $\sin(2\beta)$  et réduit considérablement son erreur, cette mesure restera cependant pour l'expérience LHCb extrêmement utile pour quantifier le fonctionnement du détecteur.

# Chapitre 3

## Identification des électrons

*Dans ce chapitre, nous décrivons la reconstruction des gerbes électromagnétiques, les estimateurs utilisés pour l'identification des électrons et ses performances. Dans la dernière partie, la reconstruction des photons émis par les électrons par rayonnement de freinage est présentée.*

L'identification des électrons est principalement utilisée pour identifier les électrons issus de la désintégration du  $J/\psi$ , et, des désintégrations semi-leptoniques des mésons  $B$  dans le cadre de l'étiquetage de la saveur. Ces électrons sont issus de désintégrations ayant lieu dans le VELO (voir partie 2.2.1) et doivent, pour atteindre le système des calorimètres, traverser l'ensemble du détecteur. Ainsi les traces que nous avons considérées sont de type long.

L'identification des électrons consiste à déterminer, parmi les traces reconstruites, celles qui correspondent à des électrons. Pour mener à bien cette tâche, l'information fournie par le système des calorimètres est capitale. En particulier, le calorimètre électromagnétique permet une mesure de l'énergie des électrons qui est l'ingrédient essentiel de l'identification des électrons.

On notera que les différentes distributions présentées dans cette partie ont été obtenues à partir de données simulées correspondant au canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0$ .

## 3.1 Reconstruction des gerbes électromagnétiques

La reconstruction des gerbes électromagnétiques débute par la détermination des agrégats de cellules du ECAL (le ECAL est décrit dans la partie 2.2.4), appelés “*clusters*”, contenant la cascade électromagnétique produite par l’interaction d’un électron ou d’un photon avec le ECAL. L’énergie des *clusters* et la position de l’impact sont ensuite corrigées suivant la nature, neutre ou chargée, de la particule à l’origine de la gerbe.

### 3.1.1 Reconstruction des agrégats de cellules

Le groupement des cellules en *cluster* est assuré par l’algorithme “Cellular Automaton” [100]. Cet algorithme considère uniquement les cellules sélectionnées par la procédure de suppression des zéros [101]. Ainsi, seules les cellules représentant un maximum local et dont l’énergie transverse est supérieure à 50 MeV, et, leurs cellules voisines<sup>1</sup>, sont considérées. L’exécution de cet algorithme demande plusieurs itérations dont la figure 3.1 donne une illustration. La première itération consiste à déterminer les cellules dont le dépôt d’énergie représente un maximum local. Ces cellules se voient attribuer une étiquette (une couleur sur la figure 3.1). Puis, lors des itérations suivantes, cette étiquette se propage aux différentes cellules selon les règles suivantes :

- une cellule étiquetée n’évolue plus,
- si la cellule n’a pas d’étiquette, ses cellules voisines sont examinées et :
  - si aucune cellule voisine n’est étiquetée, rien n’est fait,
  - si une cellule voisine est étiquetée, la cellule prend la même étiquette,
  - si plusieurs cellules sont étiquetées avec une unique étiquette, la cellule prend la même étiquette,
  - si plusieurs cellules sont étiquetées avec différentes étiquettes, la cellule est considérée comme partagée entre plusieurs *clusters* et elle prend les différentes étiquettes.

Pour les cellules présentant plusieurs étiquettes, leur énergie est partagée entre les *clusters* concernés, proportionnellement à l’énergie totale des *clusters*. On notera qu’avec cette procédure, à chaque maximum local correspond un *cluster*, les centres des *clusters* sont séparés par au moins une cellule, et, la reconstruction de *clusters* s’étalant sur différentes régions de l’ECAL est possible (voir figure 3.2).

---

<sup>1</sup>deux cellules sont voisines si elles ont au moins une arête commune

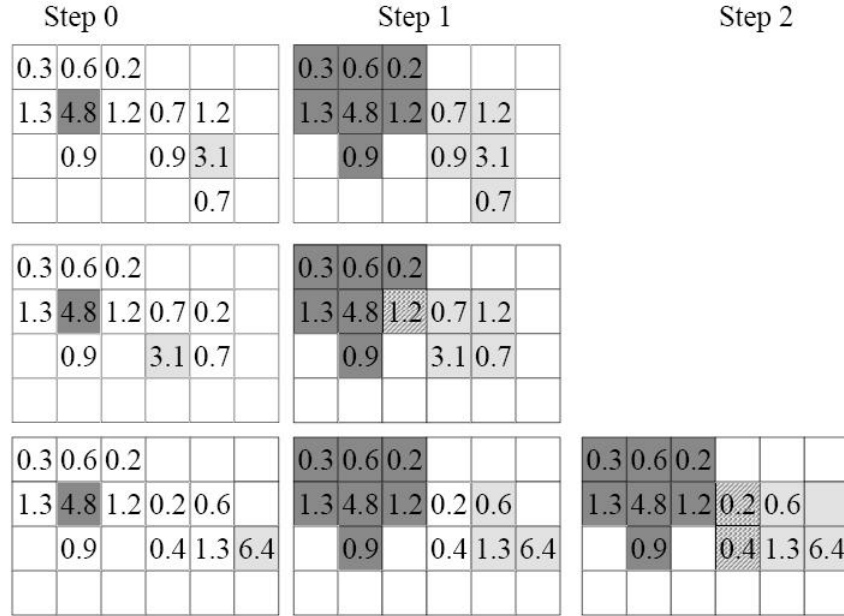


FIG. 3.1 – Exemple de reconstruction de clusters par l’algorithme “Cellular Automaton”. Les nombres correspondent aux dépôts d’énergie dans la cellule (les unités sont arbitraires). Les cellules d’une même couleur appartiennent à un seul cluster, les autres sont partagées entre les clusters adjacents. Cette figure est tirée de la référence [100].

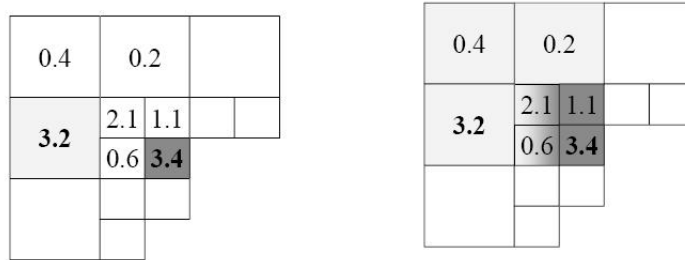


FIG. 3.2 – Exemple de reconstruction de clusters par l’algorithme “Cellular Automaton” pour une gerbe se développant dans deux régions du ECAL de granularité différente. Les nombres correspondent aux dépôts d’énergie dans la cellule (les unités sont arbitraires). Les cellules d’une même couleur appartiennent à un seul cluster, les autres sont partagées. Cette figure est tirée de la référence [100].

### 3.1.2 Sélection des *clusters* neutre et chargé

Avant de corriger l'énergie et la position des *clusters*, ils sont séparés en deux types, correspondant aux particules chargées et aux particules neutres. La séparation entre les deux types se fait en utilisant les traces reconstruites<sup>2</sup>. En effet, un *cluster* correspondant à une gerbe créée par une particule chargée doit avoir une trace pointant vers lui, contrairement à un *cluster* correspondant à une particule neutre. L'estimateur  $\chi_\gamma^2(\vec{r})$ , calculé pour chaque paire trace-*cluster* permet de séparer les *clusters*. Il est défini de la façon suivante :

$$\chi_\gamma^2(\vec{r}) \equiv (\vec{r}_{tr} - \vec{r})^T \mathcal{C}_{tr}^{-1} (\vec{r}_{tr} - \vec{r}) + (\vec{r}_{cl} - \vec{r})^T \mathcal{S}^{-1} (\vec{r}_{cl} - \vec{r}) \quad (3.1)$$

où  $\vec{r}_{tr}$  et  $\vec{r}_{cl}$  correspondent aux positions dans le plan du calorimètre, de l'extrapolation de la trace<sup>3</sup> et du barycentre<sup>4</sup> du *cluster* respectivement.  $\mathcal{C}_{tr}$  est la matrice de covariance des coordonnées de  $\vec{r}_{tr}$  et  $\mathcal{S}$  la matrice des moments de deuxième ordre des coordonnées du barycentre du *cluster* [102]. L'estimateur  $\chi_\gamma^2(\vec{r})$  est minimisé en fonction de  $\vec{r}$  et sa valeur minimum est utilisée pour déterminer si le *cluster* correspond à une particule chargée ou neutre. Un *cluster* étant considéré comme chargé si  $\chi_\gamma^2_{min} < 25$  et neutre si  $\chi_\gamma^2_{min} > 4$ . La figure 3.3 montre les distributions de  $\chi_\gamma^2_{min}$  pour les *clusters* reconstruits, les traces reconstruites de type long, downstream et T, et, parmi ces traces, pour celles correspondant à un électron. Pour cette figure et les suivantes, la normalisation des distributions prend en compte les valeurs situées en dehors des limites de l'histogramme et les cas où aucune valeur n'est disponible, par exemple lorsque la minimisation ne converge pas.

On voit, à l'aide de la figure 3.3 que la coupure appliquée pour obtenir les *clusters* neutres (chargés) permet de rejeter (sélectionner) la majeure partie des *clusters* correspondant à des électrons. Toutefois, la pureté de l'échantillon de *clusters* neutres ainsi obtenu est faible, mais le bruit de fond est principalement composé de hadrons de faible impulsion transverse qui peuvent être exclus lors d'analyses ultérieures.

<sup>2</sup>seules les traces de type long, downstream et T (voir partie 2.4.1) sont utilisées

<sup>3</sup>l'extrapolation de la trace se fait linéairement, le champ magnétique étant relativement faible dans la région du détecteur située entre les derniers éléments du trajectographe et le calorimètre électromagnétique (voir figure 2.20) et la référence [74]

<sup>4</sup>Les coordonnées du barycentre du *cluster* sont définies, les sommes portant sur toutes les cellules appartenant au *cluster*, par :

$$x_b = \frac{1}{\epsilon} \sum_i x_i \epsilon_i, \quad y_b = \frac{1}{\epsilon} \sum_i y_i \epsilon_i \quad \text{avec } \epsilon = \sum_i \epsilon_i \text{ et } \epsilon_i \text{ énergie déposée dans la cellule } i$$

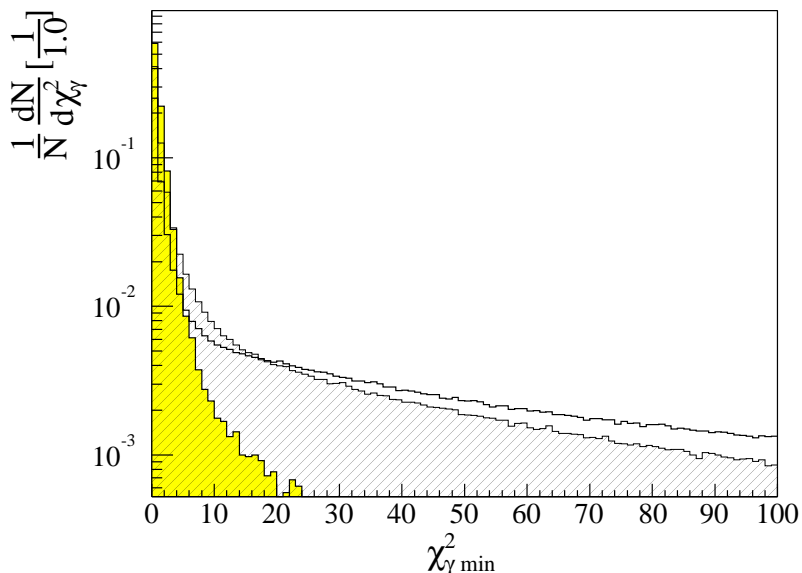


FIG. 3.3 – Distributions normalisées au nombre total d’entrées, de la valeur minimum de l’estimateur  $\chi^2_{\min}(\vec{r})$ , en blanc pour l’ensemble des *clusters* reconstruits, en hachuré pour les traces reconstruites de type long, downstream et T, et, en grisé pour les même type de traces, correspondant à des électrons.

### 3.1.3 Reconstruction de l’énergie et de la position de la gerbe

La séparation entre les différents types de *cluster* effectuée, des corrections sont appliquées à l’énergie et à la position du barycentre du *cluster* [102,103]. Elles sont déterminées à partir de *clusters* de  $3 \times 3$  cellules disposées autour du maximum local de dépôt d’énergie et sont nécessaires bien que la taille des cellules de la partie interne ( $\sim 4$  cm) soit environ égale au rayon de Molière du calorimètre. Elles dépendent de la nature du *cluster* et de sa position dans le ECAL. Les corrections étant différentes si le *cluster* appartient à la partie interne, médiane ou externe. Ces corrections prennent en compte l’énergie déposée dans le PS et la position relative du barycentre dans le *cluster* d’une part, et dans la structure en module d’autre part, pour tenir compte de l’énergie perdue dans le matériau disposé entre les modules du ECAL.



## 3.2 Les estimateurs calorimétriques

Ces estimateurs sont construits à partir de l'information fournie par les différents éléments du système des calorimètres et sont calculés pour chaque trace reconstruite. Les derniers éléments du trajectographe (voir partie 2.2.2) sont situés à quelques mètres du système des calorimètres, et, pour connaître la position de la trace au niveau du calorimètre, l'extrapolation de la trace est nécessaire. Ainsi, pour chaque estimateur, les traces sont extrapolées linéairement, le champ magnétique étant relativement faible dans cette région du détecteur (voir figure 2.20) et la référence [74]. Dans la suite, nous n'avons considéré que les traces dont l'extrapolation est dans l'acceptance de l'ECAL ; une trace étant dans l'acceptance de l'ECAL si la position de son extrapolation à  $z$  correspondant au maximum de la gerbe (en moyenne 12670 mm pour les électrons) est située à une distance des bords au moins égale à la taille d'une cellule. Le tableau 3.1 montre les conditions sur les coordonnées  $x$  et  $y$  correspondant à ce critère. On notera que l'acceptance de l'ECAL pourrait changer dans le futur car deux lignes de cellules installées au-dessus et au-dessous du tube faisceau sont câblées mais ne sont pas prises en compte dans cette étude. La figure 3.4 montre le spectre de l'impulsion de l'ensemble des

$z$ (mm)	Acceptance interne (mm)	Acceptance externe (mm)
12670	$ x  > 363.3$ ou $ y  > 363.3$	$ x  < 3757.2$ et $ y  < 3030.0$

TAB. 3.1 – *Acceptance géométrique de l'ECAL pour les électrons.*

traces longues et de celles qui sont en dehors de l'acceptance de l'ECAL. On voit que les particules en dehors de l'acceptance interne sont principalement celles qui ont une grande impulsion. Celles qui sont en dehors de l'acceptance externe sont de faible impulsion. Le pourcentage de traces dans l'acceptance de l'ECAL est 80% (82% pour les électrons issus de la désintégration du  $J/\psi$ ). La figure 3.5 montre le spectre de l'impulsion des traces qui sont dans l'acceptance de l'ECAL et parmi ces traces, celles qui sont associées à des électrons.

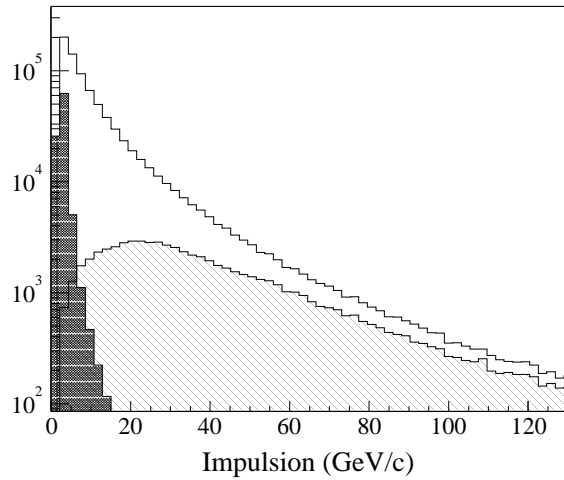


FIG. 3.4 – Distributions de l'impulsion (GeV/c) des traces longues, en blanc pour toutes les traces, en grisé pour les traces qui ne sont pas dans l'acceptance externe de l'ECAL et en hachuré pour les traces qui ne sont pas dans l'acceptance interne

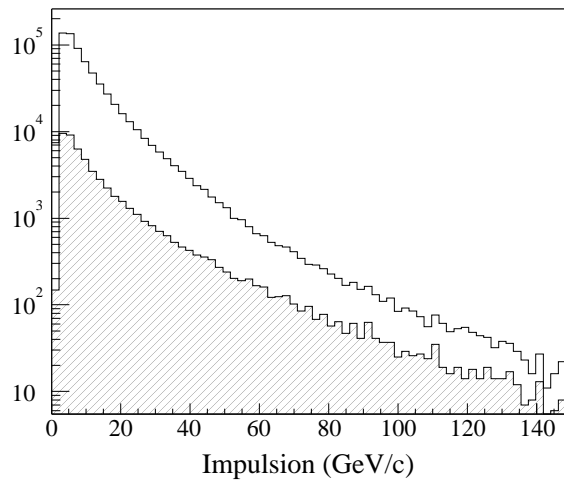


FIG. 3.5 – Distributions de l'impulsion (GeV/c) des traces longues dans l'acceptance de l'ECAL, en blanc pour toutes les traces, en hachuré pour les traces qui sont associées à des électrons.

### 3.2.1 Estimateur basé sur l'information fournie par le ECAL

La position et surtout l'énergie mesurées par le calorimètre électromagnétique sont à la base de l'identification des électrons. En effet, les électrons interagissent avec le ECAL et y déposent la majeure partie de leur énergie (la profondeur de l'ECAL correspond à  $25X_0$ ). Comme le système de reconstruction des traces donne une autre estimation de l'énergie de la particule en mesurant son impulsion, on dispose de deux mesures de la même grandeur. En comparant la valeur de ces deux grandeurs, on obtient une indication sur l'identité de la particule qui est à l'origine de la trace. La figure 3.6 représente le rapport de l'énergie mesurée par le ECAL (après corrections) sur l'impulsion mesurée par le trajectographe. On voit que la distribution du

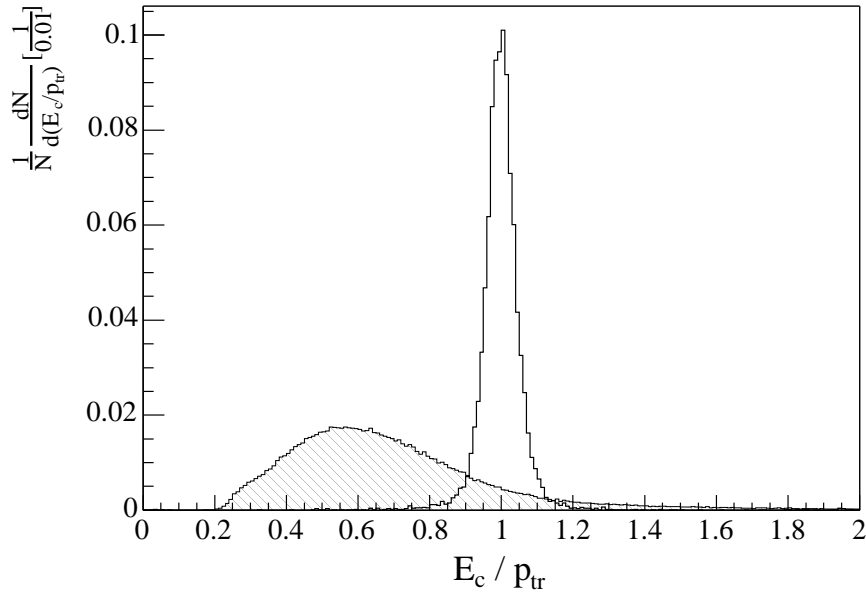


FIG. 3.6 – Distributions normalisées du rapport de l'énergie mesurée par le ECAL, après corrections,  $E_c$ , sur l'impulsion mesurée par le trajectographe,  $p_{tr}$ , pour les traces dont la valeur minimum de  $\chi_\gamma^2$  est inférieure à 25. En blanc pour les électrons et en hachuré pour les hadrons et muons.

rapport  $E_c/p_{tr}$  pique à 1 pour les électrons alors que la distribution pour les muons et hadrons a son maximum vers 0.6 et est plus étalée.

Pour tenir compte à la fois de l'énergie et de la position de la gerbe d'une part, et, de la position de l'extrapolation et de l'impulsion de la trace d'autre

part, on utilise l'estimateur  $\chi_e^2$  qui est défini par :

$$\chi_e^2(\vec{v}) \equiv (\vec{v}_{tr} - \vec{v})^T \mathcal{C}_{tr}^{-1} (\vec{v}_{tr} - \vec{v}) + (\vec{v}_{cl} - \vec{v})^T \mathcal{C}_{cl}^{-1} (\vec{v}_{cl} - \vec{v}) \quad (3.2)$$

où  $\vec{v}_{tr}$  est le vecteur de l'impulsion de la trace et de la position de l'extrapolation de la trace jusqu'au calorimètre,  $\mathcal{C}_{tr}$  est la matrice de covariance des coordonnées de  $\vec{v}_{tr}$ ,  $\vec{v}_{cl}$  est le vecteur de l'énergie et de la position corrigées du *cluster* et  $\mathcal{C}_{cl}$  est la matrice de covariance des composantes de  $\vec{v}_{cl}$ . Cet estimateur est minimisé en fonction de  $\vec{v}$  et la valeur minimale de  $\chi_e^2$ , dont la figure 3.7 représente la distribution, est utilisée pour l'identification des électrons.

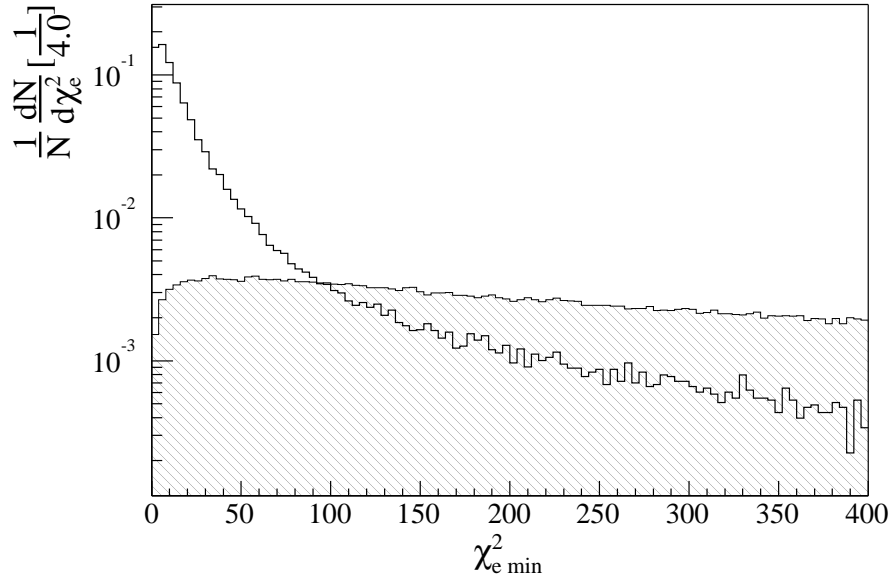


FIG. 3.7 – Distributions normalisées de la valeur minimale de  $\chi_e^2$ , en blanc pour les électrons et en hachuré pour les hadrons et muons.

### 3.2.2 Estimateur basé sur l'information fournie par le PS

Le détecteur de pied de gerbe (voir partie 2.2.4) est constitué d'une feuille de plomb d'une épaisseur correspondant à  $2X_0$  suivie d'un plan de scintillateurs. Ainsi, lors du passage à travers ce détecteur, les électrons vont avoir tendance à initier leur cascade électromagnétique alors que les hadrons et muons sont vus comme des particules d'ionisation minimum (MIP). La mesure de l'énergie déposée par les particules dans le détecteur de pied de gerbe,

$E_{PS}$  donne donc de l'information sur la nature de la particule. Pour déterminer  $E_{PS}$ , les traces sont extrapolées jusqu'au détecteur de pied de gerbe. La position de l'extrapolation connue,  $E_{PS}$  est calculée comme la somme de l'énergie déposée, dans la cellule touchée par l'extrapolation, et, ses cellules voisines dont les coordonnées satisfont :

$$\begin{cases} |x_{extra} - x_{cell}| < \frac{d_{cell}}{2} + 3\sigma_{x_{extra}} + 1mm \\ |y_{extra} - y_{cell}| < \frac{d_{cell}}{2} + 3\sigma_{y_{extra}} + 1mm \end{cases} \quad (3.3)$$

où  $d_{cell}$  est la taille de la cellule et  $\sigma_{x_{extra}}$  et  $\sigma_{y_{extra}}$  sont respectivement les erreurs effectuées sur les coordonnées  $x$  et  $y$  de l'extrapolation. Pour des erreurs inférieures à 0.5 mm, c'est cette valeur qui est utilisée. La figure 3.8 montre la distribution normalisée de  $E_{PS}$  pour les électrons d'une part et les hadrons et muons d'autre part. L'énergie déposée dans le PS représente environ 1% de l'énergie déposée dans le ECAL pour les électrons et 0.1% pour les autres types de particule.

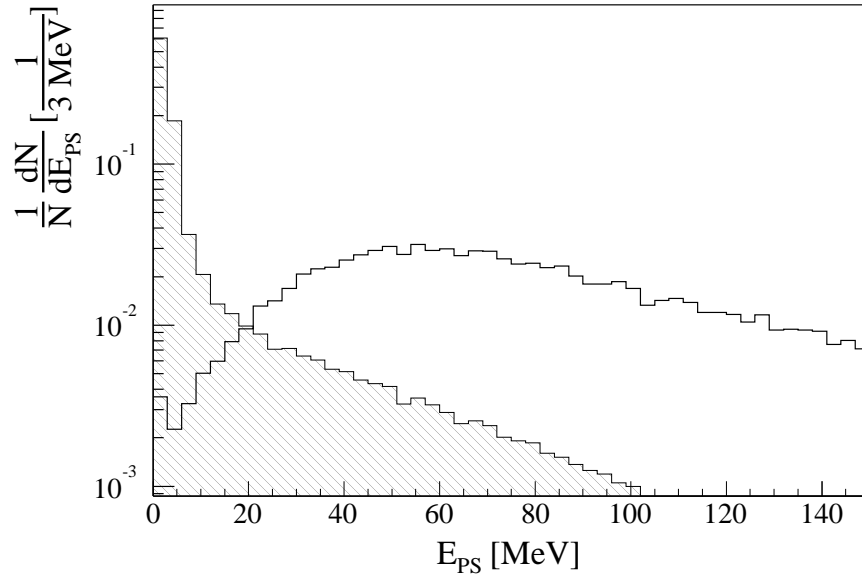


FIG. 3.8 – Distributions normalisées de l'énergie déposée dans le PS,  $E_{PS}$ , en blanc pour les électrons et en hachuré pour les hadrons et muons.

### 3.2.3 Estimateur basé sur l'information fournie par le HCAL

Contrairement aux électrons, les hadrons déposent peu d'énergie dans le ECAL et la majeure partie dans le HCAL. Cette caractéristique est utilisée pour rejeter les hadrons. Pour déterminer l'énergie déposée par une particule dans le HCAL, on procède en plusieurs itérations. Lors de la première itération, la trace est extrapolée, sans tenir compte des diffusions multiples, jusqu'au HCAL et on somme l'énergie déposée, dans la cellule touchée par l'extrapolation, et, ses cellules voisines dont les coordonnées satisfont :

$$\begin{cases} |x_{extra} - x_{cell}| < \frac{d_{cell}}{2} + 3\sigma_{x_{extra}} + 1cm \\ |y_{extra} - y_{cell}| < \frac{d_{cell}}{2} + 3\sigma_{y_{extra}} + 1cm \end{cases} \quad (3.4)$$

comme précédemment,  $d_{cell}$  est la taille de la cellule et  $\sigma_{x_{extra}}$  et  $\sigma_{y_{extra}}$  sont respectivement les erreurs effectuées sur les coordonnées  $x$  et  $y$  de l'extrapolation. Lorsque ces erreurs sont inférieures à 1 mm, c'est cette valeur qui est utilisée. Lors des itérations suivantes, cette procédure est répétée en extrapolant la trace à  $z_{extra} = z_{HCAL} + (n_{it} - 1) * 100$  mm. Lors des diverses itérations, on prend garde de ne pas tenir compte plusieurs fois de la même cellule. La distribution normalisée de l'énergie déposée dans le HCAL reconstruite par cette méthode est représentée sur la figure 3.9.

- Remarque : le fait que les particules émettent ou non des photons Bremsstrahlung est aussi utilisé pour l'identification des électrons (la reconstruction des photons Bremsstrahlung et l'estimateur correspondant sont décrits dans la partie 3.5).

## 3.3 La combinaison des estimateurs

Afin de combiner l'information fournie par les estimateurs du système des calorimètres, le RICH et le système à muons une méthode a été développée [54] permettant d'obtenir, pour chaque estimateur, la probabilité qu'une trace corresponde à un certain type de particule. Dans le cadre de l'identification des électrons à partir des estimateurs calorimétriques, deux histogrammes de référence, obtenus à partir d'événements  $b\bar{b}$  et de signal, sont utilisés. Un relatif aux électrons et un au bruit de fond, incluant les hadrons et les muons. Ces histogrammes sont à deux dimensions, une pour l'estimateur et l'autre pour l'impulsion de la trace, ce qui permet de prendre en compte la dépendance de l'estimateur par rapport à l'impulsion de la particule. La probabilité est obtenue en normalisant les histogrammes dans

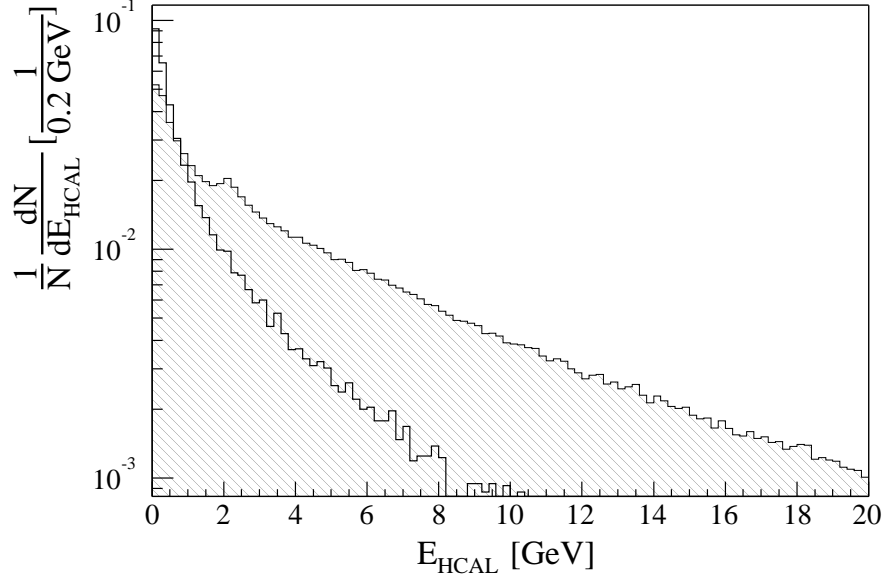


FIG. 3.9 – Distributions normalisées de  $E_{\text{HCAL}}$ , en blanc pour les électrons et en hachuré pour les hadrons et muons. Le pic, vers 2 GeV, pour la distribution hachurée est dû aux muons.

chaque intervalle d'impulsion. Ainsi, après reconstruction de la trace de la particule, l'impulsion de la particule est connue ainsi que la valeur des divers estimateurs, et, ces histogrammes sont lus, donnant la probabilité que la particule soit un électron, notée  $\mathcal{P}(e)$ , ou non, notée  $\mathcal{P}(\pi)$ <sup>5</sup>. On peut voir sur la figure 3.10, les probabilités  $\mathcal{P}(e)$  et  $\mathcal{P}(\pi)$  pour les différents estimateurs décrits précédemment. Pour obtenir ces histogrammes, on ne tient pas compte des traces qui ne sont associées à aucune particule Monte Carlo. L'utilisation de la fonction tangente hyperbolique permet de contenir l'ensemble des spectres entre les valeurs 0 et 1, toutefois, elle regroupe dans un même intervalle les grandes valeurs. Ceci explique les concentrations élevées que l'on observe sur certaines distributions. Le fait que le premier intervalle vertical soit vide est dû à la distribution de l'impulsion des traces reconstruites qui est minorée par  $\sim 1 \text{ GeV}/c$ . Pour combiner les probabilités des différents détecteurs on utilise la variable :

$$\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi} = \ln \mathcal{P}(e) - \ln \mathcal{P}(\pi) \quad (3.5)$$

<sup>5</sup>nous adoptons cette notation car les pions sont la principale composante du fond

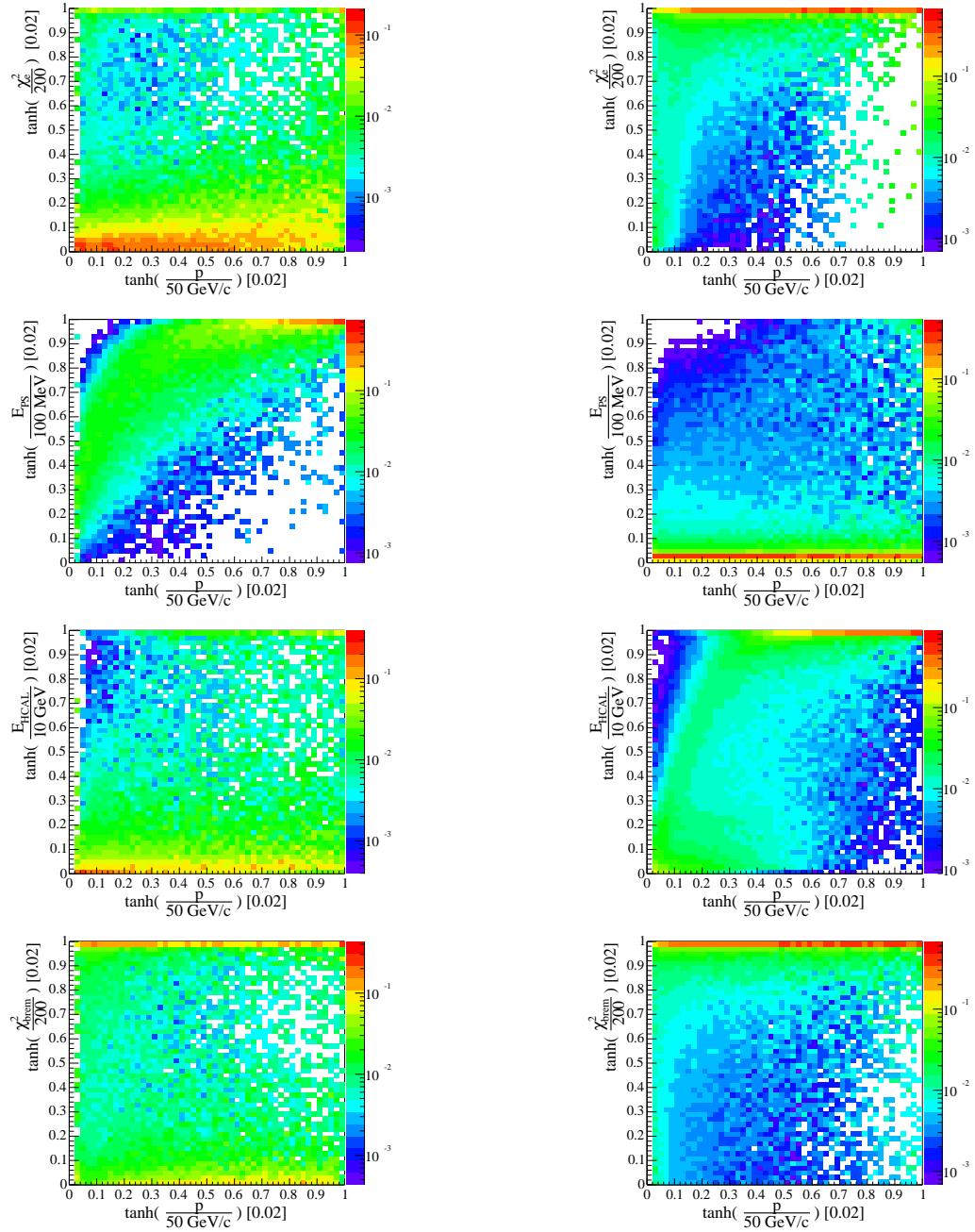


FIG. 3.10 – Distributions normalisées par intervalle d'impulsion, de haut en bas, de  $\tanh(\frac{\chi_e^2}{200})$ ,  $\tanh(\frac{E_{\text{PPS}}}{100 \text{ MeV}})$ ,  $\tanh(\frac{E_{\text{HCAL}}}{10 \text{ GeV}})$ , et  $\tanh(\frac{\chi_{\text{brem}}^2}{200})$  en fonction de  $\tanh(\frac{p}{50 \text{ GeV}})$ , à gauche pour les électrons et à droite pour le bruit de fond.



et la variable englobant l'information des différents détecteurs du système des calorimètres est :

$$\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{CALO} = \Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{ECAL} + \Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{PS} + \Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{HCAL} + \Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{BREM} \quad (3.6)$$

La figure 3.11 représente la distribution de  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{CALO}$ . Les performances

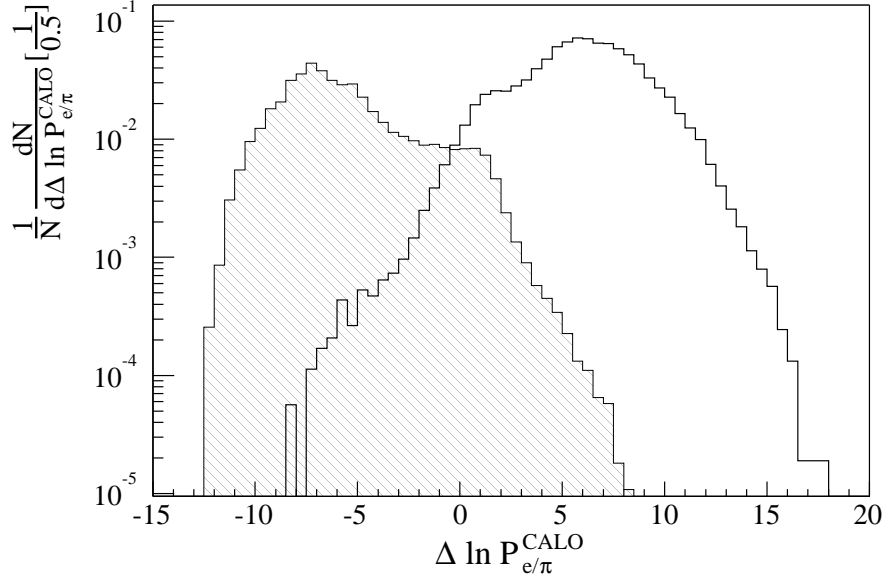


FIG. 3.11 – Distributions normalisées de  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{CALO}$ , en blanc pour les électrons et en hachuré pour les hadrons et les muons.

obtenues à partir de cette variable sont présentées dans la partie suivante.

### 3.4 Les performances

Les performances de l'identification des électrons peuvent être caractérisées par trois nombres : l'efficacité d'identification définie par

$$\varepsilon(e \rightarrow e) = \frac{\text{nombre de vrais électrons identifiés comme électrons}}{\text{nombre total de vrais électrons}} \quad (3.7)$$

le taux de pions identifiés comme électron

$$\varepsilon(\pi \rightarrow e) = \frac{\text{nombre de vrais pions identifiés comme électrons}}{\text{nombre total de vrais pions}} \quad (3.8)$$

et la pureté de l'échantillon d'électrons

$$\text{Pureté} = \frac{\text{nombre de vrais électrons identifiés comme électrons}}{\text{nombre de traces identifiées comme électron}} \quad (3.9)$$

Remarque : les erreurs rapportées pour ces trois grandeurs sont statistiques.

### 3.4.1 Les estimateurs calorimétriques

En utilisant uniquement l'estimateur  $\chi_{e \min}^2$  pour identifier les électrons, et, en demandant que sa valeur soit  $< 100$ , on obtient les résultats présentés dans le tableau 3.2. Ce tableau montre que  $\varepsilon(e \rightarrow e)$  est de l'ordre 86% (88% pour les électrons du  $J/\psi$ ), toutefois, le nombre de pions identifié comme électrons est élevé ( $\sim 10\%$ ) et la pureté faible ( $\sim 40\%$ ). Si on tient aussi compte

$\varepsilon(e \rightarrow e)$	$\varepsilon(e_{J/\psi} \rightarrow e_{J/\psi})$	$\varepsilon(\pi \rightarrow e)$	Pureté
$85.8 \pm 0.5$	$88.1 \pm 0.8$	$9.45 \pm 0.05$	$39.9 \pm 0.2$

TAB. 3.2 – Performances (%) de l'identification des électrons obtenue avec la coupure  $\chi_{e \min}^2 < 100$ .

de l'information fournie par le PS et que l'on identifie les électrons en demandant  $\chi_{e \min}^2 < 100$  et  $E_{PS} > 20$  MeV on obtient les performances présentées dans le tableau 3.3. On voit en comparant ce tableau au précédent que la

$\varepsilon(e \rightarrow e)$	$\varepsilon(e_{J/\psi} \rightarrow e_{J/\psi})$	$\varepsilon(\pi \rightarrow e)$	Pureté
$83.2 \pm 0.5$	$86.3 \pm 0.7$	$0.82 \pm 0.01$	$67.7 \pm 0.4$

TAB. 3.3 – Performances (%) de l'identification des électrons obtenue avec la coupure  $\chi_{e \min}^2 < 100$  et  $E_{PS} > 20$  MeV.

mesure de l'énergie déposée dans le PS permet d'améliorer significativement les performances de l'identification des électrons puisque que pour des efficacités légèrement inférieures à celles obtenues en utilisant uniquement le ECAL, on obtient des taux d'identification de pions comme électrons et des puretés relativement meilleures.

Le tableau 3.4 montre les performances obtenues lorsque l'on utilise la variable combinant l'information fournie par les détecteurs du système des calorimètres, en demandant  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{CALO} > 2$ . On voit que cette variable permet d'obtenir un plus faible taux de pions identifiés comme électrons ainsi qu'un échantillon d'électrons plus pur.

$\varepsilon(e \rightarrow e)$	$\varepsilon(e_{J/\psi} \rightarrow e_{J/\psi})$	$\varepsilon(\pi \rightarrow e)$	Pureté
$86.5 \pm 0.6$	$91.2 \pm 0.8$	$0.70 \pm 0.01$	$69.0 \pm 0.4$

TAB. 3.4 – Performances (%) de l'identification des électrons obtenue avec la coupure  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{CALO} > 2$ .

### 3.4.2 Améliorations apportées par le RICH

Les détails concernant la méthode mise au point pour identifier les particules avec le RICH peuvent être trouvés dans la référence [104]. En résumé, les motifs observés par les photodétecteurs du RICH sont comparés avec ceux obtenus en émettant des hypothèses sur la nature des traces reconstruites. Cette comparaison permet d'obtenir une probabilité qui est maximisée en fonction du jeu d'hypothèses. Ainsi, le RICH fournit pour chaque trace, une variable,  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{RICH}$  qui peut être utilisée en complément de  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{CALO}$ . Sur la figure 3.12, est représenté  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{RICH}$  pour les traces dont  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{CALO}$  est  $> 0$ . On voit que la majeure partie des traces avec  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{RICH} > 0$  sont des électrons. Ainsi, cette variable permet d'améliorer les performances de l'identification des électrons. Cela est illustré par le tableau 3.5.

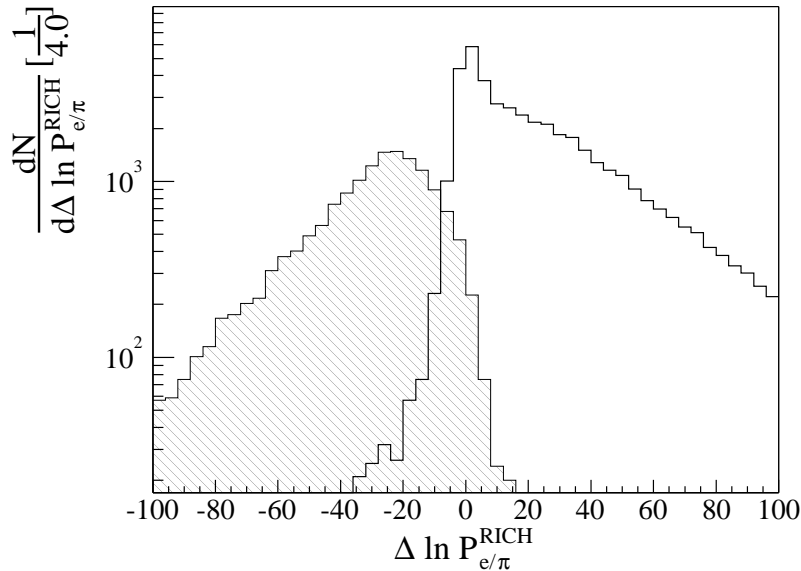


FIG. 3.12 –  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{RICH}$  pour les traces avec  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{CALO} > 0$ , en blanc pour les électrons et en hachuré pour les pions.

$\varepsilon(e \rightarrow e)$	$\varepsilon(e_{J/\psi} \rightarrow e_{J/\psi})$	$\varepsilon(\pi \rightarrow e)$	Pureté
$94.5 \pm 0.6$	$94.8 \pm 0.8$	$0.83 \pm 0.01$	$64.8 \pm 0.4$

TAB. 3.5 – Performances (en %) de l'identification des électrons en tenant compte de l'information fournie par le RICH. La coupure appliquée pour identifier les électrons est  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{CALO} + \Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{RICH} > 0$ .

### 3.4.3 Performances globales

Le système à muons fournit lui aussi un estimateur pouvant être combiné aux précédents, toutefois l'apport sur les performances de l'identification des électrons reste relativement faible. Néanmoins les performances globales sont obtenues en utilisant la variable :

$$\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT} = \Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{CALO} + \Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{RICH} + \Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{MUON} \quad (3.10)$$

La figure 3.13 représente la distribution de  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT}$ . Pour illustrer les per-

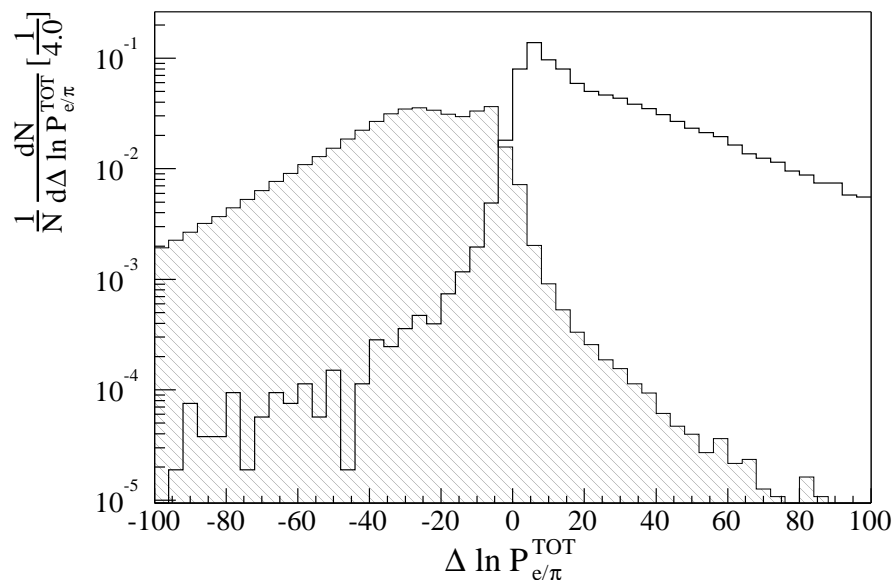


FIG. 3.13 – Distributions normalisées de  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT}$ , en blanc pour les électrons et en hachuré pour les hadrons et muons.

formances obtenues, l'efficacité et le taux d'identification des pions en fonction de l'impulsion sont représentés sur les figures 3.14 et 3.15. On voit que

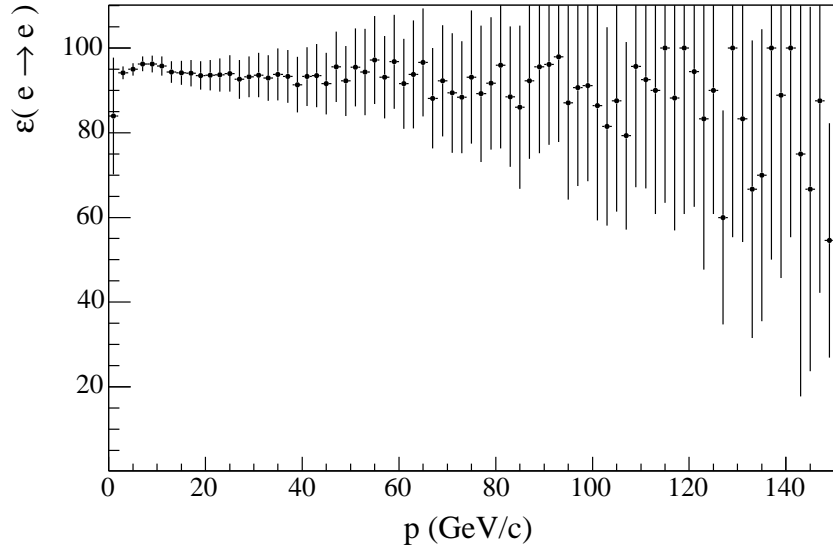


FIG. 3.14 – Efficacité d'identification des électrons (%) en fonction de l'impulsion (GeV/c) en demandant  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT} > 0$ .

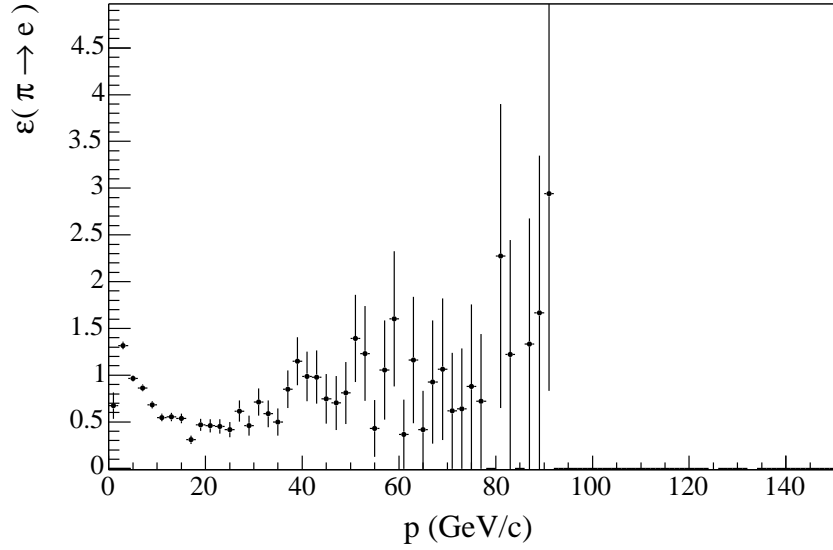


FIG. 3.15 – Taux d'identification des pions (%) en fonction de l'impulsion (GeV/c), en demandant  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT} > 0$ .

l'efficacité d'identification est relativement indépendante de l'impulsion (cela n'est pas vrai pour les impulsion  $< 5$  GeV/c car dans ce cas la résolution sur la mesure de l'énergie par le ECAL se détériore). La figure 3.16 montre la variation de la pureté en fonction de l'efficacité. Cette figure a été obtenue en faisant varier la coupure sur  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT}$  de -9,5 jusqu'à 10,5 par pas de 0,5. La pureté varie entre 40% et 80% pour des efficacités allant de 97% à 67% respectivement. La pureté est relativement faible et ceci est dû aux traces ne correspondant à aucune particule Monte Carlo qui peuplent l'échantillon d'électrons (voir tableau 3.6). Toutefois, ces traces peuvent être rejetées en appliquant une coupure sur l'impulsion transverse (voir tableau 3.7).

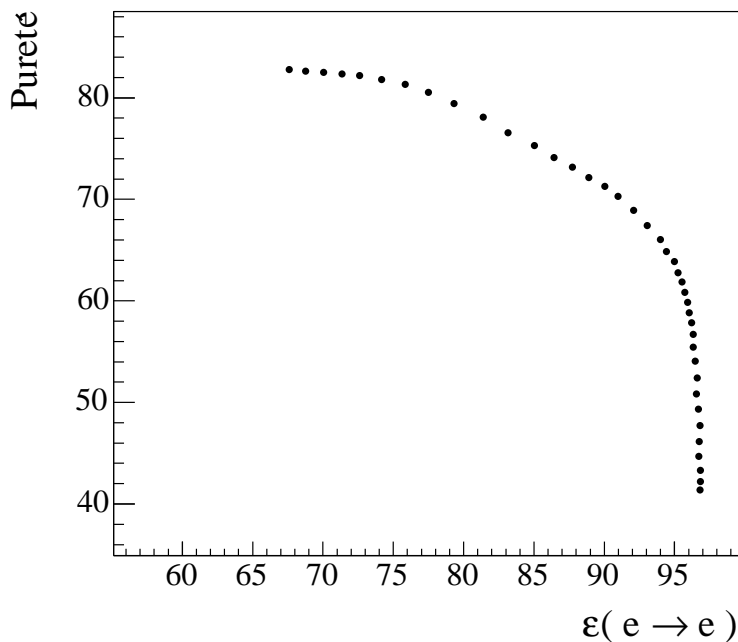


FIG. 3.16 – Pureté (%) en fonction de l'efficacité d'identification des électrons (%). Le point pour lequel l'efficacité est la plus grande est obtenu avec la coupure  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT} > -9.5$  et les points suivants en augmentant la coupure de 0,5 jusqu'à 10,5.

type de particule ( $x$ )	$\mathcal{P}(x \rightarrow e)$ (%)	$n_x/n_{tot}$ (%)
$e$	$94.5 \pm 0.6$	$64.8 \pm 0.4$
$e \leftarrow J/\psi$	$94.8 \pm 0.8$	-
$\pi$	$0.83 \pm 0.01$	$4.9 \pm 0.1$
$K$	$2.8 \pm 0.1$	$2.2 \pm 0.1$
<i>proton</i>	$3.4 \pm 0.1$	$1.68 \pm 0.05$
trace fantôme	$39.4 \pm 0.3$	$26.4 \pm 0.2$

TAB. 3.6 – Probabilités d'identification et population (en %) de l'échantillon d'électrons obtenu avec  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT} > 0$ .

type de particule ( $x$ )	$\mathcal{P}(x \rightarrow e)$ (%)	$n_x/n_{tot}$ (%)
$e$	$73.4 \pm 0.5$	$81.3 \pm 0.6$
$e \leftarrow J/\psi$	$91.8 \pm 0.8$	-
$\pi$	$0.39 \pm 0.01$	$3.7 \pm 0.1$
$K$	$2.5 \pm 0.1$	$3.1 \pm 0.1$
<i>proton</i>	$3.1 \pm 0.1$	$2.43 \pm 0.07$
trace fantôme	$8.7 \pm 0.1$	$9.4 \pm 0.1$

TAB. 3.7 – Probabilités d'identification et population (en %) de l'échantillon d'électrons obtenu avec  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT} > 0$  et  $p_T > 0.2 \text{ GeV}/c$ .

## 3.5 La reconstruction des photons Bremsstrahlung

### 3.5.1 Introduction

Cette introduction est en partie inspirée de la référence [105]. Le Bremsstrahlung est le rayonnement émis par une charge soumise à une accélération. En général, ce terme est utilisé pour les radiations causées par des décélérations (Bremsstrahlung signifie rayonnement de freinage) de particules passant dans le champ d'un noyau atomique. L'énergie rayonnée est proportionnelle à  $\frac{1}{m^2}$ , et ce phénomène joue un rôle important pour les particules légères, en particulier les électrons.

Dans la limite des hautes énergies, la densité de probabilité d'émission de photons Bremsstrahlung d'énergie  $k$  par une particule d'énergie  $E$  est donnée par :

$$\Phi(E, k)dkdx = \left(\frac{dx}{X_0}\right) \left(\frac{dk}{k}\right) F(E, k) \quad (3.11)$$

où  $x$  est la distance parcourue,  $X_0$  est la longueur de radiation et  $F(E, k)$  est une fonction variant lentement et proche de 1.  $F$  peut être approximée par :

$$F(E, k) = 1 - \frac{2}{3}R + R^2 \quad (3.12)$$

avec  $R = 1 - k/E$  [106]. En première approximation, la quantité d'énergie rayonnée par intervalle d'énergie est constante. L'intégration de l'équation 3.11 donne l'énergie moyenne rayonnée par unité de longueur :

$$\frac{dE}{dx} = - \int k\Phi(E, k)dk \equiv -\frac{E}{X_0} \quad (3.13)$$

Cette équation est plus ou moins la définition de  $X_0$ . Dans la limite relativiste, l'énergie émise est contenue dans un cône dont le demi-angle au sommet a pour écart type

$$\sqrt{\langle\theta^2\rangle} = \frac{1}{\gamma} = \frac{m_e c^2}{E} \quad (3.14)$$

On notera que cet angle est indépendant de l'énergie émise [107,108]. De plus, dans le cadre de la reconstruction de l'énergie perdue par Bremsstrahlung par les électrons du  $J/\psi$ , on peut considérer cet angle comme nul, ces électrons étant ultra-relativistes.

### 3.5.2 L'émission de photon Bremsstrahlung dans LHCb.

Sur la figure 3.17, est représentée la quantité de matière vue, par une particule neutre créée au vertex primaire, en fonction de la pseudo-rapidité et intégrée selon l'angle azimuthal, jusqu'à trois  $z$  différents :



- devant l’aimant, où les particules voient 20-30% de  $X_0$ ,
- devant le RICH2, où les 3 chambres du trajectographe T1-T3 contribuent de  $\sim 10\%$  à  $X_0$ ,
- et devant le système des calorimètres, où le RICH2 et la première station du système à muons ajoutent  $\sim 30\%$  à  $X_0$ .

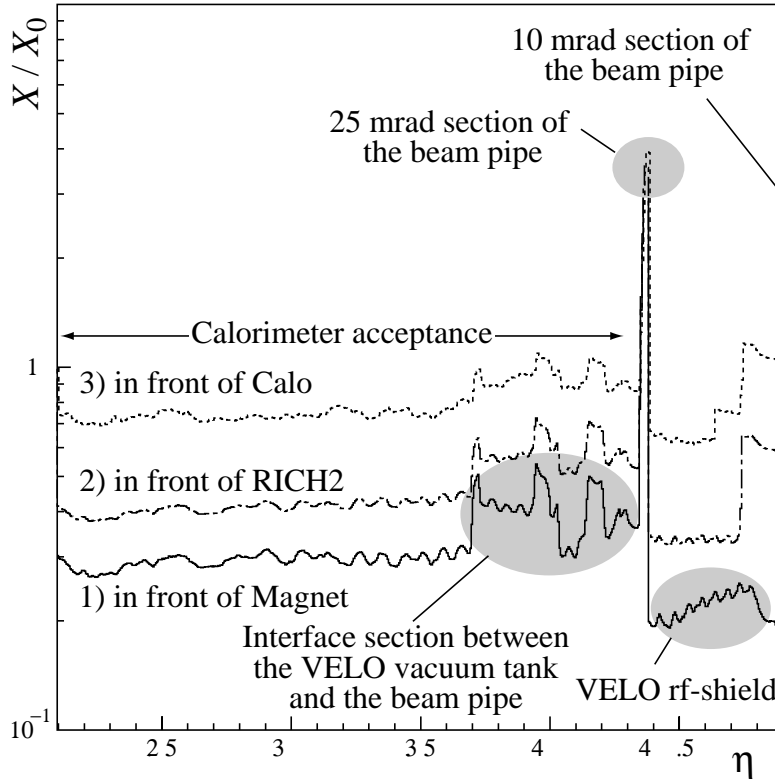


FIG. 3.17 – Quantité de matière, exprimée en fraction de  $X_0$ , vue par une particule neutre issu du vertex primaire, en fonction de la pseudo-rapacité et intégrée selon l’angle azimuthal. Cette figure est tirée de la référence [54].

Pour illustrer ces propos, la figure 3.18 montre le rapport de l’énergie rayonnée sur l’énergie totale des électrons avant leur passage dans l’aimant, jusqu’à  $z = 3000$  mm. Cette figure a été obtenue en étudiant les électrons du  $J/\psi$  issus de la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ . On voit que, en moyenne, les électrons perdent  $\sim 22\%$  de leur énergie avant leur passage dans l’aimant, ce qui correspond à une longueur de radiation de l’ordre de 25%. La figure 3.19 montre la position selon l’axe  $z$  du vertex d’émission des photons Bremsstrahlung. On peut y distinguer les différents éléments du détecteur. On voit aussi que les électrons rayonnent des photons après l’aimant. Toutefois, dans la recons-

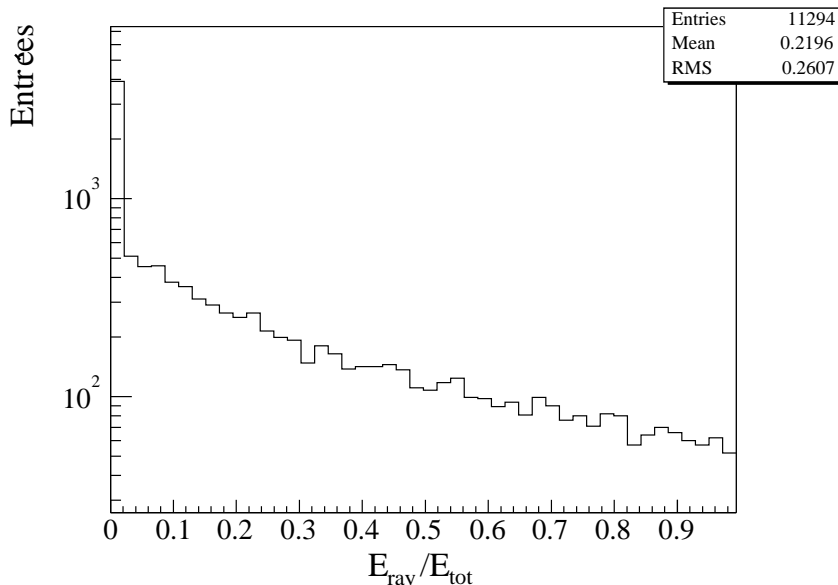


FIG. 3.18 – Fraction de l'énergie rayonnée par les électrons du  $J/\psi$  de la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ , jusqu'à  $z = 3000$  mm

truction des photons Bremsstrahlung présentée dans la partie suivante, on ne cherche pas à retrouver l'énergie rayonnée par ces photons car ils sont contenus dans le *cluster* correspondant à l'électron.

### 3.5.3 La méthode de reconstruction des photons Bremsstrahlung

La figure 3.20 donne un schéma de la méthode employée. Les traces des électrons sont extrapolées linéairement, du VELO à l'ECAL, et un *cluster* neutre est recherché, proche de la position de l'extrapolation (les cas où les photons Bremsstrahlung se matérialisent ne sont pas pris en compte dans cette étude). Pour les électrons dont la position de l'extrapolation linéaire du VELO jusqu'à l'ECAL est dans l'acceptance de l'ECAL<sup>6</sup>, la distance moyenne entre l'extrapolation et le *cluster* du photon Bremsstrahlung est 32,5 mm (20,1 mm, 28,3 mm et 47,7 mm pour les *clusters* situés dans les parties interne, médiane et externe respectivement). Pour déterminer si un

<sup>6</sup>l'extrapolation est dans l'acceptance de l'ECAL si sa position pour  $z$  correspondant au maximum de la gerbe, en moyenne 12696 mm pour les photons, est située à une distance des bords au moins égale à la taille d'une cellule, voir tableau 3.8

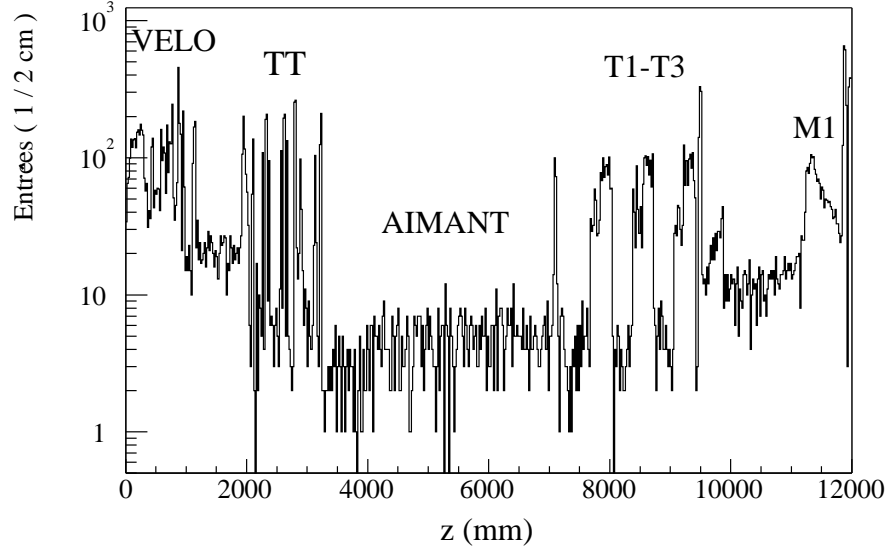


FIG. 3.19 – Coordonnées  $z$  du vertex d'émission des photons Bremsstrahlung pour les électrons du  $J/\psi$  de la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ . Les différents détecteur de l'appareillage sont indiqués.

$z$ (mm)	Acceptance interne (mm)	Acceptance externe (mm)
12696	$ x  > 363.3$ ou $ y  > 363.3$	$ x  < 3757.2$ et $ y  < 3030.0$

TAB. 3.8 – Acceptance géométrique de l'ECAL pour les photons.

*cluster* doit être considéré comme correspondant à un photon émis par un électron, un estimateur basé sur les positions de l'extrapolation de la trace et du *cluster* est construit. La position du *cluster* est celle obtenue après corrections (voir partie 3.1.3). Cet estimateur est calculé pour chaque paire trace-*cluster* neutre et est défini par :

$$\chi_{br}^2(\vec{r}) \equiv (\vec{r}_{tr} - \vec{r})^T \mathcal{C}_{tr}^{-1} (\vec{r}_{tr} - \vec{r}) + (\vec{r}_{cl} - \vec{r})^T \mathcal{C}_{cl}^{-1} (\vec{r}_{cl} - \vec{r}) \quad (3.15)$$

où  $\vec{r}_{tr}$  est le vecteur des coordonnées de la position de l'extrapolation,  $\mathcal{C}_{tr}$  est la matrice de covariance des composantes de  $\vec{r}_{tr}$ ,  $\vec{r}_{cl}$  est le vecteur des positions du *cluster* et  $\mathcal{C}_{cl}$  est la matrice de covariance des composantes de  $\vec{r}_{cl}$ . Cet estimateur permet de prendre en compte les erreurs sur la position de l'extrapolation ainsi que celles sur la position du *cluster*. Il est minimisé et sa valeur minimum est utilisée pour décider si l'énergie d'un *cluster* doit ou non être ajoutée à celle d'un électron. Il fait aussi partie des estimateurs de l'iden-

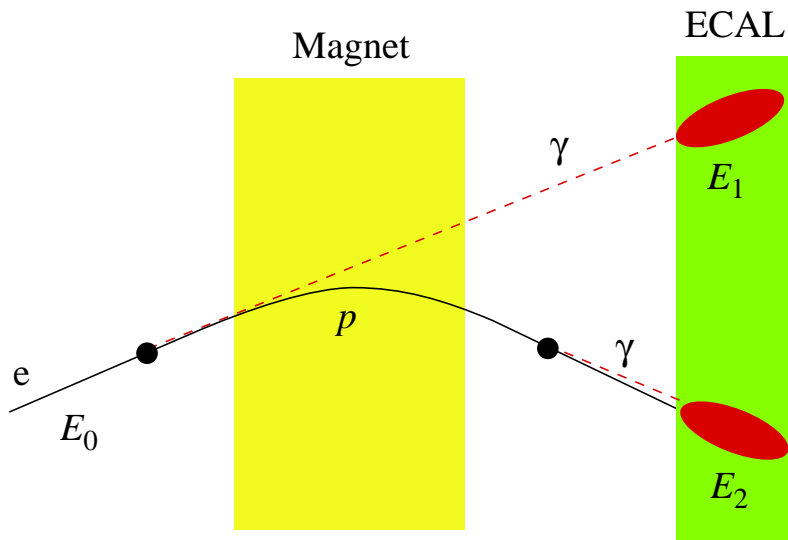


FIG. 3.20 – Schéma de la reconstruction des photons Bremsstrahlung. Un électron d'énergie initiale  $E_0$  émet un photon avant l'aimant donnant un cluster d'énergie  $E_1$  dans le ECAL. L'énergie du photon émis après l'aimant est contenue dans l'énergie  $E_2$  du cluster de l'électron, qui est comparée, dans l'identification des électrons, à  $p$ , impulsion mesurée par le trajectographe. Cette figure est tirée de la référence [54].

tification des électrons présentés dans la partie 3.2. La figure 3.21 montre la distribution de  $\chi_{br\ min}^2$  pour les électrons d'une part et les hadrons et muons d'autre part. Ces distributions sont normalisées en prenant compte de toutes les particules, en particulier celles pour lesquelles l'ajustement ne converge pas et donne des valeurs non représentées sur la figure 3.21. On voit que cette variable permet une séparation entre les électrons, pour lequel la distribution pique aux faibles valeurs, et le fond, dont la distribution est quasiment plate. Ceci reflète le fait que seuls les électrons sont soumis de façon non négligeable au Bremsstrahlung. Sur la figure 3.22, on voit les distributions de  $\chi_{br\ min}^2$  des électrons du  $J/\psi$  de la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  pour les *clusters* associés aux photons Bremsstrahlung et pour le fond. On s'aperçoit que la distribution de  $\chi_{br\ min}^2$  pour le fond pique aux faibles valeurs. Cette contribution est due aux photons émis lors de la désintégration du  $J/\psi$ , qui, du fait du boost du  $J/\psi$  peuvent se trouver proche de l'extrapolation de la trace d'un des électrons.

La résolution sur l'impulsion des électrons peut permettre d'estimer les

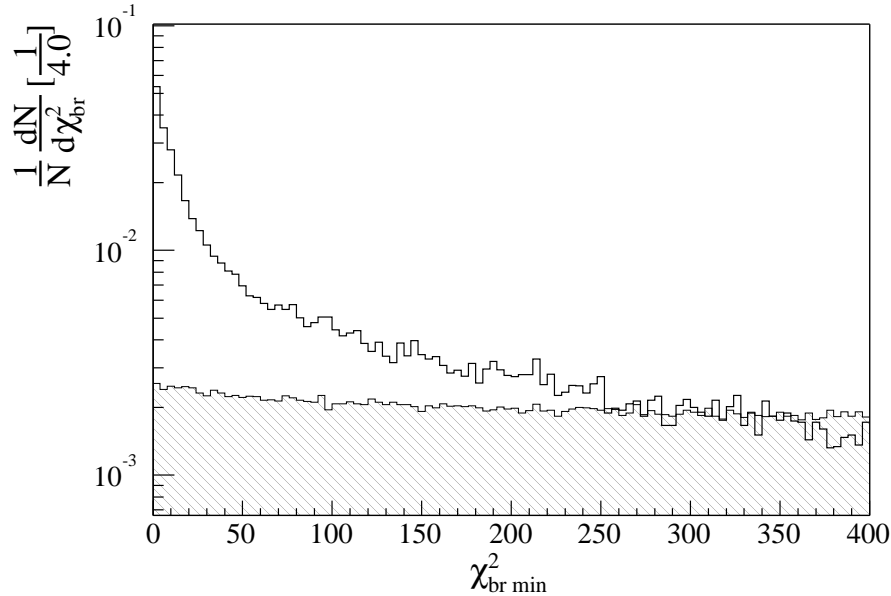


FIG. 3.21 – Distributions normalisées de  $\chi_{br\ min}^2$ , en blanc pour les électrons et en hachuré pour les hadrons et muons.

performances de cette reconstruction des photons Bremsstrahlung. La figure 3.23 montre le pourcentage de trace avec  $\frac{PREC-PMC}{PREC} < 10\%$  en fonction de la coupure appliquée à  $\chi_{br\ min}^2$ . On voit que ce pourcentage croît jusqu'à une coupure égale à 600 avec une valeur égale à 70,7% puis décroît légèrement. La figure 3.24 montre la résolution obtenue sur l'impulsion lorsqu'aucune reconstruction des photons Bremsstrahlung n'est effectuée et lorsque l'on ajoute l'énergie des photons pour  $\chi_{br\ min}^2 < 600$ . On voit que la résolution est meilleure dans le deuxième cas, toutefois on observe toujours une lente décroissance vers les valeurs négatives due aux cas où les photons Bremsstrahlung ne sont pas reconstruits, soit parce que le photon n'est pas dans l'acceptance de l'ECAL, soit parce qu'il s'est matérialisé avant l'aimant. La figure 3.25 montre la masse reconstruite de la paire  $e^+e^-$  issue de la désintégration du  $J/\psi$  avec et sans reconstruction des photons Bremsstrahlung. On voit que l'amélioration apportée, toutefois, la distribution présente une queue vers les faibles masses, due aux photons Bremsstrahlung non reconstruits.

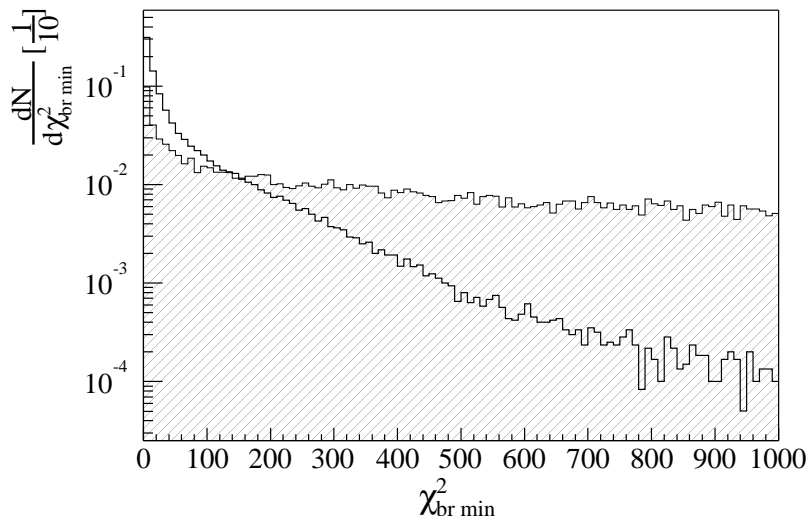


FIG. 3.22 – Distributions normalisées de  $\chi_{br\ min}^2$ , pour les électrons issus du  $J/\psi$  de la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ . En blanc pour les clusters dus à des photons Bremsstrahlung et en hachuré pour le fond.

### 3.6 Conclusion

Dans cette partie nous avons présenté l'identification des électrons et la reconstruction des photons Bremsstrahlung. L'identification des électrons est basée sur l'information fournie par le ECAL, toutefois, le PS, le HCAL et le RICH permettent d'améliorer significativement les performances. Une méthode combinant les estimateurs des différents détecteurs a été présentée, elle permet d'obtenir des performances satisfaisantes avec une efficacité d'identification des électrons issus de la désintégration du  $J/\psi$  et dans l'acceptance de l'ECAL égale à  $\sim 95\%$  pour un taux d'identification des pions de  $\sim 0,8\%$  et une pureté de l'échantillon d'électrons de  $\sim 65\%$ . Enfin, nous avons vu que la reconstruction des photons Bremsstrahlung permet d'améliorer la résolution sur l'impulsion des électrons et la masse reconstruite du  $J/\psi$ .

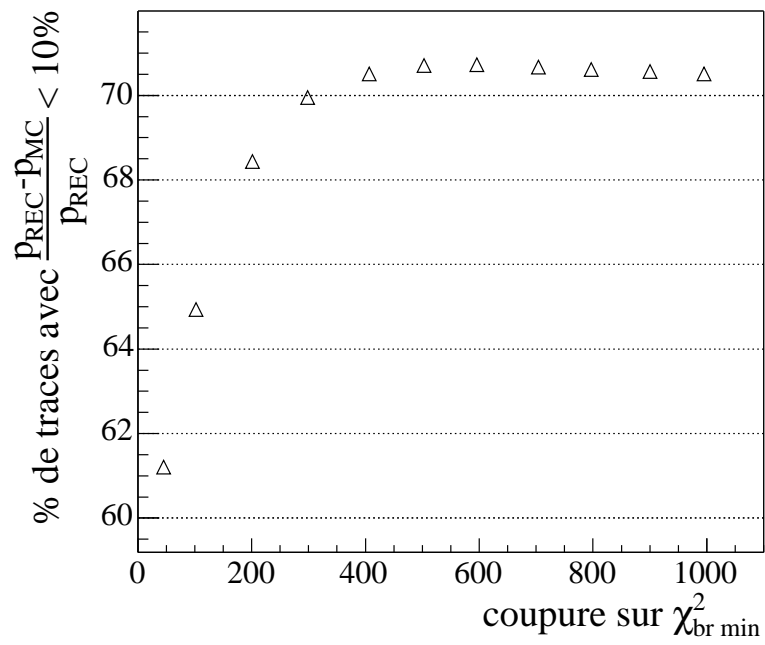


FIG. 3.23 – Pourcentage de traces avec  $\frac{P_{REC}-P_{MC}}{P_{REC}} < 10\%$  en fonction de la coupure appliquée sur  $\chi_{br\ min}^2$ .

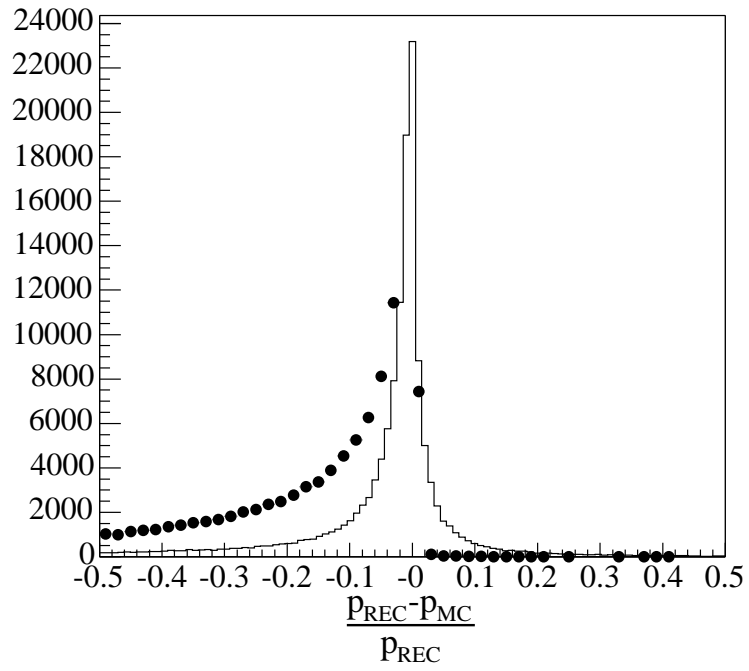


FIG. 3.24 – Résolution,  $\frac{P_{PREC} - P_{MC}}{P_{PREC}}$ , obtenue sans reconstruction des photons Bremsstrahlung (points noirs) et avec reconstruction, en appliquant la coupure  $\chi_{br}^2_{min} < 600$  (histogramme blanc).



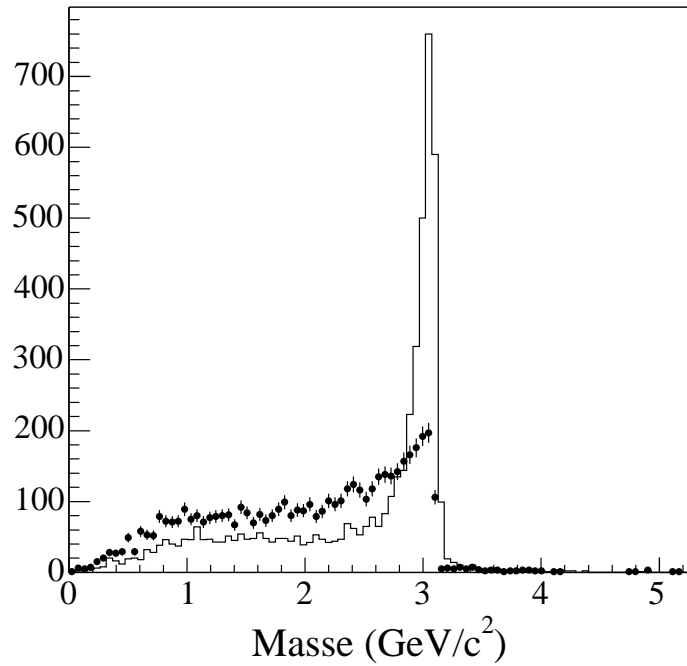


FIG. 3.25 – Masse invariante, en  $\text{GeV}/c^2$ , de la paire  $e^+e^-$  issue de la désintégration du  $J/\psi$ . L'histogramme blanc représente la masse lorsque la reconstruction des photons Bremsstrahlung est effectuée avec la coupure  $\chi_{br \text{ min}}^2 < 600$  et les points noirs lorsqu'aucune reconstruction n'est faite.

# Chapitre 4

## Sélection du canal

$$B_d^0 \rightarrow J/\psi (e^+ e^-) K_s^0 (\pi^+ \pi^-)$$

Dans ce chapitre, la sélection du canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi (e^+ e^-) K_s^0 (\pi^+ \pi^-)$  est présentée. Dans un premier temps, nous décrivons les caractéristiques générales de cette désintégration dans le cadre de l'expérience LHCb. Puis, les sélections du  $J/\psi$ , du  $K_s^0$  et du  $B^0$  sont détaillées. Enfin, la réjection du bruit de fond, les efficacités et le nombre d'événements attendus par an sont présentés. On notera que les données utilisées dans cette partie sont issues d'une simulation complète du détecteur.

### 4.1 $B_d^0 \rightarrow J/\psi (e^+ e^-) K_s^0 (\pi^+ \pi^-)$ dans LHCb

#### 4.1.1 Production annuelle de $B_d^0 \rightarrow J/\psi (e^+ e^-) K_s^0 (\pi^+ \pi^-)$

La luminosité instantanée prévue au point d'interaction de LHCb est  $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . En considérant que un an de prise de données représente  $10^7 \text{s}$  on obtient une luminosité intégrée de  $2 \text{fb}^{-1}$ . Pour une section efficace de production des paires  $b\bar{b}$  égale à  $0.5 \text{mb}$  (voir partie 2.3) on obtient un nombre de paires  $b\bar{b}$  produit par an :

$$N_{\text{paire } b\bar{b}}^1 \text{ an} = 2 \times 10^{32} \times 10^7 \times 0.5 \times 10^{-27} = 1 \times 10^{12}$$

Pour obtenir le nombre d'événements  $B_d^0 \rightarrow J/\psi (e^+ e^-) K_s^0 (\pi^+ \pi^-)$  par an, il faut tenir compte de la fraction de quarks  $b$  qui s'hadronisent en méson  $B^0$ ,  $B(b \rightarrow B^0) = 39.7 \pm 1.0 \%$  [13] et des différents taux de branchement en jeu dans la désintégration  $B_d^0 \rightarrow J/\psi (e^+ e^-) K_s^0 (\pi^+ \pi^-)$ . Ces taux de branchement sont présentés dans le tableau 4.1. De plus, pour calculer le nombre

désintégration	taux de branchement
$B^0 \rightarrow J/\psi K^0$	$(8.5 \pm 0.5) \times 10^{-4}$
$J/\psi \rightarrow e^+e^-(, \gamma)$	$(6.81 \pm 0.17)\%$
$K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$(68.95 \pm 0.14)\%$
total	$(2.0 \pm 0.3) \times 10^{-5}$

TAB. 4.1 – Taux de branchement de la désintégration  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$ . Ces nombres sont tirés de la référence [13].

d'événements  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$  produits par an, on suppose que la probabilité de mesurer le méson  $K^0$  dans l'état  $K_s^0$ ,  $P(K^0 \rightarrow K_s^0)$  est égale à 0.5. Ainsi on obtient :

$$\begin{aligned}
 N_{B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)}^{1 \text{ an}} &= N_{\text{paire } b\bar{b}}^{1 \text{ an}} \times 2 \times Br(b \rightarrow B^0) \\
 &\quad \times Br(B^0 \rightarrow J/\psi K^0) \\
 &\quad \times P(K^0 \rightarrow K_s^0) \times Br(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \\
 &\quad \times Br(J/\psi \rightarrow e^+e^-(, \gamma)) \\
 &= (15.8 \pm 1.1) \times 10^6 \tag{4.1}
 \end{aligned}$$

On voit que la section efficace de production de paires  $b\bar{b}$ , pour des collisions proton-proton à  $\sqrt{s}=14$  TeV, élevée permet d'obtenir un nombre important de désintégrations  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$ .

### 4.1.2 Acceptance géométrique et efficacité de reconstruction

Parmi les événements  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$  produits au point d'interaction de LHCb, seule une partie est dans l'acceptance géométrique du détecteur et est susceptible d'être reconstruite. Au niveau du générateur d'événements, une coupure sur l'angle polaire du méson  $B$  est appliquée (voir partie 2.3). Cette coupure demande que cet angle soit inférieur à 400 mrad et retient 34.7% des événements.

Pour déterminer l'efficacité de reconstruction, nous avons utilisé la notion de trace reconstructible [54]. Pour que les particules Monte Carlo engendrent des traces reconstructibles, elles doivent satisfaire des conditions dépendant du type de trace considéré :

- pour les traces longues, elles doivent donner lieu à, au moins 3 points de mesure selon les coordonnées  $r$  et  $\phi$  dans le VELO, et, au moins 1 point de mesure dans les plans  $x$  et stéréo de chaque station T1-T3 du trajectographe ;

- pour les traces upstream, elles doivent donner lieu à, au moins 3 points de mesure selon les coordonnées  $r$  et  $\phi$  dans le VELO, et, au moins 3 points de mesure dans la station TT ;
- pour les traces downstream, elles doivent donner lieu à, au moins 1 point de mesure dans les plans  $x$  et stéréo de chaque station T1-T3 du trajectographe, et, au moins 3 points de mesure dans la station TT ;

Pour la reconstruction du  $J/\psi$  en électrons, nous n'avons considéré que les traces de type long. En effet, les traces upstream n'atteignent pas le système des calorimètres et peuvent être difficilement identifiées comme électrons. Nous n'avons pas utilisé les traces de type downstream car le nombre de cas où le  $J/\psi$  donne des traces de ce type est faible ce qui rend difficile son extraction du bruit de fond.

Pour la reconstruction du  $K_s^0$  en paire  $\pi^+\pi^-$ , nous avons pris en compte les traces de type long et downstream. Toutefois parmi les couples possibles, nous nous sommes concentrés sur les cas où les deux traces sont longues, et, les deux traces sont downstream. Dans la suite nous nous référerons à ces différents cas en utilisant les notations LL et DD respectivement. Les cas considérés regroupent environ 68% des événements reconstruits. Nous avons aussi étudié le cas où une trace est longue et l'autre upstream ( $\sim 8\%$  des événements reconstruits) toutefois le bruit de fond est plus difficile à rejeter dans ce cas et les résolutions obtenues de moins bonne qualité. Pour ces raisons nous ne le considérerons pas dans la suite.

Le tableau 4.2 montre les nombres d'événements reconstructibles et reconstruits ainsi que l'efficacité de reconstruction pour les différents types de  $K_s^0$  pris en compte. Ces nombres ont été obtenus à partir de 140000 événements  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$  correspondant à une luminosité intégrée de  $20 \text{ pb}^{-1}$  (voir tableau 2.4). Les différentes efficacités de reconstruction que l'on observe sont dues, aux efficacités de reconstruction des différents type de trace (94% et 80% pour les traces longues et downstream respectivement).

type de $K_s^0$	$n_1$	$n_2$	$\varepsilon_{rec/det}$ (en %)
DD	14046	8283	$59.0 \pm 0.8$
LL	5254	4017	$76.5 \pm 1.6$
DD+LL	19303	12300	$63.7 \pm 0.7$

TAB. 4.2 – Nombre d'événements reconstructibles ( $n_1$ ), reconstruits ( $n_2$ ) et efficacité de reconstruction ( $\varepsilon_{rec/det} = n_1/n_2$ ) pour les différents types de  $K_s^0$  (pour le  $J/\psi$ , on ne considère que les traces longues). Ces nombres ont été obtenus à partir de 140000 événements  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$  correspondant à une luminosité intégrée de  $20 \text{ pb}^{-1}$  (voir tableau 2.4).

### 4.1.3 Les bruits de fond potentiels

Les bruits de fond susceptibles de perturber la reconstruction du canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$  sont les suivants :

1. les événements  $b\bar{b}$  inclusifs. Ces événements représentent la principale source de bruit de fond car, d'une part leur nombre est très important ( $1 \times 10^{12}$  événements contenant une paire  $b\bar{b}$  produits par an pour environ  $16 \times 10^6$  événements  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$ ), et, d'autre part, la multiplicité des traces chargées de ces événements est élevée, ce qui rend le fond combinatoire important. De plus, les traces issues des hadrons  $b$  sont déplacées par rapport au vertex primaire et ont une probabilité plus importante de former de faux vertex secondaires que les traces issues d'événements contenant des saveurs légères.
2. les événements  $B \rightarrow J/\psi(ee)X$  constituent une autre source de bruit de fond car ils contiennent un  $J/\psi$  se désintégrant en paire  $e^+e^-$  et de nombreuses autres traces chargées pouvant mimer un  $K_s^0$ .
3. les événements  $J/\psi$  prompts pour les mêmes raisons que le fond  $B \rightarrow J/\psi(ee)X$ .

Le tableau 4.3 montre les taux de branchement et le nombre d'événements produits par an pour les différents canaux considérés composant le fond  $B \rightarrow J/\psi(ee)X$ . Pour les désintégrations mettant en jeu les mésons  $B_s^0$ , une fraction de quark  $b$  s'hadronisant en mésons  $B_s^0$  égale à  $(10.7 \pm 1.1)\%$  a été utilisée, et, pour les mésons  $B^+$ ,  $B(b \rightarrow B^+) = B(b \rightarrow B^0)$  [13]. Le taux de branchement du canal  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$  est estimé comme  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0/3$ . On voit que les nombres d'événements produits par an pour ces canaux sont du même ordre de grandeur que pour le canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$ .

désintégration	taux de branchement ( $10^{-6}$ )	$N^{1 \text{ an}}$ ( $10^6$ )
$B^0 \rightarrow J/\psi(ee)K^*(K^+\pi^-)$	$59 \pm 4$	$47 \pm 3$
$B^+ \rightarrow J/\psi(ee)K^+$	$68 \pm 3$	$54 \pm 3$
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\phi(KK)$	$31 \pm 1$	$6.6 \pm 2.2$
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\eta(\gamma\gamma)$	$7.6 \pm 0.5$	$1.6 \pm 0.2$

TAB. 4.3 – Taux de branchement [13] et nombre d'événements attendus pour un an ( $10^7$  s) à la luminosité nominale ( $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), pour les canaux considérées dans le fond  $B \rightarrow J/\psi(ee)X$ .

Pour le troisième type de fond, PYTHIA génère la production de  $J/\psi$  prompt via 4 mécanismes :

- $gg \rightarrow J/\psi + g$  avec une section efficace de production de  $37 \mu\text{b}$ ,

- $gg \rightarrow \chi_{1c} + g$  avec une section efficace de production de  $64 \mu\text{b}$ ,
- $gg \rightarrow \chi_{2c} + g$  avec une section efficace de production de  $275 \mu\text{b}$ ,
- $gg \rightarrow \chi_{2c}$  avec une section efficace de production de  $359 \mu\text{b}$ .

Pour obtenir la section efficace de production de  $J/\psi$  prompt il faut tenir compte de taux de branchement de  $\chi_{1c} \rightarrow J/\psi\gamma$  et  $\chi_{2c} \rightarrow J/\psi\gamma$  (31.6% et 20.2% respectivement [13]). Finalement on obtient une section efficace de production de  $J/\psi$  prompt qui vaut  $0.185 \text{ mb}$  et un nombre de  $J/\psi$  prompt produit par an égale à  $0.37 \times 10^{12}$ .

#### 4.1.4 Caractéristiques topologiques et cinématiques du signal

Afin de reconstruire le canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$  tout en rejetant le bruit de fond, la sélection s'appuie sur les caractéristiques topologiques et cinématiques, spécifiques à ce canal :

- le déplacement du vertex de désintégration du méson  $B$ ,
- l'impulsion transverse élevée des produits de désintégration des mésons  $B$ ,  $J/\psi$  et  $K_s^0$ ,
- les masses du  $J/\psi$ , du  $K_s^0$  et du  $B$ ,
- la distance de vol du  $K_s^0$ ,
- la qualité des vertex reconstruits à partir des couples  $(e^+, e^-)$ ,  $(\pi^+, \pi^-)$  et  $(J/\psi, K_s^0)$ ,
- le paramètre d'impact des différentes particules présentes dans la désintégration par rapport aux vertex primaires.

Les figures 4.1, 4.2, 4.3 et 4.4 montrent les distributions de quelques unes de ces grandeurs et la figure 4.5 un schéma de la désintégration ainsi que les valeurs moyennes de ces caractéristiques, pour les événements reconstruits.

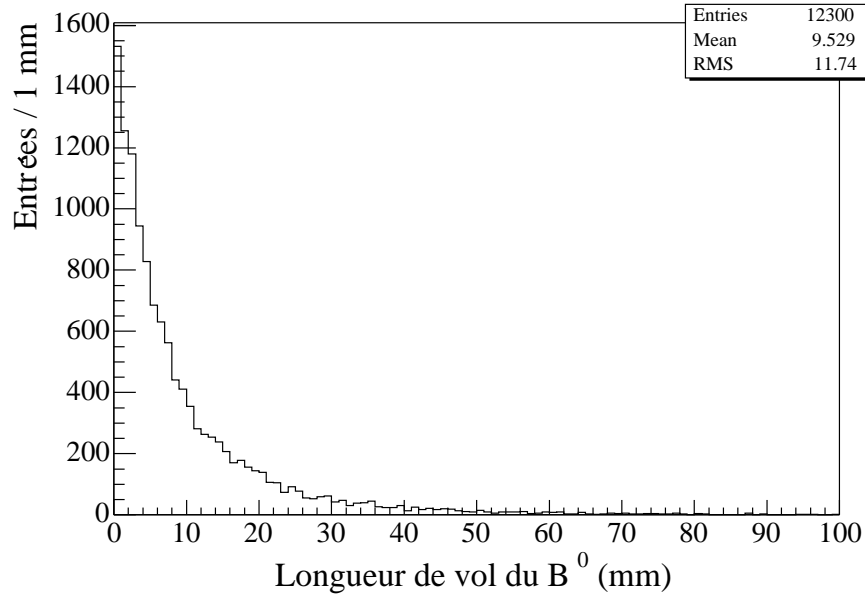


FIG. 4.1 – Longueur de vol vraie du méson  $B$  (mm) de la désintégration  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S^0(\pi^+\pi^-)$  pour les événements reconstruits.

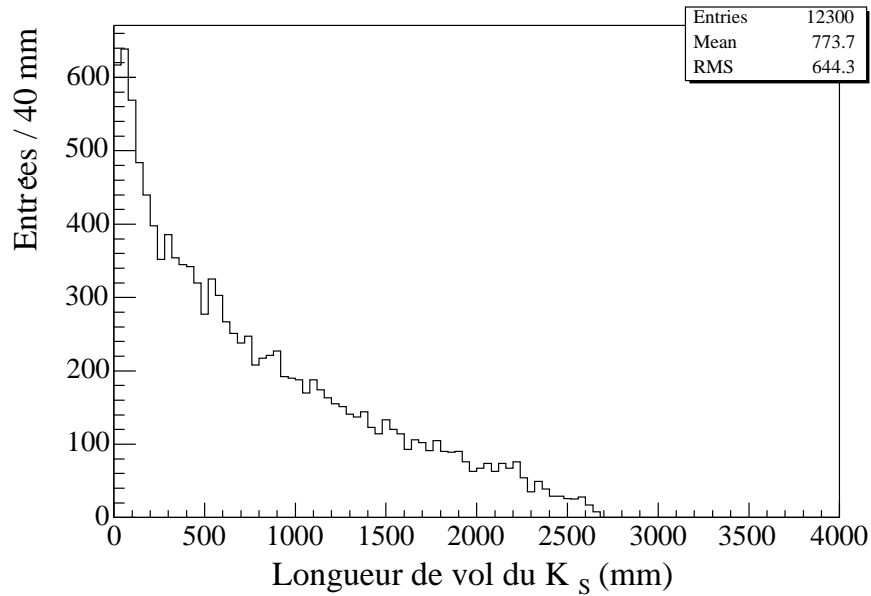


FIG. 4.2 – Longueur de vol vraie du méson  $K_S^0$  (mm) de la désintégration  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S^0(\pi^+\pi^-)$  pour les événements reconstruits.

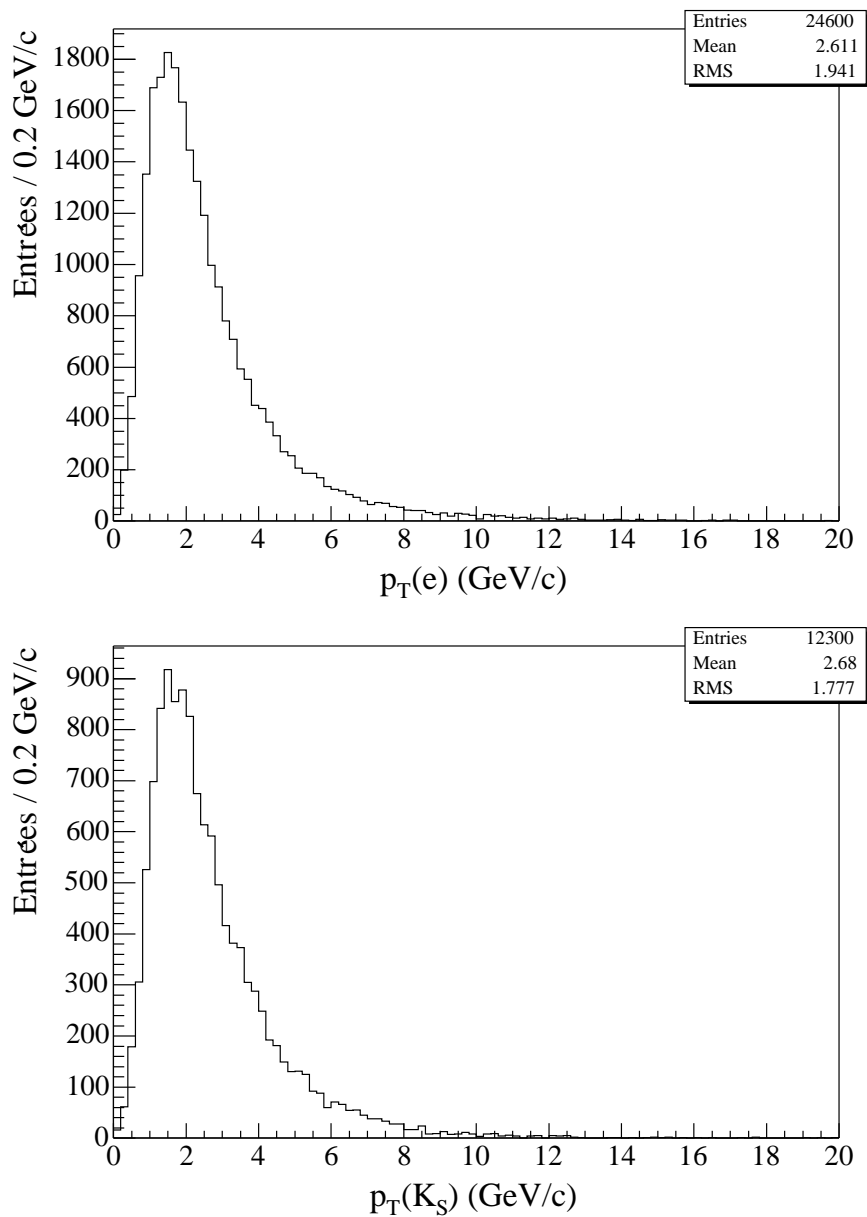


FIG. 4.3 – Impulsions transverses vraies (GeV/c) des électrons (en haut) et des  $K_S^0$  (en bas) de la désintégration  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S^0(\pi^+\pi^-)$  pour les événements reconstruits.



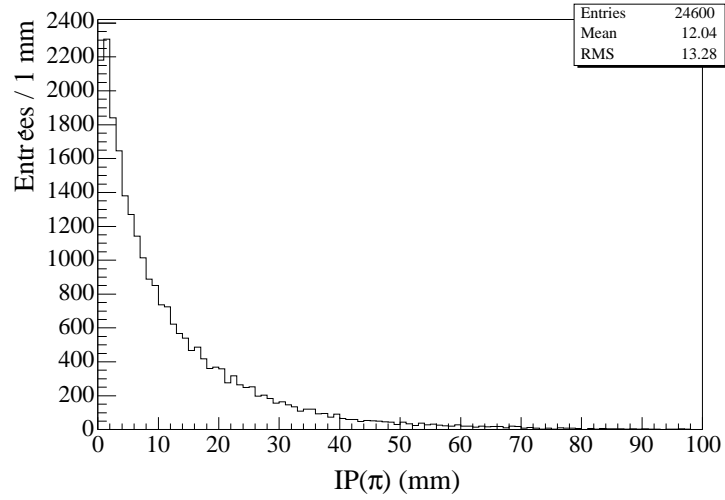


FIG. 4.4 – Paramètre d'impact vrai (mm) par rapport au vertex primaire des pions de la désintégration  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S^0(\pi^+\pi^-)$  pour les événements reconstruits.

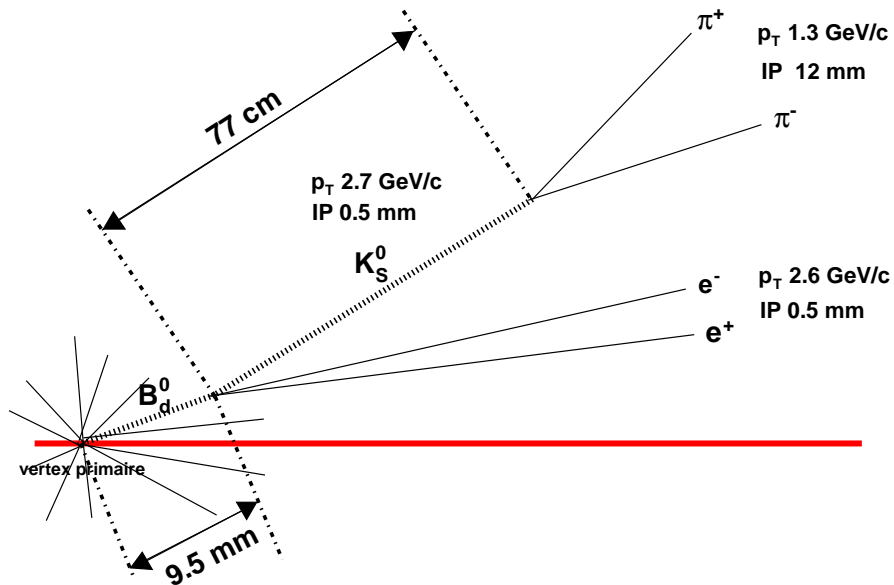


FIG. 4.5 – Schéma de la désintégration  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S^0(\pi^+\pi^-)$  et moyennes des grandeurs topologiques et cinématiques caractéristiques de la désintégration pour les événements reconstruits.

## 4.2 Sélection du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S^0(\pi^+\pi^-)$

La principale difficulté de la sélection de canaux de physique dans LHCb est de maintenir une grande efficacité de sélection pour le signal et un taux de réjection important pour le fond combinatoire. Nous avons vu que le principal bruit de fond attendu est celui correspondant aux événements  $b\bar{b}$  inclusifs. Toutefois pour des raisons techniques et matérielles, le nombre d'événements-disponible est limité et environ 10 millions d'événements  $b\bar{b}$ , correspondant à quelques minutes de prise de données, ont été simulé.

### 4.2.1 Reconstruction du vertex primaire

La reconstruction du vertex primaire [54] s'effectue en plusieurs étapes :

1. un histogramme de la coordonnée  $z$  du point le plus proche de la ligne du faisceau de chaque trace ayant des points de mesure dans le VELO<sup>1</sup> est construit, la largeur des intervalles de cet histogramme étant de 1 mm. L'intervalle présentant le plus grand nombre d'entrées ainsi que les quatres intervalles situés de part et d'autre sont utilisés pour définir un ensemble de traces. La valeur moyenne de  $z$  calculée à partir de cet ensemble de trace est utilisée pour le vertex issu de cette première itération (ce vertex est situé le long du faisceau).
2. l'ajustement du vertex est effectué et les traces ayant une grande contribution au  $\chi^2$  ( $>225$  pour le premier ajustement et  $>9$  ensuite) sont éliminées de l'ensemble de traces et les traces restantes sont utilisées pour ajuster un nouveau vertex. Cette étape est répétée jusqu'à qu'aucune trace ne soit éliminée.
3. si au moins 6 traces sont utilisées lors du dernier ajustement, leur vertex correspond à un vertex primaire, ces traces sont retirées du jeu de traces complet et la procédure recommence du début pour trouver d'autres vertex primaires.
4. sinon le vertex n'est pas choisi et la reconstruction est stoppée. Dans ce cas, le vertex original de la première itération est choisi comme vertex primaire.

Les coupures ont été choisie pour optimiser l'efficacité de reconstruction du vertex de production de la paire  $b\bar{b}$  (98% en moyenne). Le tableau 4.4 montre l'efficacité de reconstruction du vertex de production de la paire  $b\bar{b}$  en fonction du nombre d'interactions proton-proton. On voit que l'efficacité diminue avec le nombre d'interaction. Ceci est dû aux nombreuses traces qui ne sont pas issues du vertex  $b\bar{b}$  et qui gênent la reconstruction. La résolution

---

<sup>1</sup>seules les traces de type long, upstream et VELO sont concernées

Nombre de collisions	1	2	3	4
Efficacité (%)	99	96	90	81

TAB. 4.4 – *Efficacité de reconstruction du vertex de production de la paire  $b\bar{b}$  en fonction du nombre d'interactions proton-proton produisant au moins deux traces de type long dans le détecteur. Tableau tiré de la référence [54].*

sur la position du vertex de production de la paire  $b\bar{b}$  selon les directions longitudinale ( $z$ ) et transversale ( $x$  et  $y$ ) au faisceau sont présentées sur la figure 4.6. Les distributions sont ajustées avec une double Gaussienne ayant une valeur moyenne identique. La largeur de la gaussienne contenant le plus grand nombre d'entrée ( $\sim 75\%$ ) est  $44 \mu\text{m}$  pour  $z$  et  $7.8 \mu\text{m}$  pour  $x$  et  $y$ . La résolution selon  $z$  est meilleure avec les événements contenant une seule interaction ( $41.7 \mu\text{m}$ ). On voit aussi un biais pour la coordonnée  $z$  de  $8 \mu\text{m}$  dû aux traces de produits de désintégration de hadrons  $b$  ou  $c$  qui ne sont pas exclues par les coupures sur le  $\chi^2$  du vertex. Ce biais n'est pas présent pour des événements de biais minimum. Dans les sélections présentées dans

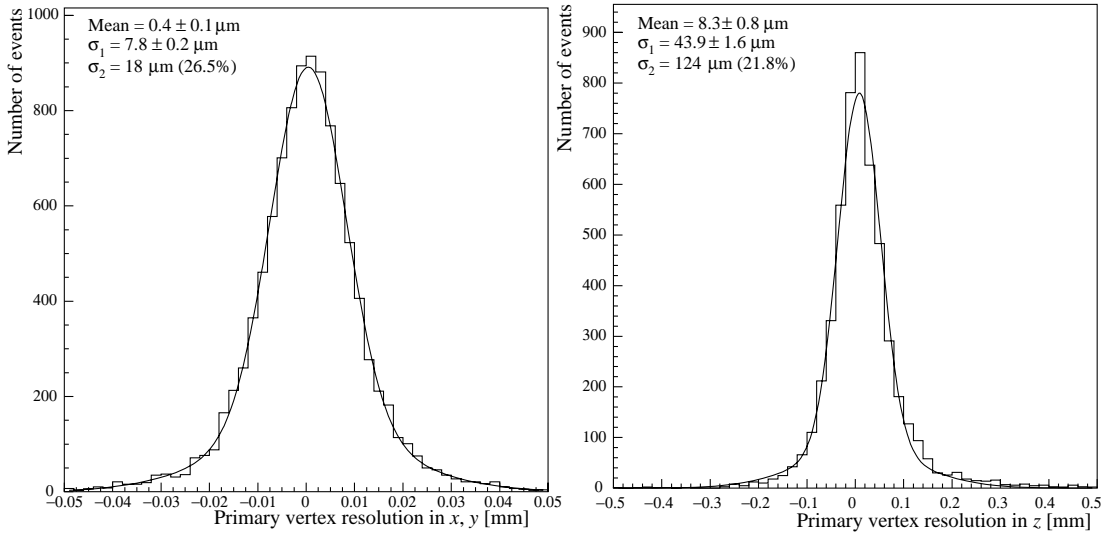


FIG. 4.6 – *Résolutions sur la position du vertex  $b\bar{b}$ . A gauche pour les coordonnées  $x$  et  $y$  à droite pour la coordonnée  $z$ . Ces distributions ont été obtenues à partir d'événements  $b\bar{b}$  passant les déclenchements de niveau 0 et 1. (cette figure est tirée de la référence [54]).*

la suite, si plusieurs vertex primaires sont reconstruits, celui qui donne la plus faible signification statistique du paramètre d'impact du candidat  $B$ ,

est choisi comme vertex de production de la paire  $b\bar{b}$ . Ceci implique que les coupures mettant en jeu le vertex primaire ne peuvent être effectuées que lorsque le candidat  $B$  est formé.

## 4.2.2 Sélection du $J/\psi$

### Sélection des traces

Les traces utilisées pour la reconstruction du  $J/\psi$  en paire  $e^+e^-$  sont de type long. Une coupure très lâche est appliquée à la qualité de la reconstruction de la trace à travers le  $\chi^2$  de son ajustement. Cette coupure est différente suivant que la trace ait été formée à partir de points de mesure du trajectographe interne ou externe. Si, parmi tous les points de mesure de la trace, 40% viennent du trajectographe interne, la coupure est  $\chi^2/(n_{mes} - 5) \leq 500$ , sinon, la coupure est  $\chi^2/(n_{mes} - 5) \leq 100$ , avec  $n_{mes}$  le nombre total de point de mesure.

### Identification des électrons

L'identification des électrons utilisée est basée sur celle décrite dans la partie 3 et combine l'information fournie par le système des calorimètres, le RICH et le système à muons. Les électrons sont identifiés en demandant  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT} > 0$  (définie par l'équation 3.10). La reconstruction des photons Bremsstrahlung est effectuée à partir de l'estimateur  $\chi_{br}^2$  (défini par l'équation 3.15) avec la coupure  $\chi_{br}^2 < 600$ . Les distributions de  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT}$  et  $\chi_{br}^2$  sont représentées par les figures 3.13 et 3.22 respectivement.

### Coupures topologiques et cinématiques

La sélection du  $J/\psi$  commence par combiner des paires de traces de charges opposées identifiées comme électrons. Pour supprimer les traces fantômes passant les coupures de l'identification, une coupure sur l'impulsion transverse est appliquée. Chaque particule doit avoir une impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV/c et au moins une des deux une impulsion transverse supérieure à 1.5 GeV/c (voir figure 4.7). Ensuite un vertex non contraint est construit et le  $\chi^2$  de son ajustement doit être inférieur à 8. La figure 4.8 montre la distribution de ce  $\chi^2$  pour des événements de signal et  $b\bar{b}$  inclusif. Enfin, la masse invariante de la paire doit être comprise entre 2.7 et 3.2 GeV/c<sup>2</sup>. Cette fenêtre est asymétrique pour tenir compte des photons Bremsstrahlung qui n'ont pas été reconstruits. Le tableau 4.5 montre les efficacités de ces coupures pour des événements de signal et de fond  $b\bar{b}$  inclusif. On voit que les coupures sur l'impulsion transverse permettent de rejeter le fond tout

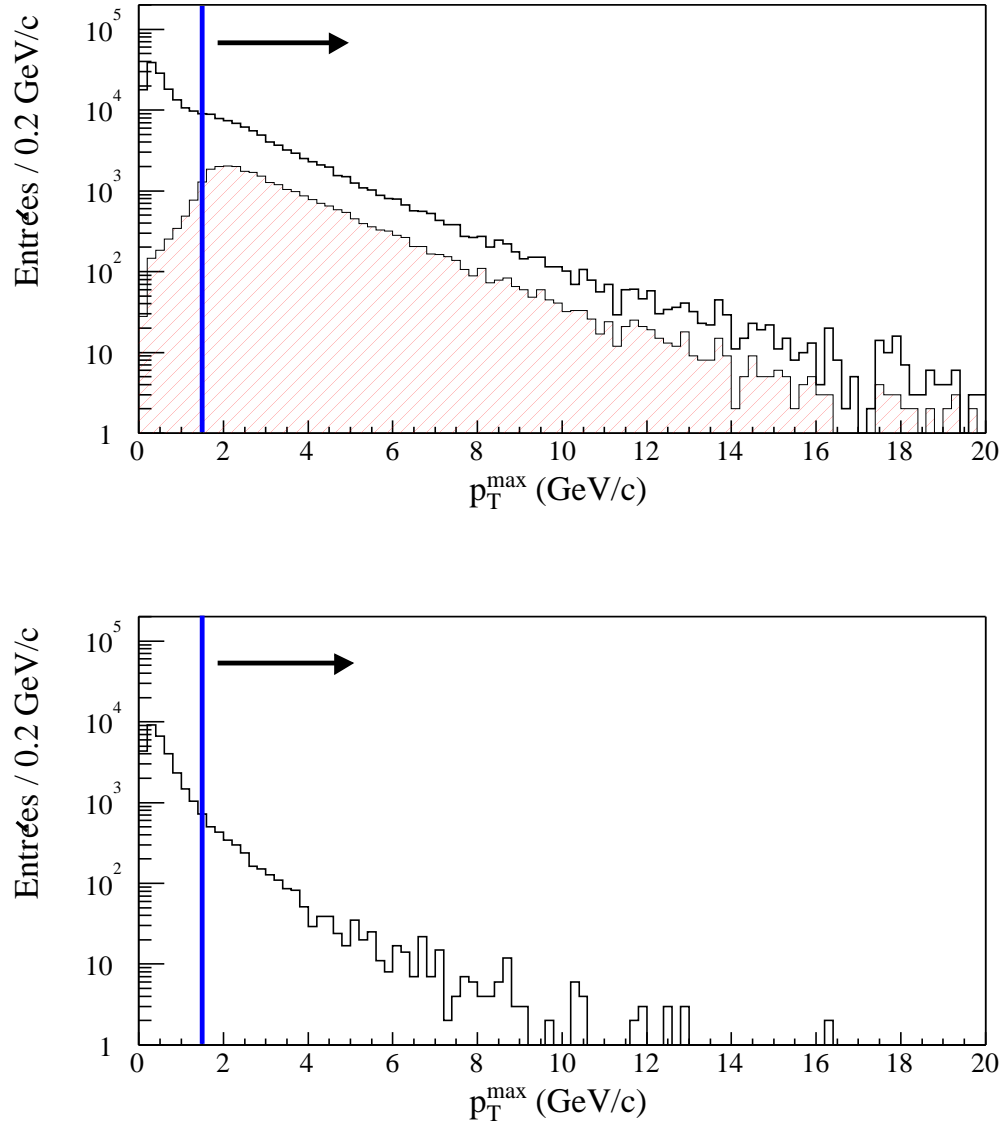


FIG. 4.7 – Plus grande impulsion transverse (GeV/c) de la paire  $e^+e^-$  pour des événements de signal en haut et des événements  $b\bar{b}$  inclusifs en bas. L'histogramme du haut hachuré représente parmi les événements de signal ceux correspondant aux électrons de la désintégration  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S^0(\pi^+\pi^-)$ . Le trait vertical représente la coupure et la flèche la partie de la distribution sélectionnée.

Coupures	$\varepsilon(B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)$ (%)	$\varepsilon(b\bar{b}$ inclusif)
$p_T$	$83.6 \pm 0.7$	$3.7 \pm 0.1$
$\chi^2$	$98.3 \pm 0.9$	$72.1 \pm 3.2$
masse	$74.4 \pm 0.7$	$6.4 \pm 0.9$
total	$61.1 \pm 0.6$	$0.17 \pm 0.02$

TAB. 4.5 – *Efficacités des coupures de la sélection du  $J/\psi$  pour les événements de signal et de bruit de fond. Les efficacités sont calculées par rapport au nombre d'événements passant la coupure précédente. L'efficacité totale est le produit des efficacités.*

en conservant le signal et que la coupure sur la masse rejette environ un quart des événements de signal. On notera que des coupures supplémentaires sur les électrons sont utilisées lors de la sélection du  $B^0$ .

### Résolutions

La figure 4.9 montre la distribution de la masse des candidats  $J/\psi$  sélectionnés avec la procédure décrite précédemment. La distribution est ajustée par la fonction Crystal Ball [109] définie par :

$$f(x) = \begin{cases} C + Ne^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} & \text{pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > \alpha \text{ et} \\ C + NA \times (B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n} & \text{pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq \alpha \end{cases}$$

avec  $A = (\frac{n}{|\alpha|})^n e^{-|\alpha|^2/2}$ ,  $B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$  et C une constante. On voit que la largeur de la gaussienne de l'ajustement est environ  $47 \text{ MeV}/c^2$ . On remarque aussi que la moyenne de la gaussienne n'est pas centrée sur la masse du  $J/\psi$  ( $3096.916 \pm 0.011 \text{ MeV}/c^2$  [13]). Ceci est dû aux photons de Bremsstrahlung qui ne sont pas reconstruits et montre les limites de la reconstruction décrite précédemment. Une méthode a été développée [110] permettant de remédier à ce problème. Elle utilise un ajustement du vertex du  $J/\psi$  contraint à sa masse en modifiant de façon contrôlée la matrice de covariance des électrons. Toutefois, nous ne l'avons pas utilisée dans cette thèse.

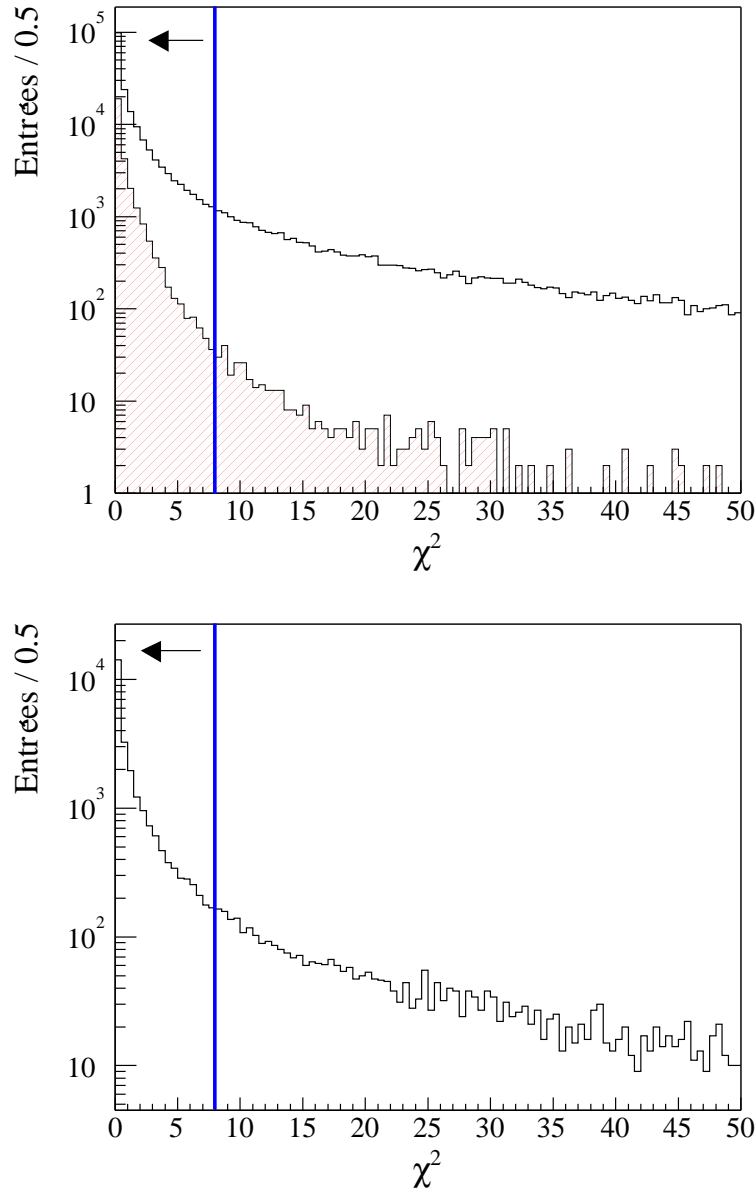


FIG. 4.8 –  $\chi^2$  de l'ajustement du vertex de la paire  $e^+e^-$  pour des événements de signal en haut et des événements  $b\bar{b}$  inclusifs en bas. L'histogramme du haut hachuré représente parmi les événements de signal ceux correspondant aux électrons de la désintégration  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$ . Le trait vertical représente la coupure et la flèche la partie de la distribution sélectionnée.

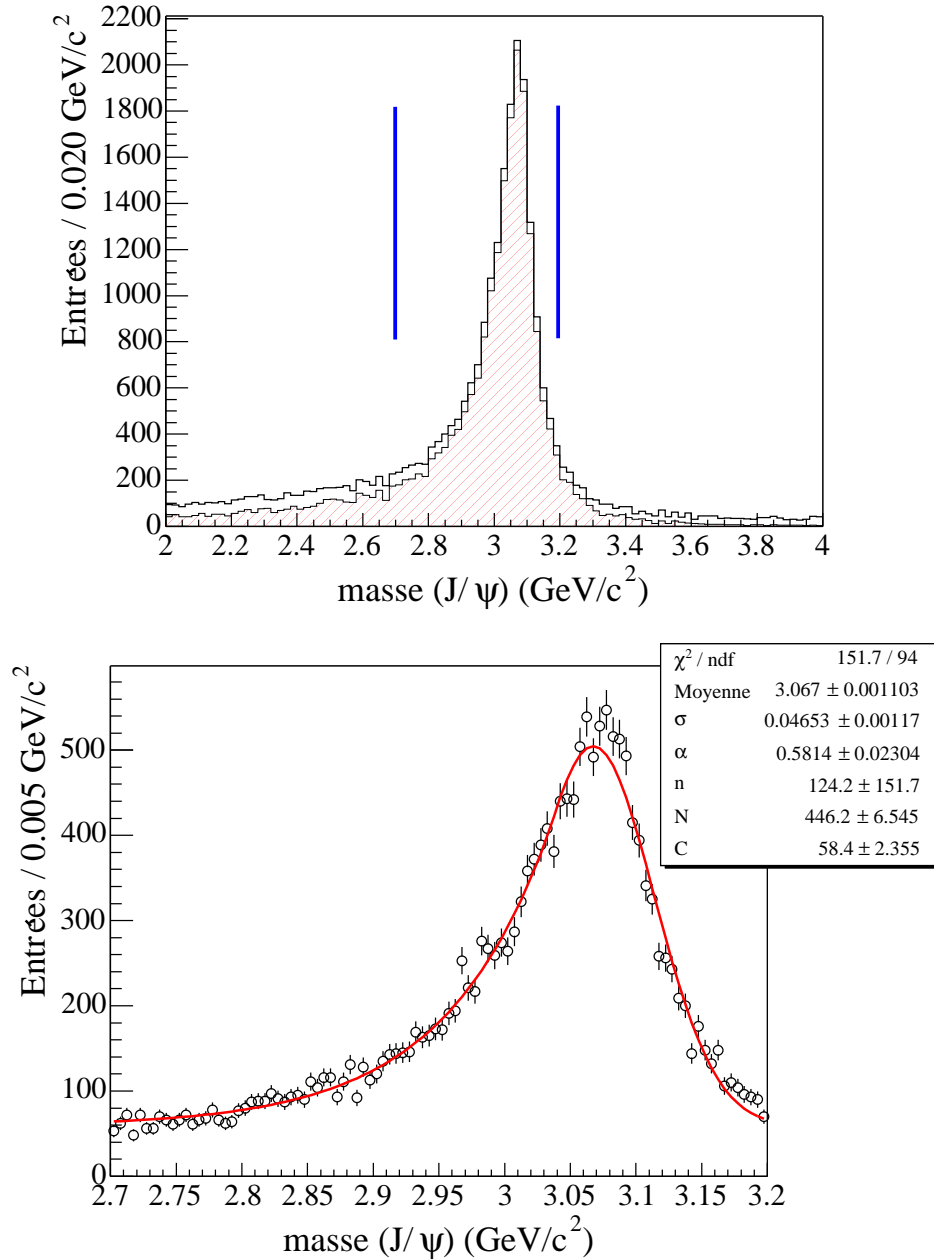


FIG. 4.9 – Distributions de la masse invariante des candidats  $J/\psi$  passant la sélection décrite dans le texte pour des événements de signal. En haut, l'histogramme blanc correspond à l'ensemble des candidats avant coupure sur la masse et l'histogramme hachuré aux candidats associés aux vrais  $J/\psi$ , les traits verticaux représentent la fenêtre de masse. En bas, la distribution correspond à l'ensemble des candidats. Elle est ajustée avec la fonction Crystal Ball définie dans le texte.



### 4.2.3 Sélection du $K_s^0$

#### Sélection des traces

Les traces utilisées pour la reconstruction du  $K_s^0$  sont de type long et downstream. Pour les traces de type long, la coupure sur la qualité de reconstruction des traces est la même que celle appliquée pour la sélection du  $J/\psi$ . Pour les traces de type downstream la coupure est  $\chi^2/(n_{mes} - 5) \leq 5$ . De plus, pour ces traces, une coupure est appliquée à la position de l'extrapolation jusqu'à la station TT de la trace T [111]. Cette coupure est particulièrement utile pour rejeter les traces fantômes dues à des particules passant par le trou du faisceau de la station TT et atteignant les éléments T1-T3 du trajectographe.

#### Identification des pions

Comme dans le cas des électrons une identification combinant l'information des RICH, du système des calorimètres et du système à muons est utilisée. Les traces sont identifiées de manière exclusive, une trace ayant un unique identifiant. Les pions sont identifiés en opposant des veto aux particules de types kaons, protons et leptons. Pour les traces de type long, sont identifiés :

- comme muons, les traces pour lesquelles  $\Delta \ln \mathcal{P}_{\mu/\pi}^{TOT} > 0$ ,
- comme électrons, les traces pour lesquelles  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT} > 0$ ,
- comme kaons, les traces pour lesquelles  $\Delta \ln \mathcal{P}_{K/\pi}^{TOT} > 5$ ,
- comme protons, les traces pour lesquelles  $\Delta \ln \mathcal{P}_{p/\pi}^{TOT} > 5$ , et,
- comme pions, les traces restantes après avoir appliqué les coupures précédentes.

Les traces de type downstream pour lesquelles  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT} > 0$  sont identifiées comme électrons et celles pour lesquelles  $\Delta \ln \mathcal{P}_{p/\pi}^{TOT} > 20$  sont identifiées comme protons. Les traces restantes étant identifiées comme pions.

#### Coupures topologiques et cinématiques

Les candidats  $K_s^0$  sont formés à partir de paires de traces de charges opposées identifiées comme pions. Afin de limiter les temps d'exécution des algorithmes de sélection, une coupure lâche est appliquée à la masse invariante de la paire  $\pi^+\pi^-$  :  $|m(\pi^+\pi^-) - m_{PDG}(K_s^0)| < 300 \text{ MeV}/c^2$ . Pour rejeter les pions venant des vertex primaires, la signification statistique de leur paramètre d'impact par rapport à chaque vertex primaire doit être supérieure

à 3 et 6, pour les traces downstream et longue respectivement. La figure 4.10 montre les distributions de  $\frac{IP}{\sigma_{IP}}(\pi)$  pour chaque type de trace considéré. On voit que cette coupure est plus efficace pour les traces longues. Ceci s'explique par le fait que les traces issues des vertex primaires sont reconstruites selon ce type de traces. Après cette coupure, un vertex non contraint à la

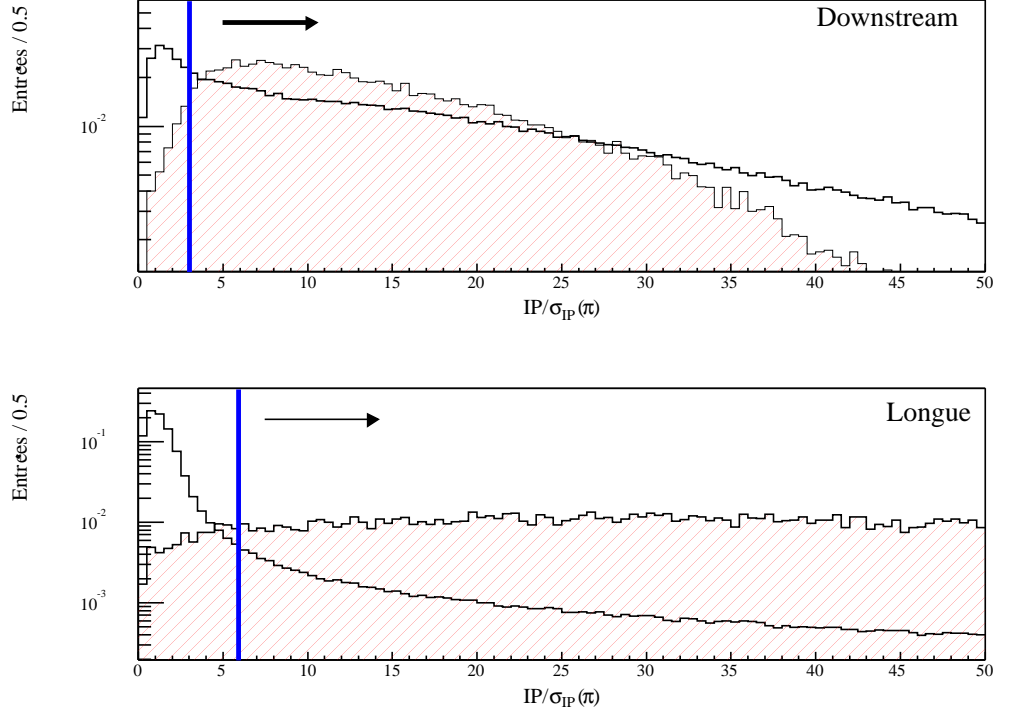


FIG. 4.10 – Distributions normalisées de  $\frac{IP}{\sigma_{IP}}(\pi)$  pour des événements de signal. En hachuré pour les pions issus de la désintégration du  $K_s^0$  et en blanc pour le fond. De haut en bas, pour les traces downstream et longues respectivement. Les traits verticaux représentent la coupure appliquée et les flèches les parties des distributions sélectionnées.

masse du  $K_s^0$  est construit et le  $\chi^2$  de son ajustement doit être inférieur à  $(\chi^2)_{max}$  (les valeurs des coupures pour chaque type de  $K_s^0$  considéré sont regroupées dans le tableau 4.6). Sa position selon  $z$  doit être comprise dans l'intervalle  $[z_{min}; z_{max}]$ . De plus, l'impulsion transverse du candidat  $K_s^0$  doit être supérieure à  $(p_T)_{min}$  (voir figure 4.11) et la masse reconstruite doit satisfaire  $|m(\pi^+\pi^-) - m_{PDG}(K_s^0)| < \Delta_m$ . Le tableau 4.7 donne les efficacités des coupures de cette sélection pour les différents cas considérés. Chaque effica-

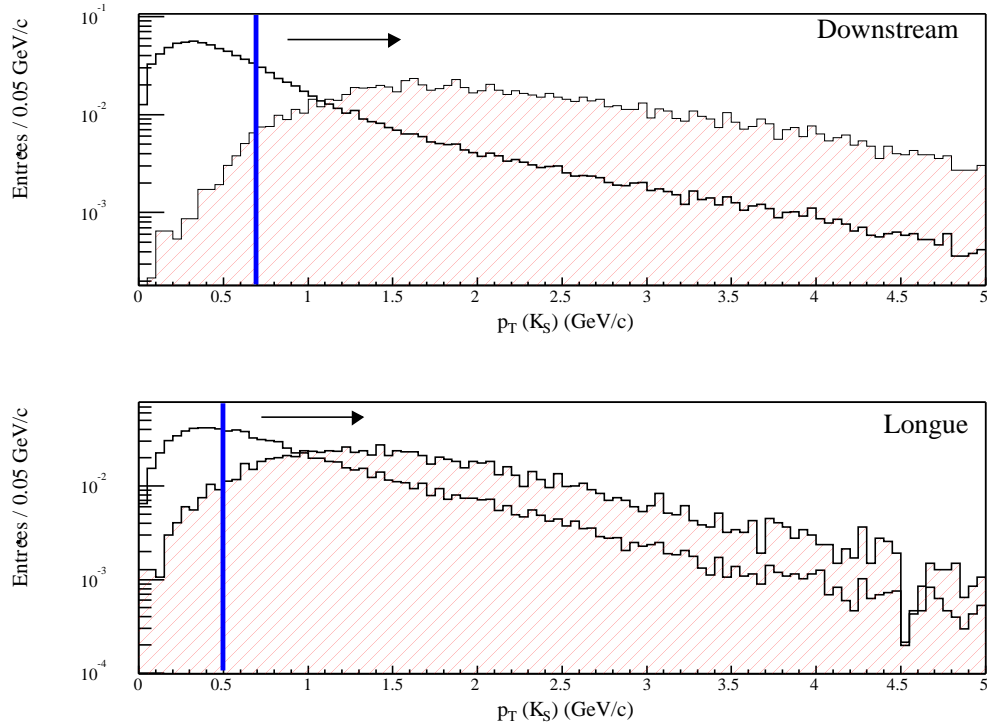


FIG. 4.11 – Distributions normalisées de l'impulsion transverse des  $K_s^0$  pour des événements de signal. En hachuré pour les pions issus de la désintégration du  $K_s^0$  et en blanc pour le fond. De haut en bas, pour les  $K_s^0$  de type DD et LL respectivement. Les traits verticaux représentent la coupure appliquée et les flèches les parties des distributions sélectionnées.

Coupages \ type de $K_s^0$	DD	LL
$[z_{min}; z_{max}]$ (mm)	[0;3000]	[0;650]
$(\chi^2)_{max}$	25	10
$(p_T)_{min}$ (MeV/c)	700	300
$\Delta_m$ (MeV/c <sup>2</sup> )	30	20

TAB. 4.6 – Coupures de la sélection du  $K_s^0$  pour les différents types de  $K_s^0$  considérés.

ité est calculée par rapport aux nombres d'événements passant la coupure précédente sauf l'efficacité totale qui est calculée par rapport aux nombres

d'événements reconstruits. On notera que pour le bruit de fond, de vrais  $K_s^0$  peuvent être pris en compte alors que pour le signal, uniquement les  $K_s^0$  de la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  sont pris en compte.

Coupsures	$\varepsilon(B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)$ (%)		$\varepsilon(b\bar{b} \text{ inclusif })$ (%)	
	DD	LL	DD	LL
$\frac{IP}{\sigma_{IP}}(\pi)$	95.8±1.3	95.0±1.8	87.8±0.3	13.9±0.1
z vertex	97.8±1.3	94.4±1.8	59.3±0.2	59.6±0.2
$\chi^2$	93.1±1.3	96.2±1.9	23.8±0.2	28.0±0.2
$p_T$	97.5±1.4	95.0±1.9	29.4±0.4	58.6±0.6
masse	97.2±1.4	97.0±2.0	31.4±0.8	21.7±0.4
total	82.7±1.1	79.5±1.6	1.14±0.03	0.30±0.01

TAB. 4.7 – *Efficacités des coupures de la sélection du  $K_s^0$  pour les événements de signal et de bruit de fond. Les efficacités sont calculées par rapport au nombre d'événements passant la coupure précédente. L'efficacité totale est le produit des efficacités.*

## Résolutions

Les distributions des masses des candidats reconstruits en utilisant ces coupures sont présentées par la figure 4.12. Le fond combinatoire ainsi que de nombreux autres  $K_s^0$  que ceux du signal sont sélectionnés par cette procédure, toutefois, des coupures supplémentaires sont appliquées lors de la sélection du  $B^0$  permettant de rejeter ces fonds. Les distributions des masses pour les candidats vrais sont ajustées avec des gaussiennes dont les largeurs sont 7.3 et 3.4 MeV/ $c^2$  pour les cas DD et LL respectivement. On voit que les traces reconstruites avec plus de qualité donnent de meilleures résolutions.

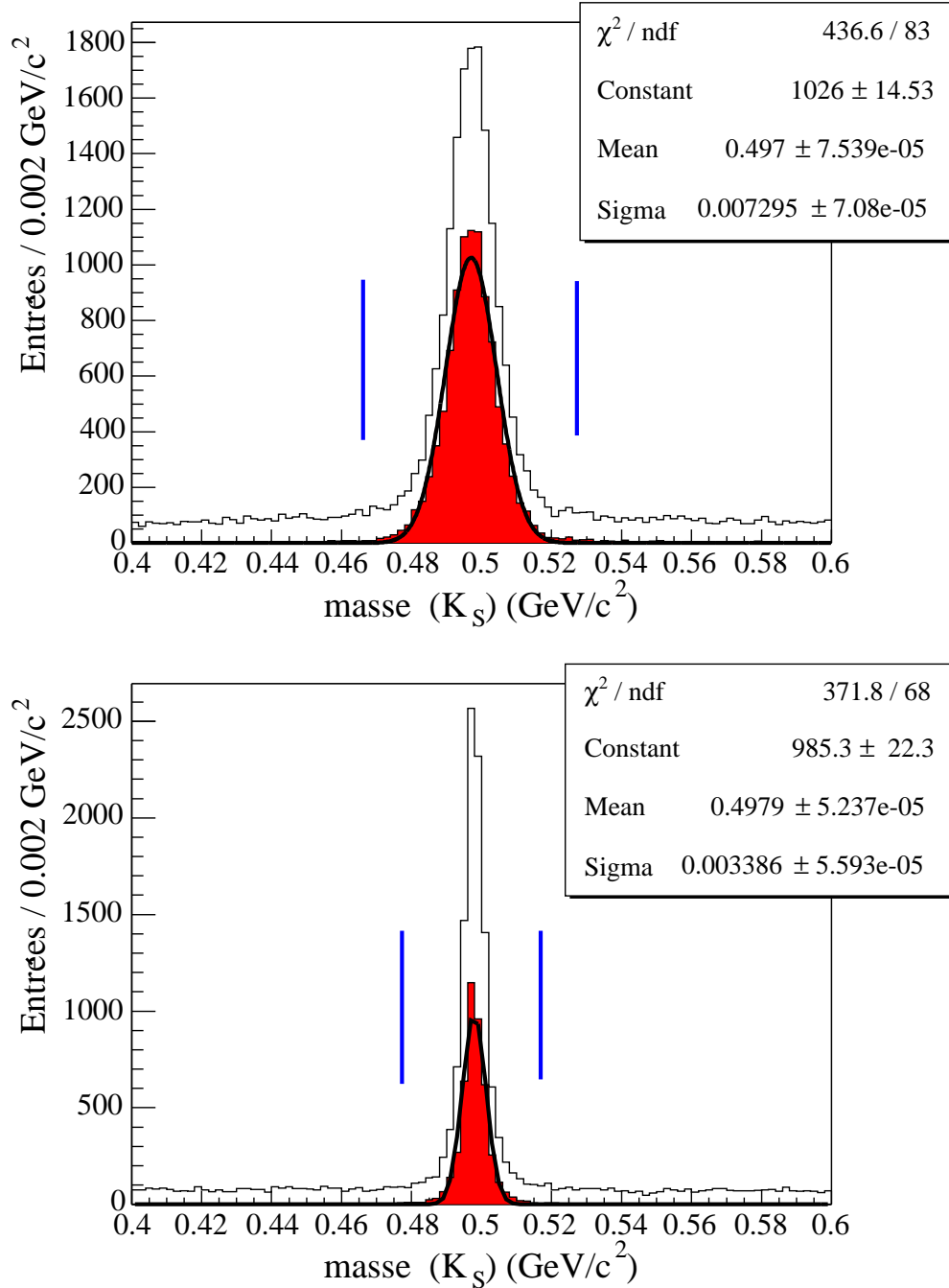


FIG. 4.12 – Distributions des masses invariantes des candidats  $K_s^0$  reconstruits avec les coupures décrites dans le texte, obtenues à partir d'événements de signal. En blanc pour l'ensemble des candidats et en hachuré pour les  $K_s^0$  issus de la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ . De haut en bas, pour les cas DD et LL respectivement.

#### 4.2.4 Sélection du $B^0$

##### Coupures topologiques et cinématiques

Les candidats  $J/\psi$  et  $K_s^0$  sélectionnés par les procédures décrites précédemment sont combinés pour former des candidats  $B^0$  et seules les paires dont la masse invariante est dans l'intervalle  $[3 \text{ GeV}/c^2 ; 7.5 \text{ GeV}/c^2]$  sont conservées. Deux coupures sont ensuite appliquées aux électrons. La première concerne la "charge" mesurée par le VELO [112] qui doit être comprise entre 21 et 40. La définition de cette charge, et sa distribution sont données dans la partie 5.2.1. Cette coupure permet principalement de rejeter les électrons issus de conversion mais aussi quelques hadrons. Elle complète en quelque sorte l'identification des électrons. La seconde coupure relative aux électrons se rapporte à la signification statistique de leur paramètre d'impact par rapport à chaque vertex primaire, qui doit être supérieure à  $(IP_e/\sigma_{IP_e})_{min}$  (les valeurs des coupures sont regroupées dans le tableau 4.8). Un vertex non contraint est construit à partir des candidats  $J/\psi$  et  $K_s^0$  et la signification statistique de la distance entre ce vertex et celui de la désintégration du  $K_s^0$  doit être supérieure à  $(d_K/\sigma_{d_K})_{min}$ . Puis une coupure sur l'angle formé par le segment joignant les vertex de création et de désintégration du  $K_s^0$  d'une part, et l'impulsion du  $K_s^0$  d'autre part, est appliquée. Cet angle doit être inférieur à  $(\theta_K)_{max}$ . Viennent ensuite les coupures relatives au  $B^0$ . Le  $\chi^2$  de l'ajustement de son vertex doit être plus petit que  $(\chi^2)_{max}$ . Puis si plusieurs vertex primaires sont reconstruits, celui pour lequel la signification statistique du paramètre d'impact du candidat  $B^0$  est la plus faible est choisi comme vertex primaire. Cette signification statistique doit être inférieure à  $(IP_B/\sigma_{IP_B})_{max}$ . Le vertex du  $B^0$  doit être situé en aval du vertex primaire et la signification statistique de la distance séparant ces deux vertex doit être plus grande que  $(d_B/\sigma_{d_B})_{min}$ . Enfin, les candidats sont sélectionnés si  $|m_{cor}(J/\psi K_s^0) - m_{PDG}(B^0)| < \Delta_m$  où  $m_{cor}(J/\psi K_s^0) = m_{rec}(J/\psi K_s^0) + m_{PDG}(J/\psi) - m_{rec}(J/\psi)$  permet de compenser les photons Bremsstrahlung non reconstruits. Les figures 4.13, 4.14, 4.15, 4.16, 4.17 et 4.18 représentent les distributions normalisées des variables discriminantes utilisées pour la sélection du  $B$ . Ces figures sont obtenues avant qu'aucune coupure ne soit appliquée, pour le signal et le fond  $b\bar{b}$  inclusif.

Les tableaux 4.9 et 4.10 montrent les efficacités des coupures de cette sélection pour les différents type de fond et pour les cas DD et LL respectivement. On voit que les coupures les plus efficaces pour rejeter le fond et sélectionner le signal sont les coupures sur  $\theta_K$ ,  $IP_B/\sigma_{IP_B}$  et  $d_B/\sigma_{d_B}$ .

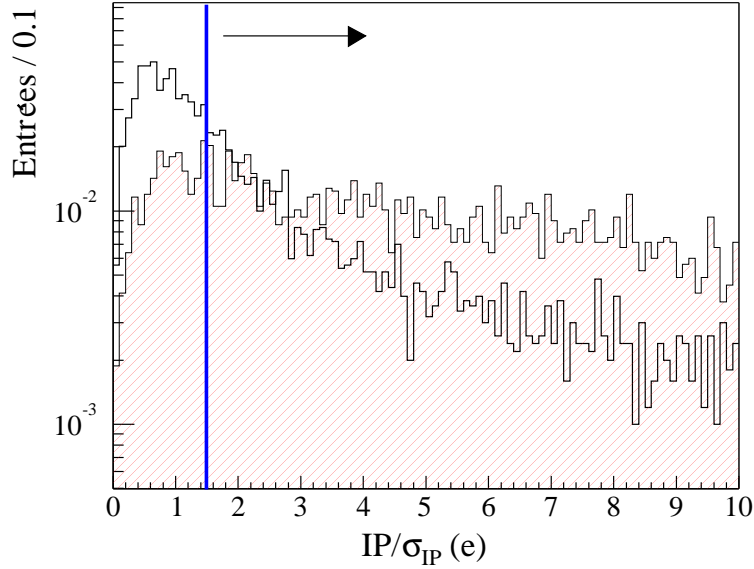


FIG. 4.13 – Distributions normalisées de  $IP_e/\sigma_{IP_e}$ . En hachuré pour les électrons du signal et en blanc pour le fond  $b\bar{b}$  inclusif. Ces distributions sont obtenues au début de la sélection de  $B^0$ .

Coupures \ type de $K_s^0$	DD	LL
$(IP_e/\sigma_{IP_e})_{min}$	1.5	1.5
$(d_K/\sigma_{d_K})_{min}$	10	10
$(\theta_K)_{max}$ (mrad)	2	1
$(\chi^2)_{max}$	30	16
$(IP_B/\sigma_{IP_B})_{max}$	4	4
$(d_B/\sigma_{d_B})_{min}$	5	5
$\Delta_m$ (MeV/c <sup>2</sup> )	100	80

TAB. 4.8 – Coupures de la sélection de  $B^0$  pour les différents  $K_s^0$  utilisés.

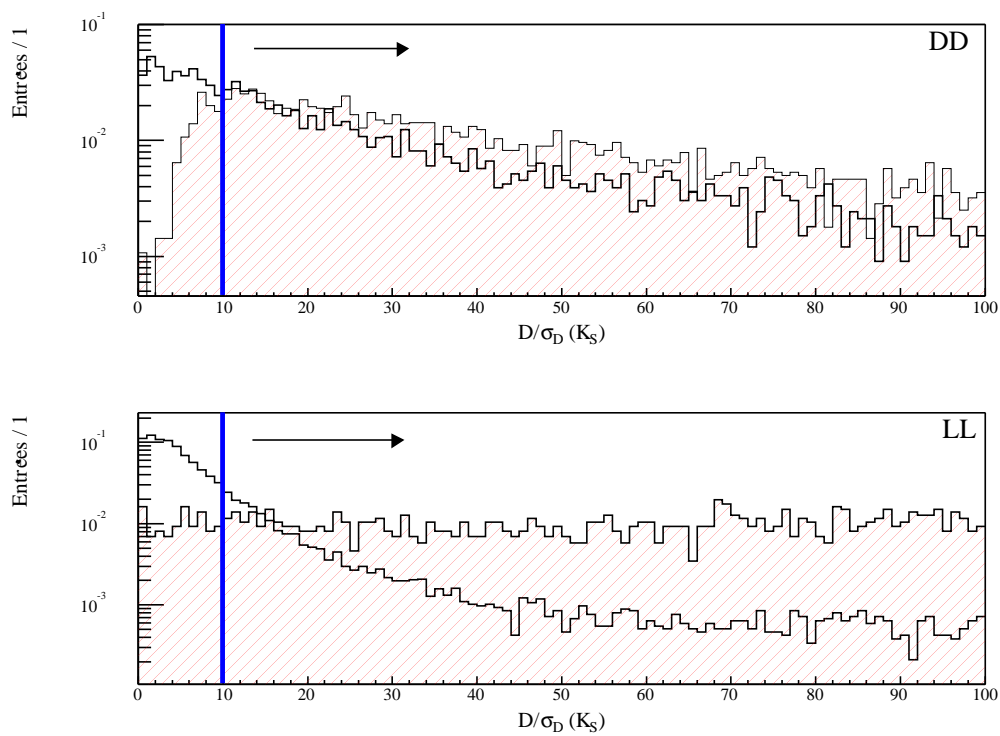


FIG. 4.14 – Distributions normalisées de  $d_{K_S}/\sigma_{d_{K_S}}$ . De haut en bas, pour les cas DD et LL respectivement. En hachuré pour les  $B^0$  reconstruits associés au signal et en blanc pour le fond  $b\bar{b}$  inclusif. Ces distributions sont obtenues au début de la sélection du  $B^0$ .



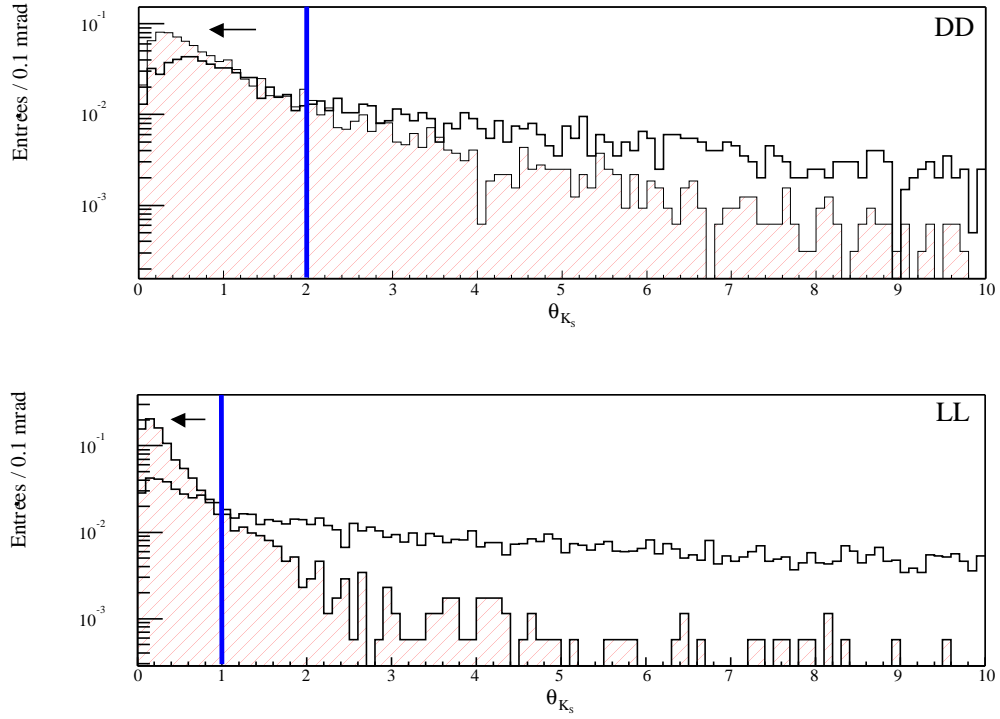


FIG. 4.15 – Distributions normalisées de  $\theta_{K_S}$ . De haut en bas, pour les cas DD et LL respectivement. En hachuré pour les  $B^0$  reconstruits associés au signal et en blanc pour le fond  $b\bar{b}$  inclusif. Ces distributions sont obtenues au début de la sélection du  $B^0$ .

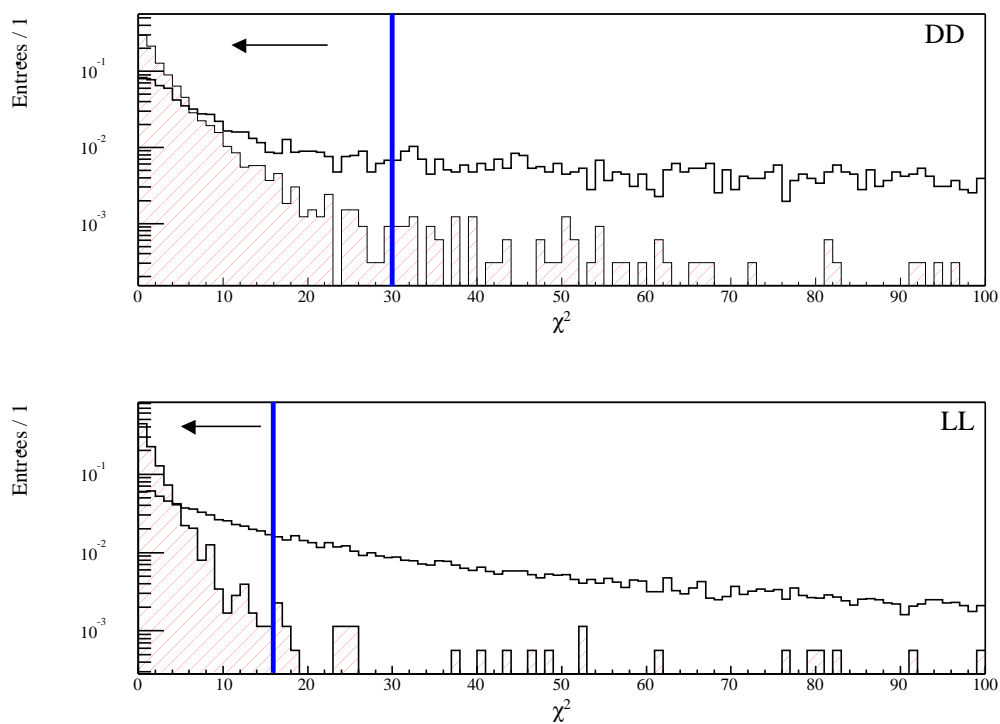


FIG. 4.16 – Distributions normalisées de  $\chi_B^2$ . De haut en bas, pour les cas DD et LL respectivement. En hachuré pour les  $B^0$  reconstruits associés au signal et en blanc pour le fond  $b\bar{b}$  inclusif. Ces distributions sont obtenues au début de la sélection du  $B^0$ .

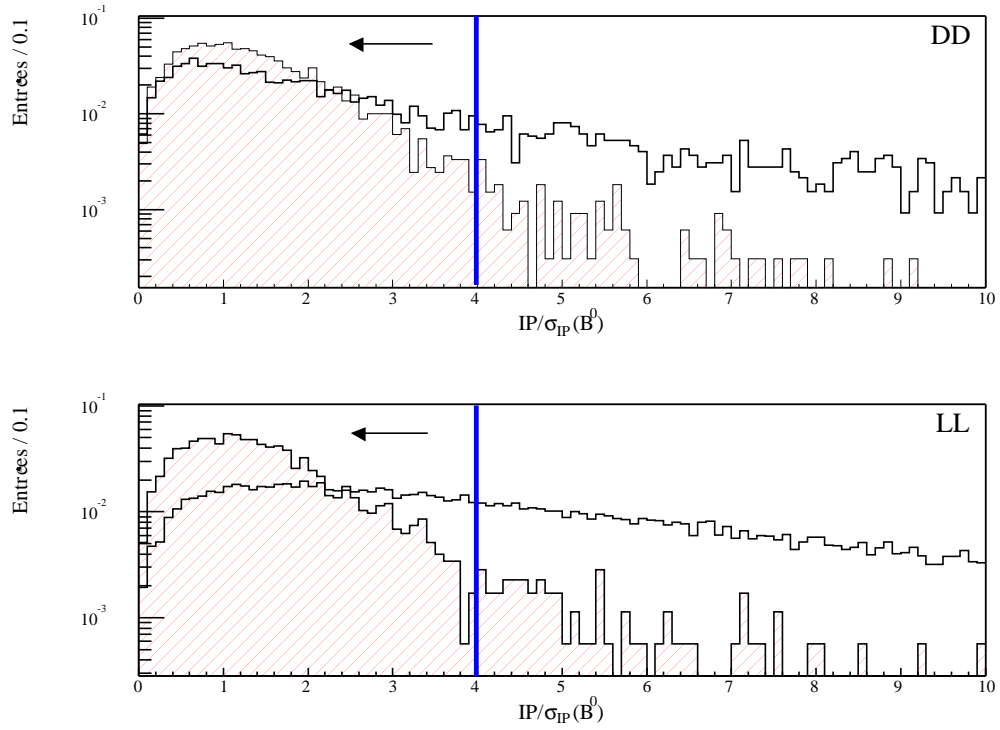


FIG. 4.17 – Distributions normalisées de  $IP_B/\sigma_{IP_B}$ . De haut en bas, pour les cas DD et LL respectivement. En hachuré pour les  $B^0$  reconstruits associés au signal et en blanc pour le fond  $b\bar{b}$  inclusif. Ces distributions sont obtenues au début de la sélection du  $B^0$ .

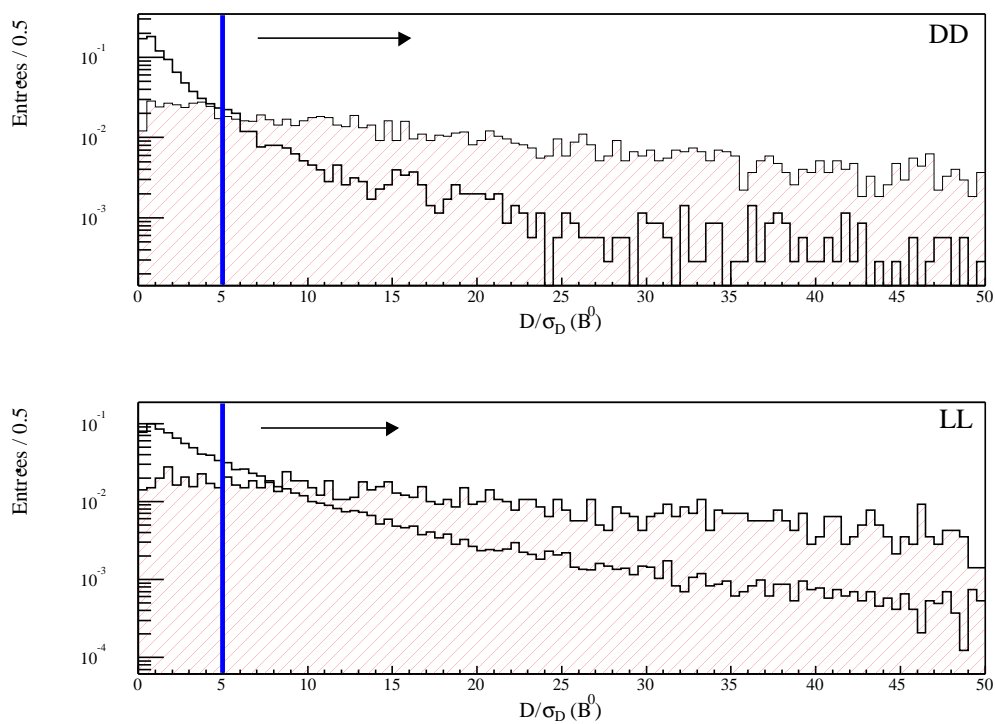


FIG. 4.18 – Distributions normalisées de  $d_B/\sigma_{d_B}$ . De haut en bas, pour les cas DD et LL respectivement. En hachuré pour les  $B^0$  reconstruits associés au signal et en blanc pour le fond  $b\bar{b}$  inclusif. Ces distributions sont obtenues au début de la sélection du  $B^0$ .

Coupures	$\varepsilon(B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)$ (%)	$\varepsilon(b\bar{b}$ inclusif)	$\varepsilon(J/\psi$ prompt)	$\varepsilon(J/\psi$ X)
VELO “charge”	99.0±2.6	59.4±2.9	96.7±5.6	96.4±2.6
$IP_e/\sigma_{IP_e}$	87.0±2.3	47.5±3.3	24.8±2.3	85.0±2.4
$d_K/\sigma_{d_K}$	92.4±2.6	86.3±7.2	94.6±11.2	86.7±2.7
$\theta_K$	83.8±2.5	58.5±5.9	55.4±7.9	58.3±2.2
$\chi^2$	100.0±3.1	99.4±11.2	100.0±16.1	99.1±4.2
$IP_B/\sigma_{IP_B}$	97.4±3.1	47.8±6.7	97.4±15.8	32.2±1.9
$d_B/\sigma_{d_B}$	90.0±3.0	26.7±6.7	2.7±1.9	63.3±5.3
$\Delta_m$	98.2±3.3	5.0±5.1	0	7.9±1.9
total	57.4±1.7	0.1±0.1	0	0.7±0.2

TAB. 4.9 – Efficacités des coupures de la sélections du  $B^0$  pour les différents bruits de fond considéré dans le cas où le  $K_s^0$  est reconstruit avec deux traces downstream. Les efficacités sont calculées par rapport au nombre d’événements passant la coupure précédente. L’efficacité totale est le produit des efficacités.

Coupures	$\varepsilon(B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)$ (%)	$\varepsilon(b\bar{b}$ inclusif)	$\varepsilon(J/\psi$ prompt)	$\varepsilon(J/\psi$ X)
VELO “charge”	99.7±3.7	57.2±2.5	95.1±5.4	96.5±2.7
$IP_e/\sigma_{IP_e}$	87.3±3.3	48.7±3.0	23.6±2.2	81.4±2.4
$d_K/\sigma_{d_K}$	97.3±3.9	78.1±6.0	90.8±11.0	89.6±2.9
$\theta_K$	91.6±3.7	53.7±5.2	71.3±9.7	36.7±1.7
$\chi^2$	99.8±4.2	89.7±10.2	97.8±14.5	90.7±5.1
$IP_B/\sigma_{IP_B}$	96.3±4.1	68.9±8.9	95.6±14.4	60.3±4.0
$d_B/\sigma_{d_B}$	91.6±4.0	19.6±4.8	0	52.1±4.7
$\Delta_m$	94.1±4.3	5.0±5.1	0	4.2±1.5
total	64.3±2.7	0.1±0.1	0	0.3±0.1

TAB. 4.10 – Efficacités des coupures de la sélections du  $B^0$  pour les différents bruits de fond considéré dans le cas où le  $K_s^0$  est reconstruit avec deux traces longues. Les efficacités sont calculées par rapport au nombre d’événements passant la coupure précédente. L’efficacité totale est le produit des efficacités.

## Résolutions

Les figures 4.19 et 4.20 représentent les distributions de la masse invariante des candidats  $B^0$  avant coupure sur la masse. Les pourcentages de candidats reconstruits à partir de  $K_s^0$  de type DD et LL sont respectivement 65% et 35%. Ces distributions sont ajustées avec des doubles gaussiennes. Les largeurs des gaussiennes sont :

- 18 MeV/c<sup>2</sup> (65%) et 60 MeV/c<sup>2</sup> pour le cas DD, et,
- 15 MeV/c<sup>2</sup> (63%) et 64 MeV/c<sup>2</sup> pour le cas LL.

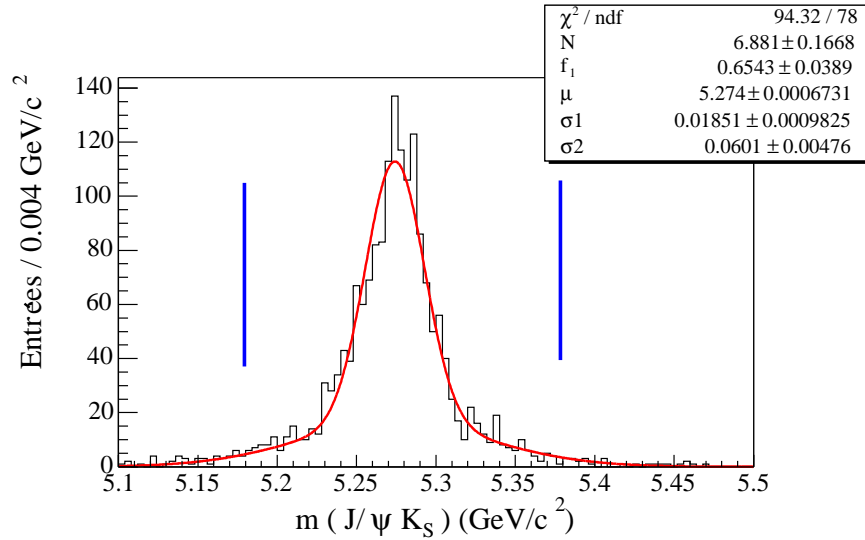


FIG. 4.19 – Distributions de la masse invariante des candidats  $B^0$  après la sélection décrite dans le texte pour les  $K_s^0$  de type DD. Les traits verticaux représentent la coupure sur la masse.

## Vertex primaire

La fraction d'événements sélectionnés en fonction du nombre de vertex primaires reconstruits est présentée dans le tableau 4.11. On voit que environ 20% des événements sélectionnés contiennent plus d'un vertex primaire. Ainsi, considérer ce type d'événement permet d'augmenter de façon non négligeable le nombre d'événements sélectionnés.

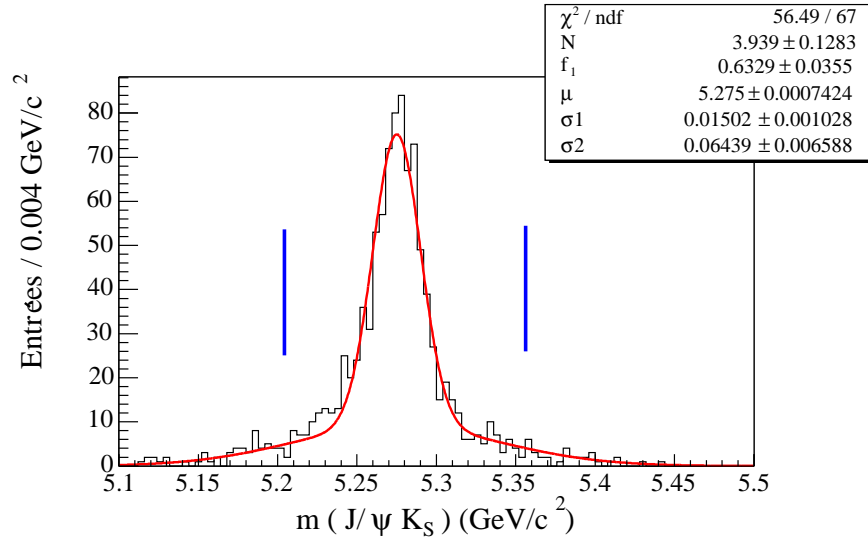


FIG. 4.20 – Distributions de la masse invariante des candidats  $B^0$  après la sélection décrite dans le texte pour les  $K_s^0$  de type LL. Les traits verticaux représentent la coupure sur la masse.

$N_{PV}$ \ type de $K_s^0$	TOTAL	DD	LL
1	78.2	78.2	78.2
2	20.3	20.1	20.6
3	1.5	1.7	1.2

TAB. 4.11 – Fraction (%) d'événements sélectionnés en fonction du nombre de vertex primaires reconstruits ( $N_{PV}$ ).

### 4.3 Réjection des bruits de fond

Les sélections décrites précédemment ont été appliquées à des échantillons d'événements correspondant aux bruits de fond potentiels, décrits dans la partie 4.1.3. On rappelle que trois types de fond sont considérés :

- le fond  $b\bar{b}$  inclusif,
- le fond  $J/\psi$  prompt, et,
- le fond  $J/\psi X$ .

Pour le fond  $J/\psi X$ , les canaux pris en compte sont  $B^0 \rightarrow J/\psi(ee)K^*(K^+\pi^-)$ ,  $B^+ \rightarrow J/\psi(ee)K^+$ ,  $B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\phi(KK)$  et  $B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\eta(\gamma\gamma)$ . Pour pallier au nombre limité d'événements  $b\bar{b}$  inclusifs et  $J/\psi$  prompts disponibles, les rapports B/S sont calculés avant d'appliquer le déclenchement. De plus, la coupure sur la masse appliquée à la fin de la sélection est relâchée et le fond dans la fenêtre de masse du  $B$  est estimé en faisant l'hypothèse que sa distribution est linéaire. La figure 4.21 montre la distribution de la masse des candidats correspondant au fond  $b\bar{b}$  inclusif avant que la coupure sur la masse ne soit appliquée. On voit d'après cette distribution, que l'hypothèse précédente est conservatrice. Le tableau 4.12 montre les événements analysés

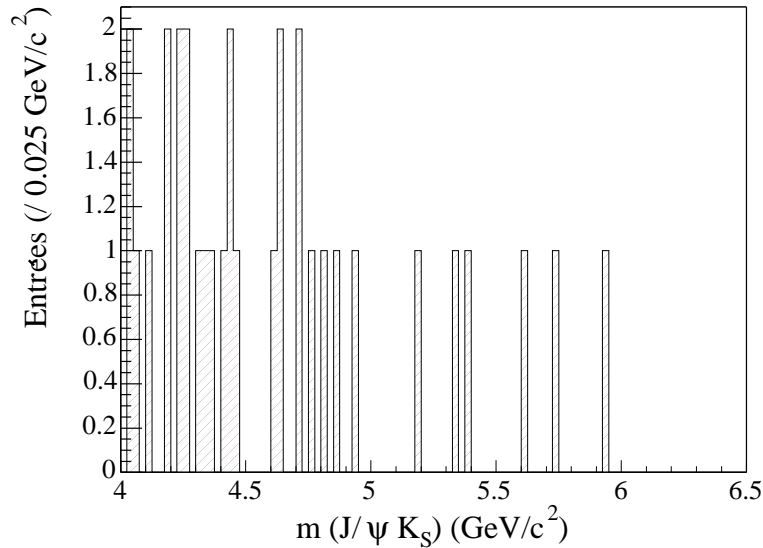


FIG. 4.21 – Distribution de la masse invariante des candidats correspondant au fond  $b\bar{b}$  inclusif.

et sélectionnés pour le signal et le fond avant que le déclenchement ne soit appliqué. Pour le fond  $b\bar{b}$ , les candidats sont constitués en majorité de vrais



$K_s^0$  et environ pour moitié de vrais  $J/\psi$ . Les faux candidats  $J/\psi$  sont pour la plupart construits à partir d'électrons venant des désintégrations semi-leptoniques de mésons  $B$  et  $D$ . Pour les autres types de fond, les candidats sont composés principalement de vrais  $J/\psi$  et de vrais  $K_s^0$  dont la combinaison mime un  $B^0$ .

Pour calculer les rapports B/S, lorsque le nombre d'événements sélectionnés

type d'événements	$N_{analysés}$	$\int \mathcal{L} dt$ (pb $^{-1}$ )	type de $K_s^0$		
			DD+LL	DD	LL
			$N_{sélectionnés}$		
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$	140000	20	2681	1733	948
$b\bar{b}$ inclusif	9961000	0.046	2 (14)	1 (9)	1 (5)
$J/\psi$ prompt	288000	0.0025	0 (1)	0 (1)	0 (0)
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\eta(\gamma\gamma)$	45000	17	5	5	0
$B^+ \rightarrow J/\psi(ee)K^+$	85000	3.6	3	1	2
$B^0 \rightarrow J/\psi(ee)K^*(K^+\pi^-)$	80000	3.9	8	6	2
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\phi(KK)$	191500	18	10	6	4

TABLE 4.12 – Nombre d'événements analysés et sélectionnés par la procédure de sélection des  $B^0$  décrite dans le texte pour différents type d'événements. Aucun niveau de déclenchement n'est appliqué et les nombres entre parenthèses correspondent aux événements sélectionnés lorsque la fenêtre de masse est élargi d'un facteur 10. Est aussi indiquée la luminosité intégrée correspondante aux nombre d'événements analysés.

est inférieur ou égal à 10, nous utilisons des intervalles poissonniens à 90% de niveau de confiance [113]. Le tableau 4.13 montre les rapports B/S obtenus avec la sélection présentée dans la partie 4.2. On voit que le fond  $b\bar{b}$  inclusif reste à un niveau acceptable tout comme le fond  $J/\psi$  prompt. Enfin, le fond constitué par les événements  $B \rightarrow J/\psi(ee)X$  est à un niveau faible.

type d'événements	B/S			unité
	type de $K_s^0$			
	DD+LL	DD	LL	
$\bar{b}\bar{b}$ inclusif	$0.65 \pm 0.16$	[0.3 ; 1.0]	[0.2 ; 1.2]	1
$J/\psi$ prompt	[0.005 ; 0.2]	[0.008 ; 0.33]	[0 ; 0.34]	1
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\eta(\gamma\gamma)$	[0.2 ; 1.0]	[0.3 ; 2.0]	[0 ; 0.8]	( $\times 10^{-3}$ )
$B^+ \rightarrow J/\psi(ee)K^+$	[0.2 ; 1.4]	[0.04 ; 1.4]	[0.3 ; 3.5]	( $\times 10^{-2}$ )
$B^0 \rightarrow J/\psi(ee)K^*(K^+\pi^-)$	[0.7 ; 2.5]	[0.7 ; 3.4]	[0.3 ; 3.2]	( $\times 10^{-2}$ )
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\phi(KK)$	[0.6 ; 1.0]	[0.4 ; 2.0]	[0.5 ; 3.0]	( $\times 10^{-3}$ )

TAB. 4.13 – Rapports  $B/S$ , avant que le système de déclenchement n'ait été appliqué, pour les différents type de fond et de  $K_s^0$  considérés. Pour les fonds  $\bar{b}\bar{b}$  inclusif et  $J/\psi$  prompt, ces rapports sont obtenus en relâchant la coupure sur la masse. Si le nombre d'événements est inférieur ou égal à 10, des intervalles poissonniens à 90% de niveau de confiance sont utilisés.

## 4.4 Efficacités et nombre d'événements attendus par an

L'efficacité totale peut être séparée en différents termes de la façon suivante [54] :

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{det} \times \varepsilon_{rec/det} \times \varepsilon_{sel/rec} \times \varepsilon_{trg/sel} \quad (4.2)$$

où

- $\varepsilon_{rec/det}$  est l'efficacité de reconstruction des événements "vus" par le détecteur c'est-à-dire laissant suffisamment de points de mesure pour être reconstituables (la définition de reconstituabilité est donnée dans la partie 4.1).  $\varepsilon_{rec/det}$  est donnée pour les différents type de  $K_s^0$  dans le tableau 4.2 ;
- $\varepsilon_{sel/rec}$  est l'efficacité de sélection des événements reconstruits ;
- $\varepsilon_{trg/sel}$  est l'efficacité de déclenchement pour les événements sélectionnés. On notera que on ne considère ici que les niveaux 0 et 1 du système de déclenchement. Toutefois, le système de déclenchement de haut niveau est supposé avoir une grande efficacité. Le tableau 4.14 montre les efficacités correspondant aux niveau 0 et 1 du système de déclenchement ;
- $\varepsilon_{det}$  est l'efficacité de détection comprenant l'acceptance géométrique. En pratique  $\varepsilon_{det}$  est calculée comme  $\varepsilon_{tot}/(\varepsilon_{rec/det} \times \varepsilon_{sel/rec} \times \varepsilon_{trg/sel})$  et prend en compte tous les effets non compris dans les autres facteurs.

type de $K_s^0$	DD+LL	DD	LL
Efficacité (%)			
$\varepsilon_{L0}$	$47.6 \pm 1.7$	$49.5 \pm 2.2$	$44.2 \pm 2.8$
$\varepsilon_{L1/L0}$	$55.7 \pm 2.9$	$53.1 \pm 3.4$	$60.9 \pm 5.4$

TAB. 4.14 – Efficacités (%) du déclenchement de niveau 0 ( $\varepsilon_{L0}$ ) pour les événements passant la sélection, et, du déclenchement de niveau 1 ( $\varepsilon_{L1/L0}$ ) pour les événements passant la sélection et le déclenchement de niveau 0.

Le tableau 4.15 montre les efficacités inclusives des différentes composantes du déclenchement de niveau 0 et indique, comme attendu, que le déclenchement électromagnétique a la plus forte contribution. L'efficacité du niveau 0 peut sembler faible. Ceci est dû au compromis fait dans l'optimisation des coupures du déclenchement, entre les taux d'événements acceptables et les efficacités propres à chaque mode de désintégration. En effet, dans le cas de la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ , les événements où le  $J/\psi$  se désintègre en paire de muons bénéficie du déclenchement sur  $\Sigma p_T^\mu$  (voir la partie 2.2.6) ce

qui a pour effet de diminuer l'efficacité pour les événements où le  $J/\psi$  se désintègre en paire  $e^+e^-$ . Si on ne considérait que le mode  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K_S^0$ , sans se soucier des autres canaux, l'efficacité du déclenchement de niveau 0 serait  $\sim 70\%$  [81].

$\varepsilon_{L0}$ (%)	Efficacités inclusives		
	hadron	électromagnétique	muon
$47.6 \pm 1.7$	$21.5 \pm 0.8$	$37.4 \pm 0.9$	$7.0 \pm 0.5$

TAB. 4.15 – *Efficacités (%) inclusives des déclenchements hadronique, électromagnétique et muon.*

Le tableau 4.16 représente les différents termes de l'équation 4.2. On voit que l'efficacité de sélection est quasiment identique dans les deux cas considérés.

type de $K_S^0$	DD+LL	DD	LL
$\varepsilon_{det}$	$4.8 \pm 0.1$	$3.5 \pm 0.2$	$1.3 \pm 0.1$
$\varepsilon_{rec/det}$	$63.7 \pm 0.7$	$59.0 \pm 0.8$	$76.5 \pm 1.6$
$\varepsilon_{sel/rec}$	$21.8 \pm 0.5$	$20.9 \pm 0.6$	$23.6 \pm 0.9$
$\varepsilon_{trg/sel}$	$26.5 \pm 1.1$	$26.3 \pm 1.4$	$26.9 \pm 2.0$
$\varepsilon_{tot}$	$0.176 \pm 0.007$	$0.113 \pm 0.005$	$0.063 \pm 0.004$

TAB. 4.16 – *Efficacités (%) de détection, reconstruction, sélection et de déclenchement correspondant à l'équation 4.2.*

Pour obtenir le nombre d'événements attendus par an il suffit de multiplier l'efficacité totale par le nombre d'événements produits par an au point d'interaction de LHCb (voir équation 4.1)

$$\begin{aligned}
 N^{1an} &= N_{B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S^0(\pi^+\pi^-)}^{1an} \times \varepsilon_{tot} \\
 &= (27.8 \pm 0.4) \times 10^3
 \end{aligned}$$

On rappelle que ce nombre est obtenu sans prendre en compte l'étiquetage de la saveur du méson  $B$  qui sera présentée dans la partie 5.2. Dans cette partie sera aussi présentée la méthode utilisée pour estimer la sensibilité de LHCb à la mesure de  $\sin(2\beta)$  avec le canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Cette méthode est basée sur une simulation dont l'un des paramètres est le rapport B/S

après les déclenchements de niveau 0 et 1. Ce rapport, pour les différents fonds considérés est présenté dans le tableau 4.17. On voit que les fonds  $b\bar{b}$  et  $J/\psi$  prompt sont les plus importants, toutefois la faible statistique disponible pour le fond  $J/\psi$  prompt fait qu'il est difficile d'interpréter ces résultats et, dans la suite, nous considérerons que le fond le plus gênant est le fond  $b\bar{b}$  inclusif.

type d'événements	B/S		
	type de $K_s^0$		
	TOTAL	DD	LL
$b\bar{b}$ inclusif	[0.017;0.69]	[0;0.6]	[0.05;1.91]
$J/\psi$ prompt	[0.02;0.80]	[0.03;1.24]	[0;1.25]
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\eta(\gamma\gamma)$	[0;0.002]	[0;0.003]	[0;0.003]
$B^+ \rightarrow J/\psi(ee)K^+$	[0;0.02]	[0;0.03]	[0;0.05]
$B^0 \rightarrow J/\psi(ee)K^*(K^+\pi^-)$	[0.004;0.04]	[0.001;0.05]	[0.002;0.09]
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\phi(KK)$	[0;0.002]	[0;0.003]	[0;0.003]

TAB. 4.17 – *Rapports B/S, après les niveaux 0 et 1 du système de déclenchement, pour les différents type de fond et de  $K_s^0$  considérés. Pour les fonds  $b\bar{b}$  inclusif et  $J/\psi$  prompt, ces rapports sont obtenus en relâchant la coupure sur la masse. Si le nombre d'événements est inférieur ou égal à 10, des intervalles poissonniens à 90% de niveau de confiance sont utilisés.*

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu la sélection du canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_s^0(\pi^+\pi^-)$  dans LHCb. Cette sélection est basée sur les caractéristiques topologiques et cinématiques de cette désintégration et a été optimisé en considérant le fond  $b\bar{b}$  inclusif comme le plus dangereux. Elle permet d'obtenir des efficacités de sélection de l'ordre de 22% avec un rapport B/S environ égal à 0.65 avant déclenchement et compris dans l'intervalle à 90% de niveau de confiance [0.017;0.69] après. Le nombre d'événements attendu par an est environ égal à 28000. On gardera toutefois à l'esprit que le nombre d'événements utilisé pour estimer les niveaux de bruit de fond reste limité.

# Chapitre 5

## Sensibilité de LHCb à la mesure de $\sin(2\beta)$

*Dans ce chapitre, après avoir décrit le principe de la mesure de  $\sin(2\beta)$ , nous présentons l'étiquetage dans l'expérience LHCb puis la résolution obtenue sur le temps de vie des mésons  $B$ . Finalement nous donnons la sensibilité de l'expérience LHCb à la mesure de  $\sin(2\beta)$ .*

### 5.1 Principe de la mesure

Dans le but d'observer des asymétries de  $CP$  dépendant du temps, il faut reconstruire un échantillon de  $B^0$  et de  $\bar{B}^0$  se désintégrant dans l'état final en question. En supposant qu'ils soient produits en quantité égale et reconstruits avec la même efficacité, l'asymétrie est donnée par

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{\bar{N}(t) - N(t)}{\bar{N}(t) + N(t)} \quad (5.1)$$

où  $N(t)$  et  $\bar{N}(t)$  sont respectivement les nombres de  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  initiaux se désintégrant dans l'état final considéré en fonction du temps  $t$ . Dans le cas des machines hadroniques,  $t$  est le temps propre entre la production et la désintégration du méson  $B^0$ . Afin de mesurer les asymétries avec précision il est donc particulièrement important que la mesure du temps de vie de mésons  $B$  soit la plus précise possible.

Un autre point important pour mesurer  $\mathcal{A}_{CP}(t)$  est l'étiquetage de la saveur du méson  $B$ . En effet, pour le canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ , où l'état final est un état propre de  $CP$ , les produits de désintégration ne permettent pas de connaître la saveur du  $B$  qui les a produits. La saveur de l'état initial est alors déterminée par des méthodes d'étiquetage. Certaines de ces méthodes

sont basées sur le fait que les quarks  $b$  sont produits par paires  $b\bar{b}$ . Ainsi le méson  $B$  qui s'est désintégré dans l'état propre de  $CP$  est accompagné par une particule de beauté opposée<sup>1</sup> et les méthodes d'étiquetage ont pour but de déterminer la saveur de ce compagnon. Pour cela on recherche ses produits de désintégrations dont la charge permet de déterminer la saveur. Un exemple est donné par les leptons issus de désintégrations semi-leptoniques,  $B^0 \rightarrow l^+ \nu_l X$ . Les différentes méthodes utilisées dans LHCb sont présentées dans la prochaine partie et dans la référence [114].

En tenant compte de l'étiquetage, l'asymétrie observée est définie par :

$$\mathcal{A}_{CP}^{obs}(t) = \frac{\bar{N}_{tag}(t) - N_{tag}(t)}{\bar{N}_{tag}(t) + N_{tag}(t)} \quad (5.2)$$

où  $N_{tag}(t)$  et  $\bar{N}_{tag}(t)$  sont respectivement les nombres de mésons  $B$  étiquetés  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  qui se sont désintégrés au temps  $t$ .

L'étiquetage n'est pas parfaitement efficace, les taux de branchement et l'acceptance du détecteur devant être pris en compte. De plus, il existe de nombreuses sources de fond pouvant donner la mauvaise saveur, parmi lesquelles :

- l'oscillation du méson  $B$  d'étiquetage,
- les désintégrations semi-leptoniques de mésons charmés provenant du méson  $B$  d'étiquetage qui donnent la saveur opposée,
- les nombreuses particules présentes dans l'événement sous-jacent.

Ces sources de fond ont pour effet de diluer l'asymétrie mesurée d'un facteur

$$D = \frac{N_b - N_m}{N_b + N_m} \quad (5.3)$$

où  $N_b$  et  $N_m$  sont respectivement les mésons  $B$  pour lesquels l'étiquetage est le bon et le mauvais. L'asymétrie mesurée est reliée à l'asymétrie théorique par :

$$\mathcal{A}_{CP}^{obs}(t) = D \times \mathcal{A}_{CP}(t) \quad (5.4)$$

ce qui donne, en utilisant l'équation 1.61

$$\mathcal{A}_{CP}^{obs}(t) = D \sin(2\beta) \sin(\Delta m t) \quad (5.5)$$

Ainsi à partir des mésons  $B$  reconstruits et étiquetés, on peut construire l'asymétrie de l'équation 5.2 qui peut être ajustée par la fonction  $\sin(\Delta m t)$  ( $\Delta m$  étant mesuré par ailleurs) pour donner accès à  $D \sin(2\beta)$ . Pour déterminer  $\sin(2\beta)$  il faut connaître  $D$ , qui peut être estimé soit à partir de simulation

---

<sup>1</sup>dans les machines hadroniques, contrairement au cas des collisionneurs  $e^+e^-$ , ce compagnon n'est pas forcément l'antiparticule du méson  $B$  reconstruit

Monte Carlo, soit à partir des données en utilisant des désintégrations dont le méson  $B$  est étiqueté par ses produits de désintégration et dont la topologie est proche de celle du canal étudiée. Pour  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ , il est envisagé d'utiliser le canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K^*$ . On notera que l'incertitude sur la mesure de  $D$  se répercute sur celle de  $\sin(2\beta)$  et constitue l'une des erreurs systématiques pour la détermination expérimentale des angles du triangle d'unitarité.

## 5.2 Etiquetage de la saveur du méson B

Pour caractériser les performance de l'étiquetage, on utilise trois grandeurs :

- l'efficacité d'étiquetage qui est définie par

$$\varepsilon_{tag} = \frac{N_b + N_m}{N_b + N_m + N_n} \quad (5.6)$$

où,  $N_b$  et  $N_m$  ont la même signification que pour l'équation 5.3, et,  $N_n$  est le nombre d'événement non étiquetés,

- la fraction de mauvais étiquetage donnée par :

$$\omega = \frac{N_m}{N_b + N_m} \quad (5.7)$$

, et,

- l'efficacité effective

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{tag} D^2 = \varepsilon_{tag} (1 - 2\omega)^2 \quad (5.8)$$

On notera que l'erreur statistique sur les asymétries mesurées est directement reliée à l'efficacité effective.

### 5.2.1 Les différents méthodes d'étiquetage

L'étiquetage peut être séparé en deux approches. Les premières cherchent à déterminer la saveur du  $B$  reconstruit à partir des produits de désintégration de l'autre méson  $B$  créé lors de la production de la paire  $b\bar{b}$ . Les secondes exploitent le fait que lorsque le quark  $b$  s'hadronise, des paires  $q\bar{q}$  sont créées qui vont s'hadroniser en des particules caractéristiques du méson  $B$  considéré. Par exemple, si un  $B_s^0$  ( $\bar{b} s$ ) est produit lors de la fragmentation d'un quark  $\bar{b}$ , un quark  $\bar{s}$  est disponible pour former un kaon qui est chargé dans environ 50% des cas. Dans le cas des mésons  $B_d^0$  ( $\bar{b} d$ ) c'est un pion qui est produit. Ces approches cherchent donc à retrouver ce kaon ou pion dont



### Etiquetage du meme cote

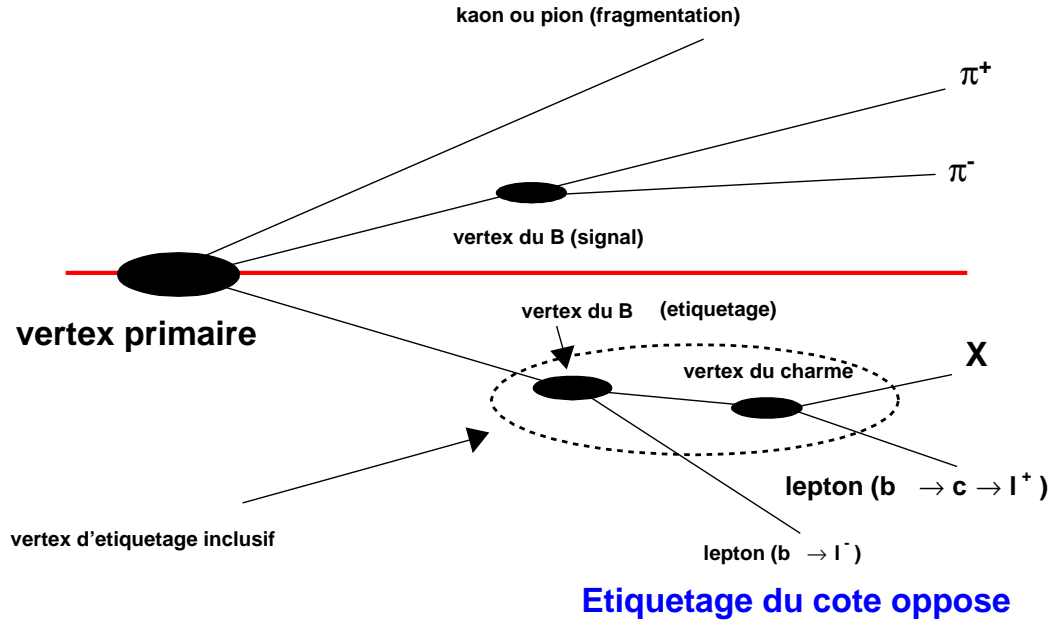


FIG. 5.1 – Schéma des différentes méthodes d’étiquetage.

la charge permet d’étiqueter la saveur du méson  $B$ . La figure 5.1 donne un schéma des différentes méthodes d’étiquetage.

Dans la suite nous présentons les différentes méthodes mises au point dans LHCb pour étiqueter la saveur du méson  $B$ . Pour les méthodes recherchant les produits de désintégration du méson  $B$  accompagnant le méson  $B$  reconstruit, uniquement les traces de type long ont été considérées. De plus, si plusieurs vertex primaires sont reconstruits, la signification statistique du paramètre d’impact du candidat d’étiquetage, par rapport aux vertex primaires qui n’ont pas été choisis comme vertex de production de la paire  $b\bar{b}$ , doit être plus grande que 3.7. On rappelle que dans le cas de la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ , le vertex primaire de production de la paire  $b\bar{b}$  est choisi comme celui donnant la plus faible signification statistique du paramètre d’impact du candidat  $B$ .

## Etiquetage à partir des produits de désintégration du méson $B$ du côté opposé

### 1. Etiquetage avec les muons

Les muons utilisés pour l'étiquetage sont identifiés à partir de l'information fournie par le RICH, le système des calorimètres et le système à muons en demandant  $\Delta \ln \mathcal{P}_{\mu/\pi}^{TOT} > -9$  (voir équation 3.10). Les traces doivent avoir  $p > 5$  GeV/c et  $p_T > 1.2$  GeV/c de façon à réduire les contributions venant de la chaîne de désintégration  $b \rightarrow c \rightarrow l$  qui donne le mauvais signe pour la charge du lepton. Si plusieurs candidats passent les coupures précédentes, celui qui a la plus grande impulsion transverse est choisi. La figure 5.2 montre la distribution de l'impulsion transverse pour les muons de différentes origines ainsi que l'efficacité effective en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse. On voit que l'efficacité effective maximale est obtenue pour  $p_T > 1.2$  GeV/c. Le tableau 5.1 montre la composition de l'échantillon de muons obtenu avec les coupures précédentes et les différentes contributions à  $\omega$ . On voit que la plus grande source de mauvais étiquetage vient des muons

origine du muon	pourcentage de l'échantillon	$\omega$
$b \rightarrow \mu$	51%	7%
$b \rightarrow c(\bar{c}) \rightarrow \mu$	17%	12%
autres muons	14%	7%
hadrons mal identifiés	18%	9%
total	100%	35%

TAB. 5.1 – Composition de l'échantillon de muons candidats pour l'étiquetage, obtenu avec les coupures décrites dans le texte et contributions à  $\omega$ . Ce tableau est tiré de la référence [114].

des désintégrations  $b \rightarrow c \rightarrow \mu$ . La contribution à  $\omega$  venant des muons de  $b \rightarrow \mu$  est due à l'oscillation du  $B$  d'étiquetage et constitue une dilution intrinsèque.

### 2. Etiquetage avec les kaons

Les traces sont identifiées comme kaons en demandant  $\Delta \ln \mathcal{P}_{K/\pi}^{TOT} > 2$  et  $\Delta \ln \mathcal{P}_{K/p}^{TOT} > 3$ . Puis les kaons sont sélectionnés en demandant  $p > 3$  GeV/c,  $p_T > 0.4$  GeV/c et  $IP/\sigma_{IP}$  par rapport au vertex primaire plus grand que 3.7. Ces coupures permettent de favoriser la sélection de kaons issus de désintégrations de mésons  $B$  et de rejeter ceux issus de la fragmentation. Comme pour

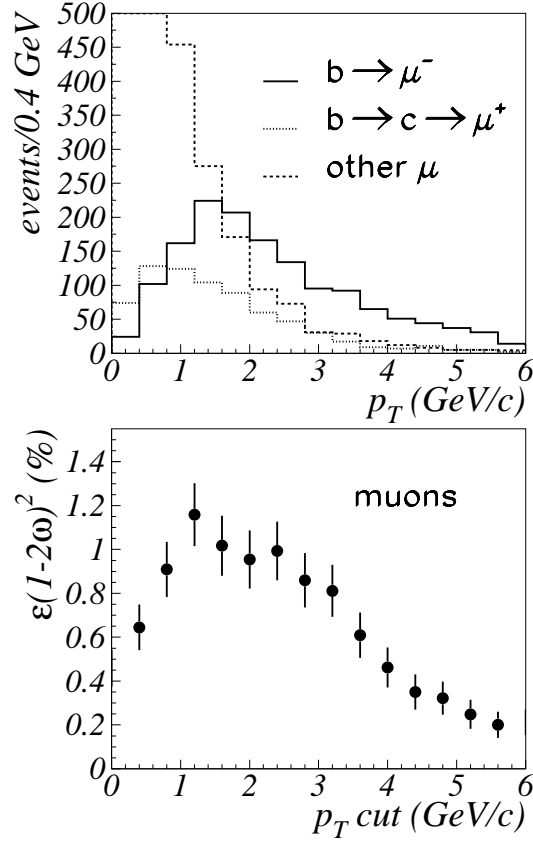


FIG. 5.2 – En haut : distributions de l'impulsion transverse ( $\text{GeV}/c$ ) pour les muons de différentes origines pour lesquels  $p > 5 \text{ GeV}/c$ , après les déclenchements de niveau 0 et 1. En bas : efficacité effective en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse. Ces figures ont été obtenues à partir d'événements  $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$  et sont tirées de la référence [114].

les muons, si plusieurs candidats passent les coupures, celui de plus grande impulsion transverse est sélectionné. La figure 5.3 montre la distribution de  $IP/\sigma_{IP}$  pour différents types de kaons et l'efficacité effective en fonction de la coupure appliquée à  $IP/\sigma_{IP}$ , après coupures sur  $p$  et  $p_T$ . Le tableau 5.2 montre la composition de l'échantillon de kaons obtenu avec les coupures précédentes et les différentes contributions à  $\omega$ . On voit que les principales sources de mauvais étiquetage sont les kaons venant de la chaîne de désintégration du méson  $B$  et des autres kaons, en particulier ceux venant de la fragmentation. Comme dans le cas des muons, la contribution à  $\omega$  venant des kaons de  $b \rightarrow K$  est due à l'oscillation du  $B$  d'étiquetage.

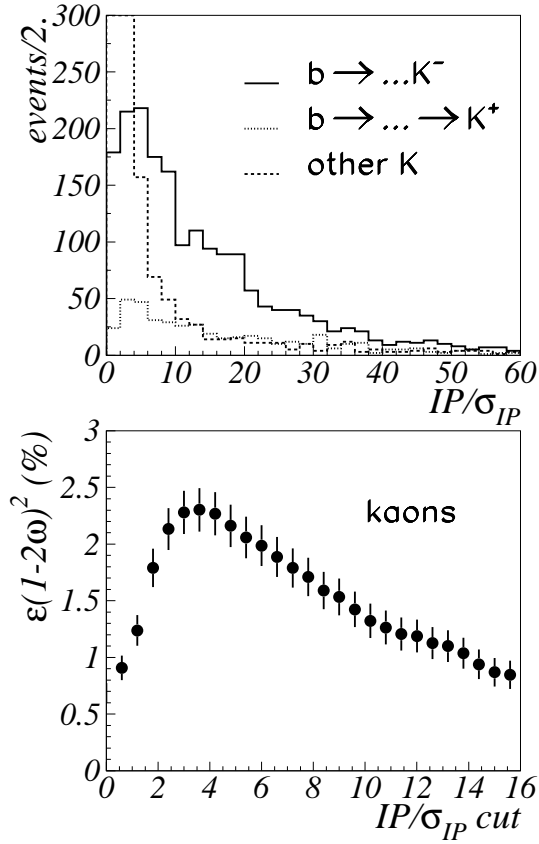


FIG. 5.3 – En haut : distributions de  $IP/\sigma_{IP}$  pour les kaons de différentes origines pour lesquels  $p > 3$  GeV/c et  $p_T > 0.4$  GeV/c, après les déclenchements de niveau 0 et 1. En bas : efficacité effective en fonction de la coupure appliquée sur  $IP/\sigma_{IP}$ . Ces figures ont été obtenues à partir d'événements  $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$  et sont tirées de la référence [114].

origine du kaon	pourcentage de l'échantillon	$\omega$
$b \rightarrow \dots K$	69%	16%
autres kaons	21%	11%
hadrons mal identifiés	10%	5%
total	100%	32%

TAB. 5.2 – Composition de l'échantillon de kaons candidats pour l'étiquetage, obtenu avec les coupures décrites dans le texte et contributions à  $\omega$ . Ce tableau est tiré de la référence [114].

### 3. Etiquetage avec les électrons

Les traces pour lesquelles  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{TOT} > 2$  sont identifiées comme électrons. Cette coupure est plus sévère que pour la sélection du  $J/\psi$  car l'étiquetage demande un échantillon d'électron de grande pureté. Pour sélectionner les électrons, on demande  $p > 5 \text{ GeV}/c$  (aucune reconstruction de photons Bremsstrahlung n'est effectuée),  $p_T > 1 \text{ GeV}/c$  et  $IP/\sigma_{IP}$  par rapport au vertex primaire  $> 0.4$ . Si il y a plusieurs candidats, celui de plus grande impulsion transverse est choisi. Après ces coupures, un nombre important d'électrons venant de conversions de photon peuple l'échantillon de candidats comme le montre le tableau 5.3. Pour remédier à ce problème, l'information fournie

origine de l'électron	pourcentage de l'échantillon	$\omega$
$b \rightarrow e$	38%	5%
$b \rightarrow c(\bar{c}) \rightarrow e$	8%	6%
$\gamma \rightarrow e$	20%	10%
hadrons mal identifiés	19%	8%
autres électrons	15%	9%
total	100%	38%

TAB. 5.3 – Composition de l'échantillon d'électrons candidats pour l'étiquetage, obtenu avec les coupures décrites dans le texte et contributions à  $\omega$ .

par le VELO est prise en compte. Le VELO mesure les points où passent les particules chargées qui ionisent le silicium de ses senseurs. En additionnant les coups d'ADC dus à l'ionisation provoquée par une trace, on obtient une grandeur que nous noterons  $Q_{VELO}$  et qui représente en quelque sorte la charge mesurée par le VELO. Pour obtenir cette charge, seuls 70% des *clusters* de la trace ayant la charge la plus petite sont pris en compte. La méthode développée pour obtenir cette charge est présentée en détail dans la référence [112]. Pour les photons convertis dans le VELO, cette charge est deux fois plus grande. La figure 5.4 montre la distribution de  $Q_{VELO}$  pour différents types de particules. On voit que la majeure partie des traces avec  $Q_{VELO} > 40$  sont issues de conversion. Ainsi en coupant sur la valeur maximale de  $Q_{VELO}$ , on parvient à rejeter une partie des électrons de conversion. On remarque que les électrons de conversion ont aussi une contribution pour les faibles valeurs de  $Q_{VELO}$  toutefois, pour les électrons entrant dans cette catégorie, aucune condition n'est imposée sur la position de la conversion. On voit aussi, sur la distribution du haut, que les plus faibles valeurs de  $Q_{VELO}$  sont dues à des particules autres que des électrons. Ceci s'explique par le fait que les électrons étant des particules légères, leurs facteurs de Lorentz  $\beta\gamma$  est plus élevé que

celui des autres types de particules, par conséquent, pour les énergies considérées ici, ils ionisent plus le milieu constituant les senseurs du détecteur de vertex. Pour rejeter les particules de faible  $Q_{VELO}$ , la coupure  $Q_{VELO} > 21$  est appliquée. La figure 5.5 montre la distribution de l'efficacité effective

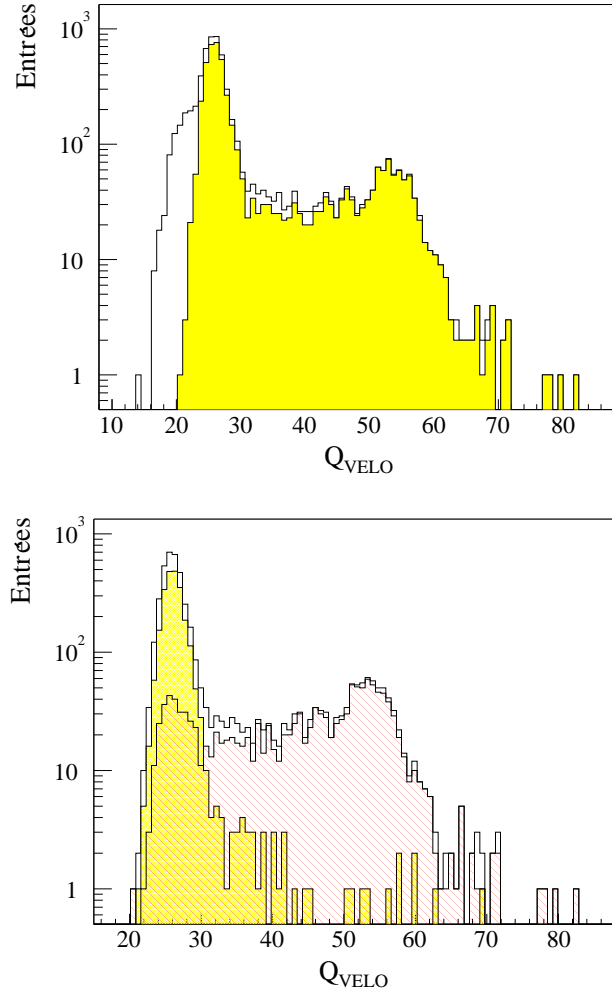


FIG. 5.4 – Distributions de  $Q_{VELO}$  pour des événements  $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$  et après les déclenchements de niveau 0 et 1. En haut : en blanc pour toutes les traces et en grisé pour les électrons. En bas : en blanc pour les électrons, en hachuré pour les électrons issus de conversions et en grisé pour les électrons issus de  $b \rightarrow e$ .

de l'étiquetage avec les électrons en fonction de la coupure appliquée sur  $Q_{VELO}$ . On voit que l'efficacité effective maximum est obtenue avec  $Q_{VELO}$

$< 35$ . Le tableau 5.4 montre les différentes contributions à l'échantillon d'élec-

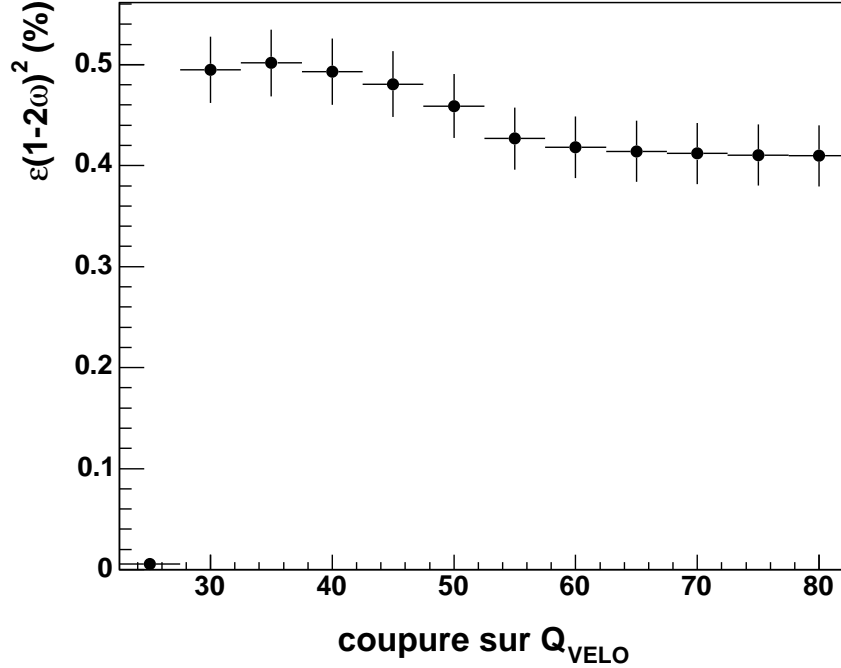


FIG. 5.5 – Efficacité effective de l'étiquetage avec les électrons pour lesquels les coupures sur  $p$ ,  $p_T$  et  $IP/\sigma_{IP}$  ont été appliquée en fonction de la coupure sur  $Q_{VELO}$ . Cette distribution est obtenue avec des événements ayant passés les systèmes de déclenchement de niveau 0 et 1, et, avec des événements contenant les canaux  $B \rightarrow J/\psi X$  et  $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+ h^-$ .

tron obtenu avec les coupures  $p > 5$  GeV/c,  $p_T > 1$  GeV/c,  $IP/\sigma_{IP} > 0.4$  et  $21 < Q_{VELO} < 35$ . De plus, afin de réduire la contribution des hadrons mal identifiés, on demande  $\Delta \ln \mathcal{P}_{e/\pi}^{ECAL} > -2$ . On voit que les contributions des électrons venant de conversion et des hadrons mal identifiés sont réduites par rapport à celles du tableau 5.3 et que la plus forte contribution à  $\omega$  est due aux électrons issus de la chaîne de désintégration  $b \rightarrow c(\bar{c}) \rightarrow e$ .

### **Etiquetage avec les kaons de la fragmentation**

Ce type d'étiquetage utilise les corrélations de la chaîne de fragmentation du méson  $B_s^0$ . Ainsi, lorsqu'un  $B_s^0$  est créé, il est accompagné d'un kaon. Dans certains cas, le kaon est chargé et cette charge permet de déterminer la

origine de l'électron	pourcentage de l'échantillon	$\omega$
$b \rightarrow e$	54%	7%
$b \rightarrow c(\bar{c}) \rightarrow e$	20%	15%
$\gamma \rightarrow e$	8%	4%
hadrons mal identifiés	8%	3%
autres électrons	10%	5%
total	100%	34%

TAB. 5.4 – *Composition de l'échantillon d'électrons candidats pour l'étiquetage, obtenu avec les coupures décrites dans le texte et contributions à  $\omega$ .*

saveur du méson  $B$ . Cette méthode d'étiquetage peut aussi s'appliquer aux mésons  $B_d^0$  qui sont accompagnés par un pion. Toutefois, dans la suite nous détaillerons la méthode utilisée pour étiqueter les  $B_s^0$ , celle pour étiqueter les  $B_d^0$  n'ayant pas été prise en compte pour estimer les performances présentées ici.

Les kaons accompagnant les mésons  $B_s^0$  lors de la fragmentation sont corrélés dans l'espace des phases avec ce méson. Ils sont sélectionnés en demandant  $IP/\sigma_{IP}$  par rapport au vertex primaire  $< 2.5$ , une différence de pseudo-rapacité par rapport au méson  $B_s^0$ ,  $\Delta\eta < 1$ , une différence d'angle  $\phi$ ,  $\Delta\phi < 1.1$  et  $\Delta m < 1.5 \text{ GeV}/c^2$  où  $\Delta m$  est la différence de masse entre le couple  $B_s^0 K$  et la masse du  $B_s^0$  reconstruit. Des coupures sont aussi appliquées à  $p$  et  $p_T$  qui doivent être respectivement plus grandes que  $4 \text{ GeV}/c$  et  $0.4 \text{ GeV}/c$ .

La figure 5.6 montre les distributions de  $\Delta\eta$  et  $\Delta m$  pour les candidats ayant passé les coupures sur  $p$ ,  $p_T$  et  $IP/\sigma_{IP}$  pour des événements  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$  ayant passé les déclenchements de niveau 0 et 1. Pour vérifier la justesse de la méthode, ces variables sont représentées sur la figure 5.7 pour les mêmes conditions et avec des événements  $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  pour lesquels aucun candidat n'est attendu (le léger excès que l'on observe, dus aux kaons donnant un mauvais étiquetage vient des kaons du  $B$  opposé).

### Etiquetage à partir de la charge du vertex secondaire

Lorsque le  $B$  compagnon du  $B$  reconstruit est chargé, la reconstruction de son vertex de désintégration permet de déterminer sa charge et d'en déduire la saveur du méson  $B$  reconstruit.

Les traces utilisées sont de type long et la reconstruction du vertex secondaire débute par la construction d'un vertex à partir de deux traces dont  $IP/\sigma_{IP}$  par rapport au vertex primaire est  $> 2$  et dont la masse invariante



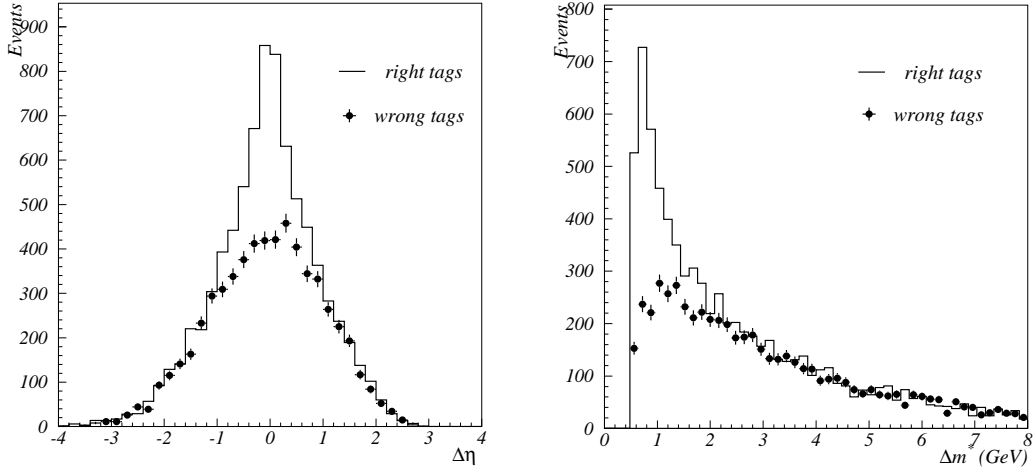


FIG. 5.6 – Distributions de  $\Delta\eta$ , à gauche, et,  $\Delta m$ , à droite, pour les candidats kaons ayant passé les coupures sur  $p$ ,  $p_T$  et  $IP/\sigma_{IP}$ . Ces figures ont été obtenues à partir d'événements  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$  passant les déclenchements de niveau 0 et 1 et sont tirées de la référence [114].

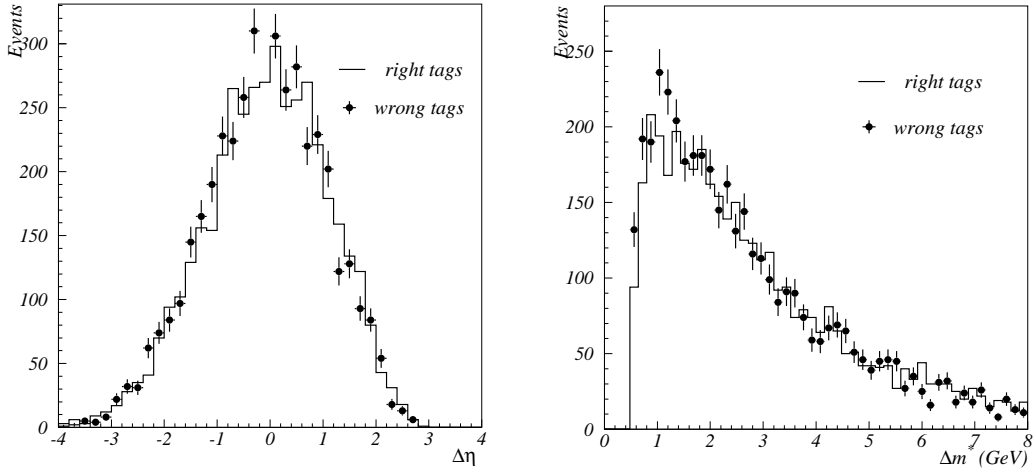


FIG. 5.7 – Distributions de  $\Delta\eta$ , à gauche, et,  $\Delta m$ , à droite, pour les candidats kaons ayant passé les coupures sur  $p$ ,  $p_T$  et  $IP/\sigma_{IP}$ . Ces figures ont été obtenues à partir d'événements  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  passant les déclenchements de niveau 0 et 1 et sont tirées de la référence [114].

n'est pas compatible avec celle du  $K_S^0$  ( $m$  doit satisfaire  $m < 0.490 \text{ MeV}/c^2$  ou  $0.505 \text{ MeV}/c^2 < m$ ). La qualité de la reconstruction du vertex doit satisfaire  $\chi^2/N_{DOF} < 10$ . De plus, les traces utilisées doivent avoir les caractéristiques

suivantes :

- impulsion transverse,
- paramètre d'impact par rapport au vertex primaire, et,
- angle entre les impulsions,

compatibles avec celles de particules issues de la désintégration de mésons  $B$ . A partir de ce premier vertex, les traces avec  $p > 2 \text{ GeV}/c$ ,  $IP/\sigma_{IP}$  par rapport au vertex primaire  $> 1.8$  et dont  $p_T$  et le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire sont compatibles avec l'hypothèse que la particule soit issue de la désintégration d'un méson  $B$  sont considérées pour être incluses au vertex. Elles le sont si le nouvel ajustement du vertex est tel que  $\chi^2/N_{DOF} < 5$  et si la position du nouveau vertex satisfait  $z_v - z_{PV} > 1 \text{ mm}$ . A chaque fois qu'une trace est ajoutée au vertex,  $IP/\sigma_{IP}$  par rapport au vertex formé par les autres traces est calculé pour chaque trace, et, la trace avec le plus grand  $IP/\sigma_{IP}$  est rejeté si  $IP/\sigma_{IP} > 3$ .

Avec cette méthode, un vertex secondaire est reconstruit pour environ 50% des événements passant les déclenchements de niveau 0 et 1, et, il comprend en moyenne 57% des traces correspondant aux produits de désintégration de méson  $B$  disponibles. Le nombre moyen de traces composant le vertex secondaire est 3.1, dont 2.6 [114] sont de vrais produits de désintégration de méson  $B$ . La figure 5.8 montre les angles  $\theta$  et  $\phi$  de la direction de vol du méson  $B$ , accompagnant le méson  $B$  reconstruit, déterminée à partir des vertex primaires et secondaires pour les vertex vrais et les vertex reconstruits. La

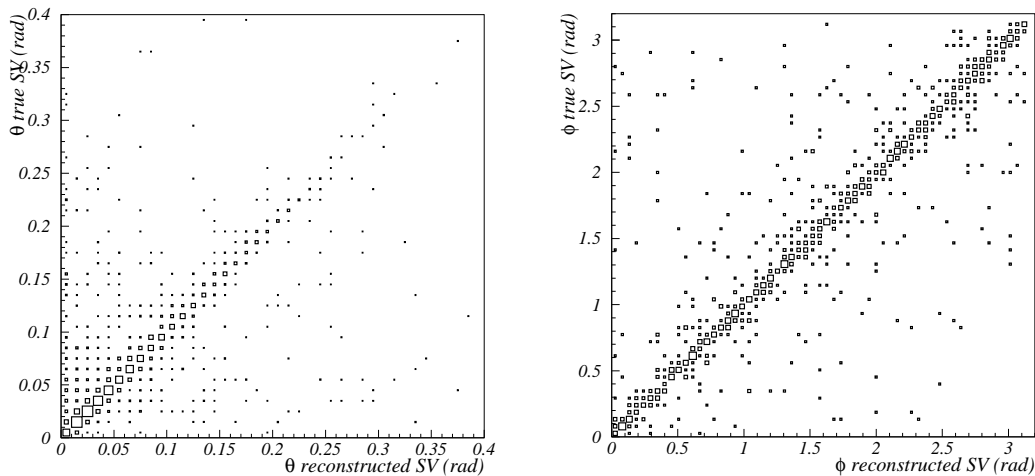


FIG. 5.8 – Directions de vol du méson  $B$ , accompagnant le méson reconstruit, déterminées à partir des vertex primaires et secondaires pour les vertex vrais et les vertex reconstruits. Ces figures sont tirées de la référence [114].

figure 5.9 montre la charge du vertex reconstruit, définie comme la somme de la charge des traces composant le vertex, dans les cas où le  $B$  compagnon est chargé. Les pics pour les charges valant 0 et  $\pm 2$  sont dominés par les vertex formés par deux traces.

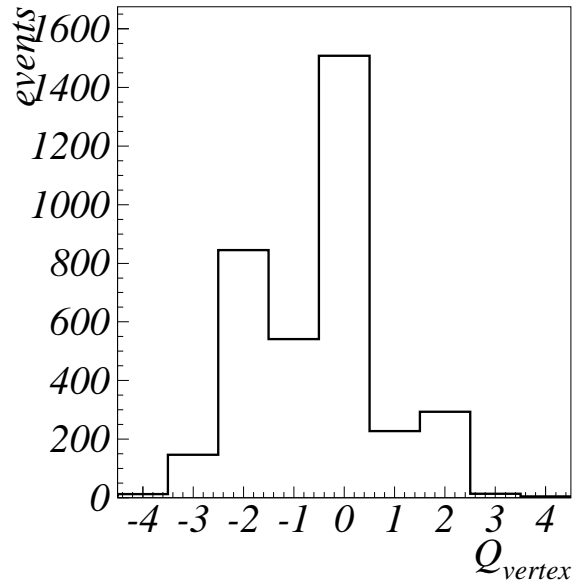


FIG. 5.9 – Charge du vertex secondaire lorsque le  $B$  compagnon est un  $B^-$ . Cette figure est tirée de la référence [114].

### 5.2.2 Combinaison des différents étiquetages et performances

Lorsqu'un seul type d'étiquetage est disponible, la charge de la particule ou du vertex secondaire est utilisée pour déterminer la saveur du méson  $B$ . Bien entendu, l'étiquetage avec les kaons issus de la fragmentation est uniquement utilisé pour les  $B_s^0$ . Si plus d'un type d'étiquetage est disponible, la charge du vertex secondaire n'est pas considérée et :

- si un électron et un muon sont disponibles, celui avec la plus grande impulsion transverse donne la saveur du méson  $B$ ,
- si deux candidats sont disponibles et qu'ils donnent deux saveurs opposées, le  $B$  reste non-étiqueté, et,
- si trois candidats sont disponibles, la décision est prise selon la majorité.

Le tableau 5.5 montre les performances<sup>2</sup> obtenues avec les méthodes d'étiquetage présentées précédemment pour différents canaux et pour les événements passant les coupures de la sélection et des niveaux 0 et 1 du système de déclenchement. On voit que les canaux correspondant aux  $B_s^0$  ont

canal	$\varepsilon_{tag}$	$\omega$	$\varepsilon_{eff}$
$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	41.8±0.7	34.9±1.1	3.8±0.5
$B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	43.2±1.4	33.3±2.1	4.8±1.0
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}$	41.9±0.5	34.3±0.7	4.1±0.3
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K_s^0$	45.1±1.3	36.7±1.9	3.2±0.8
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K_s^0$	44.2±2.7	35.6±3.5	3.6±1.4
$B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$	49.8±0.5	33.0±0.8	5.8±0.5
$B_s^0 \rightarrow \pi^+ K^-$	49.5±1.8	30.4±2.6	7.6±1.7
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	54.6±1.2	30.0±1.6	8.7±1.2
$B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$	54.2±0.6	33.4±0.8	6.0±0.5
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$	50.4±0.4	33.4±0.4	5.5±0.3
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\phi$	53.6±1.5	32.2±2.1	6.8±1.4

TAB. 5.5 – Performances de l'étiquetage pour différents canaux passant les coupures de la sélection et les niveaux 0 et 1 du système de déclenchement. Les sélections des différents canaux sont décrites dans la référence [54].

de meilleures performances, ceci est dû à l'utilisation de l'étiquetage avec les kaons de la fragmentation. Les différences entre les canaux sont causés par les biais introduits par le déclenchement, et, à travers la corrélation  $b\bar{b}$ , par

<sup>2</sup>la charge mesurée par le VELO ( $Q_{VELO}$ ) a été utilisé uniquement pour le canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K_s^0$

l'acceptance et les coupures des sélections. Les performances pour les différents types d'étiquetage et pour le canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K_s^0$  sont résumées dans le tableau 5.6. On voit que les méthodes d'étiquetage avec les électrons et les kaons donnent les meilleures performances. Toutefois, le nombre d'événements étant limité, les erreurs statistiques sont grandes et ces conclusions demandent à être confirmées à partir d'échantillon comportant plus d'événements.

type d'étiquetage	$\varepsilon_{tag}$	$\omega$	$\varepsilon_{eff}$
$\mu$	$9.5 \pm 1.6$	$44.3 \pm 8.9$	$0.12 \pm 0.30$
$e$	$2.5 \pm 0.9$	$15.2 \pm 15.7$	$1.2 \pm 0.6$
$K$	$15.9 \pm 2.0$	$37.5 \pm 6.6$	$1.0 \pm 1.0$
$Q_{vertex}$	$12.1 \pm 1.9$	$45.7 \pm 7.3$	$0.12 \pm 0.26$
$\mu + K$	$3.2 \pm 0.9$	$40.1 \pm 16.6$	$0.13 \pm 0.19$
$e + K$	$1.0 \pm 0.6$	0	$1.0 \pm 0.6$
Total	$44.2 \pm 2.7$	$35.6 \pm 3.5$	$3.6 \pm 1.4$

TAB. 5.6 – Performances des différentes méthodes d'étiquetage pour le canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K_s^0$  (après les niveaux 0 et 1 du système de déclenchement).

La différence de performance entre l'étiquetage des mésons  $B$  et  $\bar{B}$  a été étudiée à partir d'événements  $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ . Cette différence est inférieure à 0.9% et est compatible avec 0 étant donné les données Monte Carlo disponibles.

### 5.3 Résolutions

Les résolutions sur les coordonnées du vertex primaire pour les événements passant la sélection et les niveaux 0 et 1 du système de déclenchement sont présentées sur la figure 5.10. Les distributions sont ajustées avec des gaussiennes dont les largeurs sont  $10 \mu\text{m}$ ,  $9 \mu\text{m}$  et  $49 \mu\text{m}$  pour les coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$  respectivement. Les distributions sont centrées en 0 sauf pour la coordonnées  $z$  qui présente un faible biais ( $3 \pm 2 \mu\text{m}$ ) vers les valeurs positives qui n'est toutefois pas significatif. Elles sont comparables avec celles présentée dans la partie 4.2.1.

La figure 5.11 représente les résolutions sur les coordonnées du vertex de désintégration du  $B$  pour les événements passant la sélection et les niveaux 0 et 1 du système de déclenchement. Les distributions sont ajustées avec des

gaussiennes dont les largeurs sont  $17 \mu\text{m}$ ,  $16 \mu\text{m}$  et  $205 \mu\text{m}$  pour les coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$  respectivement. Les distributions sont centrées en 0 sauf pour la coordonnées  $z$  qui présente un biais ( $-18 \pm 8 \mu\text{m}$ ) vers les valeurs négatives non négligeable. Ce biais est plus accentué pour les  $K_S^0$  reconstruits avec deux traces downstream.

Le temps propre est estimé comme

$$\tau = \frac{Lm_B}{p_B} \quad (5.9)$$

où  $m_B$  est la masse du méson  $B$  et  $p_B$  et son impulsion reconstruite.  $L$  est la distance entre le vertex primaire et le vertex de désintégration du  $B$ . Cette distance est évaluée à partir de

$$L = \frac{\vec{d}_{PV,SV} \cdot \vec{p}_B}{p_B} \quad (5.10)$$

où  $\vec{d}_{PV,SV}$  est le vecteur reliant le vertex primaire et le vertex secondaire. Finalement on obtient

$$\tau = m_B \cdot \frac{\vec{d}_{PV,SV} \cdot \vec{p}_B}{p_B^2} \quad (5.11)$$

La figure 5.12 montre la distribution de la résolution sur le temps propre des méson  $B$  estimé à partir de l'équation 5.11, après la sélection décrite dans la partie 4.2 et après les niveaux 0 et 1 du système de déclenchement. Cette distribution est ajustée avec une gaussienne dont la moyenne est  $11.8 \pm 0.2$  fs et la largeur  $51.5 \pm 0.2$  fs. La distribution est décalée vers les valeurs positives, montrant que l'on tend à sur-estimer le temps de vie des mésons  $B$ . Ceci est dû au fait que certains photons Bremsstrahlung ne sont pas reconstruits entraînant une impulsion du  $B$  sous-estimée et un temps de vie trop important. Toutefois la résolution et le biais restent faibles comparés à la période d'oscillation des mésons  $B^0$  ( $2\pi/\Delta m \sim 12.6$  ps).

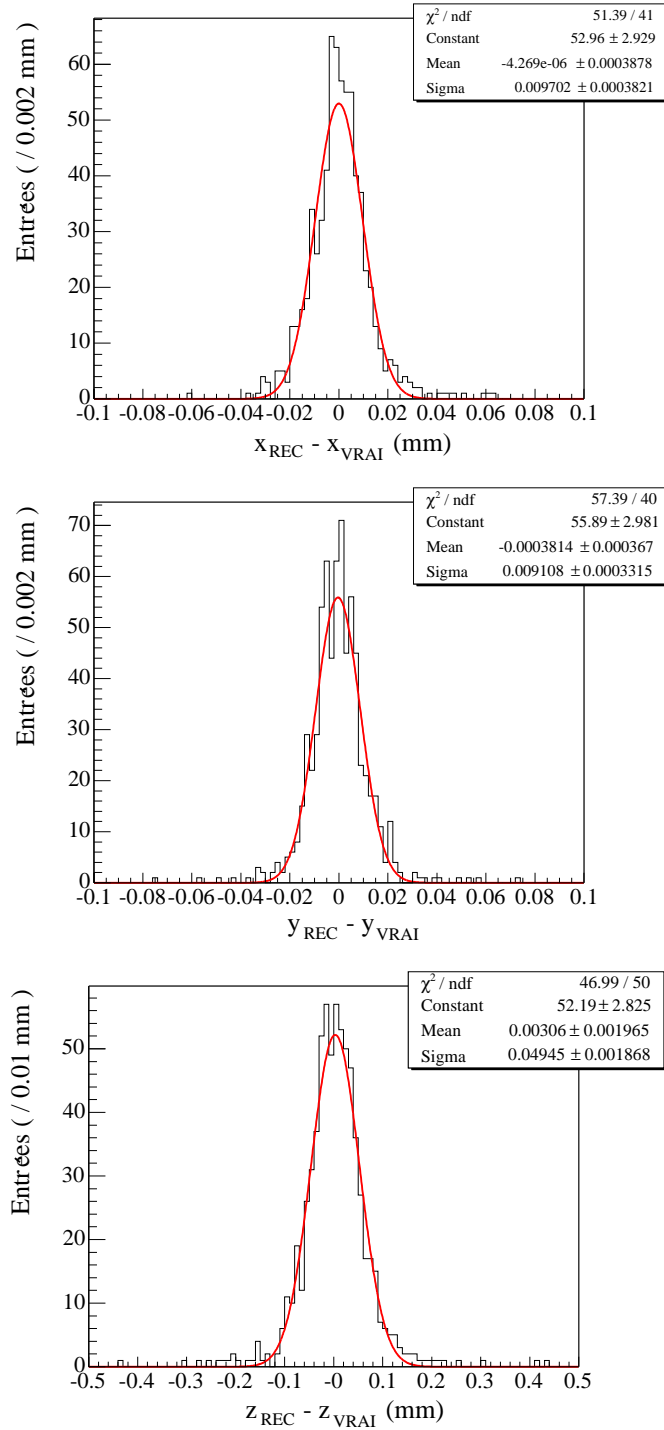


FIG. 5.10 – Résolutions (mm) sur les coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$  du vertex primaire pour les événements passant la sélection et les niveaux 0 et 1 du système de déclenchement. Les distributions sont ajustées avec des gaussiennes.

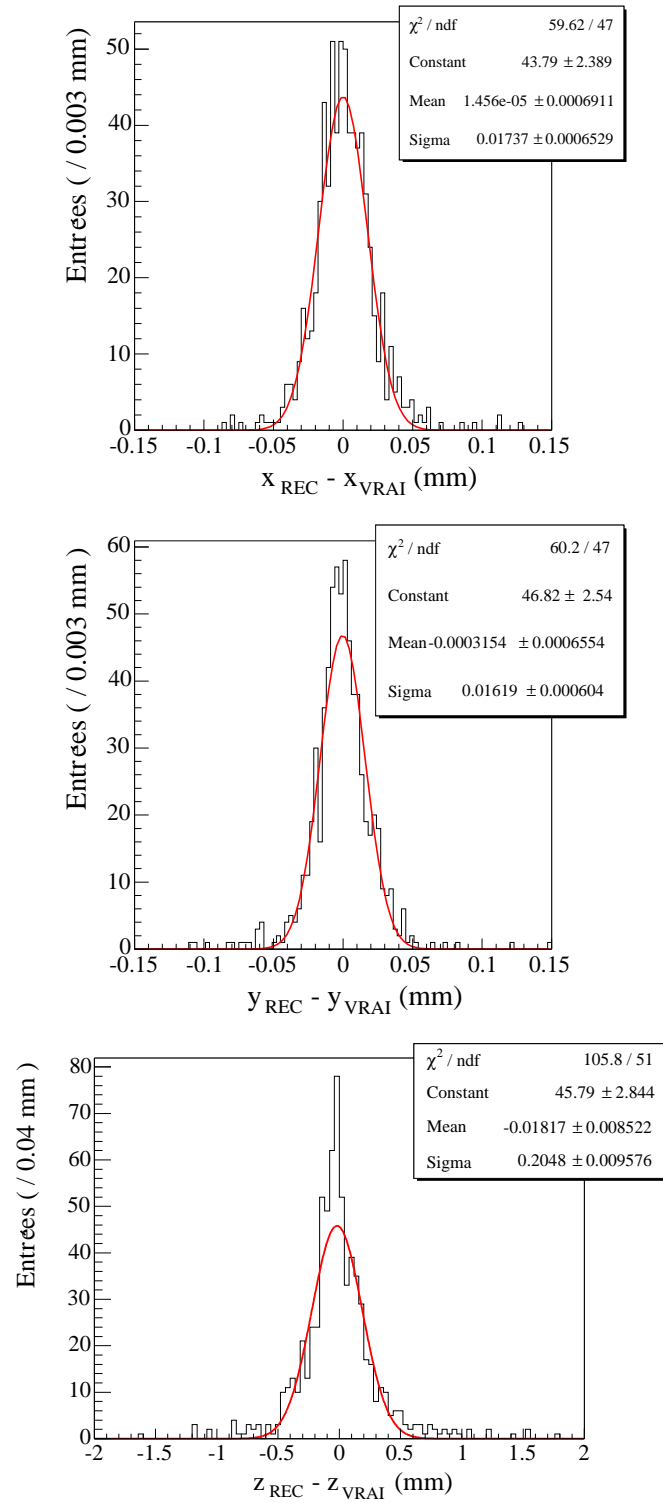


FIG. 5.11 – Résolutions (mm) sur les coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$  du vertex secondaire pour les événements passant la sélection et les niveaux 0 et 1 du système de déclenchement. Les distributions sont ajustées avec des gaussiennes.



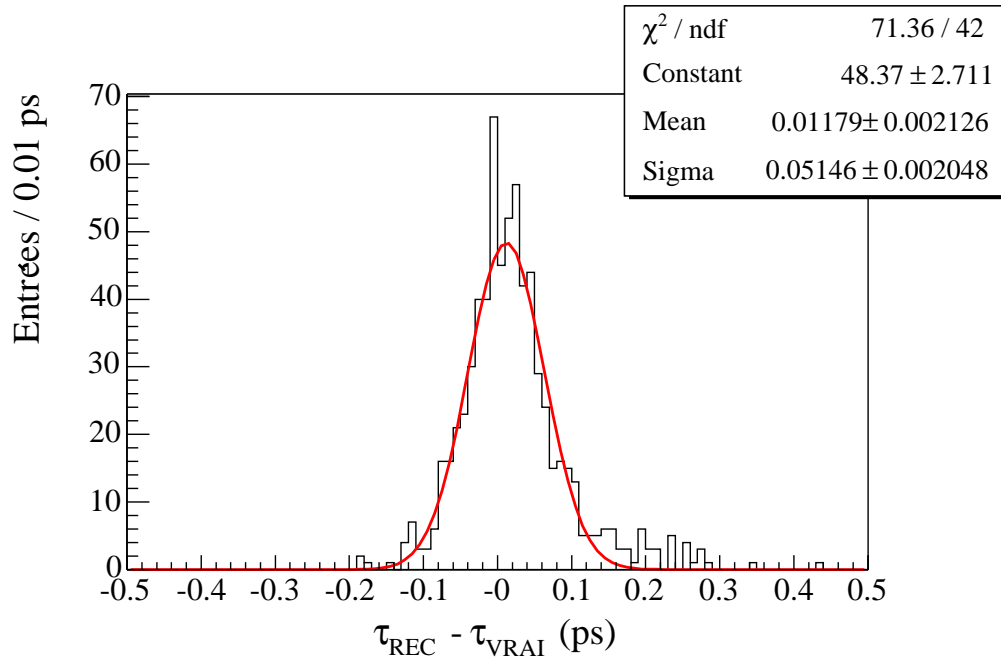


FIG. 5.12 – Résolution (ps) sur le temps propre des mésons  $B$  sélectionnés par les coupures décrites dans la partie 4.2, après les niveaux 0 et 1 du système de déclenchement. La distribution est ajustée avec une gaussienne.

## 5.4 Sensibilités aux mesures de $\sin(2\beta)$ et de $|\lambda_f|$

Pour estimer les sensibilités aux mesures de  $\sin(2\beta)$  et de  $|\lambda_f|$  (voir équation 1.57) attendues après un an de prise de données, nous avons considéré uniquement le canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ . La méthode consiste à simuler les asymétries attendues, à les ajuster et d'en tirer  $\sin(2\beta)$  et  $|\lambda_f|$ . Ces simulations sont répétées un grand nombre de fois permettant d'en déduire l'erreur statistique attendue sur les mesures de  $\sin(2\beta)$  et de  $|\lambda_f|$ . Les différents paramètres de la simulation prennent en compte les études réalisées sur les données simulées pour lesquelles la reconstruction, la sélection, le système de déclenchement et l'étiquetage n'utilisent pas l'information du Monte Carlo (sauf pour estimer les diverses efficacités).

### 5.4.1 Description de la simulation

La simulation débute par la génération du nombre d'événements de signal ( $N_{sig}$ ) et de fond ( $N_{fond}$ ) attendus pour un an de prise de données. Dans la partie 4.3, nous avons vu que le bruit de fond dominant et celui correspondant aux événements  $b\bar{b}$  et, pour cette simulation, nous nous limitons à ce type de fond, en choisissant  $B/S = 0.7$ . Cette valeur est la borne supérieure de l'intervale à 90% de confiance que nous avons obtenu dans la partie 4.3, pour les événements passant les deux premiers niveaux du système de déclenchement.  $N_{sig}$  et  $N_{fond}$  sont générés selon des distributions gaussiennes de largeur respective  $\sqrt{N_{sig}}$  et  $\sqrt{N_{fond}}$ . Ces nombres sont ensuite multipliés par l'efficacité d'étiquetage en supposant que l'efficacité d'étiquetage est la même pour le signal et le fond. Puis, le temps propre est généré. Pour le signal, on considère que le temps de vie des mésons  $B$  est  $\tau_{B^0} = 1.54$  ps et le temps propre est généré suivant une exponentielle décroissante convoluée avec la gaussienne correspondant à la résolution sur le temps propre obtenue à partir de la figure 5.12. De plus, l'efficacité totale de reconstruction du signal en fonction du temps propre est prise en compte. La figure 5.13 montre la distribution de cette efficacité en fonction du temps propre ajustée par la fonction :

$$A(\tau) = b \frac{(a\tau)^3}{1 + (a\tau)^3} \quad (5.12)$$

L'ajustement donne  $a = 2.2 \pm 0.2$  ps<sup>-1</sup> et  $b = 0.23 \pm 0.01$ . Pour le fond, le temps propre est généré suivant la même méthode et, le temps de vie est obtenu à partir d'événements  $b\bar{b}$  passant des coupures lâches sur le  $J/\psi$  et le  $K_s^0$  (voir la figure 5.14). La distribution est ajustée avec une double exponentielle

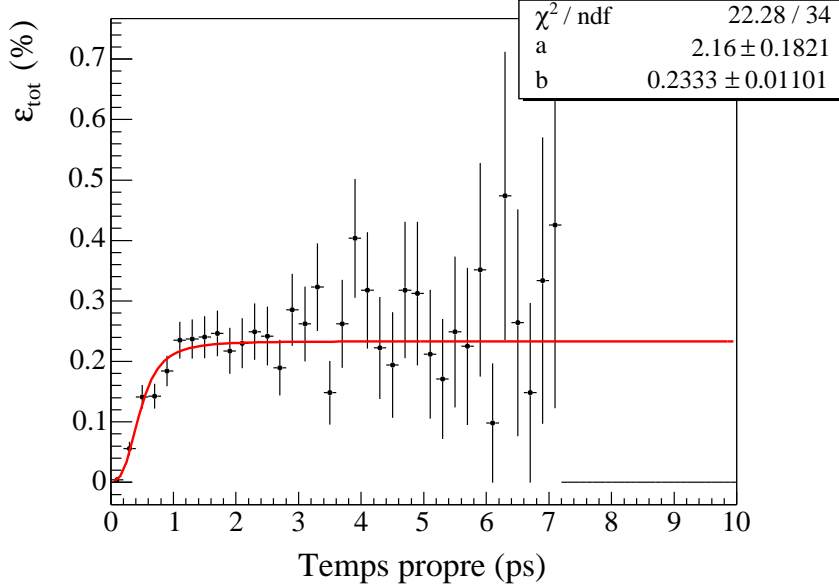


FIG. 5.13 – Efficacité totale de reconstruction du signal en fonction du temps propre (ps). La distribution est ajustée avec une fonction décrite dans le texte (voir équation 5.12).

de temps de vie  $\tau_1 = 1.16 \pm 0.02$  ps et  $\tau_2 = 0.32 \pm 0.03$  ps. De plus, on suppose que l'acceptance en fonction du temps de vie est la même pour le fond et le signal.

Après avoir généré le temps de vie, la saveur est déterminée. Pour le signal, c'est à ce moment que l'on introduit, en quelque sorte à la main, les paramètres de la violation  $CP$ . En effet, la probabilité que le temps de vie généré corresponde à celui d'un  $B^0$  est

$$\mathcal{P}_{B^0}(t) = \frac{1 - \mathcal{A}_{CP}(t)}{2} \quad (5.13)$$

où

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \mathcal{A}_f^{\text{dir}} \cos(\Delta mt) + \mathcal{A}_f^{\text{mix}} \sin(\Delta mt) \quad (5.14)$$

avec

$$\mathcal{A}_f^{\text{dir}} = \frac{|\lambda_f|^2 - 1}{|\lambda_f|^2 + 1} \quad \text{et} \quad \mathcal{A}_f^{\text{mix}} = \frac{2 \mathcal{I}m(\lambda_f)}{|\lambda_f|^2 + 1} \quad (5.15)$$

(voir équation 1.56). On rappelle que dans le Modèle Standard,  $|\lambda_f| = 1$  et  $\mathcal{I}m(\lambda_f) = \sin(2\beta)$ . Les valeurs de  $\Delta m$ ,  $|\lambda_f|$  et  $\mathcal{I}m(\lambda_f)$  ont été choisies égales à  $0.50 \text{ ps}^{-1}$ , 1 et 0.73 respectivement. Pour le fond, on considère qu'il y a le

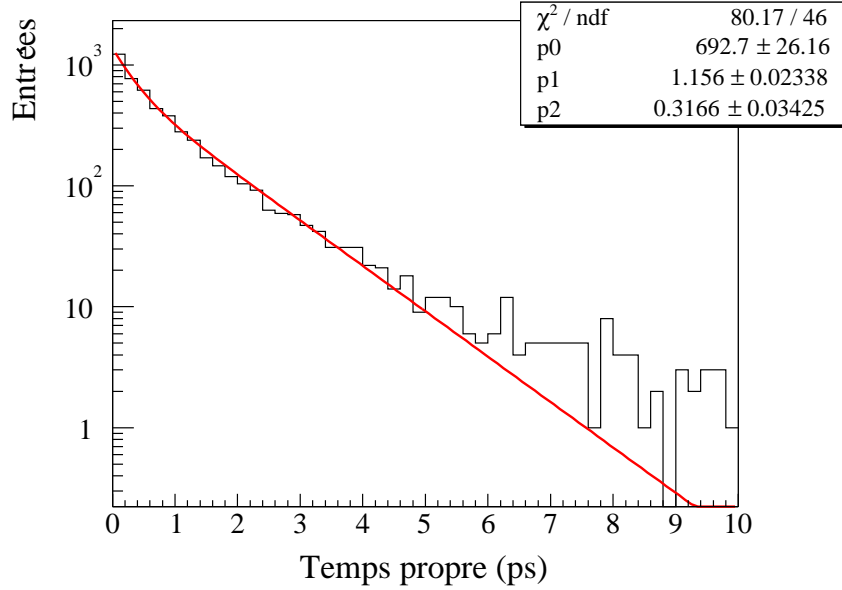


FIG. 5.14 – Temps propre pour le fond  $b\bar{b}$ , obtenu à partir d'événements passant des coupures lâches sur le  $J/\psi$  et le  $K_s^0$ . La distribution est ajustée avec une double exponentielle.

même nombre de  $B^0$  et de  $\bar{B}^0$ .

Ensuite, la saveur est inversée avec une probabilité égale à  $\omega$  qui est générée suivant une gaussienne de valeur moyenne 0.343 et de largeur 0.0011. Ces valeurs sont tirées d'études du canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  [115] qui est étiqueté à partir de ses produits de désintégration et permet de déterminer  $\omega$  à partir des données. Enfin, le fond est soustrait en utilisant la distribution de la figure 5.14 et l'asymétrie correspondant à l'équation 5.2 est construite et ajustée avec la fonction :

$$f(t) = (1 - 2\omega) \mathcal{A}_{CP}(t) \quad (5.16)$$

dont les paramètres libres sont  $|\lambda_f|$  et  $\mathcal{I}m(\lambda_f)$ . Les résultats des simulations que nous présentons dans la suite sont obtenus en considérant le canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  où le  $J/\psi$  se désintègre en paires  $e^+e^-$  et  $\mu^+\mu^-$ . Les paramètres correspondant au cas  $\mu\mu$  sont tirés des références [116, 117]. Ils sont résumés dans le tableau 5.7. La figure 5.15 montre l'asymétrie obtenue après un an de prise de données. Pour obtenir l'erreur statistique sur  $|\lambda_f|$  et  $\sin(2\beta)$  on répète un grand nombre de fois cette simulation. La figure 5.16 montre les distributions de  $|\lambda_f|$  et  $\sin(2\beta)$  obtenues à partir de l'ajustement de l'asymétrie pour 1000 simulations. Ces distributions sont ajustées avec des gaussiennes

Paramètre	valeur
$N_{sig}$	216000
B/S	0.67
$\sigma_1$ (74%)	43 fs
$\sigma_2$ (26%)	114 fs
$a$	$7.7 \text{ ps}^{-1}$
$b$	0.14
$\tau_{fond}$	0.78 ps

TAB. 5.7 – Paramètres de la simulation pour le cas où le  $J/\psi$  se désintègre en paire  $\mu^+\mu^-$ .  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  sont les largeurs de la double gaussienne de valeur moyenne unique utilisée pour ajuster la résolution sur le temps propre.  $a$  et  $b$  sont les paramètres de la fonction définie équation 5.12. Ces nombres sont tirés de la référence [116].

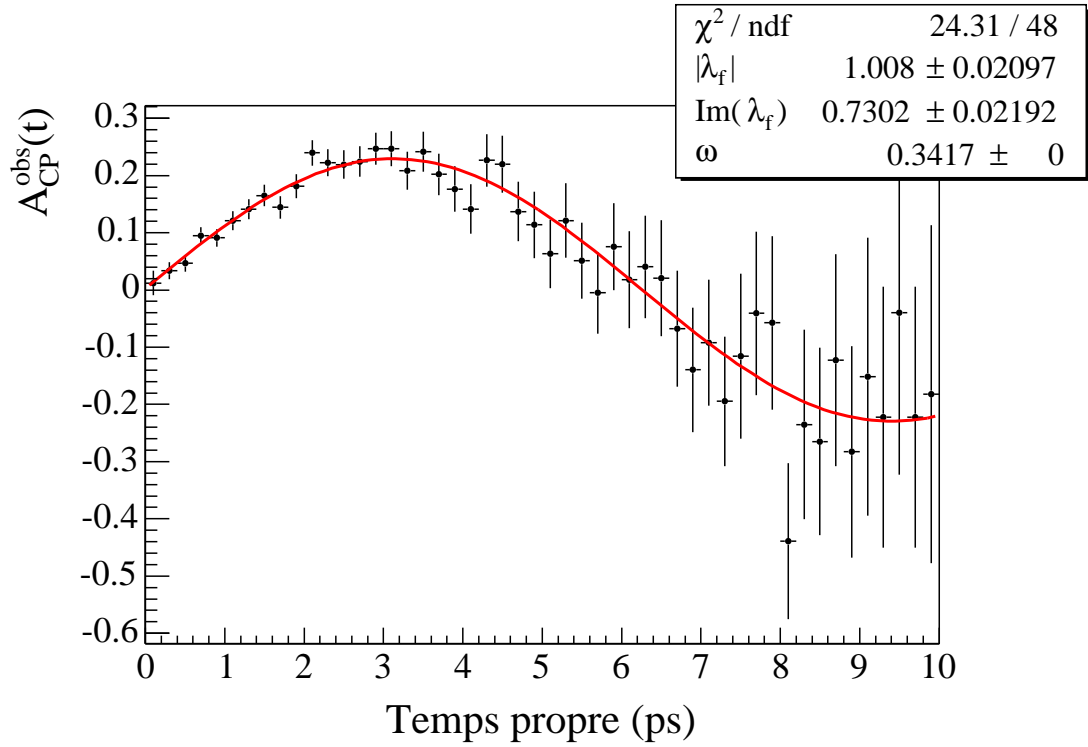


FIG. 5.15 – Asymétrie observée après un an de prise de données.

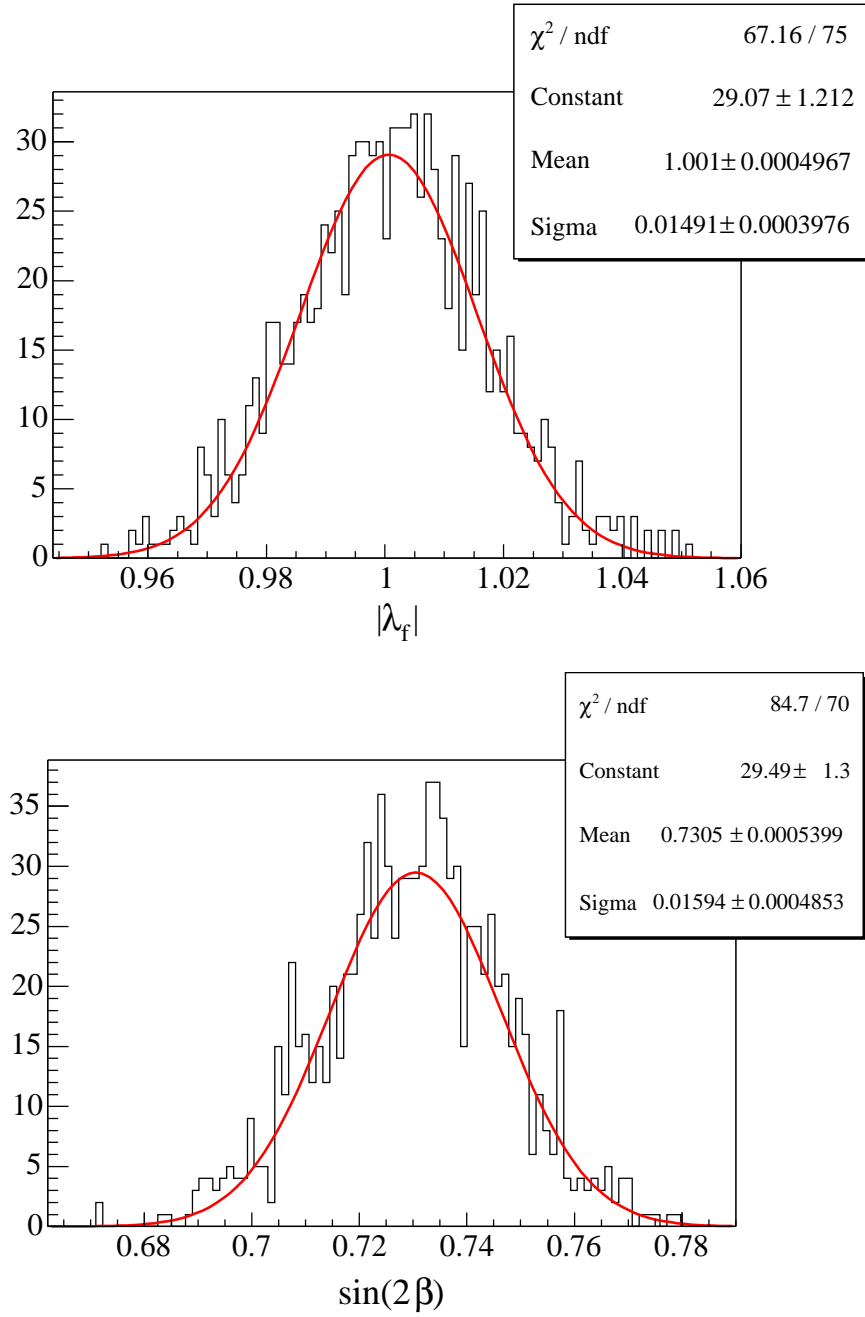


FIG. 5.16 – Distributions de  $|\lambda_f|$  et  $\sin(2\beta)$  correspondant à l'ajustement de l'asymétrie pour 1000 simulations.

de largeur 0.015 pour  $|\lambda_f|$  et 0.016 pour  $\sin(2\beta)$ . Lorsqu'on considère uniquement le cas où le  $J/\psi$  se désintègre en paire de muons, on obtient des erreurs statistiques égales à 0.016 et 0.017 pour  $|\lambda_f|$  et  $\sin(2\beta)$  respectivement. On voit donc que les électrons apportent une amélioration marginale mais non négligeable. On notera que l'erreur statistique sur l'angle  $\beta$  est de  $0.7^\circ$ . Le tableau 5.8 montre la variation de ces erreurs statistiques en fonction des paramètres  $|\lambda_f|$ ,  $\sin(2\beta)$  et  $B/S$ . On voit que les erreurs restent stables par rapport à la variation de ces paramètres.

$\sin(2\beta)$	0.65	0.69	0.73	0.77	0.81
$\sigma(\sin(2\beta))$	0.016	0.017	0.016	0.018	0.018
$\sigma( \lambda_f )$	0.016	0.016	0.015	0.015	0.015
$ \lambda_f $	0.90	0.95	1.00	1.05	1.10
$\sigma(\sin(2\beta))$	0.015	0.015	0.016	0.017	0.018
$\sigma( \lambda_f )$	0.014	0.014	0.015	0.016	0.018
$B/S$	0.8	0.9	1.0	1.5	2.0
$\sigma(\sin(2\beta))$	0.017	0.017	0.017	0.018	0.020
$\sigma( \lambda_f )$	0.016	0.017	0.017	0.019	0.021

TAB. 5.8 – Erreurs statistiques sur  $\sin(2\beta)$  et  $|\lambda_f|$  pour différentes valeurs de  $\sin(2\beta)$ ,  $|\lambda_f|$  et  $B/S$ . Lorsque les valeurs de ces paramètres ne sont pas spécifiées, elles valent respectivement 0.73, 1 et 0.70.

## 5.5 Les erreurs systématiques

Dans le but d'exploiter au mieux les grands nombres d'événements reconstruits dans les différents canaux par l'expérience LHCb, les erreurs systématiques doivent être comprises le mieux possible. Dans ce but, il est envisagé d'utiliser autant que possible les vraies données plutôt que les données simulées. Les différentes contributions aux erreurs systématiques viennent de :

- l'acceptance du détecteur,
- l'efficacité de détection,
- la résolution sur le temps propre,
- l'asymétrie de production des mésons  $B$ ,
- les performances de l'étiquetage, et,
- l'efficacité du système de déclenchement.

Pour les asymétries dépendant du temps, les effets d'acceptance du détecteur s'annulent au premier ordre. L'efficacité de détection entre les particules de charge positive et négative a particulièrement d'incidence sur l'étiquetage. Pour remédier à ce problème, des échantillons de contrôle correspondant à des canaux dont les produits finaux permettent d'étiqueter la saveur du méson  $B$  seront reconstruits [54] ( $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  et  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  par exemple). Cela devrait permettre de tirer la fraction de mauvais étiquetage et la différence de performance de l'étiquetage entre les saveurs  $b$  et  $\bar{b}$  à partir des données. Pour pallier aux effets d'asymétrie droite-gauche du détecteur, la polarité de l'aimant sera régulièrement inversée. La compréhension de la résolution sur le temps propre est surtout importante dans le cas des mésons  $B_s^0$  dont la fréquence d'oscillation est élevée. Des échantillons de contrôle ne présentant pas de violation de  $CP$  seront aussi reconstruits dans le but de mesurer la différence entre les taux de production des mésons  $B$  et  $\bar{B}$ . Enfin pour calibrer les efficacités du système de déclenchement, des désintégration ayant déclenché plusieurs de ses composantes seront utilisées. De plus, il a récemment été envisagé de modifier le système de déclenchement dans le but d'obtenir des lots d'événements non biaisés qui devraient favoriser la calibration des performances et le contrôle des systématiques à partir des données plutôt que des échantillons Monte Carlo (voir partie 2.2.9).

## 5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, le principe de la méthode de la mesure de  $\sin(2\beta)$  a été présenté. Puis, les différentes méthodes de l'étiquetage de la saveur des mésons  $B$  ont été détaillées ainsi que leurs performances. Nous avons montré que l'utilisation du détecteur de vertex permet de rejeter les électrons issus



de conversion et ainsi d'enrichir l'échantillon de candidat à l'étiquetage en électron venant de la désintégration  $b \rightarrow e$ . Nous avons aussi montré que les résolutions obtenues à partir d'événements passant la sélection détaillée dans le chapitre 4 permettent des mesures précises de  $\sin(2\beta)$  et  $|\lambda_f|$ . Les erreurs statistiques attendues après un an de prise de données, obtenues à partir de simulations, sont respectivement 0.016 et 0.015. L'erreur statistique sur  $\beta$  est  $0.7^\circ$ .

# Conclusion

Les études présentées dans ce manuscrit auront permis de montrer la capacité de l'expérience LHCb à reconstruire et identifier les électrons, et, à reconstruire le canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K_S^0$  rendant ainsi accessible la mesure de  $\sin(2\beta)$ . Ce travail s'est effectué dans le contexte de la réoptimisation de l'appareillage débutée en 2000 qui avait pour but de minimiser la matière rencontrée sur le trajet des particules et d'optimiser le déclenchement.

L'identification des électrons présentée ici est principalement basée sur l'utilisation de l'information fournie par le système des calorimètres dont les mesures de l'énergie et des points d'impact des particules par le calorimètre électromagnétique, le détecteur de pied de gerbe et le calorimètre hadronique sont les principaux ingrédients. Une méthode s'appuyant sur l'utilisation d'histogrammes de référence a été développée permettant ainsi de combiner l'information des différents détecteurs. Les détecteurs à effet Cherenkov et le système à muons sont aussi pris en compte dans l'identification des électrons. En utilisant l'ensemble de ces détecteurs, l'efficacité d'identification des électrons, pour les traces dans l'acceptance du calorimètre électromagnétique est de l'ordre de 94%, avec un taux d'identification des pions comme électrons égal à 0.8% et une pureté de l'échantillon d'électrons de 65%; les traces considérées ayant une impulsion allant de quelques GeV jusqu'à 150 GeV et l'efficacité étant quasiment constante en fonction de l'impulsion des particules.

La reconstruction des photons Bremsstrahlung émis par les électrons lors de leur passage dans la matière du détecteur a aussi été présentée. La méthode cherche uniquement les photons émis avant l'aimant, ceux émis après se trouvant mélangés avec le dépôt d'énergie de l'électron dans le calorimètre électromagnétique. Elle consiste à extrapoler linéairement les traces du détecteur de vertex jusqu'au calorimètre électromagnétique et à rechercher des dépôts d'énergie, correspondant à des photons, proches de la position de l'extrapolation. Cette méthode permet de retrouver une partie des photons Bremsstrahlung et de mieux reconstruire la masse du  $J/\psi$ . Des améliorations

pourront cependant être apportées en reconstruisant les photons Bremsstrahlung convertissant avant le ECAL.

La sélection du canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K_s^0$  développée dans cette thèse est basée sur les caractéristiques topologiques et cinématiques de cette désintégration qui sont les impulsions transverses, paramètres d'impact et distances de vol. Cette sélection a été optimisée dans le but de garder une efficacité de reconstruction du signal acceptable tout en rejetant au mieux le fond, constitué d'événements  $b\bar{b}$  inclusifs,  $J/\psi$  prompts et  $J/\psi$  inclusifs. L'étude a montré que le fond  $b\bar{b}$  inclusif est le plus gênant. Le rapport B/S pour ce fond reste cependant à un niveau acceptable compris dans l'intervalle à 90% de niveau de confiance [0.017;0.69]. Le nombre d'événements de signal attendu par an est environ 28000 (seul le cas où le  $J/\psi$  se désintègre en paire électron-positon est considéré). On gardera toutefois à l'esprit que le nombre d'événements  $b\bar{b}$  utilisé pour estimer l'importance du bruit de fond est faible et ne permet pas une estimation précise.

Dans le dernier chapitre, les méthodes d'étiquetage de la saveur des mésons  $B$  ont été présentées. Ces méthodes cherchent soit des produits de désintégration des mésons  $B$  accompagnant le méson reconstruit, soit des produits de fragmentation corrélés avec le méson reconstruit. Pour l'étiquetage avec les électrons du  $B$  accompagnant le  $B$  reconstruit, nous avons vu que le détecteur de vertex permet d'enrichir l'échantillon d'électron en électron venant de la chaîne  $b \rightarrow e$ .

Ces performances ont été ensuite utilisées dans la simulation permettant de déterminer la sensibilité de l'expérience LHCb à la mesure de  $\sin(2\beta)$  à partir du canal  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ , en considérant les cas où le  $J/\psi$  se désintègre en paire de muons et électrons. Cette simulation prend en compte la résolution sur la mesure du temps de vie des mésons  $B$  obtenue avec la sélection décrite au chapitre 4 qui est  $\sim 51$  fs. Elle considère également l'efficacité de reconstruction du signal en fonction du temps de vie du méson  $B$ , et, l'influence du fond  $b\bar{b}$ . En répétant un grand nombre de fois la simulation correspondant à une année de prise de données, on obtient l'erreur statistique sur la mesure de  $\sin(2\beta)$ . Cette erreur varie de 0.015 à 0.020 en fonction de la valeur des paramètres  $\sin(2\beta)$ ,  $|\lambda_f|$  et B/S. En 2004, l'erreur sur  $\sin(2\beta)$  en considérant les résultats de BABAR et BELLE était 0.037 [38]. Après un an de prise de données, LHCb devrait obtenir une erreur statistique sur  $\sin(2\beta)$  environ égale à celle obtenue au même moment, en combinant les résultats de BABAR et BELLE. Toutefois, cette mesure restera un excellent outil pour quantifier le fonctionnement du détecteur.

# Bibliographie

- [1] A.D. Sakharov. *JETP Lett.*, **4** 24, (1967).
- [2] M.B. Gavela *et al.* *Modern Phys. Lett.*, **9A** 795, (1994).
- [3] J.H. Christenson *et al.* "Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson". *Phys. Rev. Lett.*, **13** 138, (1964).
- [4] B. Aubert *et al.* [BABAR]. "Observation of CP violation in the  $B^0$  Meson System". *Phys. Rev. Lett.*, **87** 091801, (2001).
- [5] K. Abe *et al.* [BELLE]. "Observation of Large CP violation in the Neutral B Meson System". *Phys. Rev. Lett.*, **87** 091802, (2001).
- [6] S. Weinberg. "A Model of Leptons". *Phys. Rev. Lett.*, **19** 1264, (1967).
- [7] A.Salam. "Elementary Particle Theory". ed. N. Svaratholm Stockholm : Almquist and Forlag, 1968.
- [8] S. Glashow. *Nucl. Phys.*, **22** 569, (1961).
- [9] P.W. Higgs. "Spontaneous Symmetry Breakdown Without Massless Bosons". *Phys. Rev.*, **145** 1156, (1966).
- [10] H. Yukawa. *Prog. Phys. Math. Soc. of Japan*, **17** 48, (1935).
- [11] N. Cabibbo. "Unitary Symmetry and Leptonic Decay". *Phys. Rev. Lett.*, **10** 413, (1963).
- [12] M. Kobayashi et K. Maskawa. "CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction". *Prog. Theor. Phys.*, **49** 652, (1973).
- [13] S. Eidelman *et al.* Particle Data Group. *Phys. Lett.*, **B592** 1, (2004).
- [14] C. Jarlskog. *Phys. Rev. Lett.*, **55** 1039, (1985).
- [15] L.-L. Chau et W.-Y. Keung. "Comments on the parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix". *Phys. Rev. Lett.*, **53** 1802, (1984).
- [16] L. Wolfenstein. "Parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix". *Phys. Rev. Lett.*, **51** 1945, (1983).
- [17] A.J. Buras *et al.* *Phys. Rev.*, **D50** 3433, (1994).
- [18] J. Charles *et al.* hep-ph/0406184.

- [19] G. Lüders. *"Proof of the TCP theorem"*. *Ann. Phys.*, **281** 1004, (2000).
- [20] W. Pauli. *"Niels Bohr and the development of Physics"*. Pergamon Press, London, 1955.
- [21] J. Schwinger. *Phys. Rev.*, **91** 723, (1953).
- [22] A. Angelopoulos *et al.* [CPLEAR]. *"T-violation and CPT-invariance measurements in the CPLEAR experiment : A detailed description of the analysis of neutral-kaon decays to  $e \pi \nu$ "*. *Eur. Phys. J.*, **C22** 55, (2001).
- [23] T.D. Lee et C.N. Yang. *Phys. Rev.*, **104** 254, (1956).
- [24] C.S. Wu *et al.* *"Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay"*. *Phys. Rev.*, **105** 1413, (1957).
- [25] R.L. Garwin *et al.* *"Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decay : the Magnetic Moment of the Free Muon"*. *Phys. Rev.*, **105** 1415, (1957).
- [26] G. Bebek *et al.* [CLEO]. *"Evidence for New Flavor at the  $\Upsilon(4S)$ "*. *Phys. Rev. Lett.*, **46** 84, (1981).
- [27] K. Chadwick *et al.* [CLEO]. *"Decay of b-Flavored Hadrons to Single-Muon and Dimuon Final States"*. *Phys. Rev. Lett.*, **46** 88, (1981).
- [28] L.J. Spencer *et al.* [CUSB]. *"Measurement of B-Meson Semileptonic Decay"*. *Phys. Rev. Lett.*, **47** 771, (1981).
- [29] V.F. Weisskopf et E.P. Wigner. *Z. Phys.*, **63** 54, (1930).
- [30] V.F. Weisskopf et E.P. Wigner. *Z. Phys.*, **65** 18, (1930).
- [31] G.C. Branco *et al.* *"CP Violation"*. Oxford University Press, Oxford, 1999.
- [32] C. Albajar *et al.* [UA1]. *"Search for  $B^0\bar{B}^0$  2 oscillations at the CERN  $p - \bar{p}$  collider"*. *Phys. Lett.*, **B186** 247, (1987).
- [33] H. Albrecht *et al.* [ARGUS]. *"Observation of  $B^0\bar{B}^0$  2 mixing"*. *Phys. Lett.*, **B192** 245, (1987).
- [34] B. Aubert *et al.* [BABAR]. *"Observation of Direct CP Violation in  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  Decays"*. <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0407057>.
- [35] Y. Chao *et al.* [BELLE]. *"Evidence for Direct CP Violation in  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  Decays"*. <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0408100>.
- [36] [CDF] CDF note <http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/040722.blessed.bhh>.
- [37] S. Chen *et al.* [CLEO]. *Phys. Rev. Lett.*, **85** 525, (2000).

- 
- [38] Z. Ligeti. "The CKM matrix and CP Violation". <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0408267>.
- [39] I.I. Bigi *et al.* "CP Violation". ed. C. Jarlskog, Singapore World Scientific, 1989.
- [40] Y. Grossman *et al.* "The Role of the Vacuum Insertion Approximation in Calculating CP Asymmetries in B decays". *Phys. Lett.*, **B415** 90, (1998).
- [41] M. Battaglia *et al.* "The CKM Matrix and the Unitarity Triangle". *CERN Yellow Report*, CERN-2003-002.
- [42] K. Ackerstaff *et al.* [OPAL]. *Eur. Phys. J.*, **C5** 379, (1998).
- [43] T. Affolder *et al.* [CDF]. *Phys. Rev.*, **D61** 072005, (2000).
- [44] R. Barate *et al.* [ALEPH]. *Phys. Lett.*, **B492** 259, (2000).
- [45] Heavy Flavor Averaging Group. <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>.
- [46] A. Hocker *et al.* *Eur. Phys. J.*, **C21** 225, (2001).
- [47] M. Verderi [BABAR]. [hep-ex/0406082](http://arxiv.org/abs/hep-ex/0406082).
- [48] H. Li. "Constraints on the CKM angle  $\alpha$  in the  $B^0 \rightarrow \rho\rho$  decays". [hep-ph/0410092](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0410092).
- [49] A. E. Snyder *et al.* H. R. Quinn. *Phys. Rev.*, **D48** 2139, (1993).
- [50] M. Gronau *et al.* D. London. *Phys. Lett.*, **B253** 483, (1991).
- [51] M. Gronau *et al.* D. Wyler. *Phys. Lett.*, **B265** 172, (1991).
- [52] D. Atwood. *Phys. Rev. Lett.*, **78** 3257, (1997).
- [53] D. Atwood *et al.* *Phys. Rev.*, **D63** 036005, (2001).
- [54] S. Amato *et al.* [LHCb]. *Reoptimized LHCb Detector Design and Performance Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2003-030**.
- [55] O. Deschamps *et al.* " $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  reconstruction with the re-optimized detector". LHCb/2003-77.
- [56] G. Raven. "sensitivity studies of  $\chi$  and  $\Delta\Gamma$  with  $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi(KK)$ ". LHCb/2003-119.
- [57] A. Golutvin *et al.* " $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$  et  $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$  event selection". LHCb/2003-127.
- [58] R. Hierck *et al.* "The sensitivity for  $\Delta m_s$  and  $\gamma + \phi_s$  from  $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$  and  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$  decays". LHCb/2003-103.
- [59] R. Fleisher. *Phys. Lett.*, **B459** 306, (1999).
- [60] V. Vagnoni *et al.* "CP sensitivity with  $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h^-$  decays at LHCb". LHCb/2003-124.

- [61] M. Gronau et D. Wyler. *Phys. Lett.*, **B265** 172, (1991).
- [62] I. Dunietz. *Phys. Lett.*, **B270** 75, (1991).
- [63] K. Akiba et M. Gandelman. " $\gamma$  sensitivity with  $B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ ". LHCb/2003-105.
- [64] [http://atlas.kek.jp/sub/photos/Accelerators/0107024\\_01.jpg](http://atlas.kek.jp/sub/photos/Accelerators/0107024_01.jpg).
- [65] S. Amato et al. [LHCb]. "A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-violation and Rare Decays". *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/98-4**.
- [66] Collaboration ALICE. *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/95-71**.
- [67] Collaboration ALICE. *Technical Proposal*, Addendum 1, **CERN-LHCC/96-32**.
- [68] Collaboration ALICE. *A Transition Radiation Detector, Technical Proposal*, Addendum 2, **CERN-LHCC/99-13**.
- [69] Collaboration ATLAS. *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/94-43**.
- [70] Collaboration CMS. *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/94-38**.
- [71] Collaboration TOTEM. *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/99-7**.
- [72] Collaboration TOTEM. *Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2004-02**.
- [73] P.R. Barbosa Marinho et al. [LHCb]. *Vertex Locator Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2001-011**.
- [74] S. Amato et al. [LHCb]. *Magnet Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2000-007**.
- [75] A. Franca Barbosa et al. [LHCb]. *Inner Tracker Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2002-029**.
- [76] P.R. Barbosa Marinho et al. [LHCb]. *Outer Tracker Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2001-024**.
- [77] S. Amato et al. [LHCb]. *RICH Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2000-037**.
- [78] S. Amato et al. [LHCb]. *Calorimeter System Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2000-036**.
- [79] P.R. Barbosa Marinho et al. [LHCb]. *Muon System Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2001-010**.
- [80] P.R. Barbosa Marinho et al. [LHCb]. *Addendum to the Muon System Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2001-010**.
- [81] R. Antunes Nobrega et al. [LHCb]. *Trigger Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2003-031**.

- 
- [82] <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/>.
- [83] <http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi/welcome.html>.
- [84] <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/simulation/default.htm>.
- [85] T. Sjöstrand *et al.* *Comput. Phys. Commun.*, **135** 238, (2001).
- [86] Babar analysis document 522.
- [87] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [88] S. Agostinelli *et al.* [GEANT4]. "GEANT4-a simulation toolkit". *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 506** 250, (2003).
- [89] <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/digitization/default.htm>.
- [90] <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/reconstruction/default.htm>.
- [91] <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/analysis/default.htm>.
- [92] programme QQ. <http://www.lns.cornell.edu/public/cleo/soft/qq>.
- [93] "GEANT detector description and simulation tool". CERN Program Library long writeup W5013 (1994).
- [94] M. Benayoun et O. Callot. "The forward tracking, an optical model method". LHCb/2002-008.
- [95] R. Forty. "Track Seeding". LHCb/2001-109.
- [96] J. van Tilburg. "Matching VELO tracks with seeding tracks". LHCb/2001-103.
- [97] Y. Xie. "Short track reconstruction with VELO and TT". LHCb/2003-100.
- [98] R. Hierck. "Track following in LHCb". LHCb/2001-112.
- [99] R. Hierck *et al.* "Performance of the LHCb OO track-fitting software". LHCb/2000-086.
- [100] V. Breton *et al.* "A clustering algorithm for the LHCb electromagnetic calorimeter using a cellular automaton". LHCb/2001-123.
- [101] O. Callot. "Calorimeter Data Format and 2-D Zero Suppression Scheme". LHCb/99-037.
- [102] O. Deschamps *et al.* "Photon and Neutral Pion Reconstruction". LHCb/2003-091.
- [103] R. Beneyton. "S-Shape Modelisation". LHCb/2003-010.
- [104] R. Forty et O. Schneider. "RICH pattern recognition". LHCb/1998-40.
- [105] R.K. Bock et A. Vasilescu. "The Particle Detector BriefBook". Springer, 1998.



- [106] E. Lohrmann. *"Hochenergiephysik"*. Teubner Studienbücher, 1981.
- [107] J.M. Jauch et F. Rohrlich. *"The Theory of Photons and Electrons"*. Springer, 1980.
- [108] B. Rossi. *"High-Energy Particles"*. Prentice Hall Series, 1965.
- [109] D. Antreasyon. CrystalBall Note 321 (1983).
- [110] E. Aguiló Chivite. *"The SPD Physics Features within the LHCb Calorimetry System"*. Thèse de l'Univerté de Barcelone, CERN-THESIS-2005-024.
- [111] Y. Xie. *" $K_S^0$  reconstruction"*. LHCb/2003-088.
- [112] R. Beneyton. *"Etudes de désintégrations de mésons beaux avec photons convertis dans l'expérience LHCb"*. LAL 04-130.
- [113] R.D. Cousins et G.J. Feldman. *"Unified approach to the classical statistical analysis of small signals"*. *Phys. Rev.*, **D57** 3873, (1998).
- [114] M. Calvi *et al.* *"LHCb Flavour Tagging Performance"*. LHCb/2003-115.
- [115] L. de Paula et E. C. de Oliveira. *"The Control Channel  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}$ "*. LHCb/2003-108.
- [116] S. Amato *et al.* *"The LHCb sensitivity to  $\sin(2\beta)$  from  $B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K_S^0$  asymmetry"*. LHCb/2003-108.
- [117] C. Nunes Pereira. *"CP violation study in  $Bd \rightarrow J/\Psi(\mu\mu)Ks(\pi\pi)$  decay, vertex reconstruction and muon identification for the LHCb experiment"*. Thèse de l'Univerté de Rio de Janeiro, CERN-THESIS-2005-008.



**Résumé :** LHCb est une expérience dédiée à l'étude de la violation  $CP$  dans le système des mésons  $B$  et à l'étude de leurs désintégrations rares. En 2000, la collaboration a décidé de modifier son appareillage pour minimiser la matière rencontrée par les particules et optimiser le système de déclenchement. C'est dans ce contexte que se place cette thèse qui comprend trois parties. La première est relative à l'identification des électrons qui est principalement basée sur l'information fournie par le système des calorimètres mais tire aussi profit des mesures du RICH et du détecteurs à muons. L'efficacité d'identification des électrons est environ 95% avec un taux d'identification de pions comme électrons égal à 0.8% et une pureté de l'échantillon d'électrons de 65%. Dans la première partie est aussi présentée la reconstruction des photons Bremsstrahlung, qui permet une sélection du  $J/\psi$  se désintégrant en paire  $e^+e^-$  et ainsi celle du canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K_s^0$ . La deuxième partie décrit la sélection de ce canal qui consiste en un ensemble de coupures cinématiques et topologiques. L'efficacité totale de sélection est 0.176% correspondant à 28000 événements reconstruits par an, avec un rapport B/S, pour le fond  $b\bar{b}$  inclusif, compris dans l'intervalle à 90% de niveau de confiance [0.017;0.069]. Enfin, dans la dernière partie sont présentées les méthodes d'étiquetage de la saveur des mésons  $B$ . L'ajout de l'information fournie par le détecteur de vertex permet de rejeter les électrons issus de conversion de photon et ainsi d'améliorer sensiblement les performances. Ces performances ont ensuite été utilisées pour déterminer la sensibilité de l'expérience LHCb à la mesure de  $\sin(2\beta)$ . L'erreur statistique attendue sur  $\sin(2\beta)$  après un an de prise de données correspondant à une luminosité intégrée de  $2 \text{ fb}^{-1}$  et une section efficace de production des paires  $b\bar{b}$  de 0.5 mb, varie de 0.015 à 0.020 en fonction des paramètres  $\sin(2\beta)$  et  $|\lambda_f|$  et du niveau de bruit de fond.

**Mots-clés :** LHCb, violation de  $CP$ , mésons  $B$ , identification des électrons, Bremsstrahlung,  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ .

**Abstract :** LHCb experiment has been designed in order to do precise measurements of CP violation and rare decays with  $B$  mesons. In 2000, the collaboration decided to modify the spectrometer in order to minimize the amount of matter seen by particles and to optimize the trigger. This thesis was done in this context and is divided in three parts. First is relative to the electron identification and to the recovery of Bremsstrahlung photons emitted by electrons when they pass through matter. Electron identification is mainly based on information provided by calorimeter system but also uses RICH and muon system. A method based on reference histograms had been developed which combine information provided by these detectors. Electron identification efficiency, for electrons in ECAL acceptance is 95% and the pion misidentification rate 0.8% with a 65% purity of electron sample. Bremsstrahlung recovery allows the selection of  $J/\psi$  decaying in  $e^+e^-$  pair and of  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K_s^0$  channel which are described in the second part. The selection of this channel were developed in order to get an acceptable selection efficiency with a good rejection of background. A set of kinematic and topologic cuts were designed and total selection efficiency is 0.176%, corresponding to 28000 untagged events reconstructed by year, with a ratio  $B/S \in [0.017;0.069]$  (at 90% of confidence level) for inclusive  $b\bar{b}$  background. In the third part,  $B$  meson flavour tagging is presented. The addition of information provided by the vertex locator allows to reject electron coming from conversion and to improve slightly the performances. The LHCb sensibility to  $\sin(2\beta)$  from  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  decay is also determined. Statistical error, expected after one year of data taking, corresponding to an integrated luminosity of  $2 \text{ fb}^{-1}$  and  $b\bar{b}$  pair cross section of 0.5 mb, vary from 0.015 to 0.020 according to the values of  $\sin(2\beta)$ ,  $|\lambda_f|$  and B/S.

**Keywords :** LHCb,  $CP$  violation,  $B$  mesons, electron identification, Bremsstrahlung,  $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$