



Trigger à muons, étiquetage de la saveur et performances physiques de l'expérience LHCb

O. Leroy

► **To cite this version:**

O. Leroy. Trigger à muons, étiquetage de la saveur et performances physiques de l'expérience LHCb. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2007. <tel-00235815>

HAL Id: tel-00235815

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00235815>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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



CPPM-H-2007-04

AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ
CPPM-IN2P3-CNRS
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY
163 avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Olivier LEROY

**Trigger à muons,
étiquetage de la saveur et
performances physiques de
l'expérience LHCb**

soutenue le 10 octobre 2007

devant le jury composé de

D ^r	Roy ALEKSAN	Président
D ^r	Yannis KARYOTAKIS	Rapporteur
D ^r	Renaud LE GAC	
P ^r	Tatsuya NAKADA	Rapporteur
P ^r	Olivier SCHNEIDER	Rapporteur
P ^r	Mossadek TALBY	

Remerciements

Je tiens à remercier ici les nombreuses personnes qui ont contribué à la réalisation de ce travail.

Je remercie tout d'abord Yannis Karyotakis, Tatsuya Nakada et Olivier Schneider d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce mémoire. Je remercie Roy Aleksan, Mossadek Talby et Renaud Le Gac pour leur participation au jury.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Jean-Jacques Aubert qui, dès 1994 a soutenu ma candidature comme "étudiant d'été au Cern". Jean-Jacques m'a ensuite permis d'effectuer une thèse dans d'excellentes conditions, sous sa direction, dans l'expérience ALEPH.

Lorsque j'ai rejoint le CPPM en 1999, Renaud Le Gac m'a proposé de travailler sur le trigger à muons de l'expérience LHCb et je lui sais gré de m'avoir permis de participer à cette aventure. En outre, merci d'avoir accepté le rôle de tuteur de ce mémoire. Je remercie également tous les membres du groupe LHCb–CPPM, notamment : Elie Aslanidès, Julien Babel, Jean-Pierre Cachemiche, Julien Cogan, Tatiana da Silva, Frédéric Derue, Pierre-Yves Duval, Basem Khanji, Pierre-Louis Liotard, Frédéric Marin, Moshine Menouni, Davide Perego, Stéphane Poss, Luisanna Tocco, Andrei Tsaregorodtsev et Benoît Viaud.

Hans Dijkstra, Burkhard Schmidt et Paul Colrain ont été d'une aide précieuse dans mes débuts sur le trigger à muons et je les remercie. Merci à Leandro de Paula pour le travail sur la station M1, durant l'été 2003 à Rio; ainsi qu'aux autres collègues carioca pour leur chaleureux accueil : Miriam Gandelman, Sandra Amato, Bruno de Paula, Helder Lopes, Bernard Marechal et Joao de Mello.

Je remercie Olivier Schneider pour la confiance qu'il m'a accordé en me proposant de co-diriger le groupe de physique sur « l'étiquetage des saveurs » dans LHCb et de participer au « Physique Planning Groupe » de l'expérience. Merci pour ses compétences, sa disponibilité et son humilité qui restent pour moi des exemples.

La vision globale de l'étiquetage des saveurs que je donne dans ce mémoire doit beaucoup au travail réalisé avec à mes collègues de Milan, Marta Calvi et Marco Musy. Je remercie en particulier Marta, avec qui je coordonne le groupe de physique sur l'étiquetage, pour son dynamisme et ses compétences multiples. Merci également à Marco, notamment pour ses conseils de software.

Je remercie Yuehong Xie pour le travail en collaboration sur la sélection d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$. Jérôme Charles est toujours disponible pour répondre à mes questions concernant la phénoménologie des hadrons beaux. Merci à lui également pour son aide concernant les aspects « CKMfitter » de ce mémoire. Merci à Karim Trabelsi, Benoît Viaud, Maria Smizanska et Urs Langenegger pour les idées échangées à propos des diffé-

rences de performances physiques entre Babar, Belle, Atlas et Cms. Pour m'avoir aidé à élucider de nombreux problèmes de physique ou de software, je remercie Patrick Robbe, Olivier Deschamps, Vanya Belyaev, Gerhard Raven, Guy Wilkinson, Roger Forty, Luis Fernandez, Patrick Koppenburg, Hugo Ruiz, Matt Needham, Gloria Corti, Marco Cattaneo et Thierry Mouthuy. Merci à tous les membres du CPPM, pour la bonne ambiance qu'ils savent y faire régner.

Enfin, je remercie ma famille et mes amis, pour leur soutien permanent.

Table des matières

Introduction	7
1 La physique des saveurs au cœur du modèle standard	11
1.1 Le modèle standard	11
1.1.1 Interaction forte	12
1.1.2 Interaction électrofaible	12
1.2 La matrice CKM	15
1.2.1 Paramétrisations et triangles d’unitarité	15
1.2.2 Contraintes expérimentales sur la matrice CKM	18
1.3 Violation de CP dans le système des mésons B neutres	20
1.3.1 Oscillations des B et asymétries CP dépendantes du temps	20
1.3.2 Calcul des amplitudes de désintégration	23
1.4 Limites du modèle standard	25
1.5 Contraindre la nouvelle physique grâce aux saveurs	26
1.6 Conclusions	29
2 Le trigger à muons de l’expérience LHCb	31
2.1 Description générale de LHCb	31
2.1.1 Trajectographe	33
2.1.2 RICH	35
2.1.3 Calorimètres	35
2.1.4 Système à muons	35
2.1.5 Trigger	38
2.1.5.1 Trigger de niveau-0	38
2.1.5.2 Trigger de haut niveau	39
2.2 Trigger à muons	42
2.2.1 Algorithme de recherche	43
2.2.2 Architecture générale	47
2.2.3 Tests de résistance aux radiations	54
2.2.3.1 Dispositif expérimental	55
2.2.3.2 Principe de détection d’erreurs	57
2.2.3.3 Résultats	58
2.2.4 Performances du trigger	61
2.2.4.1 Émulateur et données utilisées	61
2.2.4.2 Performances nominales	61

2.2.4.3	bruit de fond de basse énergie	63
2.2.4.4	Bruit de fond du halo des faisceaux	64
2.2.4.5	Bruits de fond basse énergie et du halo cumulés	65
2.2.4.6	Paramètres hardware	66
2.2.4.7	Absence de M1	67
2.2.4.8	Conclusions sur les performances du trigger	67
3	Étiquetage de la saveur des mésons B	69
3.1	Algorithme d'étiquetage	70
3.1.1	Introduction	70
3.1.2	Taggers à trace unique μ , e, K	72
3.1.2.1	Identification des particules	72
3.1.2.2	Côté opposé au signal	75
3.1.2.3	Côté signal	77
3.1.3	Taggers multi-traces	80
3.1.3.1	Côté opposé au signal	80
3.1.3.2	Côté signal	82
3.2	Combinaison des variables d'étiquetage	82
3.2.1	Combinaison selon les taggers disponibles	83
3.2.2	Combinaison selon la valeur du mistag	84
3.3	Performance de l'algorithme d'étiquetage	87
3.4	Calibration de l'algorithme d'étiquetage avec des vraies données et incertitudes systématiques	88
3.4.1	Canaux de contrôle	89
3.4.2	Dépendance de la saveur	92
3.4.3	Trigger et étiquetage	93
3.4.4	Dépendance de l'impulsion du méson B	94
3.4.5	Quelques pistes pour extraire le mistag des données réelles	95
3.5	Étiquetage en dehors de LHCb	97
3.6	Conclusions et perspectives sur l'étiquetage	98
4	Potentiel physique de l'expérience LHCb	101
4.1	Progrès récents en physique des saveurs lourdes	101
4.2	Mesures phares de LHCb	102
4.2.1	Contexte des simulations	102
4.2.2	Mesure de la phase du mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$	103
4.2.3	Mesures de γ	104
4.2.4	Désintégration rare $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	107
4.2.5	Désintégration $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$	108
4.2.6	Modes dominés par des pingouins hadroniques $b \rightarrow s$	109
4.2.7	Autres mesures	112
4.3	Conclusions et perspectives sur la physique	114
	Conclusions et perspectives personnelles	115
	Curriculum Vitae	116

Introduction

Durant les trente dernières années, le modèle standard utilisé pour décrire le monde subatomique a fourni un outil théorique particulièrement puissant, qui est allé de succès en succès. Son accord avec chaque nouveau lot de données expérimentales a été impressionnant. Cependant, ce modèle n'est pas complet. Tout d'abord, le boson de Higgs responsable de la brisure de symétrie électrofaible, n'a toujours pas été mis en évidence. En outre, plusieurs arguments théoriques suggèrent qu'il ne peut s'agir de « la théorie ultime ». Par exemple, le nombre de paramètres libres est trop élevé (28) et la gravitation n'est pas prise en compte. Pour tenter d'aller au-delà de ce modèle, deux approches complémentaires sont suivies. Les recherches *directes* consistent à essayer de créer de nouvelles particules, en augmentant l'énergie des accélérateurs. Dans les recherches *indirectes*, on étudie les effets de particules virtuelles qui interviennent dans des processus en boucle.

L'expérience LHCb, en cours d'installation au Cern, auprès du grand collisionneur de hadrons LHC qui démarrera en 2008, suivra cette seconde approche. Elle est dédiée à l'étude de la violation de CP et des désintégrations rares dans le domaine des hadrons beaux.

La période de préparation de l'expérience a duré une dizaine d'années. Au CPPM, nous avons pris part à cette phase, en concevant et réalisant le trigger de niveau zéro à muons, en explorant la sensibilité de l'expérience à la nouvelle physique dans les diagrammes pingouins $b \rightarrow s$ et en préparant les outils nécessaires à l'étiquetage de la saveur des mésons B.

Ce mémoire est une synthèse de mes activités postdoctorales au sein de l'expérience LHCb.

Dans le chapitre 1, j'introduis les bases phénoménologiques nécessaires à l'étude de la physique des saveurs en montrant que cette dernière s'inscrit au cœur du modèle standard. Je rappelle les limitations de ce modèle. Puis j'explique comment la physique des saveurs en général, et plus particulièrement celle effectuée à LHCb, permet de rechercher de la nouvelle physique ou de la contraindre.

Dans le chapitre 2, après une rapide présentation du détecteur LHCb, je présente le trigger de niveau zéro à muons, en développant deux aspects sur lesquels j'ai plus particulièrement travaillé : la résistance aux radiations des transmetteurs opto-électroniques et les performances physiques simulées du trigger.

Le chapitre 3 synthétise les activités liées à l'étiquetage de la saveur des mésons B, activités dont je suis co-organisateur depuis mai 2005. Cet étiquetage constitue une étape cruciale dans la plupart des mesures effectuées par LHCb.

Enfin au chapitre 4, après un rappel des progrès récents accomplis en physique des saveurs lourdes, je donne un aperçu des performances attendues de LHCb, pour quelques

mesures clés. Je détaille notamment un aspect auquel j'ai pris part : la recherche de nouvelle physique dans les diagrammes pingouins $b \rightarrow s$.

Pour terminer, à l'aube du démarrage du LHC, je donne mes objectifs pour les années à venir.

Chapitre 1

La physique des saveurs au cœur du modèle standard

Dans ce chapitre, nous rappelons quelques bases phénoménologiques préalables à l'étude de la violation de CP et des désintégrations rares dans le domaine des hadrons beaux. Ces bases sont nécessaires pour expliquer les motivations de l'expérience LHCb et son potentiel de découverte. Elles sont également nécessaires pour comprendre les mesures phares détaillées au chapitre 4.

La physique du B est incluse dans la physique des saveurs et se situe au cœur du modèle standard. Elle nécessite en effet une compréhension fine du secteur électrofaible et de la chromodynamique quantique. Nous introduisons donc le modèle standard (section 1.1) et détaillons le formalisme CKM qui rend compte de la violation de CP (section 1.2). Sans exhaustivité, nous présentons quelques contraintes sur le triangle d'unitarité. La plus forte de ces contraintes est actuellement la mesure de $\sin 2\beta$ obtenue dans les modes « charmonium ». Cette mesure étant un exemple de violation de CP dans les mésons B neutres, nous consacrons une section (1.3) à la phénoménologie qui lui est liée. Ceci nous permet notamment d'introduire, d'une façon plus générale, le concept d'asymétrie CP, et différents diagrammes en boucle que la physique du B permet de scruter. Bien sûr, les mesures effectuées par LHCb couvrent un spectre beaucoup plus large que la violation de CP dans les mésons B neutres et les outils théoriques utilisés en physique des saveurs vont bien au-delà des quelques concepts résumés ici. Nous discutons ensuite des arguments qui portent à croire que le modèle standard n'est pas « la théorie ultime » (section 1.4). Enfin, nous expliquons pourquoi la physique du B est un domaine privilégié pour rechercher de la nouvelle physique (section 1.5). De nombreuses publications décrivent le modèle standard et la violation de CP dans le domaine des mésons beaux. Ce chapitre s'appuie notamment sur les références [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9].

1.1 Le modèle standard

Les particules de matière du modèle standard sont des fermions: les leptons et les quarks. Les interactions entre ces fermions sont décrites par l'échange d'un ou plusieurs bosons de jauge. Le modèle standard est constitué de deux grandes parties qui s'inscrivent

dans le cadre de la théorie relativiste des champs quantiques : la chromodynamique quantique (QCD) et le modèle standard électrofaible. La QCD et le modèle standard électrofaible reposent sur le principe d'invariance de jauge. Cela signifie que leur lagrangien est invariant sous un groupe de symétries locales : $SU(3)_c$ pour QCD et $SU(2)_L \times U(1)_Y$ pour le modèle standard électrofaible.

En plus de ces symétries de jauge, trois symétries discrètes jouent un rôle fondamental. La parité \mathbf{P} et le renversement du temps \mathbf{T} sont des symétries d'espace-temps faisant partie du groupe de Poincaré. La parité change \vec{x} en $-\vec{x}$; le renversement du temps change t en $-t$. Une troisième symétrie, la conjugaison de charge \mathbf{C} change le signe des nombres quantiques additifs d'une particule comme la charge électrique ou le nombre baryonique. La combinaison \mathbf{CP} change une particule en son anti-particule et inverse le signe de son impulsion et de son hélicité. Toute théorie des champs locale à lagrangien hermitique et invariant de Lorentz est également invariante sous CPT [10]. L'invariance CPT entraîne l'égalité de la masse et de la durée de vie d'une particule et de son anti-particule.

1.1.1 Interaction forte

La chromodynamique quantique décrit les interactions fortes des quarks et des gluons. La constante de couplage de QCD, α_s , diminue en fonction de l'échelle d'énergie μ considérée :

$$\alpha_s(\mu) \propto \frac{1}{\ln(\mu^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}$$

où $\Lambda_{\text{QCD}} \sim \mathcal{O}(1 \text{ GeV})$, appelée échelle de QCD, permet de distinguer deux régimes dans la chromodynamique quantique :

- un *régime perturbatif* faisant intervenir des grandes énergies ($\mu \gg \Lambda_{\text{QCD}}$) et des gluons « durs » agissant sur de courtes distances ($\ll 1 \text{ fm}$). La constante de couplage est petite ($\ll 1$) et les calculs peuvent être développés en série de α_s ;
- un *régime non perturbatif* caractérisé par de petites énergies ($\mu \sim \Lambda_{\text{QCD}}$) et de grandes distances ($\sim 1 \text{ fm}$). Le développement en série de α_s n'a plus de sens.

La grande difficulté d'effectuer des calculs dans le régime non perturbatif de QCD est un point crucial des études menées en physique du B. Elle limite en effet l'interprétation de certaines mesures. En contrepartie, l'étude des désintégrations faibles des hadrons b fournit des informations sur l'interaction forte, notamment à une échelle proche de la masse du quark b.

En principe, rien n'empêche l'interaction forte de violer la symétrie CP. Le fait que le paramètre θ_{QCD} qui détermine l'amplitude de ce type de violation soit extrêmement faible constitue un puzzle théorique dénommé « the strong CP problem ».

1.1.2 Interaction électrofaible

Le modèle standard électrofaible est issu des travaux réalisés dans [11, 12, 13, 14, 15]. L'interaction électrofaible repose sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le groupe $SU(2)_L$ correspond à l'interaction d'isospin faible. Il possède trois générateurs associés à un triplet de bosons de jauge de masse nulle W_μ^i , $i = 1, 2, 3$. Le groupe $U(1)_Y$ correspond

à l'interaction d'hypercharge faible. Cette dernière est véhiculée par un unique boson de jauge noté B_μ .

La densité lagrangienne électrofaible peut s'écrire comme la somme de quatre termes :

$$\mathcal{L}^{\text{EF}} = \mathcal{L}(B, W) + \mathcal{L}(B, W, f) + \mathcal{L}(H, B, W) + \mathcal{L}(H, f)$$

1. $\mathcal{L}(B, W)$ contient les termes d'énergie cinétique et d'auto-interaction des bosons de jauge de masse nulle.
2. $\mathcal{L}(B, W, f)$ contient les termes cinétiques des fermions, f , et décrit l'interaction entre fermions et bosons de jauge.
3. $\mathcal{L}(H, B, W)$ décrit l'interaction entre le boson de Higgs, H , et les bosons de jauge W_μ^i et B_μ et permet à ces derniers d'acquérir une masse. Il contient également les termes cinétiques du boson de Higgs ainsi que son auto-interaction.
4. $\mathcal{L}(H, f)$ régit l'interaction du boson de Higgs avec les fermions. Il est à l'origine de la masse et du mélange des quarks. Ce terme est connu sous le nom de densité lagrangienne de Yukawa.

Deux termes sont particulièrement intéressants en physique des saveurs : $\mathcal{L}(B, W, f)$ et $\mathcal{L}(H, f)$.

La densité lagrangienne de Yukawa s'écrit initialement :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(H, f) = & - \sum_{j=1}^3 (g_\ell)_j \bar{\ell}_L^j \Phi \ell_R^j + h.c. \\ & - \sum_{j,k=1}^3 [(g_U)_{jk} \bar{q}_L^j \Phi^c u_R^k + (g_D)_{jk} \bar{q}_L^j \Phi d_R^k + h.c.] \end{aligned}$$

où ℓ_L^j désignent les doublets de leptons gauches, ℓ_R^j les singlets de leptons droits, q_L^j les doublets de quarks gauches, u_R^j les singlets de quarks droits de type up et d_R^j les singlets de quarks droits de type down ; $j = 1, 2, 3$ est l'indice de famille. Les g sont des constantes de couplage non fixées par la théorie. Φ désigne le doublet de champs scalaires de Higgs, $\Phi^c = i\sigma_2 \Phi^*$ et σ_2 est la deuxième matrice de Pauli. Les indices U et D désignent respectivement les quarks de type up et down.

Après brisure spontanée de symétrie électrofaible $\mathcal{L}(H, f)$ devient :

$$\mathcal{L}(H, f) = - \sum_{j=1}^3 (m_\ell)_j \bar{\ell}_L^j \ell_R^j \left(1 + \frac{H}{v}\right) \quad (1.1)$$

$$- \sum_{j,k=1}^3 [(m_U)_{jk} \bar{u}_L^j u_R^k + (m_D)_{jk} \bar{d}_L^j d_R^k] \left(1 + \frac{H}{v}\right) + h.c. \quad (1.2)$$

avec

$$\begin{aligned} (m_\ell)_j &= (g_\ell)_j \frac{v}{\sqrt{2}} \\ (m_U)_{jk} &= (g_U)_{jk} \frac{v}{\sqrt{2}} \\ (m_D)_{jk} &= (g_D)_{jk} \frac{v}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

v est l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible. Les matrices 3×3 (m_U) et (m_D) donnent la masse des quarks. Pour accéder aux propriétés des états propres de masse (qui sont les *états physiques*), on doit introduire quatre matrices unitaires ($V_{L,R}^{U,D}$), pour diagonaliser (m_U) et (m_D):

$$\begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R}^{\text{phys}} = V_{L,R}^U \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R}, \quad \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R}^{\text{phys}} = V_{L,R}^D \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R} \quad (1.3)$$

Ces redéfinitions des champs de quarks n'ont aucun effet sur les termes de la densité lagrangienne électrofaible faisant intervenir des quarks de même saveur, car les matrices V sont unitaires. Pour le voir de façon plus explicite, on peut réécrire la densité lagrangienne d'interaction entre fermions et bosons de jauge, $\mathcal{L}(B, W, f)$, après brisure spontanée de symétrie, en explicitant les trois types d'interactions propres à la théorie électrofaible :

$$\mathcal{L}(B, W, f) = \mathcal{L}^{\text{EM}} + \mathcal{L}^{\text{CN}} + \mathcal{L}^{\text{CC}}$$

Les 3 termes désignent respectivement les interactions purement électromagnétiques (EM), par courant neutre (CN) et par courant chargé (CC). Seul le dernier terme est affecté par les redéfinitions (Eq. 1.3). En utilisant les champs physiques pour les bosons W^\pm , il s'écrit :

$$\mathcal{L}^{\text{CC}} = \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \sum_{j=1}^3 (\bar{u}_L^j \gamma^\mu W_\mu^+ d_L^j + \bar{\ell}_L^j \gamma^\mu W_\mu^+ \ell_L^j + h.c.) \quad (1.4)$$

Ainsi l'interaction entre W^\pm et quarks devient :

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^3 \bar{u}_L^j \gamma^\mu W_\mu^+ d_L^j &= \sum_{j,k=1}^3 \bar{u}_L^j (V_L^{U\dagger} V_L^U)_{jk} \gamma^\mu W_\mu^+ (V_L^{D\dagger} V_L^D)_{jk} d_L^k \\ &= \sum_{j,k=1}^3 (\bar{u}_L^{\text{phys}})^j \gamma^\mu W_\mu^+ (V_L^U V_L^{D\dagger})_{jk} (d_L^{\text{phys}})^k \end{aligned}$$

Les états propres de l'interaction faible ne sont donc pas identiques aux états propres de masse (indiqués par l'exposant ^{phys}). Le Modèle Standard autorise des quarks de familles différentes à interagir via les bosons W^\pm , comme illustré sur la figure 1.1. Les états propres de l'interaction faible s'expriment en fonction des états propres de masse grâce à la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) définie par $V_{\text{CKM}} = V_L^U V_L^{D\dagger}$:

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}^{\text{électrofaible}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}^{\text{phys}}$$

Cette matrice fût introduite en 1972 par Kobayashi et Maskawa [16] et constitue une généralisation de la rotation de Cabibbo [17] au cas de trois familles de quarks. Leur but était alors d'expliquer la violation de CP observée dans la désintégration des kaons neutres [18]. La matrice CKM n'étant pas réelle, l'invariance sous CP de la densité

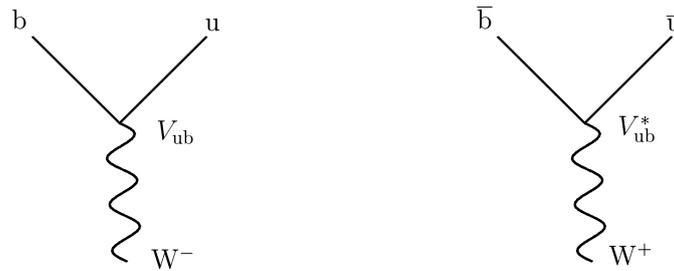


FIG. 1.1 – Exemple d’interaction par courant chargé $b \rightarrow W^- u$ et son processus CP conjugué $\bar{b} \rightarrow W^+ \bar{u}$.

lagrangienne \mathcal{L}^{CC} (1.4) est brisée. Autrement dit, $(\text{CP})\mathcal{L}^{\text{CC}}(\text{CP})^{-1} \neq \mathcal{L}^{\text{CC}}$, car $V_{ij}^* \neq V_{ji}$. D’une façon plus générale, la symétrie CP est brisée dans toute théorie possédant des constantes de couplage complexes dans son lagrangien, qui ne peuvent disparaître par une redéfinition des champs. La matrice CKM possède 4 paramètres libres dont une phase irréductible. Cette phase est la source de violation de CP du modèle standard. Notons de plus qu’il n’y a pas de changement de saveur par courant neutre (FCNC¹) à l’arbre dans le modèle standard². Les mesures expérimentales sur les FCNC permettent de contraindre fortement toute extension du modèle standard comme nous le verrons à la section 1.5.

La matrice CKM est au cœur des problématiques abordées dans ce mémoire et nous y reviendrons à la section 1.2. Auparavant, donnons un aperçu de son analogue dans le domaine des leptons.

Depuis la découverte des oscillations de neutrinos par Super-Kamiokande en 1998 [19], on sait que les neutrinos changent de saveur et que le modèle standard doit en tenir compte. L’extension du formalisme CKM au secteur des leptons se fait en introduisant une matrice unitaire de mélange leptonique, souvent appelée « Maki-Nakagawa-Sakata » ou MNS [20]. Contrairement aux quarks et aux leptons chargés qui sont des particules de Dirac, la nature précise des neutrinos n’est pas encore connue. Il se peut qu’ils soient leur propre anti-particules c’est-à-dire des « particules de Majorana ». Cette indétermination a pour conséquence que la matrice MNS ne peut être décrite avec seulement 4 paramètres, comme pour les quarks, mais nécessite deux phases supplémentaires qui n’ont de sens que si les neutrinos sont des particules de Majorana [4]. La possibilité de violation de CP dans le secteur des neutrinos reste à explorer. Nous y reviendrons brièvement à la section 1.4.

1.2 La matrice CKM

1.2.1 Paramétrisations et triangles d’unitarité

La matrice CKM peut s’exprimer à l’aide de trois angles et une phase, responsable de la violation de CP. Elle peut s’écrire comme le produit de trois matrices de rotation dont

¹Flavour Changing Neutral Current

²c’est-à-dire pas de terme du type $\bar{u}(a + b\gamma_5)c$.

une seule possède une phase [4] :

$$\begin{aligned} V_{\text{CKM}} &= \mathcal{R}(\theta_{23}, 0) \times \mathcal{R}(\theta_{13}, -\delta) \times \mathcal{R}(\theta_{12}, 0) \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

où $\mathcal{R}(\theta_{jk}, \delta)$ désigne une rotation dans le plan jk , d'angle θ_{jk} et de phase δ , $s_{jk} \equiv \sin \theta_{jk}$ et $c_{jk} \equiv \cos \theta_{jk}$; cette paramétrisation est exacte.

Cependant, puisque nous savons expérimentalement que $s_{13} \ll s_{23} \ll s_{12} \ll 1$, il est pratique d'exhiber cette hiérarchie en utilisant la paramétrisation approchée de Wolfenstein [21] qui consiste à effectuer un développement des éléments de V_{CKM} en série de $\lambda = s_{12} \simeq 0.22$:

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

avec

$$s_{23} = A\lambda^2, \quad s_{13}e^{i\delta} = A\lambda^3(\rho + i\eta)$$

Cette paramétrisation montre explicitement la forte hiérarchie des éléments de matrice, mesurés expérimentalement. Les termes diagonaux sont d'ordre un. Les termes $|V_{\text{us}}| \sim |V_{\text{cd}}|$ sont d'ordre λ , $|V_{\text{tb}}| \sim |V_{\text{ts}}| \sim \mathcal{O}(\lambda^2)$, tandis que $|V_{\text{ub}}| \sim |V_{\text{td}}| \sim \mathcal{O}(\lambda^3)$. Les termes d'ordres supérieurs sont [22] :

$$\delta V = \begin{pmatrix} -\frac{1}{8}\lambda^4 + \mathcal{O}(\lambda^6) & \mathcal{O}(\lambda^7) & 0 \\ \frac{1}{2}A^2\lambda^5[1 - 2(\rho + i\eta)] + \mathcal{O}(\lambda^7) & -\frac{1}{8}\lambda^4(1 + 4A^2) + \mathcal{O}(\lambda^6) & \mathcal{O}(\lambda^8) \\ \frac{1}{2}A\lambda^5(\rho + i\eta) + \mathcal{O}(\lambda^7) & \frac{1}{2}A\lambda^4[1 - 2(\rho + i\eta)] + \mathcal{O}(\lambda^6) & -\frac{1}{2}A^2\lambda^4 + \mathcal{O}(\lambda^6) \end{pmatrix}$$

L'introduction des paramètres :

$$\bar{\rho} = \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2}), \quad \bar{\eta} = \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2})$$

permet de simplifier les notations.

La condition d'unitarité de V_{CKM} implique $\sum_i V_{ij}V_{ik}^* = \delta_{ij}$ et $\sum_j V_{ij}V_{kj}^* = \delta_{ik}$. Six de ces équations peuvent être représentées par un triangle dans le plan complexe $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, comme indiqué sur la figure 1.2 [23]. Une de ces relations est particulièrement intéressante, car les trois termes qui interviennent sont du même ordre de grandeur, $\mathcal{O}(\lambda^3)$:

$$V_{\text{ud}}V_{\text{ub}}^* + V_{\text{cd}}V_{\text{cb}}^* + V_{\text{td}}V_{\text{tb}}^* = 0 \quad (1.5)$$

ce qui permet de la représenter par un triangle moins « aplati » que ceux qu'on obtient par les autres relations d'unitarité. En divisant l'équation 1.5 par $V_{\text{cd}}V_{\text{cb}}^*$, on obtient la relation définissant « le triangle d'unitarité » (figure 1.3), qui est le plus facile à contraindre expérimentalement, compte-tenu des mesures actuelles :

$$\frac{V_{\text{ud}}V_{\text{ub}}^*}{V_{\text{cd}}V_{\text{cb}}^*} + \frac{V_{\text{td}}V_{\text{tb}}^*}{V_{\text{cd}}V_{\text{cb}}^*} + 1 = 0$$

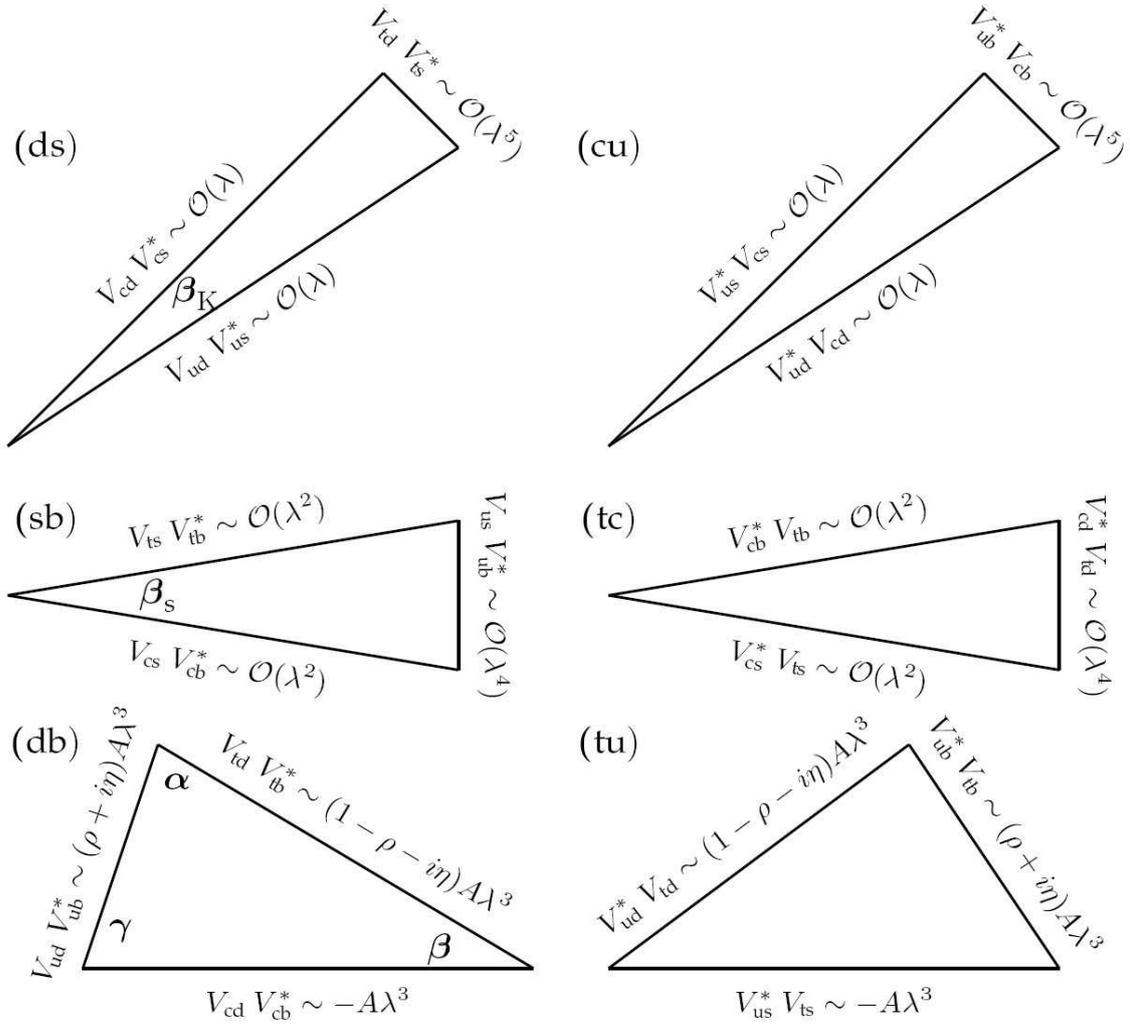


FIG. 1.2 – Représentations des 6 triangles d'unitarité de la matrice CKM. L'ordre de grandeur des côtés ainsi que les angles α , β , γ , β_K et β_s sont indiqués [24].

Ainsi, les trois sommets du triangle se situent exactement à $(0, 0)$, $(0, 1)$ et $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Le côté gauche a pour longueur :

$$\left| \frac{V_{ud} V_{ub}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} \right| = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|$$

et le côté droit :

$$\left| \frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} \right| = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{td}}{V_{cb}} \right|$$

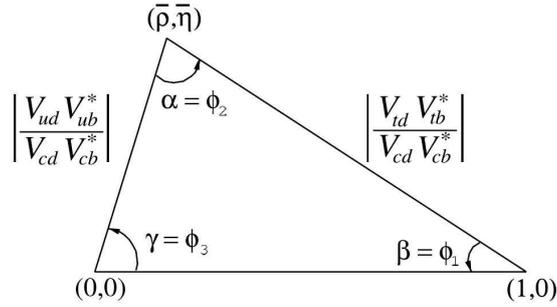


FIG. 1.3 – Le triangle d’unitarité normalisé. Il correspond au triangle (db) de la figure 1.2 en divisant les côtés par $V_{cd}V_{cb}^*$.

Les angles valent :

$$\begin{aligned}\beta &= \phi_1 = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \\ \alpha &= \phi_2 = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \\ \gamma &= \phi_3 = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right)\end{aligned}$$

Notons qu’en définissant de plus :

$$\begin{aligned}\beta_s &= \chi = \arg\left(-\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{tb}V_{ts}^*}\right) \\ \beta_K &= \chi' = \arg\left(-\frac{V_{us}V_{ud}^*}{V_{cs}V_{cd}^*}\right)\end{aligned}\tag{1.6}$$

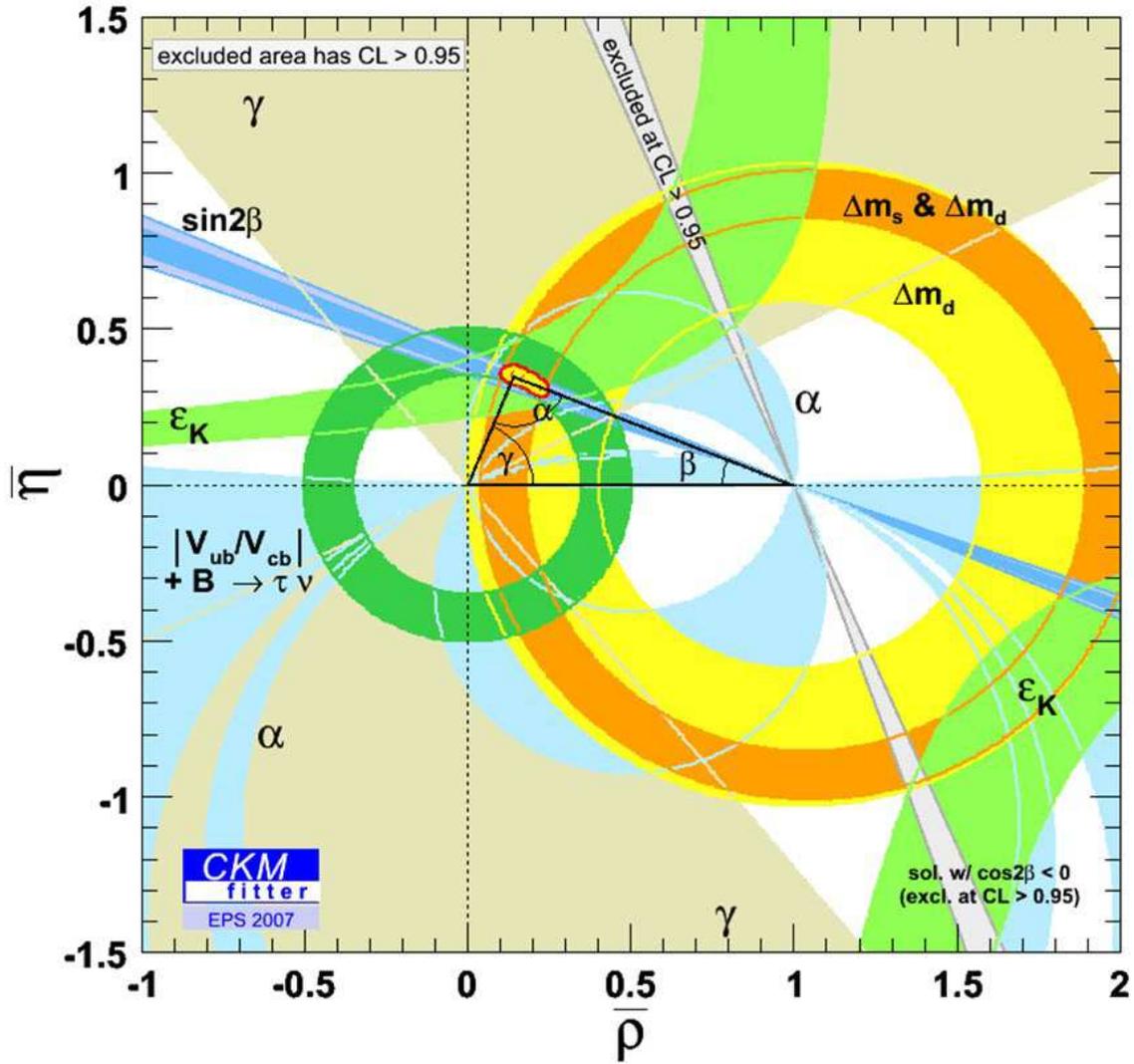
la matrice CKM peut être paramétrée avec les quatre phases indépendantes γ , β , β_s et β_K [25,5]. Les angles β_K et β_s sont représentés sur la figure 1.2. La mesure de β_s constituera une des mesures phares de LHCb.

Les éléments de la matrice CKM sont des paramètres fondamentaux du modèle standard et doivent donc être mesurés de façon précise. De plus, un des buts de la physique des saveurs est de sur-contraindre les côtés et les angles du triangle pour vérifier l’unitarité et ainsi tester la cohérence du modèle standard. La physique des saveurs et notamment la physique du B permet de réaliser ces tests en effectuant des mesures dans de nombreux canaux différents.

1.2.2 Contraintes expérimentales sur la matrice CKM

Une revue complète des contraintes expérimentales actuelles sur les éléments de matrice CKM est disponible dans [4,26,27,29]. Nous résumons ici les points essentiels.

Le paramètre λ est mesuré à partir de $|V_{ud}|$ et $|V_{us}|$ dans les désintégrations nucléaires et les désintégrations semileptoniques de kaons, respectivement. Le paramètre A est déterminé à partir de $|V_{cb}|$ et λ . Les paramètres $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ sont déterminés à partir des mesures des

FIG. 1.4 – Contraintes expérimentales sur $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$.

angles et des côtés du triangle d'unitarité. La figure 1.4 permet de visualiser les contraintes expérimentales sur ce triangle [26]. Actuellement, la précision des côtés est limitée par des incertitudes théoriques liées au calcul d'éléments de matrices hadroniques :

- le côté droit est mesuré à partir du rapport des fréquences d'oscillations des mésons $B_q^0-\bar{B}_q^0$, ($q=d,s$): $\Delta m_d/\Delta m_s$. La précision sur ce côté est limitée par l'incertitude sur le paramètre $\xi \equiv \frac{F_{B_s^0} \sqrt{B_{B_s^0}}}{F_{B_d^0} \sqrt{B_{B_d^0}}}$ où $F_{B_q^0}$ et $B_{B_q^0}$, sont respectivement la constante de désintégration et le paramètre de sac du méson B_q^0 ;
- le côté gauche est obtenu à partir du rapport $|V_{ub}/V_{cb}|$. Sa précision est limitée par l'extraction théorique de $|V_{ub}|$ à partir des désintégrations semileptoniques inclusives et exclusives de B en $X_u \ell \nu$.

La précision des angles est limitée par l'expérience :

- l'angle α est mesuré à partir des désintégrations $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_d^0 \rightarrow \rho\pi$ et $B_d^0 \rightarrow \rho\rho$. Il vaut $\alpha = 87.7 \pm 5.7$ degrés [28];
- l'angle β est mesuré à partir d'asymétries CP dépendante du temps de mésons B_q^0 subissant des transitions $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{s}$. On mesure $\sin 2\beta = 0.678 \pm 0.025$ [29], ce qui se traduit par une incertitude sur β de un degré;
- l'angle γ est mesuré à partir des désintégrations $B \rightarrow DK$ et $B \rightarrow D\pi$. Il vaut $\gamma = 77 \pm 31$ degrés [30].

Toutes ces contraintes sont en accord avec le formalisme CKM. Notons cependant une légère « tension » entre les valeurs de $\sin 2\beta$ et de $|V_{ub}|$, de l'ordre de 2σ . Une mesure précise des trois angles et notamment de γ fait partie des objectifs majeurs de LHCb. La contrainte la plus forte sur le triangle provient de la mesure de β qui est également le paramètre le mieux maîtrisé théoriquement. La section suivante rappelle les aspects phénoménologiques essentiels liés à cette mesure et nous permet d'introduire des concepts utiles pour la suite de ce mémoire. Gardons à l'esprit que les outils théoriques utilisés dans la physique des saveurs vont bien au-delà des quelques concepts résumés ci-dessous.

1.3 Violation de CP dans le système des mésons B neutres

Nous introduisons succinctement la phénoménologie de la violation de CP dans les mésons B neutres. Nous donnons la forme simplifiée d'une des observables les plus utilisées dans ce domaine : l'asymétrie CP dépendante du temps (section 1.3.1). Le calcul précis de ce type d'asymétrie, mais également de tout taux de désintégration de hadrons b requiert une grande technicité dans le traitement de la partie non perturbative de QCD. Nous introduisons ici uniquement les concepts de base du calcul des amplitudes non leptoniques (section 1.3.2). Plus de détails sont donnés par exemple dans [6, 7, 8].

1.3.1 Oscillations des B et asymétries CP dépendantes du temps

Dans le modèle standard, les mésons B_q^0 ($q=s,d$) peuvent osciller grâce aux diagrammes en boîtes de la figure 1.5. Nous adoptons la convention que les états propres

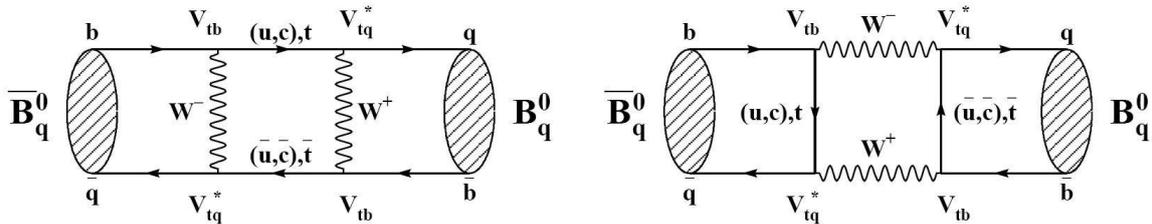


FIG. 1.5 – Diagrammes responsables du mélange $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ dans le modèle standard.

de saveurs $|B_q\rangle$ et $|\bar{B}_q\rangle$ sont respectivement associés aux particules $B_q^0 \sim \bar{b}q$ et $\bar{B}_q^0 \sim b\bar{q}$.

Ces états sont reliés par la transformation CP :

$$\text{CP}|B_q\rangle = e^{i\xi}|\overline{B}_q\rangle, \quad \text{CP}|\overline{B}_q\rangle = e^{-i\xi}|B_q\rangle$$

où ξ est une phase arbitraire. Une combinaison arbitraire d'états propres de saveur :

$$a|B_q\rangle + b|\overline{B}_q\rangle$$

a une évolution temporelle décrite par l'équation de Schrödinger effective :

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}$$

où \mathcal{H} est l'hamiltonien effectif régissant les interactions subies par le système. Il s'écrit :

$$\mathcal{H} = M - i\frac{\Gamma}{2}$$

M et Γ sont des matrices hermitiennes 2×2 . En vertu du théorème CPT, leurs éléments diagonaux sont égaux : ils représentent la masse $M_{B_q^0}$ et la largeur Γ_q des mésons B_q^0 et \overline{B}_q^0 . Les états propres de masse sont :

$$|B_{L,H}\rangle = p|B_q\rangle \pm q|\overline{B}_q\rangle$$

Les coefficients complexes p et q obéissent à la condition de normalisation :

$$|p|^2 + |q|^2 = 1$$

La différence de masse, Δm_q et de largeur, $\Delta\Gamma_q$, entre les états propres de masse est définie de la façon suivante :

$$\Delta m_q = M_H - M_L, \quad \Delta\Gamma_q = \Gamma_L - \Gamma_H$$

Les masse et largeur moyennes s'écrivent :

$$M_{B_q^0} = \frac{M_H + M_L}{2}, \quad \Gamma_q = \frac{\Gamma_L + \Gamma_H}{2}$$

La recherche des valeurs propres de \mathcal{H} permet de relier Δm_q , $\Delta\Gamma_q$ et q/p aux éléments des matrices M_{12} et Γ_{12} , et de décrire l'évolution temporelle des mésons B_q^0 et \overline{B}_q^0 . On définit les amplitudes de désintégration instantanée :

$$\begin{aligned} A_f &= \langle f|\mathcal{H}|B_q\rangle, & \overline{A}_{\overline{f}} &= \langle \overline{f}|\mathcal{H}|\overline{B}_q\rangle \\ A_{\overline{f}} &= \langle \overline{f}|\mathcal{H}|B_q\rangle, & \overline{A}_f &= \langle f|\mathcal{H}|\overline{B}_q\rangle \end{aligned}$$

D'une façon générale, on peut les écrire :

$$A_f = \sum_i A_i e^{\delta_i + \phi_i}$$

où ϕ_i et δ_i sont respectivement les phases violant CP et conservant CP associées à chaque amplitude. Dans le modèle standard, les phases violant CP proviennent uniquement des éléments de la matrice CKM, c'est pourquoi on les appelle *phases faibles*. Les phases conservant CP proviennent essentiellement des contributions de processus dominés par l'interaction forte : on les appelle *phases fortes*.

Les taux de désintégration de B_q^0 ou \overline{B}_q^0 en état final f ou son conjugué CP \bar{f} s'expriment en fonction du temps propre t (à un facteur de normalisation près) :

$$\begin{aligned}\Gamma(B_q^0(t) \rightarrow f) &= \frac{|A_f|^2}{2} e^{-\Gamma_q t} [g_+(t) + g_-(t)] , \\ \Gamma(\overline{B}_q^0(t) \rightarrow f) &= \frac{|A_f|^2}{2} \left| \frac{p}{q} \right|^2 e^{-\Gamma_q t} [g_+(t) - g_-(t)] \\ \Gamma(\overline{B}_q^0(t) \rightarrow \bar{f}) &= \frac{|\overline{A}_f|^2}{2} e^{-\Gamma_q t} [\bar{g}_+(t) + \bar{g}_-(t)] \\ \Gamma(B_q^0(t) \rightarrow \bar{f}) &= \frac{|\overline{A}_f|^2}{2} \left| \frac{q}{p} \right|^2 e^{-\Gamma_q t} [\bar{g}_+(t) - \bar{g}_-(t)]\end{aligned}$$

Les fonctions $g_{\pm}(t)$ s'écrivent :

$$\begin{aligned}g_+(t) &= (1 + |\lambda_f|^2) \cosh(\Delta\Gamma_q t/2) - 2 \operatorname{Re}(\lambda_f) \sinh(\Delta\Gamma_q t/2) \\ g_-(t) &= (1 - |\lambda_f|^2) \cos(\Delta m_q t) - 2 \operatorname{Im}(\lambda_f) \sin(\Delta m_q t) \\ \bar{g}_+(t) &= (1 + |\bar{\lambda}_f|^2) \cosh(\Delta\Gamma_q t/2) - 2 \operatorname{Re}(\bar{\lambda}_f) \sinh(\Delta\Gamma_q t/2) \\ \bar{g}_-(t) &= (1 - |\bar{\lambda}_f|^2) \cos(\Delta m_q t) - 2 \operatorname{Im}(\bar{\lambda}_f) \sin(\Delta m_q t)\end{aligned}$$

où l'on a défini les quantités :

$$\lambda_f = \frac{q \overline{A}_f}{p A_f} \quad \text{et} \quad \bar{\lambda}_f = \frac{p A_{\bar{f}}}{q \overline{A}_{\bar{f}}}$$

dont les parties réelles et imaginaires sont mesurables.

L'asymétrie CP, définie pour un état final propre de CP $f = \bar{f}$, est donnée par :

$$\mathcal{A}_f^{\text{CP}}(t) = \frac{\Gamma(\overline{B}_q^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(B_q^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(\overline{B}_q^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(B_q^0(t) \rightarrow f)} \quad (1.7)$$

En supposant $|q/p| = 1$, on obtient :

$$\mathcal{A}_f^{\text{CP}}(t) = \frac{\mathcal{A}_f^{\text{dir}} \cos(\Delta m t) + \mathcal{A}_f^{\text{mix}} \sin(\Delta m t)}{\cosh(\Delta\Gamma t/2) - (2 \operatorname{Re}(\lambda_f)/(|\lambda_f|^2 + 1)) \sinh(\Delta\Gamma t/2)}$$

où

$$\mathcal{A}_f^{\text{dir}} = \frac{|\lambda_f|^2 - 1}{|\lambda_f|^2 + 1}, \quad \mathcal{A}_f^{\text{mix}} = \frac{2 \operatorname{Im}(\lambda_f)}{|\lambda_f|^2 + 1},$$

La quantité $\mathcal{A}_f^{\text{dir}}$ paramétrise la violation de CP directe (dans les amplitudes de désintégration³) tandis que $\mathcal{A}_f^{\text{mix}}$ quantifie la violation de CP induite par l'interférence entre

³La condition $|A_f/\overline{A}_{\bar{f}}| \neq 1$ entraîne une violation de CP directe.

les désintégrations avec et sans mélange. Le cas $|q/p| \neq 1$ implique une violation de CP uniquement dans le mélange.

Dans le cas de la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, $\mathcal{A}_f^{\text{CP}}(t)$ s'écrit :

$$\mathcal{A}_{J/\psi K_S^0}^{\text{CP}}(t) = \frac{\Gamma(\overline{B}_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0) - \Gamma(B_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0)}{\Gamma(\overline{B}_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0) + \Gamma(B_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0)}$$

Dans le modèle standard, la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ est dominée par un diagramme en arbre de phase faible nulle. La seule phase violant CP provient du mélange $B_d^0 - \overline{B}_d^0$, c'est-à-dire $\arg(V_{td}) \sim -\beta$. Ce processus est un exemple de violation de CP dû à l'interférence entre la désintégration avec et sans mélange. \mathcal{A}^{dir} est proche de zéro et $\mathcal{A}^{\text{mix}} \simeq \sin(2\beta)$. Ceci permet de comprendre le lien entre le paramètre fondamental du modèle standard, β et l'asymétrie expérimentalement mesurable $\mathcal{A}_{J/\psi K_S^0}^{\text{CP}}(t)$. Le fait qu'il existe une relation simple entre \mathcal{A}^{mix} et β n'est pas une généralité. En fonction du type de désintégration étudiée, le calcul des amplitudes du type $\langle f | \mathcal{H} | B_q \rangle$ peut s'avérer délicat.

1.3.2 Calcul des amplitudes de désintégration

Les désintégrations de mésons B reçoivent en général des contributions de la part de plusieurs diagrammes de Feynman. Les désintégrations les plus compliquées, mais aussi les plus riches en observables sont les désintégrations non leptoniques qui ont lieu via des transitions $b \rightarrow q_1 q_2 d(s)$ avec $q_1, q_2 \in \{u, d, c, s\}$. On distingue deux types de topologies dans ces désintégrations : *à l'arbre* et *en pingouin*. La dernière se partage en deux catégories : les pingouins gluoniques (avec échange de gluon) ou électrofaible (avec échange de Z^0 ou photon). La figure 1.6 recense ces différentes topologies, à l'ordre dominant.

Le calcul des amplitudes de désintégrations non leptoniques est difficile car il fait intervenir deux échelles d'énergie très différentes : celle de la désintégration électrofaible, de l'ordre de M_W , et celle de l'énergie de liaison entre les quarks qui constituent les hadrons, de l'ordre de Λ_{QCD} . Pour séparer le problème en deux, on utilise un hamiltonien effectif et le développement en produit d'opérateurs. On écrit :

$$A(B \rightarrow f) = \langle f | \mathcal{H}^{\text{eff}} | B \rangle \propto \sum_i C_i(\mu) \langle f | \mathcal{H}^{\text{eff}} | Q_i(\mu) \rangle$$

Les contributions courtes distances (perturbatives) sont rassemblées dans les coefficients de Wilson C_i . Ces derniers peuvent être considérés comme des couplages reliés au vertex décrit par l'opérateur Q_i . Les contributions longues distances (non perturbatives) se trouvent dans les éléments de matrice $\langle f | \mathcal{H}^{\text{eff}} | Q_i \rangle$.

L'hamiltonien effectif \mathcal{H}^{eff} , décrivant les désintégrations non leptoniques de B peut s'écrire :

$$\mathcal{H}^{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{j=u,c} V_{jr}^* V_{jb} \left(\sum_{k=1}^2 C_k(\mu) Q_k^{jr} + \sum_{k=3}^{10} C_k(\mu) Q_k^r \right) \quad (1.8)$$

où $r \in \{d, s\}$ et $j \in \{u, c\}$. Les opérateurs Q_k^{jr} représentent les opérateurs courant-courant ($k = 1, 2$), pingouins gluoniques ($k = 3, 6$) et pingouins électrofaibles ($k = 7, 10$). Leur

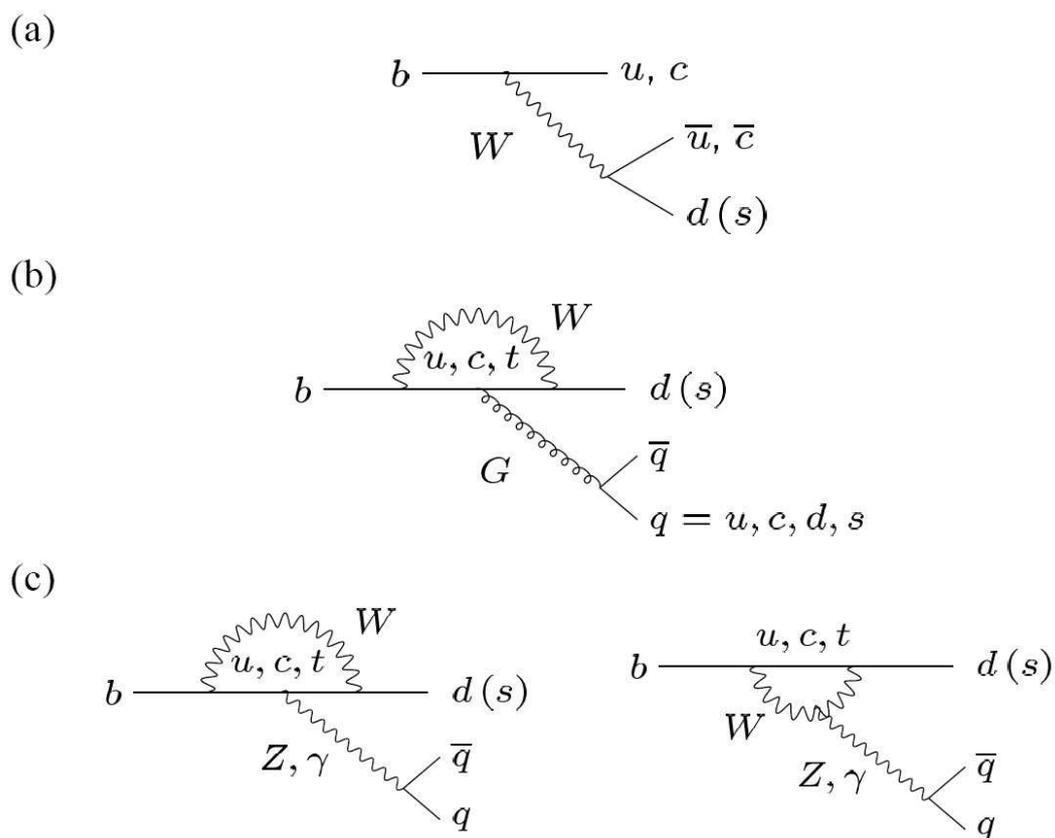


FIG. 1.6 – Diagrammes de Feynman caractéristiques des désintégrations non leptoniques de hadrons b . Arbres (a), pingouins gluoniques (b) et pingouins électrofaibles (c) [8].

expression complète est donnée dans [8]. Un raisonnement similaire est applicable aux transitions leptoniques et semileptoniques, ainsi qu'aux transitions $|\Delta F| = 2$.

L'évaluation des éléments de matrice $\langle f | \mathcal{H}^{\text{eff}} | Q_i \rangle$ est une tâche délicate qui est discutée par exemple dans les références [7, 8]. Les incertitudes associées à cette évaluation constituent souvent une limitation majeure dans l'interprétation des résultats expérimentaux.

1.4 Limites du modèle standard

Le Modèle Standard permet de décrire d'une façon inégalée, l'ensemble des données expérimentales récoltées en physique des particules. Aucune mesure ne l'a, pour l'instant, mis en défaut. Il inclut dans une même théorie trois des quatre interactions fondamentales de la nature : les forces faible, forte et électromagnétique, leur point commun étant l'invariance de jauge. Cependant plusieurs arguments nous indiquent qu'il ne s'agit certainement pas de « la théorie ultime », mais plutôt d'une très bonne approximation d'une théorie plus fondamentale sous-jacente. Les arguments principaux en faveur de cette hypothèse sont énumérés ci-dessous.

- La gravitation n'est pas prise en compte.
- Le modèle standard possède un grand nombre de paramètres libres c'est-à-dire non fixés par la théorie. Ces 28 paramètres sont :
 - les trois constantes de couplage associées à $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et $SU(3)_c$,
 - les deux paramètres μ et λ du potentiel du champ de Higgs,
 - les masses des six quarks et des six leptons,
 - les quatre paramètres de la matrice CKM,
 - les six paramètres de la matrice MNS,
 - la phase pouvant violer CP dans QCD, θ_{QCD} .

En particulier rien n'explique pourquoi les masses des particules sont distribuées sur plus de 11 ordres de grandeurs.

- Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible, clef de voûte du modèle standard, implique l'existence du boson de Higgs, particule qui n'a toujours pas été mise en évidence expérimentalement.
- La masse du boson de Higgs diverge quadratiquement à cause des corrections radiatives. Résoudre ce problème demande un ajustement « fin » peu réaliste de la masse nue du Higgs ou d'introduire une coupure à l'échelle du TeV. Il porte le nom de « problème de hiérarchie » [31].
- Ni le fait qu'il y ait 3 familles de fermions ni l'origine de la violation de CP ne sont expliqués. En particulier l'étude de la génération dynamique de l'asymétrie baryonique de l'univers montre que l'amplitude de la violation de CP du modèle standard est trop petite pour générer une asymétrie matière-antimatière aussi importante que celle qu'on observe aujourd'hui⁴. Nous ne savons pas si la physique responsable de cette asymétrie baryonique implique uniquement des échelles d'énergie de l'ordre de l'échelle de Planck, ou bien si cette physique est liée à la violation de CP observée dans nos expériences.

⁴ $(n_{\text{baryon}} - n_{\overline{\text{baryon}}})/n_\gamma \simeq n_{\text{baryon}}/n_\gamma \sim \mathcal{O}(10^{-10})$.

- Le modèle standard n’aborde ni les problèmes de matière noire, ni ceux d’énergie noire.

Pour tenter de résoudre certaines des faiblesses du modèle standard évoquées ci-dessus, de nombreuses alternatives sont proposées. Ces alternatives introduisent de nouvelles particules, de nouvelles dynamiques, de nouvelles symétries ou même des dimensions supplémentaires à l’échelle du TeV. Quasiment tous ces modèles prédisent également l’existence de nouvelles sources de violation de CP.

Parmi eux citons la supersymétrie [32] qui offre notamment une solution élégante au problème de stabilité de la masse du Higgs. Cette théorie introduit de nouvelles particules dont les couplages compensent exactement ceux du modèle standard ce qui rend la masse du Higgs indépendante des corrections radiatives à haute énergie. Chaque particule du modèle standard se voit attribuer un partenaire supersymétrique, avec une statistique de spin opposée : le superpartenaire d’un fermion est un boson et vice-versa.

Enfin, citons la leptogénèse qui fournit une explication simple et élégante à l’asymétrie matière-antimatière. La beauté de ce mécanisme réside dans le lien entre l’asymétrie baryonique et les propriétés des neutrinos. Dans sa version la plus simple, la leptogénèse est dominée par les interactions violant CP du plus léger des neutrinos. Les calculs actuels sont en accord avec les observations, mais il n’y a pas encore d’erreur théorique rigoureuse sur l’asymétrie prédite [33].

1.5 Contraindre la nouvelle physique grâce aux saveurs

Le succès du modèle standard permet de mettre des limites relativement sévères sur ses possibles extensions. Dans ce jeu, la physique des saveurs est particulièrement efficace.

Comme nous l’avons dit dans la section 1.2, les changements de saveur par courant neutre (FCNC) sont très supprimés dans le modèle standard. Dans des scénarios généralistes de nouvelle physique, sans aucun mécanisme permettant de supprimer les processus FCNC, les résultats actuels de physique des saveurs impliquent une échelle de nouvelle physique supérieure à $\mathcal{O}(10^4)$ TeV [34]. Ce désaccord apparent avec le problème de hiérarchie exposé dans la précédente section porte le nom de « problème des saveurs en nouvelle physique ». Il a pour conséquence que toute nouvelle physique à l’échelle du TeV doit posséder un mécanisme qui supprime les processus FCNC. Autrement dit, la structure en saveur de la nouvelle physique doit être non triviale, c’est-à-dire avec une forte hiérarchie et des couplages très différents de un.

Voyons comment une nouvelle physique peut affecter les observables des hadrons b . Comme nous l’avons dit dans la section précédente, les scénarios de nouvelle physique introduisent de nouvelles particules et de nouveaux couplages. On s’attend à ce que ces effets soient faibles pour des processus dominés par un diagramme à l’arbre. Par contre, les effets peuvent être importants ou même dominants pour les processus impliquant des diagrammes en boucles, comme les boîtes et les pingouins. En utilisant le vocabulaire introduit dans la section 1.3.1 (Eq. 1.8), on peut envisager:

1. une modification de « la force » des opérateurs du modèle standard à travers de nouveaux effets « courte distance » dépendants des paramètres de la nouvelle physique

comme la masse des charginos, des squarks, ou d'un Higgs chargé. Ceci implique une modification des coefficients de Wilson ;

2. la nouvelle physique peut aussi se traduire par de nouveaux opérateurs Q_i^{NP} , en plus de ceux du modèle standard.

Un exemple précis est la mesure de $\sin 2\beta$ dans deux canaux différents : l'un dominé par un arbre ($B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$) et l'autre dominé par un pingouin ($B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$). Dans le modèle standard, on s'attend à ce que les asymétries CP dépendantes du temps de ces deux modes mesurent $\sin 2\beta^5$. On s'attend également à ce que de la nouvelle physique puisse intervenir dans le mode pingouin et pas dans le mode à l'arbre. Par conséquent, un écart entre les asymétries CP mesurées dans ces deux canaux signerait la présence de nouvelle physique. Cependant, avant de proclamer une découverte, la maîtrise des incertitudes hadroniques est essentielle.

À cause de la grande diversité des modèles de nouvelle physique et de leurs prédictions différentes sur des centaines d'observables, il est difficile d'étudier la nouvelle physique dans le domaine des saveurs de façon systématique. Par exemple, si l'on cherche à généraliser l'équation 1.8, en introduisant tous les opérateurs de changement de saveur possibles, on aboutit à plus d'une centaine d'opérateurs, à l'ordre le plus bas [4].

On peut par contre paramétrer les effets de nouvelle physique de façon générique en ajoutant une phase et un module dans les transitions $\Delta F = 1$ et $\Delta F = 2$ ($F = B, C, S$) [36]. Prenons l'exemple du mélange $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ et supposons que la nouvelle physique n'affecte que M_{12} et pas Γ_{12} . La contribution d'une nouvelle physique aux transitions $\Delta B = 2$ peut être paramétrée indépendamment de tout modèle, de la façon suivante [37] :

$$M_{12}^{\text{tot (q)}} = M_{12}^{\text{SM (q)}}(1 + h_q e^{i2\sigma_q})$$

On peut écrire toutes les observables mesurées en fonction des paramètres h_q et σ_q et de ceux du modèle standard. Par exemple :

$$\Delta m_s = \Delta m_s^{\text{MS}} |1 + h_s e^{i2\sigma_s}|$$

Un ajustement global des paramètres CKM permet alors de contraindre l'amplitude, h_q , et la phase, σ_q , de la nouvelle physique générique. Tout modèle de nouvelle physique spécifique doit alors respecter les zones autorisées par cet ajustement. À titre indicatif, la figure 1.7 représente les contraintes sur la nouvelle physique dans le mélange $B_q^0 - \bar{B}_q^0$, dans le plan (h_q, σ_q) , obtenues à partir d'un ajustement global [26]. Les valeurs d'entrées de l'ajustement sont regroupées en deux catégories, celles supposées non affectées par la nouvelle physique : $|V_{ud}|$, $|V_{us}|$, $|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$, γ ; et celles pouvant recevoir des contributions de nouvelle physique : Δm_d , Δm_s , $\sin 2\beta$, $\cos 2\beta$, α , A_{SL}^q ⁶ et $\Delta\Gamma_q$. Leurs valeurs numériques sont données dans [38]. Les deux figures (B_d^0 à gauche et B_s^0 à droite) indiquent que les données sont compatibles avec le modèle standard correspondant à $h_q = 0$. Cependant, on constate qu'« il reste de la place » pour de la nouvelle physique. Dans le mélange $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, le module h_d de cette nouvelle physique peut atteindre 30% du modèle standard. Les valeurs de σ_d inférieures à $\pi/2$ sont plus contraintes que celles supérieures à $\pi/2$ à cause du léger désaccord qui existe entre les mesures de $\sin 2\beta$ et de $|V_{ub}|$.

⁵à des incertitudes théoriques largement discutées dans la littérature. Voir par exemple [35].

⁶Asymétrie de saveur semileptonique des mésons B_q^0 , $q=d,s$.

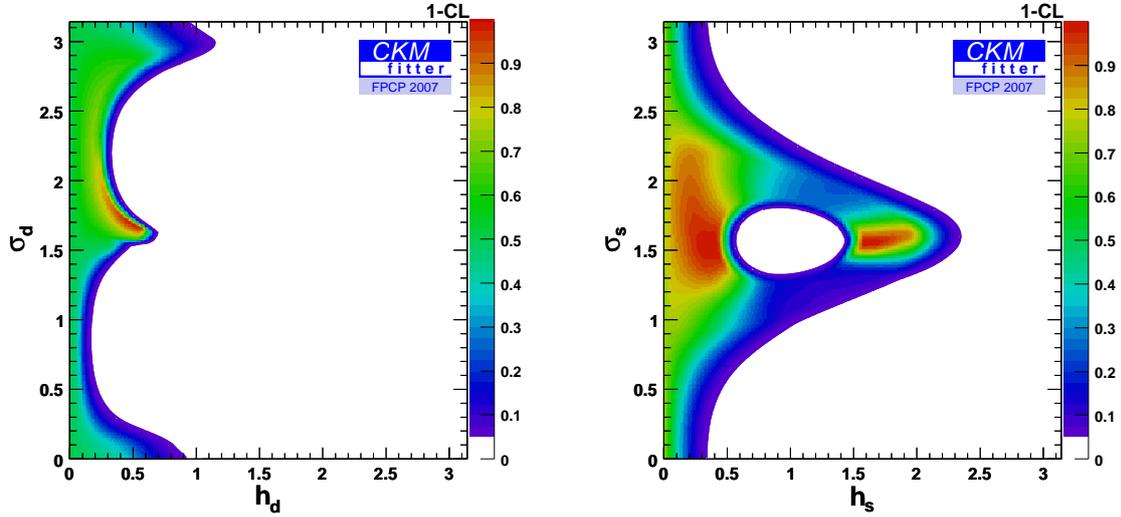


FIG. 1.7 – Niveaux de confiance dans le plan (h_q, σ_q) obtenus à partir d'un ajustement global des paramètres CKM en autorisant une contribution de nouvelle physique dans les amplitudes de mélange $B_d^0-\bar{B}_d^0$ (à gauche) et $B_s^0-\bar{B}_s^0$ (à droite). (h_q, σ_q) paramétrisent les déviations des éléments de matrices $M_{12}^{(q)}$ par rapport à leur valeur dans le modèle standard. Le modèle standard correspond à $h_q = 0$.

En ce qui concerne le mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$, la figure 1.7 de droite indique qu'il reste beaucoup de place pour de la nouvelle physique⁷, une valeur de h_s jusqu'à ~ 2 n'étant pas exclue. LHCb jouera un rôle majeur dans ce domaine en contraignant puis en mesurant la phase ϕ_s du mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$. Cette phase est reliée dans le modèle standard au paramètre β_s introduit dans la section 1.2.1 : $\phi_s \simeq -2\beta_s$. Avec seulement 0.1 fb^{-1} de données, soit un vingtième d'une année nominale, l'incertitude sur ϕ_s est estimée à 0.1 rad [24]. La figure 1.8 montre l'impact considérable d'une telle mesure sur le plan (h_s, σ_s) ⁸.

⁷ La région autour de $h_s = 1$, $\sigma_s = 90^\circ$ est exclue car elle signifierait une valeur nulle pour Δm_s , en contradiction la mesure $\Delta m_s = 17.77 \text{ ps}^{-1}$ [39].

⁸ Les figures 1.7 et 1.8 n'ont pas été obtenues avec exactement les mêmes valeurs d'entrées pour l'ajustement : $\Delta m_s = 17.77 \pm 0.12 \text{ ps}^{-1}$ dans la première et $\Delta m_s = 20 \pm 0.035 \text{ ps}^{-1}$ dans la seconde. Le but de la comparaison est de donner un ordre de grandeur.

L'effet de la mesure de ϕ_s est explicite dans la formule suivante : $\phi_s = \sin[2\beta_s - \arg(1 + h_s e^{i2\sigma_s})]$ [37]

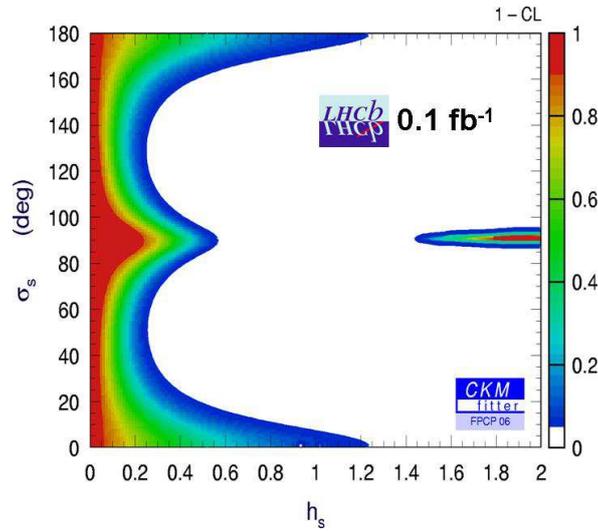


FIG. 1.8 – Niveaux de confiance dans le plan (h_s, σ_s) obtenus à partir d'un ajustement global des paramètres CKM en autorisant une contribution de nouvelle physique dans les amplitudes du mélange ; et en supposant $\sin 2\beta_s = 0.036 \pm 0.1$, c'est-à-dire environ 0.1 fb^{-1} de données de LHCb (quelques semaines nominales). La nouvelle physique est fortement contrainte par rapport à 1.7. Notez la différence d'échelle.

1.6 Conclusions

Nous avons montré l'intérêt de la physique des saveurs et son rôle central dans la physique des particules et la cosmologie. Cette physique fait intervenir les secteurs fort et électrofaible du modèle standard. La violation de CP, les 3 générations de quarks et de leptons et l'unique doublet de Higgs sont intimement liés. Ceci implique que toute déviation expérimentale observée dans l'un de ces domaines peut avoir des répercussions sur les autres secteurs.

L'étude des processus en boucle, en physique des saveurs, permet de scruter des échelles d'énergie supérieures à celle directement accessible aux accélérateurs, via la contribution de particules virtuelles massives. Si ATLAS et CMS permettent de découvrir l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible, l'étape suivante consistera à comprendre la structure de saveur de la nouvelle physique. Une compréhension fine de cette structure sera certainement l'une des clés pour départager les extensions possibles du modèle standard. Contribuer à cette quête est l'ambition de l'expérience LHCb. Nous y reviendrons au chapitre 4, en explicitant les mesures phares qui seront effectuées.

Chapitre 2

Le trigger à muons de l'expérience LHCb

Dans ce chapitre, nous présentons les caractéristiques essentielles du détecteur LHCb (section 2.1) en insistant sur son système de déclenchement (section 2.1.5). Le trigger à muons est depuis 1998 sous la responsabilité du groupe LHCb du CPPM. Nous avons conçu et réalisé ce trigger. J'en résumerai les principales caractéristiques (section 2.2) puis je détaillerai deux aspects sur lesquels j'ai plus particulièrement travaillé : la résistance aux radiations des transmetteurs opto-électroniques (section 2.2.3) et l'étude des performances physiques du trigger (section 2.2.4).

2.1 Description générale de LHCb

La conception du détecteur LHCb est dictée par la physique que nous voulons y mener ainsi que par cinématique de production des paires $b\bar{b}$ au LHC. La figure 2.1 montre la corrélation angulaire des hadrons b produits au LHC, simulée par le programme Pythia. Elle indique que les deux hadrons b ont tendance à être produits proches de l'axe du faisceau, vers l'avant ou vers l'arrière. Environ 15% des événements $b\bar{b}$ ont les deux hadrons b dans l'acceptance du détecteur¹. Ceci est essentiel pour l'étiquetage de la saveur, comme nous le verrons au chapitre 3.

Nous devons être capables de reconstruire une grande variété de désintégrations, comme : $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$, $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow \pi^+K^-$, $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$, $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$, $B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^\pm$, $B_d^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$, etc. Ceci requiert un trigger robuste et efficace, non seulement pour les leptons, mais également pour les hadrons. Nous devons également être capables de reconstruire des états finals avec 3 ou 4 traces chargées ce qui impose une excellente efficacité de reconstruction individuelle pour chaque trace. L'étude des canaux avec un B_s^0 nécessite une excellente résolution sur le temps propre pour pouvoir résoudre les rapides oscillations $B_s^0-\bar{B}_s^0$. Enfin, une excellente séparation pion/kaon est nécessaire, pour différencier, par exemple $B_s^0 \rightarrow \pi^+K^-$ de $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$. Ces quatre points constituent autant de défis technologiques, comme nous le verrons dans les sections

¹Si un des deux hadrons b a tous ses produits de désintégration dans l'acceptance du détecteur, la probabilité que le second hadron b soit également dans l'acceptance est d'environ 59% [40].

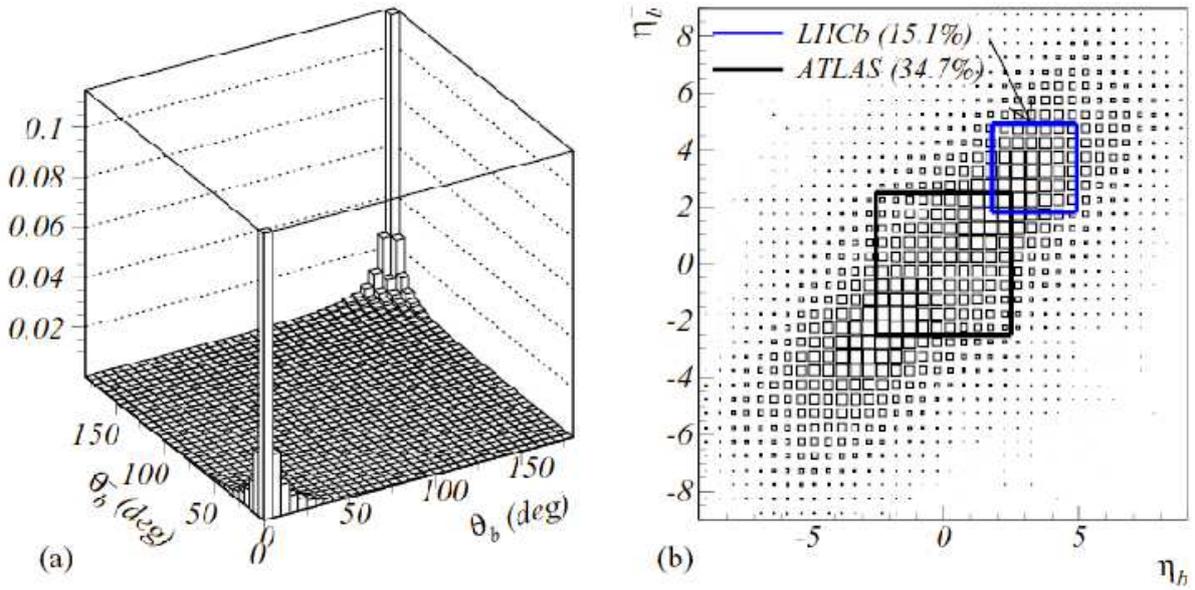


FIG. 2.1 – Corrélation angulaire des hadrons b en terme d'angle polaire (a) et de pseudo-rapacité (b).

suivantes.

Le LHC produit des collisions proton–proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Les paquets de protons se croisent à une fréquence de 40 MHz. Le LHC a été conçu pour fournir une luminosité instantanée allant jusqu'à $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ce qui signifie plus de 20 interactions pp par croisement de faisceaux², puisque la section efficace inélastique pp est de 80 mb. Ceci rend l'analyse des événements enregistrés extrêmement délicate, notamment lorsqu'on cherche à étiqueter la saveur initiale de mésons B. Par conséquent, nous avons choisi d'ajuster la focalisation des faisceaux au point d'interaction pour obtenir une luminosité de $\sim 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ainsi, nous sommes dominés par des interactions simples et nous réduisons la dose de radiation reçue par les détecteurs. Cela facilite également le travail du système de déclenchement et de la reconstruction en assurant un taux d'occupation raisonnable des cellules de détection.

La figure 2.2 montre le schéma du détecteur LHCb, ainsi que le système de coordonnées orthonormées utilisé dans ce mémoire. LHCb est un spectromètre ayant une ouverture angulaire comprise entre 12 mrad et 300 mrad dans le plan horizontal x, z et entre 10 et 250 mrad dans le plan y, z . Il est constitué d'un aimant dipolaire, d'un trajectographe, de deux détecteurs « Ring Imaging Cherenkov » (RICH), d'un système calorimétrique et d'un détecteur à muons [41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48].

²« croisement de faisceaux » est un abus de langage qui désigne le croisement de *paquets de protons*.

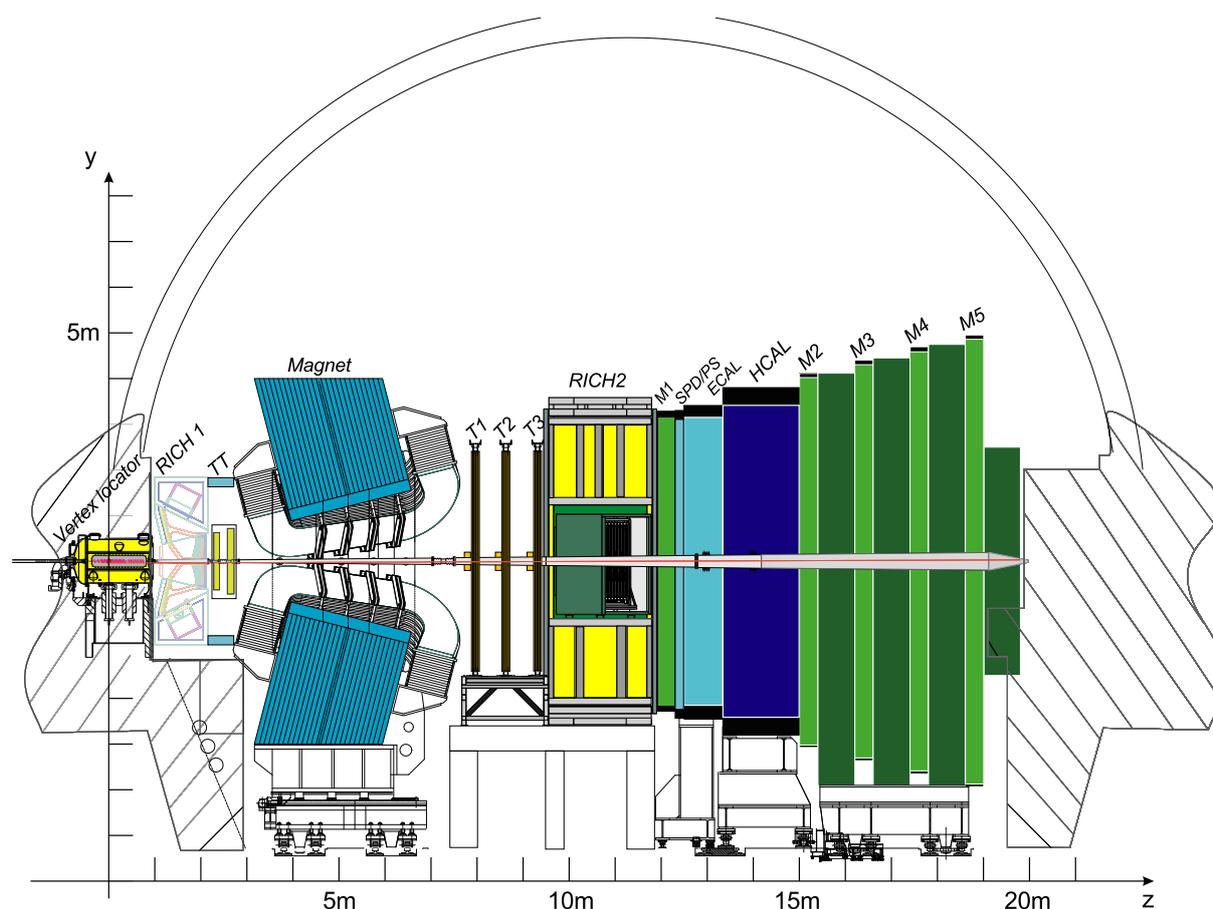


FIG. 2.2 – Schéma du détecteur LHCb, montrant le Vertex Locator (VELO), l'aimant dipolaire, les deux RICH, les quatre stations de trajectographe TT et T1–T3, le Scintillating Pad Detector (SPD), le Preshower (PS), le calorimètre électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL), et les cinq stations à muons M1–M5. Le système de coordonnées est également indiqué : l'axe z se situe le long des faisceaux et l'axe y vers le haut.

2.1.1 Trajectographe

Le trajectographe de LHCb comprend un détecteur de vertex (VELO), la station TT, un aimant dipolaire et, en aval, les trois stations T1, T2, T3. L'aimant fournit un champ intégré de 4 T m . Il n'est pas supra-conducteur, ce qui permet d'inverser régulièrement sa polarité dans le but de diminuer les incertitudes systématiques.

Le VELO fournit des mesures précises des paramètres des traces, proche de la région d'interaction. Il est optimisé pour donner la meilleure résolution sur le paramètre d'impact avec la plus petite quantité de matière. Le VELO est constitué de 21 disques de silicium placés le long de l'axe des faisceaux. Il contient 2 disques supplémentaires qui permettent de rejeter les croisements de faisceaux avec des interactions multiples par le trigger de niveau-0. Il est installé dans une enceinte à vide. Une fine feuille d'un alliage AlMg_3 de 0.3 mm le sépare du vide primaire dans lequel se trouvent les faisceaux de protons. Les deux moitiés peuvent se déplacer horizontalement pour approcher l'axe des faisceaux à

7 mm lorsque ces derniers sont stables et se rétracter à une distance de sécurité dans les autres cas. Chacun des disques du VELO est constitué de 2 capteurs en silicium de $300\ \mu\text{m}$, l'un avec des strips en r , l'autre avec des strips en ϕ . Le pas des strips s'étale de 35 à $102\ \mu\text{m}$. Cela représente 172 000 canaux d'électronique.

Le trajectographe doit mesurer l'impulsion des traces chargées avec une résolution inférieure au demi pour-cent, pour assurer une résolution sur la masse des hadrons b inférieure à $15\ \text{MeV}/c^2$, et ainsi une bonne réjection du bruit du fond.

La station TT pour « Trigger Tracker » est utilisée pour assigner une impulsion aux traces de grand paramètre d'impact, au niveau du trigger. Elle est aussi utilisée offline pour reconstruire les trajectoires des particules de grand temps de vie qui se désintègrent à l'extérieur du VELO et les particules de faible impulsion qui sont courbées à l'extérieur de l'acceptance avant d'atteindre T1. La station TT est constituée de 2+2 couches séparées de 30 cm. Chaque couche est faite de strips de silicium de $500\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, espacées de $183\ \mu\text{m}$. Cela représente environ 143 000 canaux d'électronique.

Les stations T1 à T3 sont constituées de 2 parties. La partie interne (IT) est équipée de strips de silicium pour gérer la grande densité de traces et résister aux radiations. Elle comprend 4 couches par station, chacune avec des strips espacées de $183\ \mu\text{m}$. L'épaisseur du silicium est de $410\ \mu\text{m}$ pour les parties à gauche et à droite du tube à vide et de $320\ \mu\text{m}$ pour les parties supérieures et inférieures au tube à vide. La partie externe (OT) est équipée de pailles de 5 m de long et 5 mm de diamètre agencées en 4 doubles couches. Environ 129 000 canaux d'électronique sont nécessaires pour lire IT et 52 000 pour OT.

Cinq catégories de traces sont définies dans LHCb [48] :

1. **Traces longues** : elles traversent l'intégralité du trajectographe, depuis le VELO jusqu'à T3. Il s'agit des traces les plus importantes pour la reconstruction des hadrons b. Elles sont reconstruites par deux algorithmes appelés « forward » [49] et « matched » [50].
2. **Traces upstream** : elles traversent seulement le VELO et TT. Il s'agit en général de traces de faible impulsion qui ne traversent pas tout l'aimant. Cependant, elles traversent le RICH1 et peuvent donc générer des photons Cherenkov. Elles sont par conséquent utilisées pour comprendre le bruit de fond dans l'identification des particules par le RICH. Elles sont également utilisées dans les algorithmes d'étiquetage, même si leur résolution en impulsion est moins bonne que celles des traces longues.
3. **Traces downstream** : elles traversent seulement les stations TT et T. Elles sont utilisées pour reconstruire les K_S^0 et Λ^0 qui se désintègrent à l'extérieur du VELO.
4. **Traces VELO** : elles sont mesurées uniquement par le VELO. Il s'agit typiquement de traces produites à grand angle par rapport au faisceau ou vers l'arrière. Elles sont utilisées pour la reconstruction du vertex primaire.
5. **Traces T** : elles sont mesurées uniquement dans les stations T. Elles sont typiquement produites dans des interactions secondaires et sont utilisées par le RICH2.

L'efficacité de reconstruction du trajectographe est de 95% pour des traces longues de plus de $10\ \text{GeV}/c$ et la résolution sur l'impulsion est de 0.4%. La résolution sur le paramètre d'impact des traces par rapport au vertex primaire a une valeur la plus probable autour de $20\ \mu\text{m}$ et une moyenne à $40\ \mu\text{m}$. Le taux de traces fantômes, c'est-à-dire n'ayant pas de vérité Monte-Carlo associée, se situe autour de 16.7% pour les traces longues.

2.1.2 RICH

Nous devons identifier les hadrons chargés sur une large gamme d'impulsions : jusqu'à 150 GeV/c pour séparer par exemple $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$ de $B_s^0 \rightarrow \pi^+K^-$, et aussi les particules de faible impulsion comme les kaons utilisés dans l'étiquetage et qui proviennent des désintégrations en cascade $b \rightarrow c \rightarrow s$. De plus, il y a une forte corrélation entre l'angle polaire et l'impulsion des traces. À grand angle, le spectre d'impulsion est plus mou. Ces considérations ont conduit à choisir deux RICH.

Les particules de faible impulsion, entre 1 et 60 GeV/c, sont identifiées par le RICH1. Il utilise deux radiateurs : de l'aérogel et du C_4F_{10} et a une couverture angulaire comprise entre 25 et 300 mrad.

Les particules de grande impulsion, jusqu'à 100 GeV/c, sont identifiées par le RICH2 qui est situé après l'aimant et le trajectographe. Le radiateur est du CF_4 .

Avec l'aide des calorimètres et des stations à muons, les deux RICH permettent une séparation de 3σ entre pions et kaons pour des impulsions comprises entre 3 et 80 GeV/c.

2.1.3 Calorimètres

Les calorimètres assurent l'identification des électrons, hadrons et particules neutres. Ils sont également utilisés par le trigger de niveau-0. Ils sont constitués d'un Scintillating Pad Detector (SPD), d'un PreShower (PS), d'un calorimètre électromagnétique type « Shashlik » (ECAL) et d'un calorimètre hadronique (HCAL) fait d'acier et de tuiles scintillantes. Le preshower est constitué de couches de plomb et de pads scintillants. Le calorimètre électromagnétique est constitué de couches de plomb et de scintillateurs. Sa résolution est d'environ $10\%/\sqrt{E}$. La résolution du calorimètre hadronique est de $\sim 75\%/\sqrt{E}$.

2.1.4 Système à muons

Le système à muons [47] assure l'identification des muons et joue un rôle fondamental dans le trigger de niveau-0. Il est constitué de cinq stations intercalées entre des blindages, comme indiqué sur la figure 2.3. Le premier blindage est constitué par les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Il est suivi de quatre autres en fer. Les stations fournissent des informations binaires sur les impacts des traces. Elles sont segmentées en pads qui sont plus fins dans le plan de l'aimant pour donner une bonne précision sur la mesure de l'impulsion transverse, p_T . La taille des pads dépend de la station et de sa localisation dans la station. Selon l'axe x , elle est deux fois plus fine pour M2–M3 et deux fois plus large pour M4–M5 que pour M1. La segmentation est projective pour faciliter la recherche de traces par le trigger : ainsi toutes les stations couvrent la même acceptation angulaire et la taille des pads varie proportionnellement avec la distance au point d'interaction.

Le détecteur à muons reçoit un flux intense de particules neutres et chargées variant de $\sim 45 \text{ Hz/cm}^2$ pour la partie externe de M5 à $\sim 230 \text{ Hz/cm}^2$ pour la partie interne de M1. Des chambres proportionnelles multi-fils ont été adoptées pour l'ensemble des stations, sauf pour la région interne de M1 où des triple-GEM (Gas Electron Multiplier) sont utilisés à cause du flux très intense de particules.

Le détecteur à muons est composé de 1 368 chambres proportionnelles multi-fils et de 12 GEM. La surface totale couverte par toutes les chambres est de 435 m^2 .

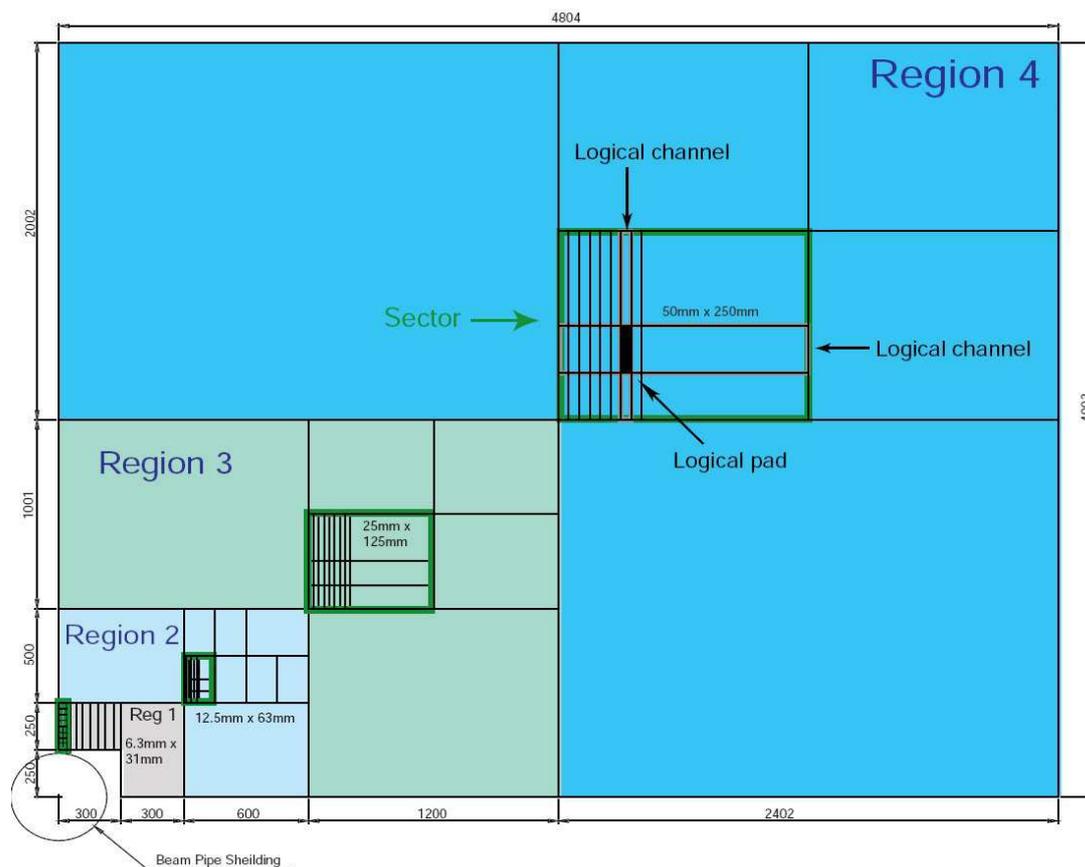


FIG. 2.4 – Vue de face d'un quart de la station M2, montrant les dimensions des régions. À l'intérieur de chaque région, un secteur est indiqué, défini par la taille des strips horizontales et verticales. L'intersection des strips horizontales et verticales définit un pad logique (logical pad).

La première station, M1, est placée devant le pre-shower à environ 12 m du point d'interaction tandis que la dernière station se situe à environ 19 m. Les dimensions des stations M1 et M5 sont respectivement de $7.7 \times 6.4 \text{ m}^2$ et de $11.9 \times 9.9 \text{ m}^2$. La taille des pads varie de $0.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ pour la région interne de M2 à $16 \times 20 \text{ cm}^2$ pour la partie externe de M5. Les stations M2–M3 sont dédiées à la recherche de traces candidates-muons tandis que les stations M4–M5 servent principalement à confirmer l'identification de muons. La station M1 joue un rôle important dans la mesure du p_T des muons, améliorant leur résolution de $\sim 30\%$.

L'algorithme de trigger utilisant une quintuple coïncidence, l'efficacité de chaque station doit être d'au moins 99%, avec une résolution inférieure à 25 ns de façon à identifier sans ambiguïté chaque croisement de faisceaux. Chaque station est constituée de deux couches indépendantes de détecteur. Un OU-logique est effectué entre ces deux couches de façon à former des *canaux logiques*. L'indépendance des couches de détecteurs assure un haut degré de redondance.

Chaque station est divisée en quatre régions avec différentes dimensions de *pads logiques*, comme indiqué sur la figure 2.4. La taille des régions et des pads augmente d'un

facteur deux lorsqu'on passe d'une région à sa voisine la plus externe.

Des strips sont employées dans les stations M2–M5, tandis que la station M1 et la partie R1 des stations M4–M5 sont équipées de pad. Dans les régions concernées, les strips horizontales et verticales sont croisées pour obtenir des pads logiques. Les strips permettent d'obtenir une réduction du nombre de canaux logiques à transférer au trigger à muons. Ainsi, ce dernier reçoit 25 920 canaux logiques toutes les 25 ns, correspondant à 55 296 pads logiques obtenus en croisant des strips.

Chaque région est subdivisée en *secteurs*, comme indiqué sur la figure 2.4. Ces derniers sont définis par la taille des strips horizontales et verticales et correspondent à la taille des chambres sous-jacentes.

2.1.5 Trigger

Le but du système de déclenchement de LHCb est d'isoler les désintégrations intéressantes de hadrons b dans les collisions pp du LHC. Les hadrons b sont caractérisés par un temps de vie relativement long (~ 1.5 ps) et une masse élevée (~ 5.3 GeV/ c^2), par rapport aux autres particules produites. La section efficace de production d'une paire $b\bar{b}$ à 14 TeV est d'environ $500 \mu\text{b}$, tandis que la section efficace pp inélastique est de 80 mb. De plus, les rapports de branchement des désintégrations intéressantes de hadrons b sont de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-9} . À cause de la structure en paquets du LHC, la fréquence de collisions avec au moins une interaction visible dans LHCb est d'environ 10 MHz. Une interaction est dite « visible » si elle produit au moins deux traces chargées laissant suffisamment d'impacts dans le VELO et T1–T3 pour leur permettre d'être reconstituables. Ces 10 MHz doivent être réduits à un taux d'environ 2 kHz de façon à pouvoir être écrits sur un système de stockage définitif qui permettra l'analyse des événements offline. Ceci exige un trigger très sélectif. Deux niveaux ont été choisis pour relever ces défis, comme illustré sur la figure 2.5.

2.1.5.1 Trigger de niveau-0

Le niveau-0 est un système dédié qui sélectionne des hadrons, photons et muons de grande énergie transverse, tout en réduisant le taux d'événements à 1 MHz. Il collecte les informations en provenance des calorimètres, du système à muons, ainsi que du détecteur d'empilement situé dans le VELO. Ces informations sont centralisées dans l'unité de décision de niveau-0 (L0DU). L'acceptation ou le rejet d'un croisement de faisceaux utilise également des variables globales comme la multiplicité des traces ou l'énergie totale déposée dans le HCAL, pour assurer une sélection basée sur la signature d'un hadron b plutôt que sur du bruit de fond combinatoire. Ces variables globales assurent également que l'événement ne va pas occuper une fraction disproportionnée de la bande passante ou de la puissance de calcul des niveaux de sélection suivants. Les coupures globales utilisées par la L0DU sont résumées dans le tableau 2.1.

Le temps de latence pour traiter une collision pp est limité à $4 \mu\text{s}$. Ceci inclut le temps de vol, la longueur des câbles et tous les délais de l'électronique frontale, laissant $2 \mu\text{s}$ pour le traitement des données dans le trigger de niveau-0. Tous les triggers de niveau-0 sont complètement synchrones avec les collisions pp du LHC. Leur latence ne dépend ni

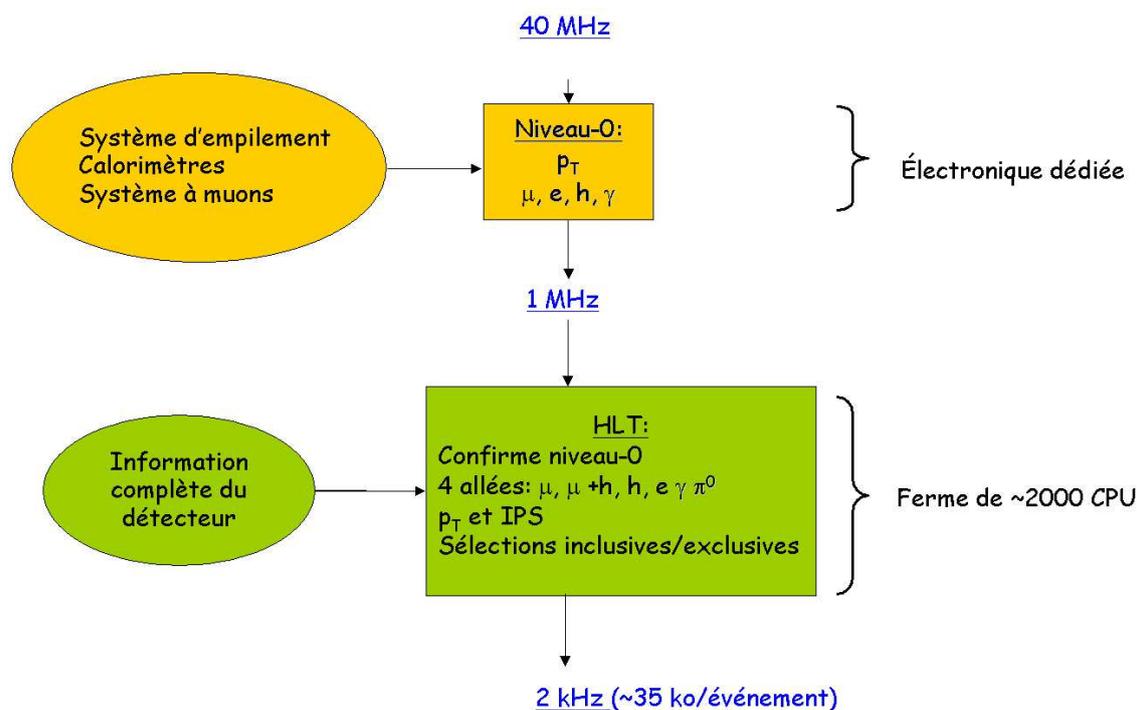


FIG. 2.5 – Schéma de principe des triggers de LHCb.

Coupure globale	Valeur
Traces dans le 2 ^e vertex	< 3
Multiplicité du système de pile-up	< 112 impacts
Multiplicité du SPD	< 280 impacts
Total E_T	> 5.0 GeV

TAB. 2.1 – Liste des coupures sur les variables globales appliquées au niveau-0. Les 3 premières coupures ne sont pas appliquées en cas de trigger di-muons [51].

de l'occupation ni de l'historique des croisements de faisceaux précédents.

L'optimisation globale des coupures appliquées au niveau-0 conduit aux seuils et à la répartition de la bande passante présentés dans le tableau 2.2. L'efficacité de sélection du niveau-0 varie de 42% à 94% selon les canaux [51].

2.1.5.2 Trigger de haut niveau

Le High Level Trigger (HLT) est un trigger « logiciel » dont les algorithmes évoluent dans le temps. Nous résumons ici la version présentée dans [52]. Le HLT utilise tous les sous-détecteurs et exécute des algorithmes de sélection écrits en C++ sur une ferme comprenant entre 1000 et 2000 ordinateurs reliés par un réseau Ethernet gigabit/s. Il réduit le taux d'événements à 2 kHz. L'algorithme HLT dit « générique » confirme, avec plus de précision, l'information trouvée par le niveau-0. Il est divisé en quatre allées

Seuils E_T	Valeur (GeV)	Taux (kHz)
Hadron	3.6	705
Électron	2.8	103
Photon	2.6	126
π^0 local	4.5	110
π^0 global	4.0	145
Muon	1.1	110
$\sum p_T^\mu$	1.3	145

TAB. 2.2 – Liste des coupures obtenues après optimisation combinée du niveau-0. La dernière colonne donne le taux de sortie inclusif du niveau-0 sur des événements de biais minimum, après les coupures globales [51].

indépendantes: a) muon, b) muon et hadron proches l'un de l'autre, c) hadron et d) électron, gamma et π^0 . Les allées à suivre sont sélectionnées à partir des décisions du niveau-0.

Chaque algorithme du HLT a accès aux informations en provenance de tous les sous-détecteurs et pourrait donc, en principe exécuter les sélections offline. Cependant, à cause du taux d'entrée élevé (1 MHz) et de la puissance de calcul limitée, le HLT n'utilise qu'une partie de l'information totale disponible. L'organigramme des différentes séquences du HLT est donné sur la figure 2.6. Après l'algorithme générique, un événement est traité successivement par un trigger inclusif, dans lequel on reconstruit des particules composites intermédiaires (K^{*0} , D^{*-} , ϕ , D^0 , D_s , J/ψ) et un trigger exclusif [53, 54] dont le but est de reconstruire complètement les désintégrations de hadrons b les plus prometteuses en terme de physique.

La figure 2.7 montre l'organigramme d'une allée. On commence par confirmer la décision du niveau-0, basée sur le système à muons, le HCAL ou le ECAL, en utilisant le trajectographe, c'est-à-dire le VELO et/ou les stations T1–T3. Si le niveau-0 est confirmé, on cherche à reconstruire d'autres traces candidates provenant de hadrons b. Pour des raisons de rapidité, les traces sont dans un premier temps reconstruites en 2 dimensions en utilisant uniquement les capteurs- r du VELO. Ces dernières sont suffisantes pour reconstruire la position du vertex primaire avec une résolution de $25 \mu\text{m}$ en x, y et $60 \mu\text{m}$ en z .

Dans l'allée des muons, une recherche de candidats est effectuée dans les stations à muons, puis on essaie de trouver la trace 2D correspondante dans le VELO. Ces candidats muons 2D sont combinés avec les impacts des capteurs en ϕ du VELO pour former des traces 3D qui ont une résolution relative en impulsion d'environ 6%. En utilisant, ensuite les stations T1–T3, cette résolution est améliorée jusqu'au pour-cent.

Dans les autres allées, les traces 2D avec un paramètre d'impact grand (typiquement $> 0.15 \text{ mm}$) sont combinées avec les impacts des capteurs en ϕ du VELO pour former des traces 3D. À la différence des candidats muons, il n'existe pas d'estimation de leur impulsion fournie par le niveau-0 si bien qu'une recherche dans les stations T1–T3 serait coûteuse en CPU. Leur impulsion est mesurée avec une précision relative de 20–40% en combinant les traces 3D avec les impacts de TT.

En fonction de ces traces 3D, une décision *pre-trigger* est prise en demandant une

trace ou une combinaison de traces avec un p_T et un paramètre d'impact suffisamment grand. Le taux de sortie combiné après ce pre-trigger est suffisamment faible (~ 30 kHz) pour permettre d'améliorer la résolution en impulsion des candidats $3D-TT$ à $\sim 1\%$ en utilisant T1–T3. Les *traces longues* ainsi obtenues sont utilisées pour définir un trigger générique dans chaque allée, en combinant un objet de niveau-0 confirmé avec une trace longue ayant un p_T et un paramètre d'impact suffisamment grands.

Le taux de sortie combiné de toutes les allées est de ~ 10 kHz, ce qui est suffisamment faible pour permettre de reconstruire toutes les traces 2D restantes. Ces traces sont utilisées pour former des particules composites comme : $K^* \rightarrow K^+\pi^-$, $\phi \rightarrow K^+K^-$, $D^0 \rightarrow hh$, $D_s \rightarrow K^+K^-\pi^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, qui sont elles-mêmes utilisées dans toutes les sélections.

En plus des informations ci-dessus, les triggers *inclusifs* et *exclusifs* utilisent des coupures sur les masses invariantes, les χ^2 des vertex, la signification de la longueur de vol et l'angle de visée en direction du vertex primaire. Ceci permet de réduire le taux à 2 kHz, taux auquel les événements sont sauvegardés pour une analyse ultérieure.

Le trigger inclusif sélectionne des désintégrations partielles de hadrons b en : ϕX , $J/\psi X$, $D^* X$, $\mu^\pm X$, $\mu^\pm h X$ et $\mu^+\mu^- X$. Le trigger exclusif reconstruit complètement les désintégrations de hadrons b et permet d'obtenir une efficacité de sélection d'environ 90% pour un taux de sortie de 200 Hz. En plus de ces 200 Hz, le HLT écrit 3 autres flux de données :

- D^{*-} (~ 300 Hz).
Des événements contenant des $D^{*-} \rightarrow D^0 h$ sont utilisés pour calibrer l'identification des particules et la physique du charme.
- Deux muons (~ 600 Hz).
Des événements contenant une paire de muons sélectionnés sans coupure biaisant le temps de vie et avec une masse invariante supérieure à $2.5 \text{ GeV}/c^2$ sont utilisés pour contrôler les incertitudes dans les mesures de temps de vie. Ces canaux permettront de sélectionner de grands lots de $b \rightarrow J/\psi X$.
- Un muon (~ 900 Hz).
Des événements avec un muon de grand p_T et de grand paramètre d'impact sont utiles pour contrôler l'efficacité du trigger et pour rechercher des événements imprévus. Grâce au muon, cet échantillon est enrichi en hadrons b déjà étiquetés.

2.2 Trigger à muons

Le trigger à muons est décrit en détails dans [55]. Les deux sections suivantes suivent la logique de cette publication. Chaque sous-élément est décrit dans les références [56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65]

Le trigger utilise le fait que les muons provenant de désintégrations de hadrons b ont, en moyenne, une impulsion transverse, p_T , plus grande que celle des autres muons. Ces autres sources de muons sont principalement des désintégrations en vol de pions ou de kaons qui sont produits en grande quantité dans les collisions pp du LHC. Le trigger recherche des traces susceptibles d'être des muons de grande impulsion transverse. Il recherche des impacts alignés dans les cinq stations à muons et pointant vers le point d'interaction, comme illustré sur la figure 2.8. Les impacts de la trace dans les deux premières stations

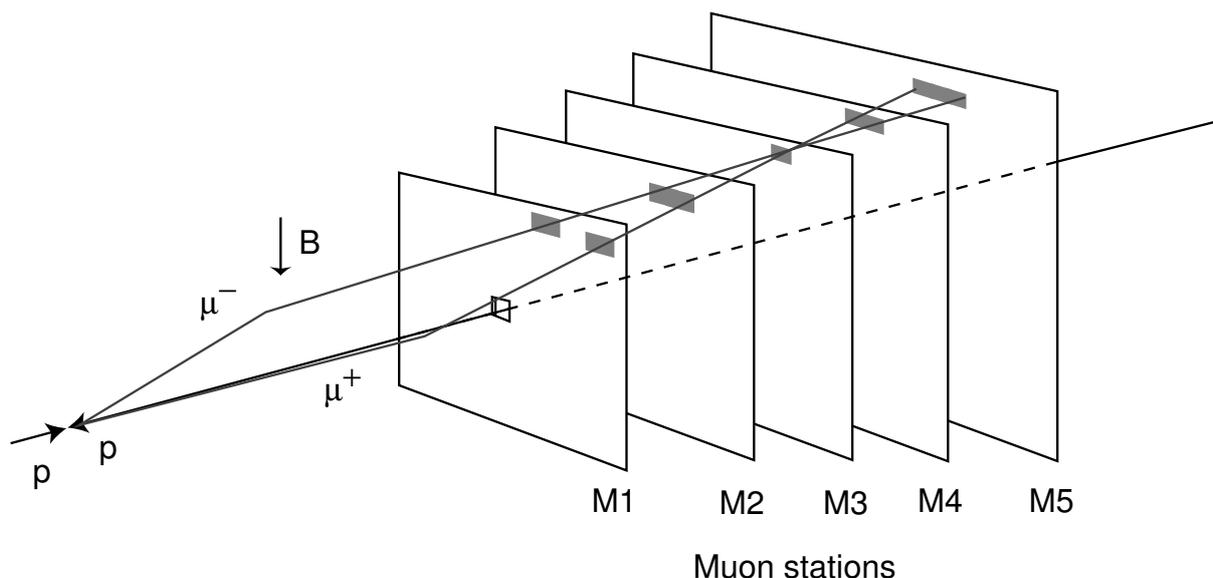


FIG. 2.8 – Recherche de trace par le trigger à muons. Dans l'exemple indiqué, μ^+ et μ^- croisent le même pad en M3. Les surfaces grises indiquent les fenêtres de recherche utilisées.

permettent de déterminer son p_T .

Pour simplifier le calcul et pour cacher la complexité de l'agencement des cellules dans les stations, le détecteur à muons est divisé en $48 \times 4 = 192$ *tours* qui pointent vers le point d'interaction. L'organisation des tours, pour un quart du détecteur à muons est montrée sur la figure 2.9. Chaque tour contient 48 pads provenant de M1, 96 pads de M2, 96 pads de M3, 24 pads de M4 et 24 pads de M5. Par conséquent, le même algorithme peut être exécuté dans toutes les tours. Chaque tour est connectée à une *unité de calcul* (*Processing Unit ou PU*), l'élément clé du système de déclenchement.

2.2.1 Algorithme de recherche

La recherche de traces repose sur un algorithme illustré sur les figures 2.8 et 2.10. Il suppose que les candidats muons proviennent du point d'interaction et subissent une déviation ponctuelle en traversant l'aimant.

Pour chaque pad logique touché dans M3, la ligne droite joignant ce dernier au point d'interaction est extrapolée dans M2, M4 et M5. Des impacts sont recherchés dans ces stations dans des *fenêtres de recherche* (*Field Of Interest ou FOI*) approximativement centrées sur la ligne extrapolée. La taille des fenêtres de recherche dépend de la station considérée, de la distance à l'axe des faisceaux, du niveau de bruit de fond et du taux de rétention d'événements de biais minimum considérés. Lorsqu'au moins un impact est trouvé à l'intérieur des fenêtres de recherche des stations M2, M4 et M5, la trace candidate est marquée et le pad touché dans M2 le plus proche de l'extrapolation depuis M3 est sélectionné pour un usage ultérieur.

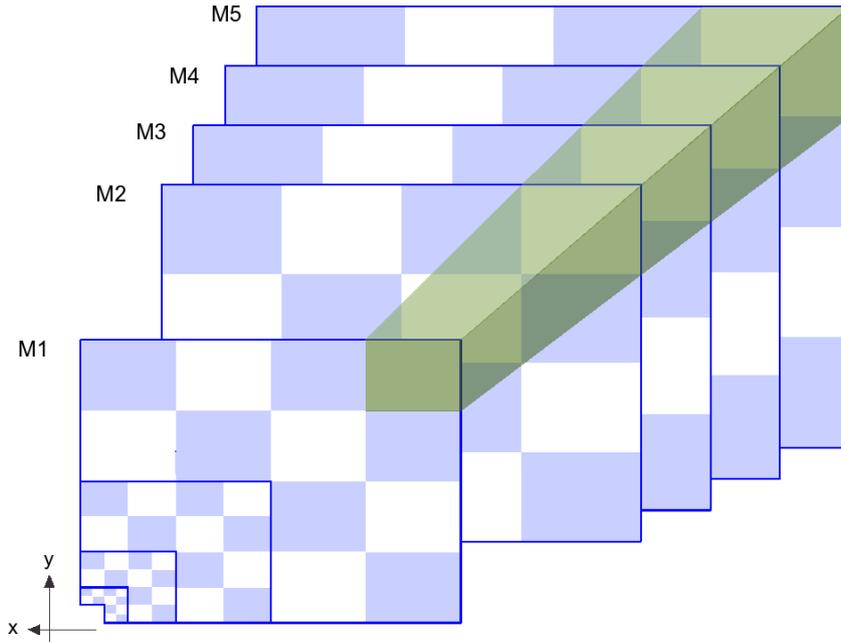


FIG. 2.9 – Représentation schématique d'un quart du détecteur à muons avec ses 48 tours qui pointent vers le point d'interaction.

La position de la trace dans M1 est déterminée par une extrapolation en ligne droite depuis M3 et M2, et en identifiant dans la fenêtre de recherche de M1 le pad touché le plus proche du point extrapolé.

Puisque le dessin logique est projectif, un pad dans M3 correspond à un unique pad dans M2, M4 et M5. De même, une paire de pads dans M2 et M3 correspond à un unique pad dans M1. Ceci permet d'implanter un algorithme de recherche de traces uniquement avec des opérations logiques.

Une fois la recherche de traces effectuée, un maximum de 96 candidats peut être trouvé dans chaque tour. Les deux candidats les plus proches de l'axe des faisceaux sont sélectionnés et les autres rejetés. Le p_T des deux traces sélectionnées est déterminé à partir de ses impacts dans M1 et M2 en utilisant des « look-up tables ». Ces tables sont calculées une seule fois, de la manière suivante.

Le calcul du p_T est fait en supposant que l'aimant de LHCb se comporte comme une lentille mince. Autrement dit, une particule chargée acquiert une déviation constante \vec{K} à une distance fixe D_0 du point d'interaction³. Le p_T est défini par (voir figure 2.11) :

$$p_T = P_0 \sin \theta$$

où θ est l'angle polaire de la trace à l'origine et P_0 son impulsion initiale. Les deux termes de droite peuvent être facilement estimés en fonction des coordonnées mesurées de la trace dans les stations M1 et M2 (x_1, y_1) et (x_2, y_2) . Dans la suite, (x_0, y_0) sont les coordonnées

³ $|\vec{K}| = 1.39 \text{ GeV}/c$

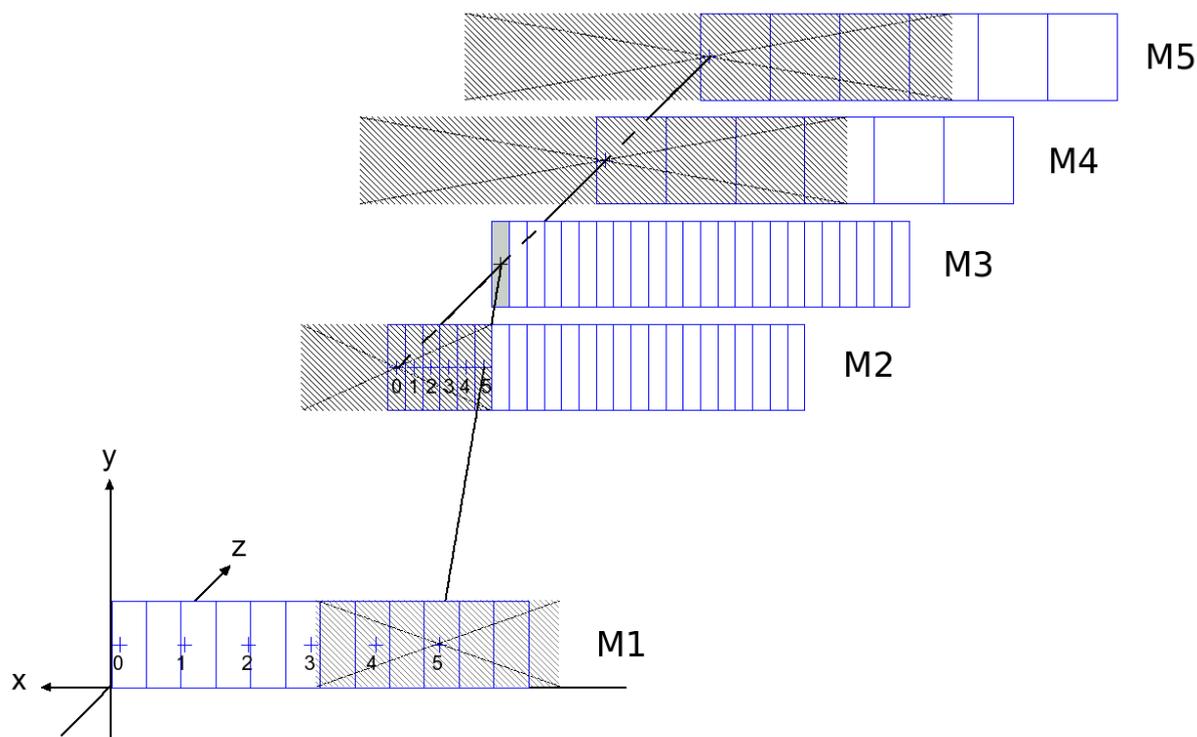


FIG. 2.10 – Fenêtres de recherche associées à un pad de M3 situé sur le bord gauche d'une tour. La ligne droite indique les positions extrapolées dans M2, M4 et M5. Les zones hachurées montrent la taille maximale des FOI dans lesquelles les impacts sont recherchés. Ces FOI sont centrées sur la position extrapolée. La ligne en pointillé montre l'extrapolation en ligne droite depuis M3 et M2 vers M1, lorsque le pad numéroté 5 est touché dans M2. Les nombres indiquent la correspondance entre une paire de pad dans M3–M2 et la position extrapolée dans M1. La recherche de traces s'effectue également dans la direction y , dans les stations M4 et M5. La taille des FOI en y est de ± 1 pad et n'est pas dessinée par simplicité.

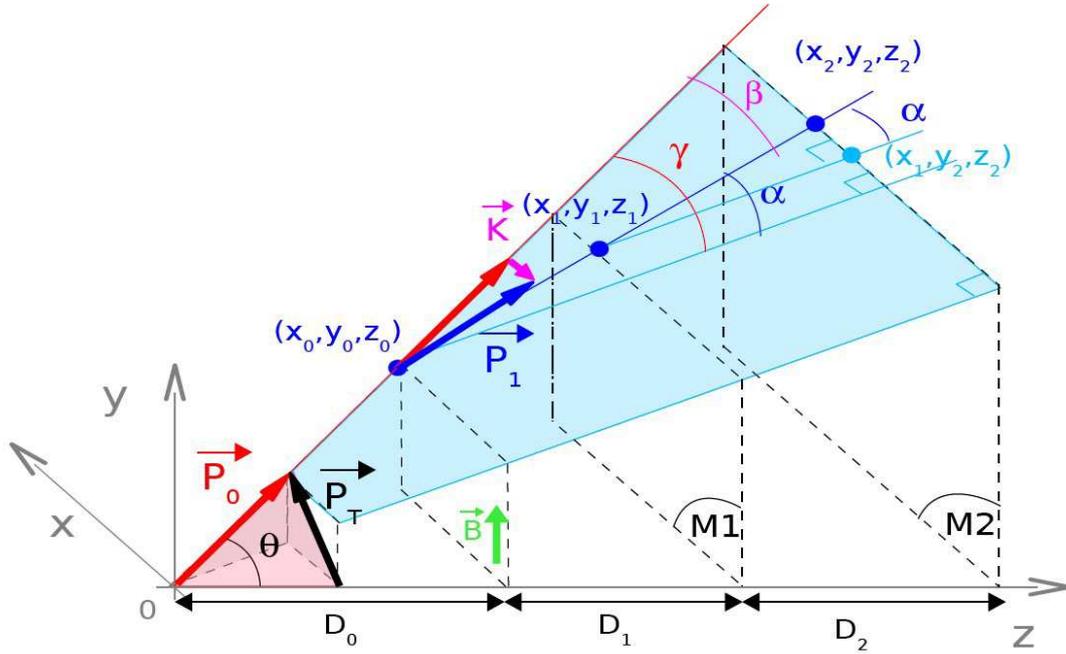


FIG. 2.11 – Définition des quantités intervenant dans le calcul du p_T . $\vec{P}_1 = \vec{P}_0 + \vec{K}$ est l'impulsion après l'aimant.

de la trace au niveau de l'aimant et sont reliées à x_1, x_2 et y_1 par :

$$x_0 = \frac{(D_1 + D_2)x_1 - D_1x_2}{D_2} \quad \text{et} \quad y_0 = \frac{D_0y_1}{D_0 + D_1}$$

- P_0 est obtenu à partir de l'angle de déflexion β et de \vec{K} ⁴ :

$$P_0 = \frac{K}{2 \sin \frac{\beta}{2}} = \frac{K}{2 \sin \frac{\gamma - \alpha}{2}}$$

où $\tan(\gamma) = x_0 / \sqrt{D_0^2 + y_0^2}$ et $\sin \alpha = (x_2 - x_1) / \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + D_2^2}$

- $\sin \theta$ est donné par :

$$\sin \theta = \frac{R_0}{\sqrt{R_0^2 + D_0^2}} = \frac{\sqrt{x_0^2 + y_0^2}}{\sqrt{x_0^2 + y_0^2 + D_0^2}}$$

Dans l'approximation où les distances longitudinales sont petites devant les distances transverses (c'est-à-dire $x_i, y_i \ll D_i$), on obtient :

$$\gamma \simeq \tan \gamma \simeq \frac{x_0}{D_0}, \quad \alpha \simeq \sin \alpha \simeq \frac{x_2 - x_1}{D_2}, \quad 2 \sin \frac{\beta}{2} \simeq \beta \simeq \frac{(D_0 + D_1 + D_2)x_1 - (D_0 + D_1)x_2}{D_0D_2}$$

et donc :

$$P_0 \simeq \frac{KD_0D_2}{(D_0 + D_1 + D_2)x_1 - (D_0 + D_1)x_2}$$

⁴ \vec{P}_0 n'est pas, à priori, perpendiculaire à \vec{K} .

$\sin \theta$ peut aussi être simplifié :

$$\sin \theta \simeq \tan \theta \simeq \frac{\sqrt{x_0^2 + y_0^2}}{D_0} = \frac{\sqrt{((D_1 + D_2)x_1 - D_1x_2)^2 + \left(\frac{D_0D_2y_1}{D_0+D_1}\right)^2}}{D_0D_2}$$

Et finalement, le p_T prend la forme suivante :

$$p_T \simeq K \frac{\sqrt{((D_1 + D_2)x_1 - D_1x_2)^2 + \left(\frac{D_0D_2y_1}{D_0+D_1}\right)^2}}{(D_0 + D_1 + D_2)x_1 - (D_0 + D_1)x_2}$$

Le p_T est encodé sur 8 bits : 7 bits +1 pour le signe, ce qui correspond à une précision de 40 MeV/c pour des intervalles équi-répartis entre 0 et 5.08 GeV/c.

La recherche de traces s'effectue de manière indépendante dans chaque quart du système à muons où les deux candidats de plus grand p_T sont sélectionnés. On transmet par conséquent jusqu'à huit candidats à l'unité de décision de niveau-0.

Pour satisfaire les contraintes liées au temps réel, les algorithmes de recherche de traces sont exécutés en parallèle pour chaque pad de la station M3 et pour chaque collision pp. Par conséquent, le trigger à muons exécute $192 \times 96 \times 40 \times 10^6 = 737 \times 10^9$ algorithmes par seconde.

L'implantation de la recherche de traces est complexe : nombre élevé de canaux logiques distribués dans un grand volume ; mélange de pads et de strips ; segmentation des pads logiques variant entre stations et régions ; correspondance une à une entre tours et secteur de trigger sauf pour la région R1 des stations M2–M3 où un secteur de trigger est partagé par deux tours et dans la région R2 où une tour couvre deux secteurs (voir figure 2.4).

Chaque unité de calcul regroupe un grand nombre de canaux logiques. Elle reçoit de sa tour l'équivalent de 288 pads toutes les 25 ns. Elle échange également avec ses voisines une quantité significative de données pour éviter les inefficacités en bordure de tour. La quantité de canaux logiques échangée est déterminée par la taille maximale des fenêtres de recherche. Dans le pire des cas, une PU émet 224 canaux logiques et en reçoit 214.

La granularité des PU voisines est souvent différente car les fenêtres de recherche sont ouvertes selon l'axe x dans les stations M1–M2 et selon x et y dans les stations M4 et M5. La recherche en y est nécessaire pour tenir compte de la diffusion multiple dans la matière du détecteur. Au maximum, une unité de calcul échange des données avec onze voisines. La configuration des données échangées dépend fortement de la localisation de la tour considérée.

Des outils software dédiés à la description des différentes topologies d'échange ont été développés de façon à les sauvegarder dans une base de données. Cette base de données est utilisée par les outils de CAO et par les outils software de débogage et de monitoring.

2.2.2 Architecture générale

Une vue générale de l'architecture d'un processeur du trigger à muons est donnée sur la figure 2.12. Chaque quart du détecteur à muons est connecté à un processeur de niveau-0 à muons différent, grâce à 312 liens optiques. Ces liens sont regroupés en 32 rubans

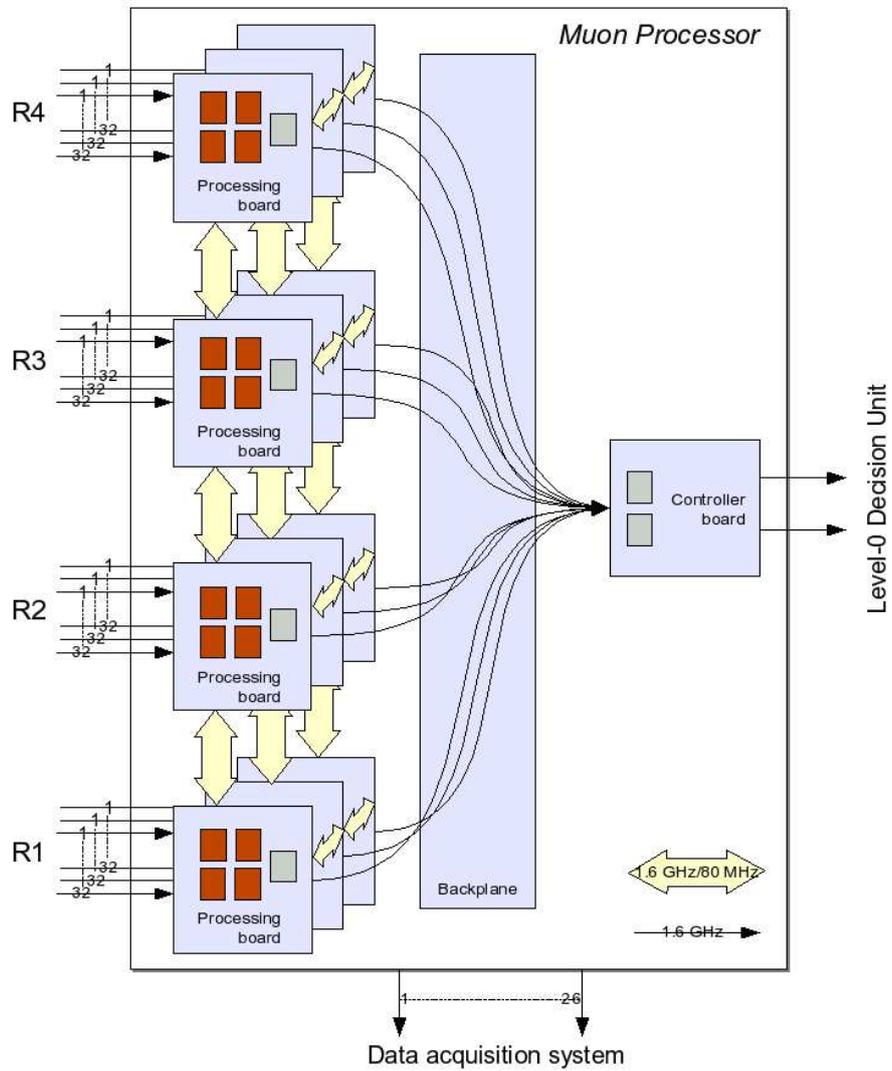


FIG. 2.12 – Vue d'ensemble d'un processeur du trigger à muons. Le système total comprend quatre processeurs.

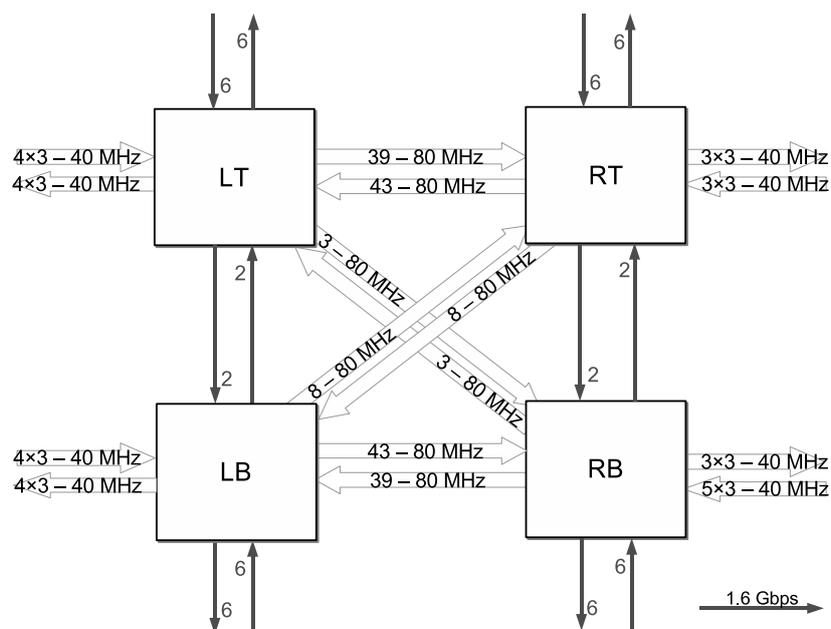


FIG. 2.13 – Interconnexions entre PU situées sur une carte de calcul. Elles sont basées sur des liens parallèles à 40 MHz, à 80 MHz et des liens sériels à 1.6 Gbit/s. Les liens à la périphérie sont utilisés pour relier des PU situées sur des cartes différentes.

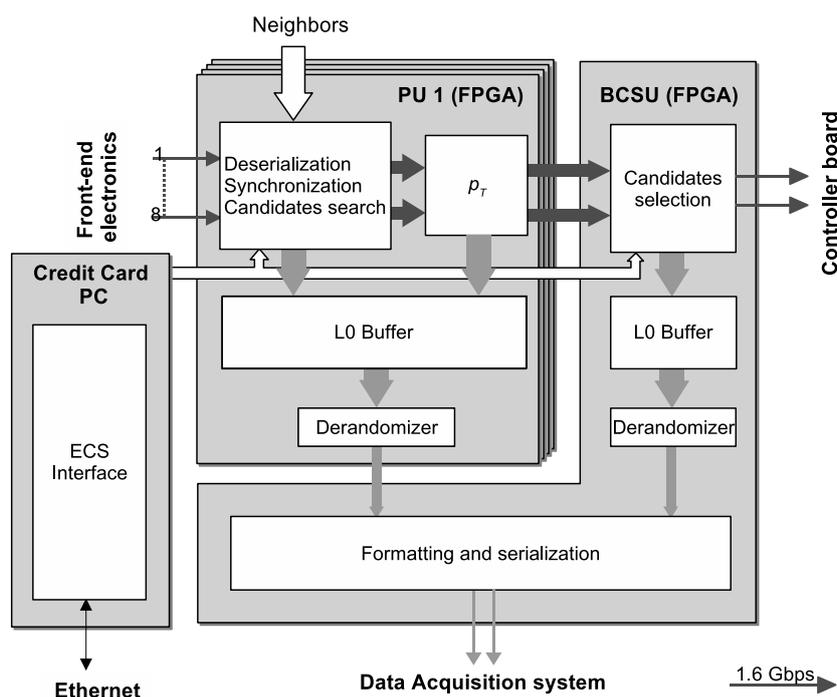


FIG. 2.14 – Implantation hardware de la carte de calcul avec les quatre PU et la BCSU. L'interface avec système de contrôle de l'expérience et la DAQ est également indiqué. Les connexions entre PU et BCSU ne sont représentées que pour une seule PU, par souci de simplicité.

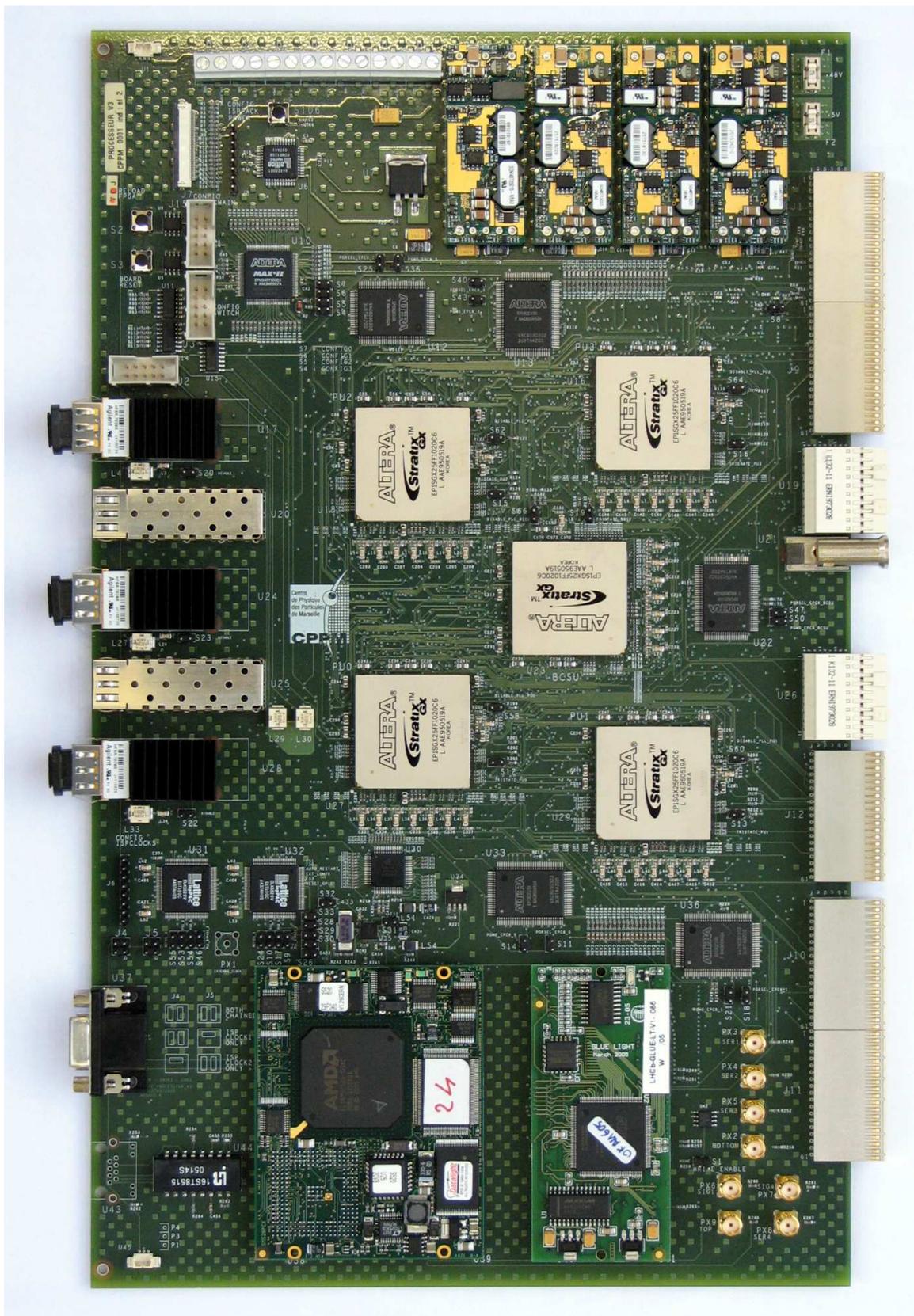


FIG. 2.15 – Photographie de la carte de calcul. Les cinq FPGA hébergeant les PU et la BCSU sont visibles au centre de la carte. Les trois transmetteurs optiques rapides en ruban apparaissent à gauche, entre deux émetteurs. Le PC carte de crédit est visible en bas à gauche.

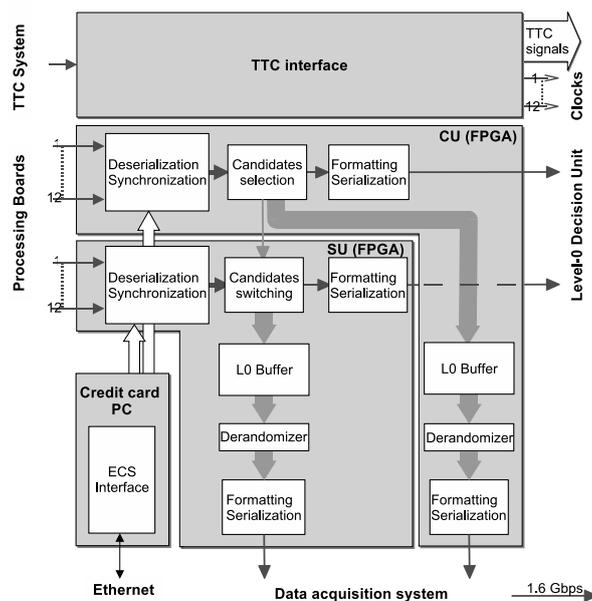


FIG. 2.16 – Implantation hardware de la carte de contrôle avec ses unités de contrôle et esclave. L'interface avec le TTC, l'unité de décision de niveau-0, l'ECS et la DAQ sont également indiqués.

contenant chacun 12 fibres optiques. Un lien optique transmet un mot de 32 bits toutes les 25 ns en sérialisant les données à 1.6 Gbit/s. Le processeur à muons est un châssis 9U contenant 12 cartes de calcul, une carte de contrôle et un fond de panier spécifique. Il est connecté à l'unité de décision de niveau-0 qui collecte tous les candidats muons, au système d'acquisition de données et au système de distribution TTC (Timing Trigger and control) du LHC.

Une carte processeur contient cinq éléments de calcul : quatre PU et une BCSU (Best Candidate Selection Unit). Une PU exécute 96 algorithmes de recherche de traces en parallèle, un pour chaque pad de M3 à l'intérieur d'une tour. La BCSU sélectionne les deux muons ayant le plus grand p_T sur une carte.

La carte de contrôle héberge une *unité de contrôle* et une *unité esclave*. Elles reçoivent 24 candidats des 12 cartes de calcul, sélectionne les deux avec le p_T le plus grand et les envoie à l'unité de décision de niveau-0. Cette carte distribue également l'horloge à 40 MHz et les signaux TTC à travers le fond de panier.

Le fond de panier est nécessaire pour l'échange de canaux logiques entre des PU situées sur différentes cartes et pour distribuer l'horloge et les signaux TTC.

Tous les canaux logiques appartenant à une tour sont envoyés à une PU en utilisant au plus huit liens optiques : deux pour la station M1, un ou deux pour M2, un pour M4 et un pour M5. Une telle organisation augmente le nombre de liens mais facilite la connectivité entre le détecteur à muons et le trigger.

Nous avons développé une carte de calcul unique. Seule la configuration chargée dans chaque PU diffère selon la zone couverte par la PU. Le nombre de configurations est de

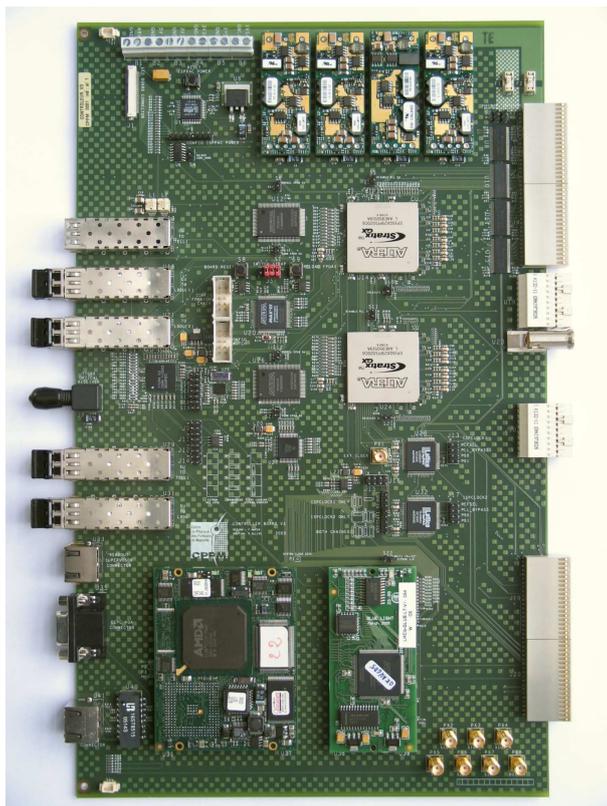


FIG. 2.17 – Photographie de la carte de contrôle. Les deux FPGA hébergeant l'unité de contrôle et l'unité esclave sont visibles au centre de la carte. On aperçoit également les quatre émetteurs optique à gauche ainsi que le PC carte de crédit en bas à gauche.

48, une par tour de chaque quart. La taille de la connexion entre PU a été maximisée pour accepter toutes les configurations évoquées ci-dessus. Nous utilisons des lignes parallèles à 40 MHz, à 80 MHz et des liens sériels à 1.6 Gbit/s. La topologie des échanges de données est schématisée sur la figure 2.13.

Les PU sont agencées en matrices 2×2 . Les colonnes sont inter-connectées pour permettre l'échange de données nécessaires à l'algorithme de recherche de muons selon l'axe x . Les rangées sont inter-connectées pour permettre l'échange de données en y et pour résoudre les cas spéciaux apparaissant dans les régions R1 des stations M2–M3. Enfin, les PU en haut à gauche et en bas à gauche sont connectées à celles en bas à droite et en haut à droite, respectivement, pour échanger des informations des coins nécessaires à l'algorithme de recherche de muons selon y .

L'implantation repose sur des FPGA (Field Programmable Gate Array) haute densité et sur l'utilisation massive de liens sériels multi-gigabits dé-sérialisés à l'intérieur des FPGA. Les processeurs sont connectés au monde extérieur via des liens optiques tandis que les éléments de calcul sont inter-connectés avec les liens sériels rapides sur cuivre.

Le diagramme de blocs de la carte de calcul est donné sur la figure 2.14. Chaque élément de calcul est implanté dans un FPGA de la famille Stratix GX embarquant des sérialiseurs/dé-sérialiseurs haute vitesse.

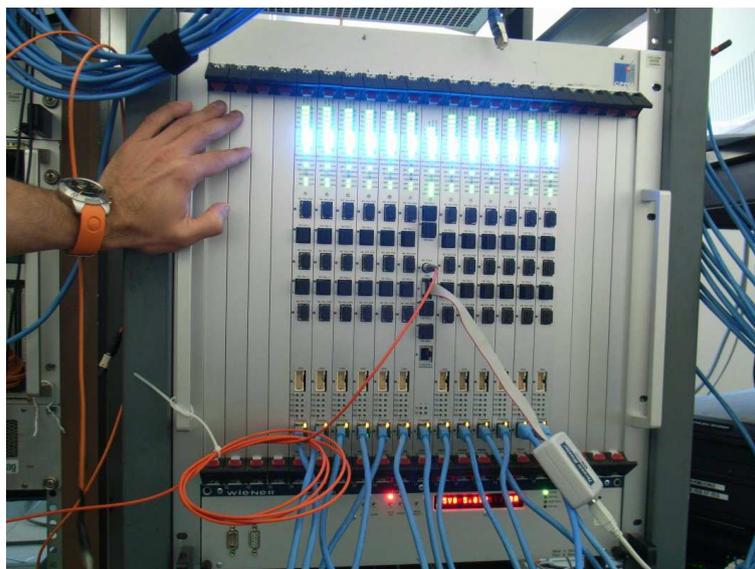


FIG. 2.18 – Photographie du dernier des quatre processeurs de niveau-0 à muons en août 2007.

La carte envoie ses données au système d'acquisition via le « buffer derandomizer » de niveau-0 hébergé dans les PU et la BCSU. Un buffer de niveau-0 contient les entrées et les sorties de chaque élément de calcul.

L'interface avec le système de contrôle de l'expérience (Experiment Control System ou ECS) repose sur un PC embarqué ayant la taille d'une carte de crédit. Il est connecté aux FPGA par un bus local tournant à 20 MHz. Le PC, dit « carte de crédit », charge les configurations des FPGA. Il constitue la principale interface pour contrôler et déboguer le processeur.

La carte processeur est une carte 9U, comme le montre la figure 2.15.

Le diagramme de blocs de la carte de contrôle est représenté sur la figure 2.16. La carte partage de nombreuses fonctionnalités avec la carte de calcul : PC carte de crédit, buffer/derandomizer de niveau-0 et sérialiseurs/dé-sérialiseurs embarqués dans les FPGA. Elle contient deux FPGA : le premier dénommé *unité de contrôle* et le deuxième *unité esclave*.

Les candidats muons arrivent depuis le fond de panier à travers 24 liaisons sérielles puisque l'information des candidats, en provenance d'une carte de calcul est distribuée sur deux liaisons sérielles. La première contient l'identificateur de croisement de faisceaux, le p_T et l'adresse des candidats dans M3. Le second contient les adresses dans M1–M2 ainsi qu'un statut et l'identificateur de croisement de faisceaux. Le premier lien est connecté à l'unité de contrôle, le second à l'unité esclave.

L'unité de contrôle permet de sélectionner les deux candidats de plus grand p_T . Ils sont envoyés à l'unité de décision de niveau-0 via deux liens optiques à haute vitesse, l'un piloté par l'unité de contrôle, l'autre par l'unité esclave. Ceci permet à l'unité de décision de de niveau-0 de connaître non seulement les p_T des candidats, mais également leur adresse dans M1, M2 et M3.

La carte de contrôle est une carte 9U dont une photographie est donnée sur la figure 2.17.

Le fonctionnement d'une PU est le suivant. Les cartes d'impacts correspondant à un croisement de faisceaux arrivent à des temps différents à la sortie des liens optiques. Elles sont alignées en temps avec le système d'horloge à 40 MHz en utilisant des mémoires circulaires. Le calcul nécessite la connaissance d'une partie des impacts situés dans les PU voisines. Lorsque la granularité des pads logiques n'est pas la même entre la PU émettrice et réceptrice, un formatage de données a lieu. Lorsque tous les pads et les strips touchés sont disponibles et en phase avec le système d'horloge, ils sont transformés en pads. Des transformations locales sont appliquées sur les pads ayant des granularités différentes, de façon à exécuter l'algorithme de recherche de traces dans un espace homogène (c'est-à-dire composé uniquement de pads de même granularité). Le p_T des candidats est calculé en utilisant des look-up tables implantées dans le FPGA.

Une photographie du dernier des quatre processeurs de niveau-0 à muons est donné sur la figure 2.18.

2.2.3 Tests de résistance aux radiations

Le niveau de radiation attendu sur l'électronique frontale du détecteur à muons peut atteindre 22 Gy au bout de dix années de fonctionnement. L'utilisation de liens optiques permet de placer le trigger à muons dans une salle de comptage, loin du détecteur, dans un lieu sans radiations et d'accès permanent. Le trigger à muons est par conséquent insensible aux Single Event Upset (SEU) de telle sorte que des composants standard peuvent être utilisés. Cependant, l'interface du trigger, située dans l'électronique frontale du détecteur à muons, est sensible aux SEU, à cause de la partie optique. Un SEU est un changement

	Dose totale (Gy)	Flux de hadrons > 20 MeV (part/ cm ²)	Flux de neutrons équivalent 1 MeV (n/ cm ²)
M1	22	1.9×10^{10}	3.4×10^{11}
M2	22	1.9×10^{10}	3.4×10^{11}
M3	6.8	7.9×10^9	1.8×10^{11}
M4	3.9	5.3×10^9	1.9×10^{11}
M5	3.2	4.5×10^8	2.6×10^{11}

TAB. 2.3 – Niveau maximum de radiations pour 10 années de fonctionnement de l'ODE du système à muons (incluant un facteur 2 de sécurité) [68]. Les nombres pour la station M1 ont été choisis de façon conservatrice, identiques à ceux de M2. L'ODE de M1 est placé dans un tunnel sous le RICH2.

d'état d'un composant électronique créé par la collision d'une particule énergétique avec une partie sensible du composant. Il entraîne une erreur dans la transmission des données.

Nous avons effectué des tests de résistance aux radiations du transmetteur électro-optique Agilent HFBR-772BP [66]. Ce dernier est un élément clé dans la transmission de données entre le détecteur à muons et le trigger à muons. Nous avons irradié ce composant

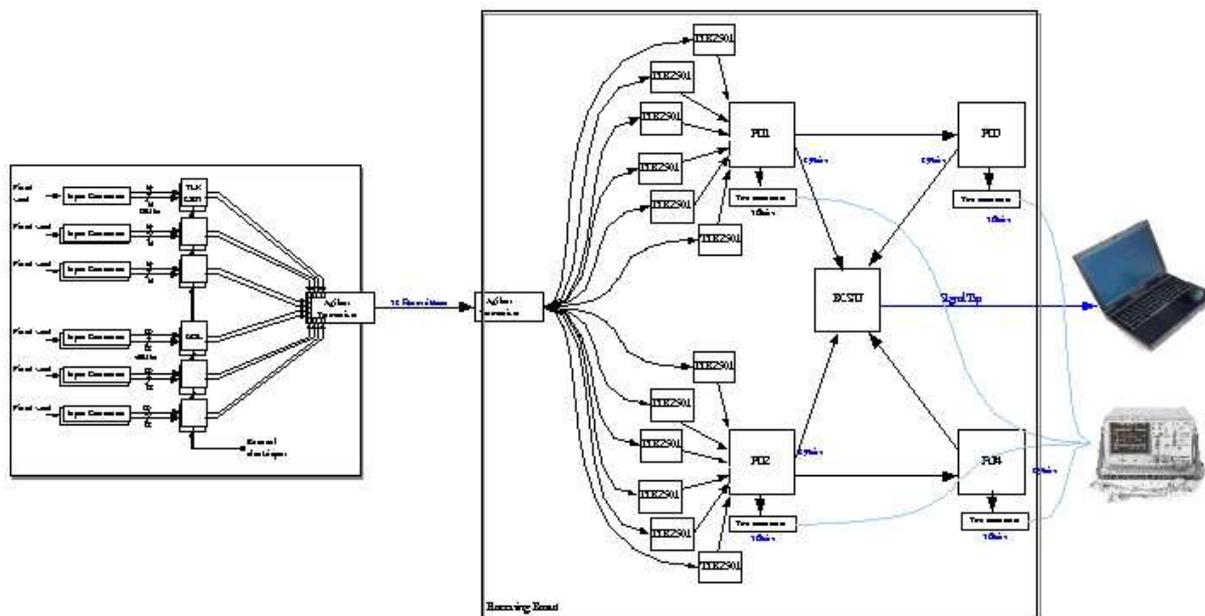


FIG. 2.19 – Dispositif de mesure de SEU, avec la carte émettrice à gauche et la carte de calcul de réception à droite. Elles sont reliées par un câble en ruban de 110 m qui contient 12 fibres optiques individuelles.

sur un faisceau de protons à l’Institut Paul Scherrer (PSI), près de Zurich, en décembre 2003 [67].

Le niveau de radiations attendu pour dix années de fonctionnement de l’ODE (Off Detector Electronics) est indiqué dans la table 2.3. Le flux maximum de hadrons avec une énergie de plus de 20 MeV devrait être inférieur à 1.9×10^{10} part/cm² et celui de neutron-équivalent-1 MeV inférieur à 3.4×10^{11} n/cm². Le but du test était de mesurer la sensibilité du transmetteur Agilent aux SEU.

Dans les deux sections suivantes, nous décrivons le dispositif expérimental, puis nous donnons les résultats.

2.2.3.1 Dispositif expérimental

Une vue schématique du dispositif est donnée sur la figure 2.19 et une photographie sur la figure 2.20. Ce dispositif comprend 5 parties principales :

1. la carte d’émission avec le transmetteur optique que l’on veut irradier ;
2. le câble optique en ruban ;
3. la carte de réception (qui est la carte de calcul du trigger à muons) ;
4. un ordinateur portable connecté au port JTAG de la carte de calcul qui assure le monitoring en temps réel ;
5. un analyseur logique rapide, relié à des connecteurs tests de la carte de calcul, qui enregistre les données pour l’analyse offline.

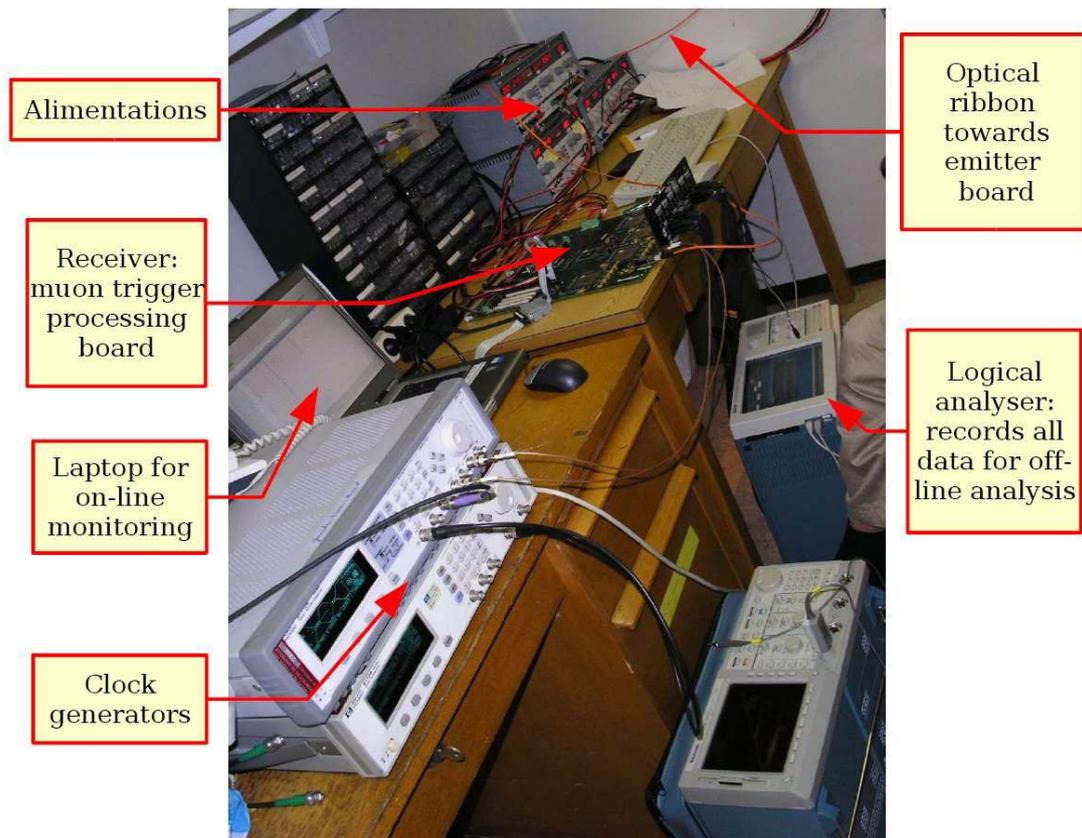


FIG. 2.20 – Photographie du dispositif expérimental dans la salle de comptage.

L'ordinateur portable et l'analyseur logique sont complémentaires. L'analyseur logique a une résolution temporelle de 4 ns, essentielle pour mesurer l'instant d'une perte de synchronisation et celui du retour à la normale. Il fonctionne en mode transitoire pour l'enregistrement des données offline. En revanche, il ne peut être utilisé pour suivre le comportement des fibres optiques en temps réel. Il faudrait un deuxième analyseur logique, ou un ordinateur, solution que nous avons retenue.

Sur la carte d'émission :

- 12 sérialiseurs TLK 2501 de Texas Instrument convertissent les données sur 16 bits à 80 MHz en données sérielles à 1.6 Gbit/s ;
- 1 transmetteur optique parallèle Agilent pilote 12 liens optiques individuels à 1.6 Gbit/s, rassemblés dans un même ruban.

L'horloge est fournie par un générateur externe. Une photographie de la carte d'émission est donnée sur la figure 2.21. Le transmetteur HFBR-772BP est un module optique haute performance utilisé dans les communications par données optiques parallèles. Ce composant fournit une solution bon marché pour les communications à courtes distances et autorise un débit jusqu'à 30 Gbit/s.

La carte de réception utilisée pour ce test est un prototype de la carte de calcul du trigger à muons [57]. Sur cette carte :

- 1 récepteur optique parallèle Agilent est connecté au ruban recevant les 12 signaux

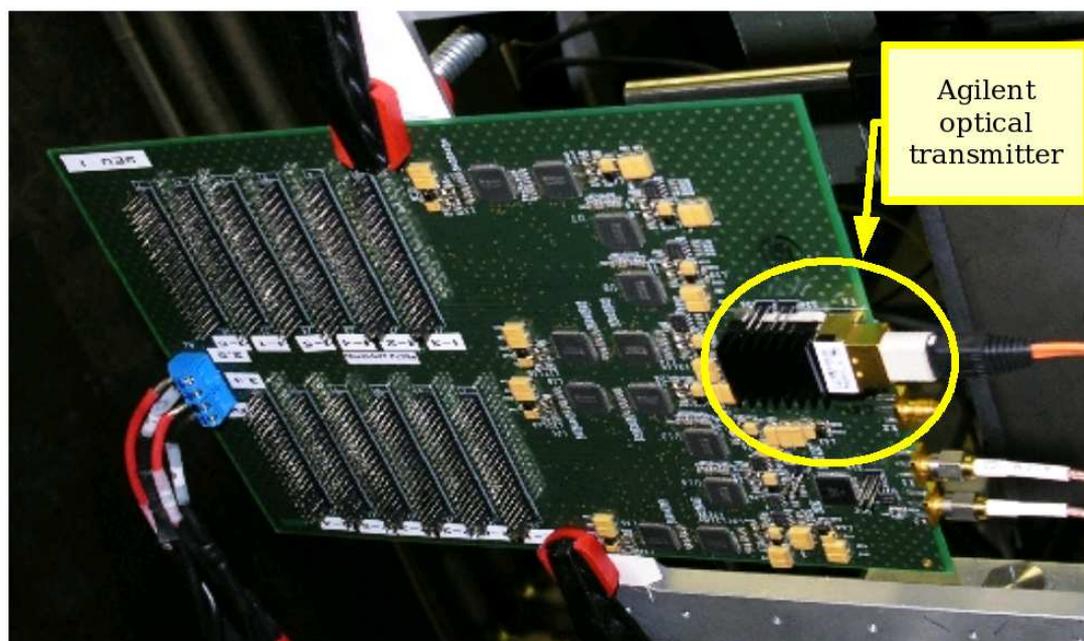


FIG. 2.21 – Photographie de la carte d'émission avec le transmetteur optique Agilent. Le cercle indique la zone irradiée.

optiques à 1.6 Gbit/s ;

- 12 dé-sérialiseurs TLK2501 récupèrent les données 16-bits et les envoient à 2 PU ;
- les 2 PU envoient leur données à des connecteurs de test reliés à l'analyseur logique. Elles envoient également leur données à la BCSU qui effectue une comparaison avec les données émises et envoie le résultat sur l'ordinateur portable via le port JTAG.

2.2.3.2 Principe de détection d'erreurs

La donnée émise est un mot fixe 0xBC50. Cette donnée très particulière permet au TLK2501 de se resynchroniser automatiquement en cas de SEU. Une erreur de transmission est donc simplement détectée en comparant les données reçues avec le mot fixe 0xBC50 et la resynchronisation se fait automatiquement après un intervalle de temps que l'on mesure.

La carte émettrice est placée sur un faisceau de protons de 250 MeV/c. Seul le transmetteur optique est irradié, comme indiqué sur les figures 2.21 et 2.22. La taille du faisceau sur la carte fait 4 cm de diamètre. On peut régler le flux du faisceau de protons ainsi que le temps d'irradiation. Nous avons irradié successivement 3 cartes émettrices, en augmentant progressivement la fluence de protons jusqu'à 2.5×10^{11} part/cm². En parallèle, nous avons compté le nombre de SEU et enregistré les résultats avec l'analyseur logique. Ce dernier fonctionne en mode transitoire, de telle sorte que tout changement intervenant sur l'une des 12 fibres optiques entraîne l'écriture dans le fichier de l'instant t_1 , auquel le changement intervient, ainsi que de 12 mots caractérisant l'état de chaque fibre. Un mot différent de zéro signale un SEU. Lorsque la fibre se resynchronise, une nouvelle ligne est

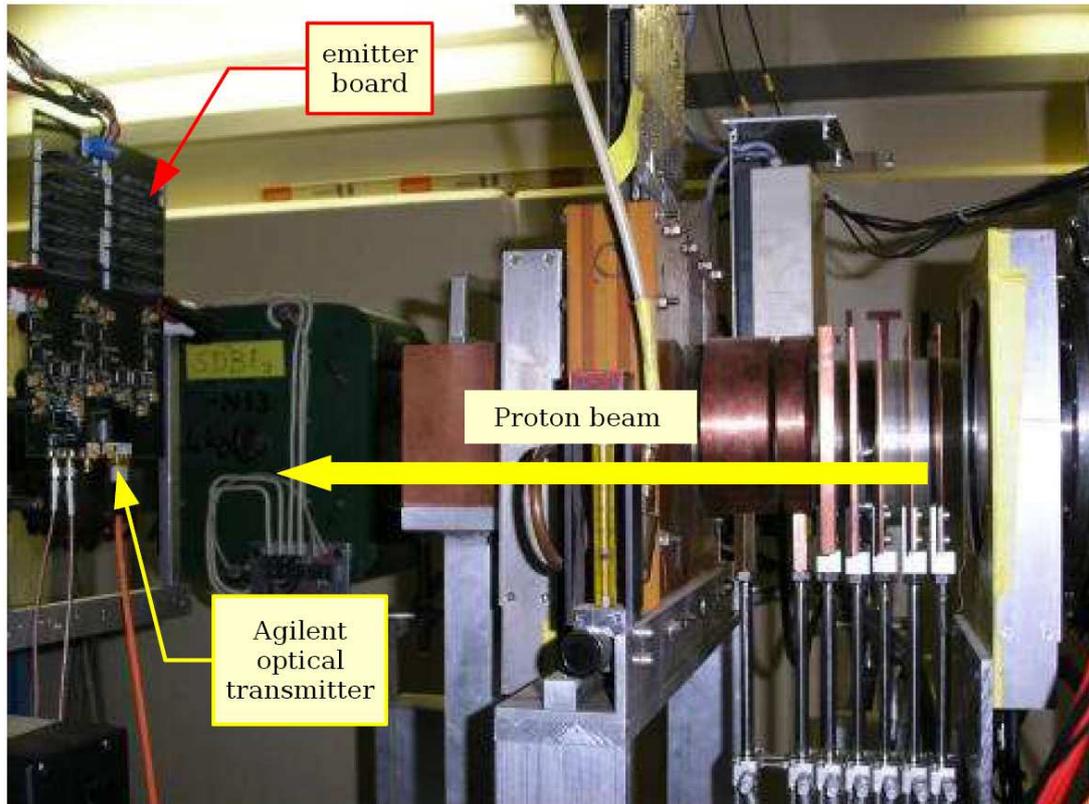


FIG. 2.22 – Dispositif expérimental sur le faisceau de proton à PSI.

écrite dans le fichier, avec l'instant t_2 auquel la resynchronisation a lieu, ainsi qu'une suite de 12 zéros permettant d'identifier le retour à la normale. La différence $t_2 - t_1$ quantifie la durée d'un SEU.

2.2.3.3 Résultats

Pendant les tests, nous avons observé ~ 4000 SEU pour les 3 cartes irradiées. À l'intérieur du transmetteur optique, le laser pilote possède 12 canaux digitaux contrôlés indépendamment. Lorsqu'un SEU se produit, l'intensité de la lumière émise par ce laser passe en dessous du seuil de détection et nous observons une perte de signal en réception. La perte du signal s'accompagne d'une perte de synchronisation. Le temps pour revenir à une situation normale est d'environ 79 ns avec un RMS de 48 ns, comme indiqué sur la figure 2.23.

Le nombre de SEU observé ne dépend pas du numéro de lien optique, comme indiqué sur la figure 2.23. Lorsqu'un lien tombe, les 11 autres continuent à fonctionner correctement.

Le taux de SEU en fonction de la fluence est plat, comme indiqué sur la figure 2.24. Le composant fonctionne jusqu'à une fluence de $\sim 2.5 \times 10^{11} \text{p/cm}^2$, c'est-à-dire une dose totale de 150 Gy. Au-delà de cette dose, le transmetteur ne fonctionne plus. Notons qu'un composant mort peut être remplacé car il est monté sur un réceptacle amovible.

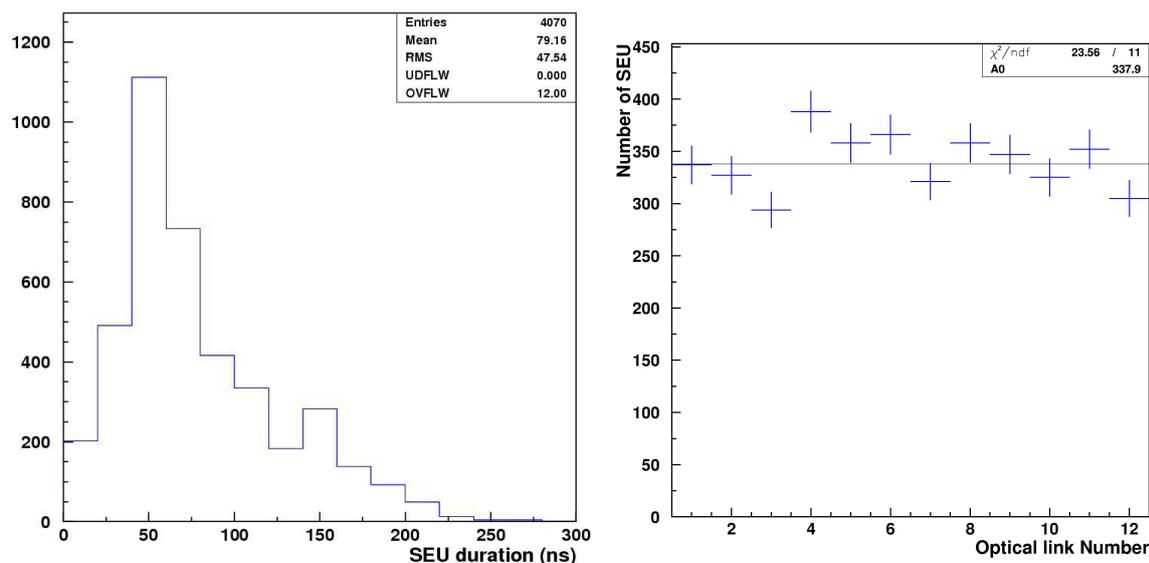


FIG. 2.23 – Pour les 3 cartes irradiées: durée d’un SEU, pour les 12 liens optiques (à gauche); nombre de SEU observés sur chaque lien (à droite).

	Flux de hadrons > 20 MeV (part/cm ²)	Nb de SEU par lien optique	Nb de liens optiques par station	Nombre de SEU par station
M1	1.9×10^{10}	0.9	384	346
M2	1.9×10^{10}	0.9	240	216
M3	7.9×10^9	0.36	240	86
M4	5.3×10^9	0.23	192	44
M5	4.5×10^8	0.23	192	44

TAB. 2.4 – Niveau de radiation et nombre de SEU attendus dans chaque station à muons après une année de fonctionnement.

Le nombre de SEU par lien optique, moyenné sur les 3 cartes est de 113 ± 6 . La fluence moyenne accumulée sur chaque composant étant de $2.5 \times 10^{11} \text{p/cm}^2$, nous concluons que la section efficace de SEU est de $(4.5 \pm 0.1) \times 10^{-10} \text{cm}^2$ par lien optique du transmetteur Agilent.

En utilisant le tableau 2.4, nous pouvons calculer le nombre moyen de SEU par an, pour tous les liens optiques du trigger à muons. Le flux maximum de hadrons avec une énergie au dessus de 20 MeV au niveau des cartes ODE est donné dans la première colonne, pour chaque station à muons et pour une année de fonctionnement de LHCb. En multipliant ces flux par la section efficace de SEU calculée ci-dessus, nous obtenons le nombre moyen de SEU par lien optique en une année, comme indiqué dans la colonne 2. Le nombre de liens optiques par station est donné dans la colonne 3. En multipliant les colonnes 2 et 3, nous obtenons, en colonne 4, le nombre de SEU attendu par station à muons. En sommant ces 5 lignes, le nombre moyen de SEU pour l’ensemble du système à muons est de 736. En

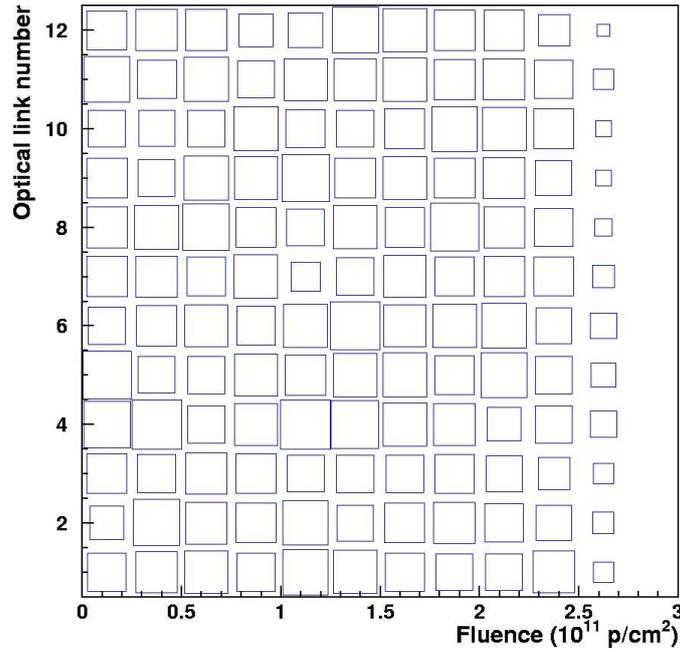


FIG. 2.24 – La surface de chaque carré est proportionnelle au nombre de SEU observés pour le lien optique correspondant en ordonnée et la fluence indiquée en abscisse. L'artefact autour d'une fluence de $2.5 \times 10^{11} \text{p/cm}^2$ est un effet de binning. Les composants ne fonctionnent plus au-delà de 2.5 à $2.6 \times 10^{11} \text{p/cm}^2$.

supposant qu'une année de LHC dure 10^7 s, un lien optique sur 1248 se désynchronisera toutes les ~ 3 h 40 min.

En moyenne, un lien est aveugle durant un cycle LHC, c'est-à-dire $3564 \times 24 \text{ ns} = 89 \mu\text{s}$. En effet, à la fin de chaque cycle du LHC, chaque lien est automatiquement resynchronisé.

À partir de ces chiffres, nous calculons l'inefficacité du trigger due aux SEU sur la partie optique émettrice du trigger située dans l'ODE des muons. En plus des transmetteurs Agilent, cette partie contient un circuit QPLL⁵, 12 GOL⁶ et un circuit pour distribuer l'horloge. La section efficace de SEU du GOL est de $\sim 3.2 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ [69], bien inférieure à celle du transmetteur Agilent. Les circuits QPLL et de distribution d'horloge sont, comme le GOL, conçus pour résister aux radiations. Par conséquent, nous négligeons leur effet dans les estimations suivantes.

Lorsqu'un lien ne fonctionne pas, la PU associée est inefficace car un lien transporte les données en provenance d'une station et l'algorithme du trigger exige une coïncidence entre les 5 stations pour trouver un candidat muon.

En supposant que le LHC fonctionne 20 heures par jour, le nombre de cycles LHC par jour est $20 \text{ h} \times 3600 \text{ s} / (3564 \times 25 \times 10^{-9}) \text{ s} = 8 \times 10^8$, et le nombre de PU mortes par jour est ~ 5.3 . Ainsi, l'inefficacité du trigger est donné par $(1/192) \times (5.3/8 \times 10^8) = 3.5 \times 10^{-11}$,

⁵Quartz crystal Phase-Locked Loop. Il s'agit d'un circuit intégré basé sur un VCXO (Voltage Controlled Quartz Crystal Oscillator), réalisé en technologie CMOS $0.25 \mu\text{m}$.

⁶Gigabit Optical Link. Il s'agit d'un transmetteur multi-protocole et haute vitesse, réalisé en technologie CMOS $0.25 \mu\text{m}$.

où 192 est le nombre total de PU dans le trigger à muons. Ce chiffre est complètement négligeable comparé aux 10% d'inefficacité de l'algorithme de trigger pour sélectionner, par exemple, des événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ [70].

En conclusion le transmetteur optique Agilent HFBR-772BP remplit les conditions de résistance aux radiations requises. Il fournit une solution très compacte pour transporter une grande quantité de données tout en utilisant une petite surface du circuit imprimé. Nous l'avons par conséquent adopté dans l'interface du trigger implantée dans l'électronique frontale du système à muons.

2.2.4 Performances du trigger

Nous avons simulé et mesuré les performances du trigger à muons dans diverses configurations [70, 71, 72, 73, 74, 75]. Différentes versions de cette simulation se sont succédé. Bien que la majeure partie des performances aient été obtenues avec une version plus ancienne de la simulation du trigger [74], nous décrivons ici succinctement la version la plus récente. Nous expliquons également les données utilisées. Nous résumons ensuite les principaux résultats de l'étude des performances physiques du trigger, en conditions nominales, puis en conditions dégradées. Nous étudions successivement le bruit de fond de basse énergie, le bruit de fond dû au halo du LHC, les limitations dues au hardware, ainsi que l'absence de M1. Nous ré-optimisons les paramètres du trigger dans chaque cas.

2.2.4.1 Émulateur et données utilisées

Nous avons développé un émulateur software qui reproduit bit à bit le comportement du trigger à muons. En comparant le contenu du buffer de niveau-0 avec celui produit par l'émulateur et en utilisant les mêmes données en entrée, nous pouvons identifier toute erreur et comprendre ce qui s'est passé. L'émulateur est écrit en C++ et reproduit exactement les flux de données dans le processeur à muons.

Les échantillons de données utilisés dans les études ci-dessous ont été générés en 2003. Ils correspondent à une luminosité moyenne de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et incluent les effets de pile-up. Le bruit de fond de basse énergie est simulé [76]. Le but du trigger consiste à atteindre la plus haute efficacité de sélection pour des événements utiles pour la physique, c'est-à-dire sélectionnés offline. Nous avons étudié des événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K_s^0$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$ et $b \rightarrow \mu X$, ces derniers étant utiles pour l'étiquetage de la saveur des mésons B. Les résultats présentés ici utilisent des événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$ dont la sélection est décrite dans [77].

2.2.4.2 Performances nominales

Le taux de sortie du trigger à muons est fixé autour de 200 kHz suivant l'optimisation de la bande passante du niveau-0 [78]. Environ 2/3 de ce taux est dédié au déclenchement sur muon unique et 1/3 au déclenchement di-muons. Les paramètres de l'algorithme à optimiser, pour obtenir ce taux de sortie, sont la taille des fenêtres de recherche (FOI) et la coupure en p_T , soit sept paramètres. Diminuer la taille des FOI ou augmenter la coupure en p_T réduit le taux de sortie.

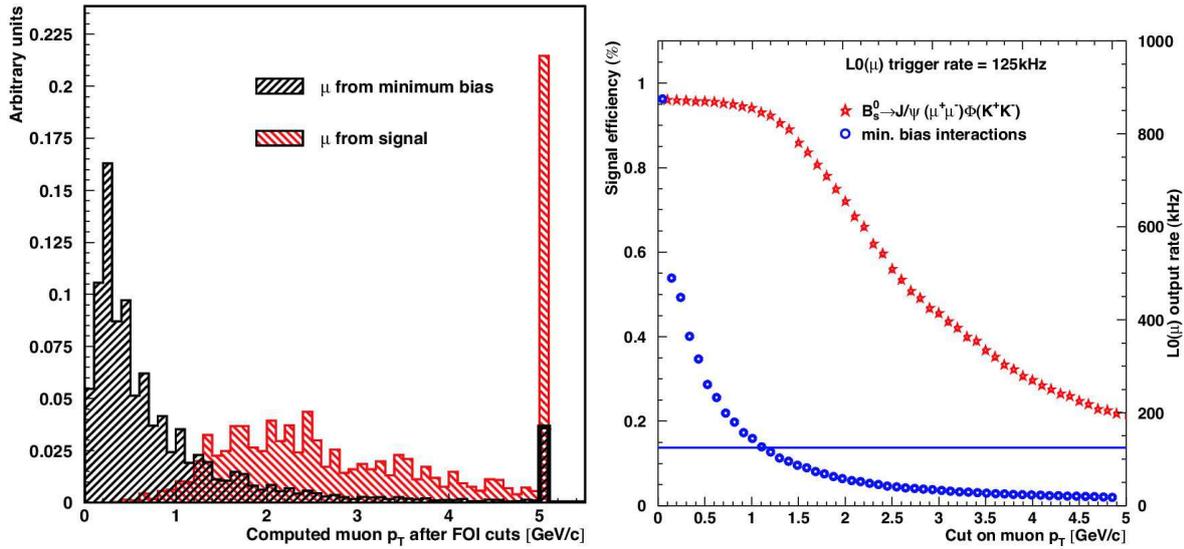


FIG. 2.25 – À gauche : impulsion transverse calculée par le trigger à muons pour des événements de biais minimum et des $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$. Le p_T est encodé sur 8 bits et sature à 5.08 GeV. Les deux échantillons sont normalisés à un. À droite : efficacité du trigger pour des événements de biais minimum et des $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$ en fonction de la coupure en p_T . Dans les deux histogrammes, la dimension des FOI est optimisée pour un taux de sortie de 125 kHz (muon unique).

La taille maximale des FOI est un paramètre important du processeur car elle définit la quantité de données échangées entre PU et donc la dimension des bus entre PU. Nous avons défini cette taille maximale en optimisant l'efficacité de trigger tout en minimisant la taille des FOI. Ces études ont été répétées en fonction du taux de sortie du trigger et de différentes conditions de fonctionnement [72, 70]. La taille maximale de FOI est donnée dans le tableau 2.5. La figure 2.25 de gauche montre l'impulsion transverse calculée par le trigger à muons pour des candidats trouvés dans des événements de biais minimum et des $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$. La taille des FOI est optimisée pour un taux de sortie de 125 kHz (muon unique). L'efficacité de trigger correspondante est indiquée sur la figure 2.25 de droite en fonction de la coupure en p_T . La figure 2.26 (à gauche) montre le taux de sortie du trigger en fonction de l'efficacité de sélection d'événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$. La figure 2.26 (à droite) montre que la résolution sur l'impulsion transverse, mesurée par le trigger à muons, pour des vrais muons ayant un p_T compris entre 0.5 et 2 GeV/c, est d'environ 22%.

Les performances du trigger sont résumées dans le tableau 2.6. Le taux de sortie de 125 kHz est obtenu pour une coupure en p_T de 1.1 GeV/c et pour les FOI indiquées. L'efficacité de trigger correspondante est de $\sim 89\%$ pour des événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$.

Dans 98.3% des événements de biais minimum acceptés, le trigger est dû à un vrai muon.

L'origine des candidats acceptés, qu'il s'agisse de vrais muons ou non, est donné dans le tableau 2.7. Ils proviennent essentiellement de la désintégration en vol de pions et de kaons. Environ 2.8% des candidats proviennent d'un hadron b. On peut comparer cette

	M1	M2	M4	M5
x	± 3.5	± 5.5	± 3.5	± 3.5
y	± 0.5	± 0.5	± 1.5	± 1.5

TAB. 2.5 – Taille maximale des FOI en x et en y . L’unité est la taille du pad à partir du point d’intersection de la station considérée et de la ligne droite joignant le pad touché dans M3 et le point d’interaction. Une FOI de ± 3 correspond à une largeur totale de 7 pads. Puisque la granularité n’est pas la même dans les cinq stations, la ligne droite reliant l’impact dans M3 au point d’interaction ne passe pas systématiquement par le centre des pads dans les autres stations. Par conséquent, les FOI peuvent être asymétriques. Une FOI de ± 1 correspond à une largeur totale de 2 pads ; une FOI de ± 1.5 correspond à une largeur totale de 3 pads. Les détails complets sont données dans [74].

Taux de sortie du trigger (kHz)		FOI optimaux				Coupure en p_T (GeV/c)	Efficacité $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ (%)
		M1	M2	M4	M5		
75	x	2.5	3.5	1	1	1.28	79.9 \pm 1.0
	y	0.5	0.5	0.5	0.5		
125	x	2.5	5.5	1	2	1.10	88.8 \pm 0.8
	y	0.5	0.5	1.5	1.5		
225	x	3.5	5.5	1.5	2	0.74	92.6 \pm 0.6
	y	0.5	0.5	1.5	1.5		

TAB. 2.6 – Performances nominales du trigger à muons pour trois taux de sortie. Le signe \pm est omis devant la taille des FOI pour alléger le tableau.

fraction à celle de hadrons b se désintégrant en muon dans l’acceptance de LHCb, avant le trigger : $\sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times \text{BR}(b \rightarrow \mu X) \times \text{Acc} / \sigma_{pp}^{\text{vis}} \simeq 0.5 \times 2 \times 0.1 \times 0.2 / 60 \simeq 0.03\%$. Par conséquent, le trigger à muons augmente le rapport signal sur bruit d’un facteur $2.8/0.03 \simeq 90$.

2.2.4.3 bruit de fond de basse énergie

Les seuils en énergie dans la simulation GEANT [79], utilisés dans les régions situées derrière les calorimètres, sont plus élevés que dans le reste du détecteur pour économiser le temps de calcul qui serait passé à propager des traces dans les filtres en fer. Par conséquent, la composante basse énergie du taux d’impacts dans les stations M2–M3 est fortement supprimée. Pour restaurer un taux correct, on ajoute des impacts durant la digitalisation. Ces derniers sont extraits de paramétrisations obtenues avec une version différente du programme de simulation, GCALOR, qui contient des seuils en énergie plus bas, ainsi qu’une géométrie plus détaillée du détecteur et de l’optique des faisceaux. Le bruit de fond de basse énergie est constitué de particules de basse énergie, principalement des électrons et des hadrons chargés et, pour les temps d’arrivée tardifs, de neutrons. Puisque la simulation de ce type de processus est affectée par de grandes incertitudes, on applique des facteurs de sécurité conservateurs de 2 à 5 sur le nombre total d’impacts en fonction

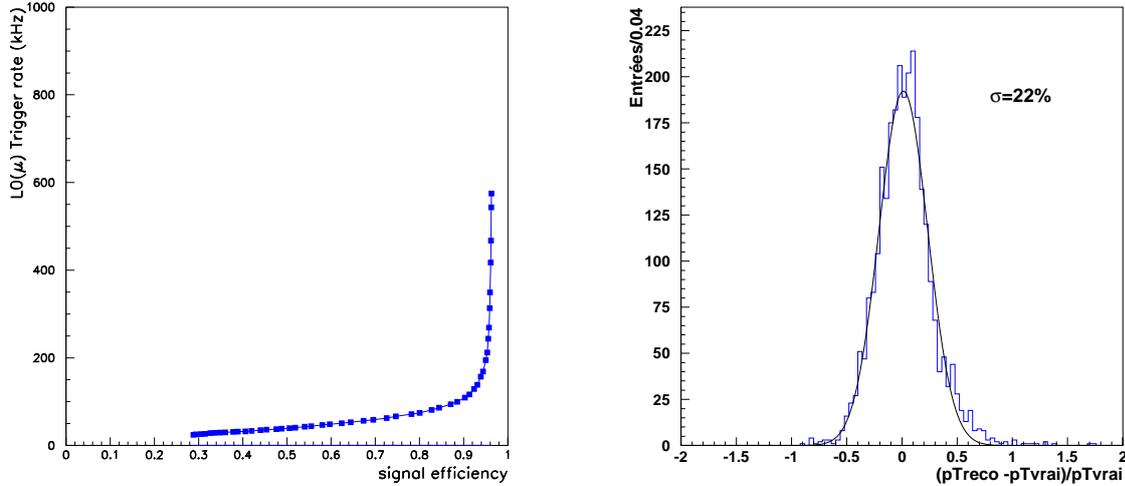


FIG. 2.26 – À gauche: taux de sortie du trigger en fonction de l’efficacité de sélection d’événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$. À droite: résolution sur l’impulsion transverse estimée par le trigger de niveau-0, ajustée par une gaussienne d’écart-type 22%.

de l’importance relative de cette composante dans les cinq stations. Le niveau de bruit de fond maximal est défini en multipliant le nombre d’impacts par 2 dans M1 et par 5 dans M2–M5. La perte relative d’efficacité du trigger, induite par le niveau de bruit de fond de basse énergie, varie en fonction du taux de sortie, entre 2% (300 MHz) et 8% (100 kHz).

2.2.4.4 Bruit de fond du halo des faisceaux

Une fraction des particules des faisceaux est perdue par le LHC à cause des interactions faisceau-gaz et faisceau-faisceau. Une partie de ces particules de halo sont des muons présentant un large spectre d’énergie, le flux le plus intense étant à faible rayon par rapport au tube à vide [47]. En particulier, les muons du halo qui traversent le détecteur dans la même direction que les particules en provenance du point d’interaction peuvent déclencher le trigger à muons. Le nombre moyen de muons de halo dépend fortement du niveau de gaz résiduel dans le tube à vide. Nous définissons les *conditions nominales* comme celles correspondant à 10 jours après le début de la seconde année de prise de données et les *conditions maximales* en appliquant un facteur deux sur la densité de gaz résiduel et un facteur trois sur le courant des faisceaux. Dans les conditions nominales, le nombre moyen de muons de halo est de 0.015 par paquet pour les particules traversant la cavité depuis le VELO vers les chambres à muons et de 0.026 pour les particules venant dans l’autre sens.

Nous avons étudié les performances du trigger sur des événements de biais minimum avec des particules du halo superposées. Ces études montrent que les muons de halo n’affectent pas les performances dans les conditions nominales. Cependant, lorsqu’on aug-

	[%]
Hadron b	2.8
Hadron c	2.9
Pion	63.0
Kaon	29.2
Autres particules (p, n, τ ,...)	1.0
Traces fantômes	1.1

TAB. 2.7 – Origine des candidats passant le trigger à muons dans des événements de biais minimum, lorsque le taux de sortie est fixé à 125 kHz et que le niveau de bruit de fond est nominal. Dans le cas de désintégrations en cascade $b \rightarrow c \rightarrow \mu$, l'origine est un hadron b. Les traces fantômes n'ont pas de vérité Monte-Carlo associée. Il s'agit principalement de combinaisons accidentelles d'impacts dus à de vraies traces et au bruit de fond.

mente le niveau de gaz résiduel dans le tube à vide, ainsi que le courant de faisceau, l'efficacité de trigger subit une baisse relative allant jusqu'à 8%. L'amplitude de ces pertes est similaire à celle induite par le niveau maximum de bruit de fond de basse énergie. Ces deux types de pertes s'additionnent linéairement. Ces études montrent également que le trigger à muons est quasiment insensible aux particules du halo voyageant vers les z négatifs car dans ce cas les particules ne sont pas synchrones avec les croisements de faisceaux.

2.2.4.5 Bruits de fond basse énergie et du halo cumulés

Taux de sortie du trigger (kHz)		FOI optimaux				p_T (GeV/c)	Efficacité $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ (%)	$\Delta\varepsilon$ $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ (%)
		M1	M2	M4	M5			
75	x	1.5	4.5	1	1	1.37	66.9±1.6	-16.2 ± 2.4
	y	0.5	0.5	0.5	0.5			
125	x	2.5	5.5	1	1	1.00	79.8±0.9	-9.3 ± 1.6
	y	0.5	0.5	1.5	1.5			
225	x	3.5	3.5	1.5	1.5	1.01	87.4±0.9	-5.7 ± 1.2
	y	0.5	0.5	1.5	1.5			

TAB. 2.8 – Performances du trigger à muons pour trois taux de sortie, lorsque le bruit de fond basse énergie et dû au halo du LHC sont maximaux. La dernière colonne donne la perte d'efficacité relative de sélection d'événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, $\Delta\varepsilon$, par rapport aux conditions nominales (tableau 2.6). Le signe \pm est omis devant la taille des FOI pour alléger le tableau.

Dans le cas pessimiste où l'on additionne les effets d'un bruit de fond de basse énergie maximal avec ceux d'un bruit de fond maximal dû au halo, on obtient les performances de la table 2.8. La perte d'efficacité de sélection d'événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ atteint 16% pour un taux de sortie de 75 kHz. Elle s'explique par l'augmentation de la coupure en p_T . L'origine des candidats acceptés par le trigger est donnée dans le tableau 2.9. Par rapport

aux conditions nominales, le pourcentage de muons provenant de hadrons b diminue d'un facteur ~ 2.2 et le pourcentage de traces fantômes est multiplié par 20.

	[%]
Hadron b	1.3
Hadron c	2.4
Pion	51.1
Kaon	21.7
Autres particules (p, n, τ ,...)	1.0
Traces fantômes	22.5

TAB. 2.9 – Origine des candidats passant le trigger à muons dans des événements de biais minimum, lorsque le taux de sortie est fixé à 125 kHz et que les niveaux de bruit de fond de basse énergie et dû au halo sont maximaux. Dans le cas de désintégrations en cascade $b \rightarrow c \rightarrow \mu$, l'origine est un hadron b. Les traces fantômes n'ont pas de vérité Monte-Carlo associée. Il s'agit principalement de muons provenant du faisceau ainsi que de combinaisons accidentelles d'impacts dus à de vraies traces et au bruit de fond.

2.2.4.6 Paramètres hardware

La réponse des chambres dépend de plusieurs paramètres : diaphonie, efficacité d'un gap et bruit électronique. Nous avons mesuré les performances du trigger dans les conditions nominales et dégradées présentées dans le tableau 2.10. Nous avons montré que l'effet auquel le trigger est le plus sensible est la diaphonie qui augmente la taille des amas. Augmenter cette taille de 30% entraîne une perte d'efficacité du trigger de 5%.

L'implantation hardware du trigger à muons entraîne certaines simplifications par rapport à un algorithme parfait. Elle limite le nombre de candidats muons à 2 par PU. Elle nécessite une compression des données lorsque ces dernières sont transférées entre deux tours situées dans des régions différentes. Enfin, elle nécessite l'encodage du p_T sur 8 bits. Nous avons étudié chacune de ces simplifications et montré qu'elles n'avaient pas d'effet significatif sur les performances du trigger.

	Conditions normales	Conditions dégradées
Bruit de fond de basse énergie	$\times 1$ dans chaque station	$\times 1$ (M1), $\times 2$ (M2–M5)
Efficacité d'un gap	95%	90%
Diaphonie sur les fils de lecture	8%	20%
Diaphonie sur les cathodes de lecture	8%	30%
Bruit électronique par canal	0.1 kHz	1 kHz
Temps mort par canal	50 ns	80 ns

TAB. 2.10 – Paramètres du détecteur à muons utilisés pour les tests de robustesse comparés aux paramètres nominaux.

2.2.4.7 Absence de M1

En 2002, il fut question de commencer la prise de données sans la station M1, pour au moins quatre raisons. Premièrement, il est difficile de construire des chambres dans un environnement présentant un flux de particules aussi intense. Deuxièmement, la station étant située avant le calorimètre, elle en détériore légèrement les performances par sa quantité de matière. Troisièmement, l'espace situé entre le RICH2 et le Pre-shower est extrêmement réduit et difficile d'accès. Enfin en 2002, différents retards avaient été accumulés dans le système à muons.

Dans le cadre d'un PICS (Programme International de Collaboration Scientifique), j'ai passé l'été au laboratoire de physique des particules élémentaires de l'université fédérale de Rio de Janeiro, pour travailler avec un collègue brésilien sur les pertes de performances qu'entraînerait une absence de la station M1 et sur différentes pistes pour y remédier. J'ai présenté les conclusions de ces études à Cambridge [80], puis au Cern [81].

La station M1 est cruciale pour assurer une résolution d'au moins 20% sur le p_T . En l'absence de M1, on calcule le p_T avec M2 et M3, ce qui dégrade la résolution et l'amène à 30%. On doit alors relever la coupure en p_T pour assurer un taux de sortie du trigger constant. Ceci entraîne une chute d'efficacité du trigger allant jusqu'à 30% en fonction des conditions de fonctionnement. De plus, le taux minimal de sortie du trigger devient 70 kHz, à cause des événements ayant des impacts dans M2 et M3 alignés avec le point d'interaction (c'est-à-dire un p_T infini). Nous avons montré qu'une optimisation sophistiquée des seuils en p_T et des tailles des FOI par PU permet de réduire ces pertes. Mais cette solution introduirait une complexité non négligeable au niveau du trigger.

Une autre solution aurait consisté à utiliser une granularité plus fine dans les stations M4–M5 et à changer l'algorithme du trigger pour qu'il commence sa recherche dans M4. Enfin, on aurait pu décaler M2 et le calorimètre en direction du point d'interaction, de façon à augmenter le bras de levier pour calculer le p_T de 120 à 160 cm.

Heureusement, cinq ans plus tard, nous sommes assurés de commencer la prise de données avec un détecteur complet, de telle sorte que les solutions ci-dessus n'ont pas à être mises en pratique.

2.2.4.8 Conclusions sur les performances du trigger

Nous concluons que le trigger à muons est robuste et que même dans les conditions pessimistes étudiées, ses performances restent stables, à 16% près. Les facteurs, auxquels le trigger est particulièrement sensible, sont le niveau de bruit de fond de basse énergie, les vrais muons provenant du halo du LHC et la taille des amas dans les chambres à muons. En cas de conditions dégradées, les événements $b \rightarrow \mu X$ seront plus affectés que les $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$, car les premiers ont un spectre en $p_T(\mu)$ plus mou. La souplesse de l'implantation du trigger permettra de s'adapter aux conditions réelles. Les paramètres du trigger à muons continueront à être ajustés avec les vraies données, en même temps que les autres paramètres du trigger, pour donner les meilleures performances globales sur la physique de LHCb.

Chapitre 3

Étiquetage de la saveur des mésons B

Comme nous l'avons vu au premier chapitre, LHCb va mesurer des asymétries CP de mésons B dans le but d'extraire certains paramètres fondamentaux du modèle standard comme les phases CKM α , β , γ et β_s . Par exemple, l'asymétrie CP théorique dépendante du temps d'événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ s'écrit :

$$A_{\text{CP}}^{\text{théo}}(t) = \frac{\Gamma(\overline{B}_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0) - \Gamma(B_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0)}{\Gamma(\overline{B}_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0) + \Gamma(B_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0)} \propto \sin(2\beta) \sin(\Delta m_d t) \quad (3.1)$$

Une étape clef de ce type d'analyse est la détermination de la saveur des mésons B à l'instant de leur production. Les performances de cet « étiquetage » sont quantifiées par deux grandeurs : l'efficacité, ε_{tag} et la fraction de mauvais étiquetage¹, ω :

$$\varepsilon_{\text{tag}} = \frac{N_R + N_W}{N_R + N_W + N_U} \quad \omega = \frac{N_W}{N_R + N_W}$$

où N_R , N_W et N_U sont respectivement le nombre d'événements correctement étiquetés, incorrectement étiquetés et non étiquetés. L'asymétrie CP *mesurée* s'exprime en fonction de l'asymétrie *théorique* (Eq. 3.1) de la façon suivante :

$$A_{\text{CP}}^{\text{mes}} \propto (1 - 2\omega) A_{\text{CP}}^{\text{théo}}$$

L'incertitude statistique sur les paramètres que l'on cherche à mesurer (comme $\sin 2\beta$) est donc inversement proportionnelle à la racine carrée de la quantité :

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

appelée *efficacité d'étiquetage effective* ou *puissance d'étiquetage*. On comprend dès lors l'importance des algorithmes d'étiquetage : une amélioration de la puissance d'étiquetage étant équivalente à une augmentation de la taille de l'échantillon de données. Un bon algorithme doit non seulement permettre de déterminer la saveur initiale de façon correcte et efficace, mais aussi permettre une estimation de la fraction de mauvais étiquetage précisément. Par exemple, l'incertitude statistique estimée sur $\sin 2\beta$ avec 2 fb^{-1} , c'est-à-dire

¹Dans ce mémoire, pour alléger le texte, nous employons indifféremment *fraction de mauvais étiquetage* et *mistag*.

une année nominale de prise de données est de 0.02 [82]. Si on demande que l'incertitude due à ω soit deux fois plus faible, il faut que $\sigma(\omega)/\omega \leq 1\%$ [83].

Je me suis intéressé à l'étiquetage des saveurs dans LHCb à la fin de la thèse de Benoît Viaud [84], doctorant dans notre groupe de 2001 à 2003. À cette époque en effet, la puissance d'étiquetage d'événement $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ était très faible, de l'ordre de 3.2% et il me paraissait important de chercher des moyens de l'améliorer. En collaboration avec Julien Babel, nouveau doctorant ayant rejoint notre groupe en 2003, nous avons donc cherché à améliorer ces performances [85]. Ce travail se poursuit actuellement avec la thèse de Stéphane Poss [86]. En avril 2005, j'ai été nommé co-responsable du groupe de travail sur l'étiquetage dans LHCb. En plus d'aspects techniques sur lesquels j'ai travaillé avec les doctorants, ce chapitre donne une vision globale de l'étiquetage dans LHCb, acquise au cours de mon travail de coordination. Il reprend pour l'essentiel les résultats présentés dans [87].

Nous présentons dans un premier temps les algorithmes utilisés pour déterminer la saveur initiale des mésons B (sections 3.1 et 3.2). Nous détaillons les performances de ces algorithmes mesurées à l'aide d'une simulation (section 3.3) et donnons des pistes sur la façon de les mesurer dans les données réelles (section 3.4). Enfin nous discutons brièvement de l'étiquetage en dehors de LHCb (section 3.5), puis nous concluons et donnons quelques perspectives.

3.1 Algorithme d'étiquetage

3.1.1 Introduction

L'étiquetage de la saveur initiale d'un méson B repose essentiellement sur le fait que les hadrons beaux sont produits par paires dans les collisions proton-proton². Nous appelons *B de signal* le méson B que l'on cherche à étiqueter tandis que l'autre hadron b est dénommé *B de tagging*. Pour des raisons historiques, on continue de séparer ces deux hadrons en deux *côtés*, comme indiqué sur la figure 3.1. Le *côté signal* (SS pour Same Side) contient le méson B de signal et le *côté opposé* (OS pour Opposite Side) contient le B de tagging. Ce vocabulaire ne doit pas faire oublier qu'il existe une certaine superposition des traces appartenant aux deux côtés dans LHCb.

L'étiquetage de la saveur est intrinsèquement imparfait pour des raisons théoriques et expérimentales. D'un point de vue théorique, le hadron b de tagging est un méson B neutre dans $\sim 50\%$ des cas³. Sa probabilité d'osciller est :

$$\bar{\chi} = f_s \chi_s + f_d \chi_d = 12.5\%$$

²Signalons quelques rares exceptions. Le processus $t \rightarrow Wb$ donne naissance à un hadron b unique. Il est possible d'observer des événements avec 4 hadrons b. Cela peut arriver dans une collision avec pile-up, c'est-à-dire lorsque plusieurs collisions pp ont lieu pendant le même croisement de faisceau. Dans ce cas, les vertex primaires des deux couples de b sont distincts spatialement. Le cas comportant 4 hadrons b peut également se produire lors d'interactions à plusieurs partons dans la même collision pp, ou par radiation de gluons. Dans ces derniers cas, les 4 hadrons b proviennent du même point.

³Les 50 autres pour-cent étant respectivement des B^\pm ($\sim 40\%$) et des baryons beaux ($\sim 10\%$).

où $f_s=10\%$ et $f_d=39.5\%$ sont les fractions de mésons B_s^0 et B_d^0 se désintégrant par interaction faible ; $\chi_s=49.9\%$ et $\chi_d=18.5\%$ sont les probabilités de mélange intégrées sur le temps de ces deux mésons respectivement. Donc le mistag d'un étiquetage expérimentalement parfait, utilisant les produits de désintégration du hadron b côté opposé, ne peut être meilleure que 12.5% ⁴. À cette limitation théorique s'ajoutent les imperfections de détections, les traces mal reconstruites ou sortant de l'acceptance.

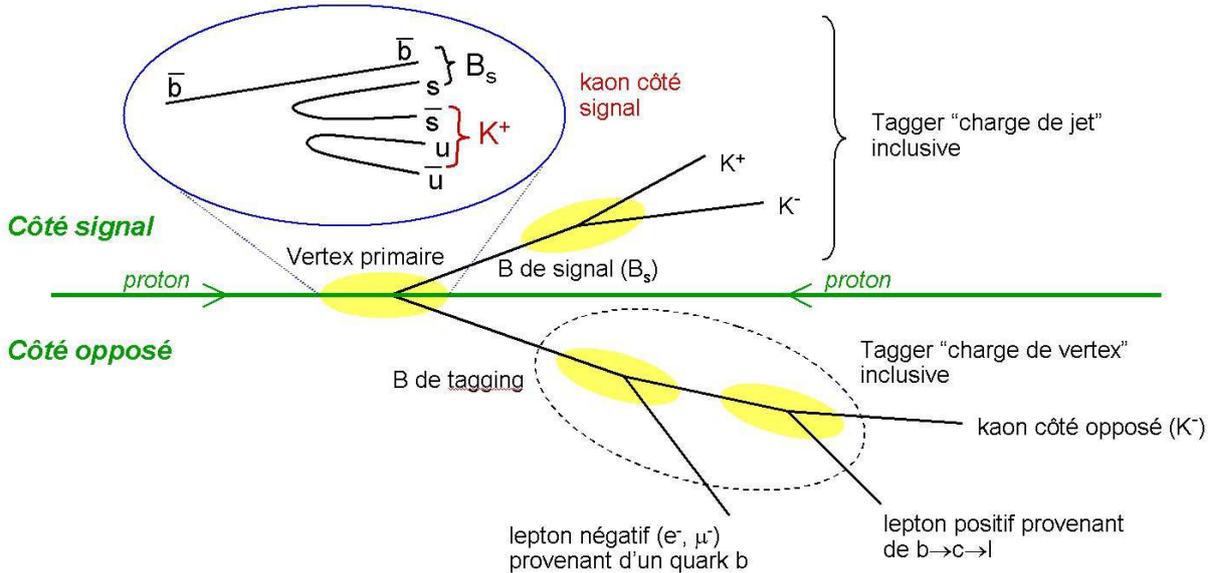


FIG. 3.1 – Schéma montrant différentes informations disponibles pour étiqueter la saveur initiale d'un méson B, ici $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$. Le *côté signal* (ici $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$) ainsi que le *côté opposé* sont également indiqués.

Sur la figure 3.1, nous indiquons les différentes informations utilisées pour étiqueter la saveur. On trouve :

- du côté opposé au signal :
 - les leptons issus de désintégrations semi-leptoniques de hadrons b,
 - les kaons issus de la chaîne $b \rightarrow c \rightarrow s$,
 - une charge de vertex inclusive ;
- du côté signal :
 - le kaon (pion) qui accompagne la création d'un méson B_s^0 (B_d^0), lors du processus de fragmentation,
 - une charge de jet inclusive.

Nous appelons *taggers*, ces différents type d'information utilisés pour étiqueter la saveur.

Dans les sections suivantes, nous détaillons la sélection de chacun d'entre eux, l'unique critère à optimiser étant l'efficacité d'étiquetage effective. Cette étude a été menée avec la version 2004 de la simulation. Nous utilisons uniquement des traces chargées, *longues*

⁴Il est théoriquement possible de descendre en dessous de cette limitation, en utilisant les traces de fragmentation, côté opposé, comme nous avons tenté de le faire (voir section 3.1.3.1) ; mais cette technique est expérimentalement très délicate.

et *upstream*⁵, ayant une impulsion supérieure à 2 GeV/c et un angle polaire $\theta > 12$ mrad pour rejeter les traces mal reconstruites. Les traces du méson B de signal sont exclues. Dans le cas où plusieurs vertex primaires sont reconstruits dans un même événement, le paramètre d'impact des traces candidates à l'étiquetage doit être à plus de 3σ de tous les vertex primaires, excepté celui dont provient le B de signal. À ce stade, un événement contient en moyenne 32 traces chargées reconstruites.

Nous détaillons dans un premier temps la sélection des taggers « à trace unique » (section 3.1.2). Il s'agit des muons, électrons et kaons. Les coupures de sélection finales sont résumées dans le tableau 3.1. Dans un deuxième temps, nous abordons les taggers utilisant un ensemble de traces que sont les charges de vertex ou de jet (section 3.1.3). Le vertex dont il est question est représenté sur la figure 3.1. Il est constitué d'au moins deux traces provenant de la désintégration du B de tagging. On parle de jet dès qu'on associe des traces de fragmentation aux produits de désintégrations d'un hadron b.

Pour chaque catégorie de taggers, « trace unique » et « multi-traces », nous décrivons successivement le côté opposé au signal (sections 3.1.2.2 et 3.1.3.1) puis le côté signal (sections 3.1.2.3 et 3.1.3.2). Nous donnons au fur et à mesure un ordre de grandeur des performances individuelles, les performances détaillées étant discutées dans la section 3.3. Sauf mention contraire, elles sont mesurées dans des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ après trigger.

3.1.2 Taggers à trace unique μ , e, K

3.1.2.1 Identification des particules

Parmi le lot de traces décrit ci-dessus, on recherche des kaons, muons et électrons en utilisant le système d'identification des traces. Les informations du RICH, du calorimètre électromagnétique et du détecteur à muons sont combinées pour construire la vraisemblance de chaque trace chargée d'être un type de particule donné. La figure 3.2 montre des exemples de différences de vraisemblances obtenues pour des candidats muons, électrons et kaons, par rapport à l'hypothèse pions. Les flèches indiquent les coupures maximisant la puissance d'étiquetage.

En ce qui concerne les pions et les kaons, nous utilisons, en plus des traces *longues*, les traces *upstream* avec une coupure plus sévère sur le χ^2 ⁶. On coupe également plus sur χ^2 des traces *matched* que des traces *forward*. On appelle fantôme, une trace reconstruite mais qui n'est associée à aucune trace vraie au niveau Monte-Carlo. Avec les coupures ci-dessus, le taux de fantômes est respectivement de 2.9%, 3.2% et 5.9% pour les muons, électrons et kaon du côté opposé. Il est seulement de 1% pour les kaons côté signal car pour ces derniers, on demande que la « signification » du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire, IP/σ_{IP} ⁷, soit inférieure à 2.5. Or les algorithmes de trajectographie ont été optimisés pour les traces provenant du vertex primaire. Ainsi, le sous-échantillon

⁵Les différents types de traces ont été définies au chapitre 2, section 2.1.1.

⁶Le χ^2 d'une trace est calculé par l'algorithme utilisé pour la reconstruire. Il quantifie la qualité de la reconstruction.

⁷La signification du paramètre d'impact d'une trace par rapport à un vertex, IP/σ_{IP} , est définie comme le rapport du paramètre d'impact sur son erreur. Si le vertex n'est pas précisé, il s'agit du vertex primaire, c'est-à-dire du vertex d'où provient le B de signal.

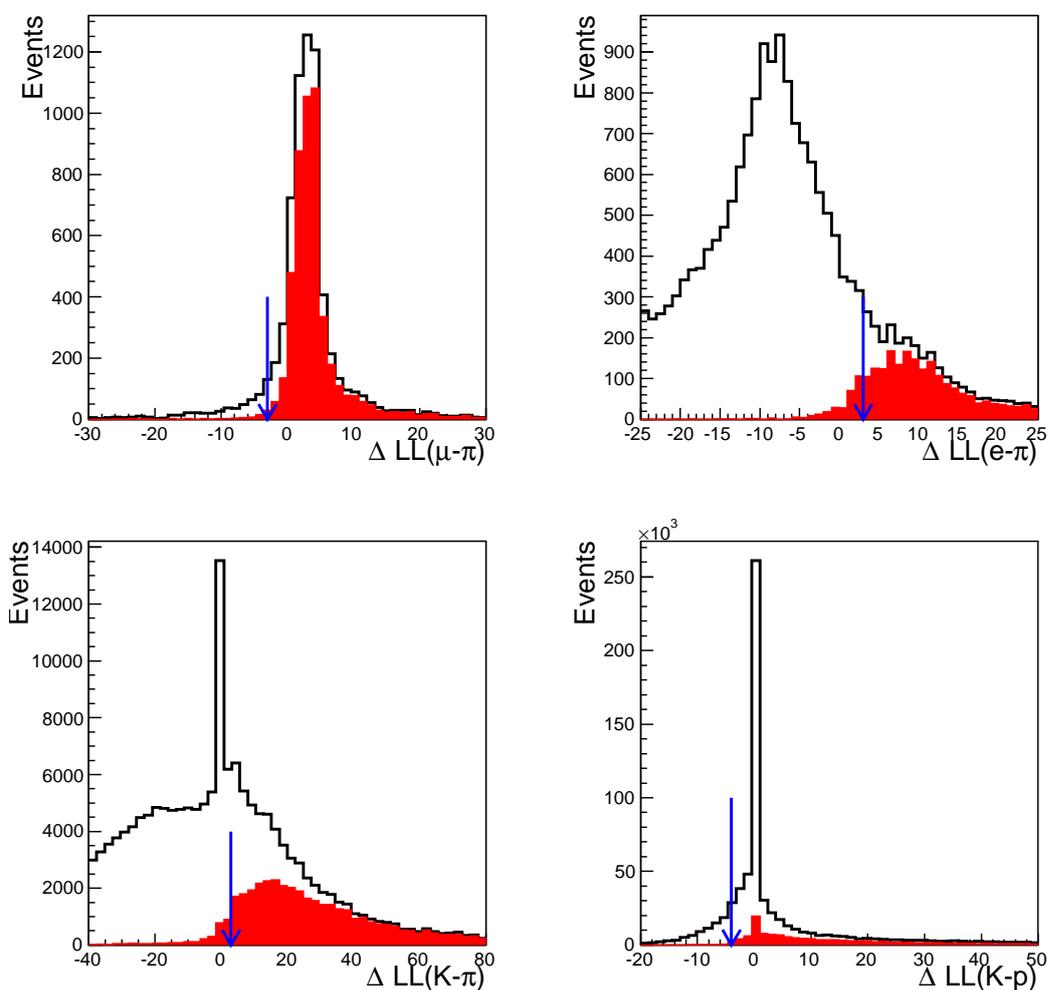


FIG. 3.2 – Différence de logarithme de vraisemblance, pour des taggers muons, électrons et kaons opposés, comparée à l'hypothèse pion, sauf en bas à droite (hypothèse proton), dans des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$. Les histogrammes rouges (ombrés) correspondent aux distributions de vrais muons, électrons et kaons comparées à l'hypothèse pion, sauf en bas à droite (hypothèse proton). La flèche indique la coupure inférieure appliquée.

de traces qui ne pointent pas vers le vertex primaire, contient une fraction plus élevée d'associations d'impacts aléatoires.

On définit la pureté de PID (Particle IDentification) comme la fraction de particules correctement identifiée parmi les particules identifiées. Cette pureté vaut 76%, 85% et 74% pour les muons électrons et kaons respectivement, tandis que les efficacités de sélection sont 87%, 75% et 80%; ceci en ne considérant que les traces *longues* d'impulsion $p > 5 \text{ GeV}/c$.

	$p >$ (GeV/c)	$p_T >$ (GeV/c)	$\chi^2/\text{ndf} <$ (trace)	$\text{IP}/\sigma_{\text{IP}}$	PID	Coupages supplémentaires
μ	5	1.2	–	–	$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi} > -3$ NSH	–
e	5	1.0	–	–	$\Delta \ln \mathcal{L}_{e\pi} > 3$ $21 < \text{veloch} < 32$ $E/p > 0.8$	–
K_{OS}	3	0.4	2.5 (L-F) 1.4 (L-M) 2.5 (U)	> 3.5	$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 3$ $\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp} > -4$	IP $< 2 \text{ mm}$ IP $< 1 \text{ mm}$ IP $< 1 \text{ mm}$
K_{SS}	4	0.4	2.5 (U)	< 2.5	$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 3$ $\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp} > -4$	$\Delta\phi < 1.1$ $\Delta\eta < 1.0$ $\Delta m < 1.5 \text{ GeV}/c^2$
π_{SS}	2	0.2	2.5 (U)	< 3	–	$\Delta\phi < 1.1$ $\Delta\eta < 1.1$ $\Delta m < 1 - 3 \text{ GeV}/c^2$

TAB. 3.1 – Résumé des coupures utilisées pour définir chaque tagger. L-F, L-M et U réfèrent respectivement aux traces Longue-Forward, Longue-Matched et Upstream. La signification du paramètre d'impact, $\text{IP}/\sigma_{\text{IP}}$, est calculée par rapport au vertex primaire. L'unité de charge du VELO (veloch) est arbitraire. L'explication des autres coupures est donnée dans le texte.

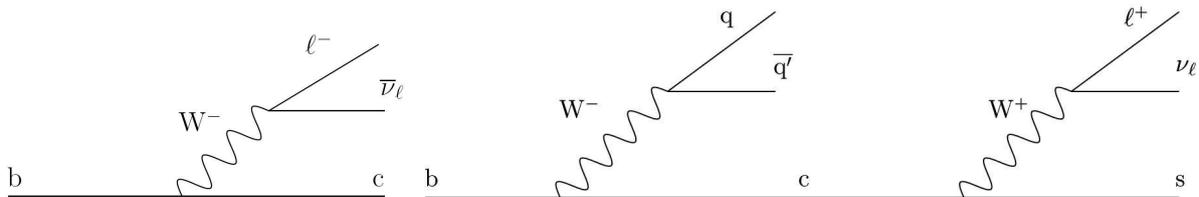


FIG. 3.3 – Désintégrations $b \rightarrow \ell$ et $b \rightarrow c \rightarrow \ell$. Dans le second cas, le lepton issu du quark c a un signe opposé à celui qu'il aurait s'il provenait du b. Le second diagramme montre également le quark s qui permet d'utiliser un kaon pour étiqueter.

3.1.2.2 Côté opposé au signal

Du côté opposé au signal, les leptons provenant des désintégrations semi-leptoniques de hadrons beaux et les kaons provenant de la chaîne $b \rightarrow c \rightarrow s$ permettent d'étiqueter la saveur du méson B de signal, comme indiqué sur la figure 3.3.

Leptons

En ce qui concerne les leptons, cette identification est imparfaite car un lepton provenant directement d'un b est chargé négativement, alors qu'un lepton provenant de la chaîne $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ est chargé positivement. Nous coupons donc sur l'impulsion des leptons, pour limiter les désintégrations en cascade $b \rightarrow c \rightarrow \ell$: $p > 5 \text{ GeV}/c$ et $p_T > 1.2 \text{ GeV}/c$ (muons), $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ (électrons). La figure 3.4 montre comment la coupure sur p_T est évaluée. L'histogramme en haut à gauche montre les distributions de p_T des muons (in-)correctement étiquetés. Le mistag, l'efficacité d'étiquetage et la puissance d'étiquetage sont calculés en fonction de la coupure en p_T . La coupure optimale est placée au début de la zone de plus grande puissance d'étiquetage.

Nous avons étudié en détails la séparation des composantes $b \rightarrow \ell$ et $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ dans [85]. Dans un premier temps, nous avons démontré l'amélioration qu'apporte une classification exclusive en trois catégories: $b \rightarrow \ell$, $b \rightarrow c \rightarrow \ell$, et « autre $\rightarrow \ell$ ». Par une méthode de maximum de vraisemblance et un réseau de neurones, nous avons obtenu une amélioration de la puissance d'étiquetage de 12% pour les muons et de 20% pour les électrons. Dans un second temps, nous avons abandonné cette classification au profit de l'utilisation directe des variables discriminantes des leptons (p , p_T , IP/σ_{IP}) dans une combinaison globale (voir section 3.2.2).

Muons

Une amélioration de l'identification des muons est obtenue par un algorithme supplémentaire appelé « Non Shared Hits » (NSH) [88]. L'extrapolation de vrais pions depuis le trajectographe vers des impacts de vrais muons dans les stations à muons peut engendrer des clones. Pour chaque paire de candidats muons, on cherche donc si les candidats ont des impacts en commun dans les stations à muons. Dans ce cas, on élimine le candidat ayant le plus mauvais χ^2 . Cet algorithme est particulièrement utile pour les canaux avec un ou plusieurs muons dans l'état final. Il évite en effet qu'un muon provenant du B de signal soit utilisé par erreur dans l'étiquetage. Les performances typiques du tagger-muon sont: $\varepsilon_{\text{tag}} \simeq 11.5\%$, $\omega \simeq 30.5\%$ et $\varepsilon_{\text{eff}} \simeq 1.76\%$.

Électrons

Pour améliorer l'identification des électrons, nous utilisons la charge qu'ils déposent dans les couches de silicium du VELO, représentée sur la figure 3.5. On s'attend en effet à ce que cette charge soit deux fois plus importante pour des électrons provenant de la conversion de photons. C'est la raison pour laquelle on rejette les candidats avec une charge supérieure à 32 (unités arbitraires). Notre simulation montre également une discrimination entre vrais électrons et hadrons pour les faibles valeurs de la charge déposée. Cette discrimination a été utilisée pour les études menées avec la version 2004 du software présentée ici (DC04), puis abandonnée ensuite [89]. En effet, la partie de GEANT qui simule les interactions des particules chargées dans le silicium n'est pas suffisamment

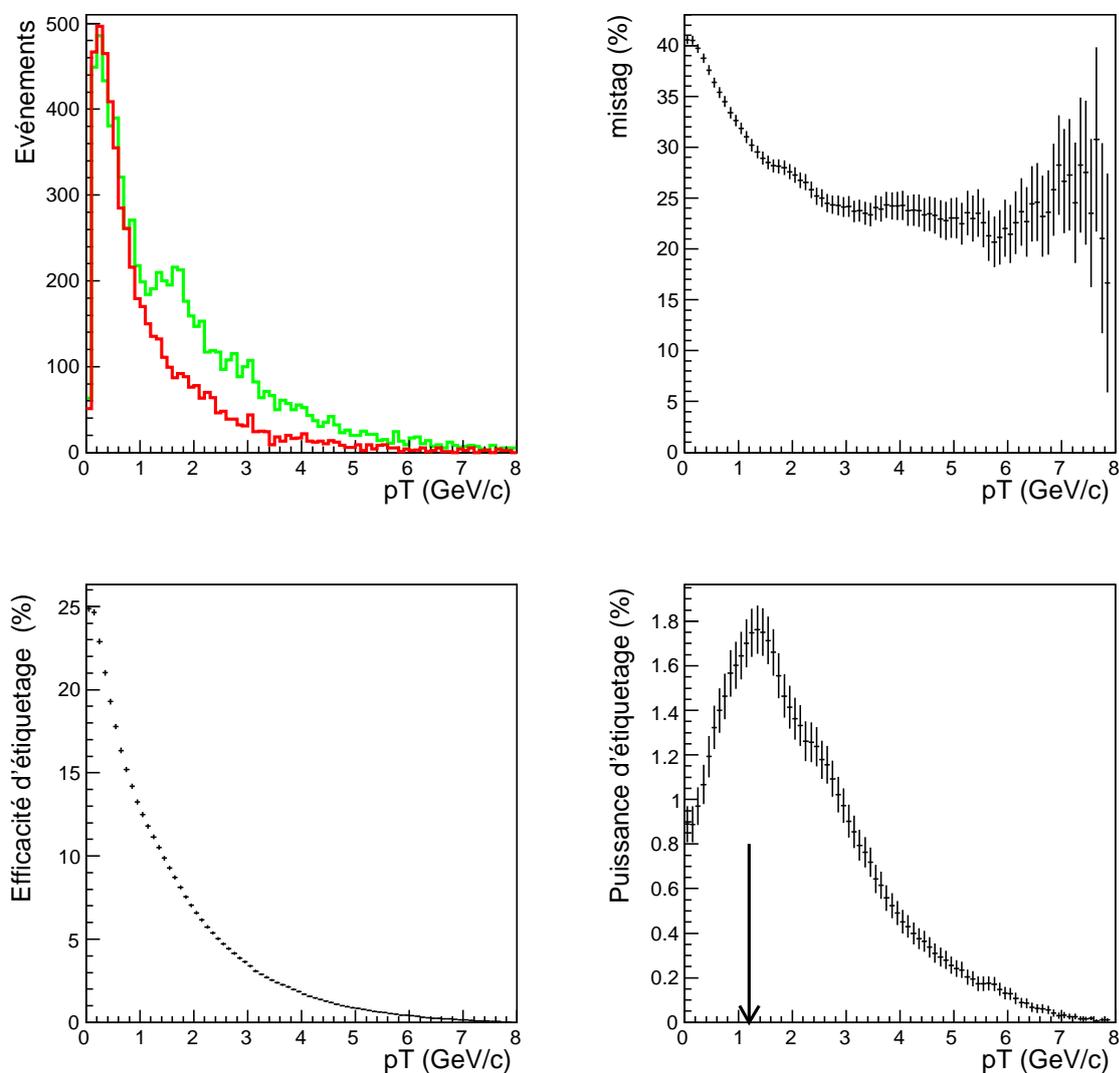


FIG. 3.4 – En haut à gauche: distributions du p_T des candidats muons pour des événements correctement étiquetés en vert (gris clair) et incorrectement étiquetés en rouge (gris foncé). Les trois autres figures indiquent le mistag, l'efficacité d'étiquetage et la puissance d'étiquetage en fonction de la coupure appliquée sur le p_T . La région à gauche de la flèche est exclue par la coupure. Les barres d'erreurs sont corrélées.

précise. La sélection des électrons est également améliorée en coupant sur le rapport de l'énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique et de l'impulsion mesurée par le trajectographe, $E/p > 0.8$, comme indiqué sur la figure 3.5. Les performances typiques du tagger-électron sont : $\varepsilon_{\text{tag}} \simeq 4.1\%$, $\omega \simeq 31.7\%$ et $\varepsilon_{\text{eff}} \simeq 0.55\%$.

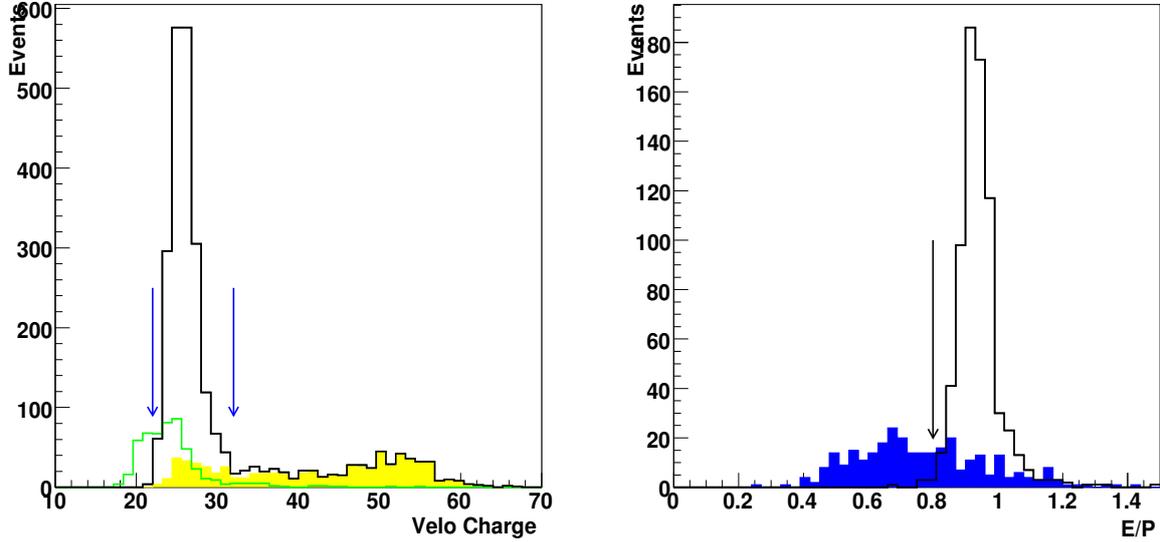


FIG. 3.5 – À gauche : distribution de la charge d'ionisation déposée dans les couches de silicium du VELO (noir). L'histogramme jaune (gris clair plein) indique les électrons provenant de conversions de photons. L'histogramme vert représente le bruit de fond dû aux hadrons. L'unité est arbitraire. À droite : distribution de l'énergie divisée par l'impulsion des candidats électrons. L'histogramme bleu (gris foncé) correspond aux électrons mal identifiés. Le biais sur l'estimation de l'énergie, conduisant à $E/p \neq 1$ a été corrigé dans la dernière version de la simulation. Les coupures sont indiquées par des flèches.

Kaons

Pour sélectionner les kaons-OS, nous demandons $p > 3 \text{ GeV}/c$, $p_T > 0.4 \text{ GeV}/c$ et un paramètre d'impact par rapport au vertex primaire à plus de 3.5σ . Ces coupures enrichissent la contribution de kaons provenant de désintégrations de b par rapport aux kaons produits lors de la fragmentation. Les performances typiques du kaon-OS sont : $\varepsilon_{\text{tag}} \simeq 30.8\%$, $\omega \simeq 36.1\%$ et $\varepsilon_{\text{eff}} \simeq 2.38\%$.

3.1.2.3 Côté signal

Les algorithmes d'étiquetage côté signal déterminent la saveur en exploitant les corrélations de charge dans la chaîne de fragmentation du B de signal. Nous décrivons le kaon, puis le pion.

Kaons

La formation d'un méson B_s^0 pendant l'hadronisation s'accompagne d'une particule de fragmentation, portant une étrangeté opposée à celle du B_s^0 . Lorsque cette particule est un kaon chargé, son signe permet d'identifier la saveur initiale du B_s^0 , comme indiqué sur la figure 3.6. Notons que même si un K^{*0} est produit, il peut donner en se désintégrant,

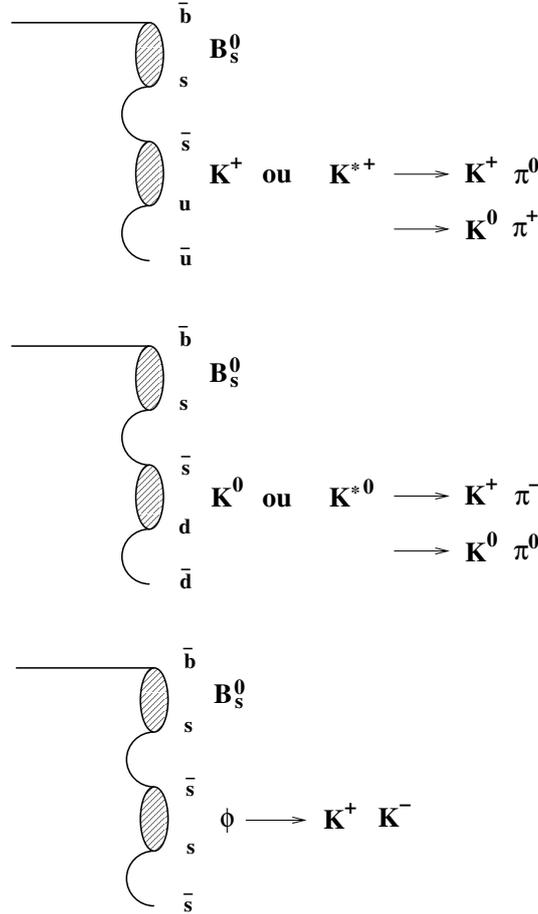


FIG. 3.6 – Lors du processus de fragmentation, le méson partageant une paire $s\bar{s}$ avec le B_s^0 a souvent une charge corrélée à celle du quark \bar{b} contenu dans le B_s^0 . Ainsi, la production d'un B_s^0 est généralement accompagnée d'un K^+ , tandis que la production d'un \bar{B}_s^0 est accompagnée d'un K^- .

un kaon chargé qui porte toujours l'information du quark b initial. Par contre, lorsqu'un ϕ est produit et qu'il se désintègre en K^+K^- , la probabilité de se tromper est de 50%. D'autres processus peuvent créer des kaons de fragmentation, sans qu'un méson B_s^0 ne soit présent dans l'événement.

Les kaons sont sélectionnés en demandant une significativité du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire inférieure à 2.5, une différence en pseudo-rapacité par rapport au B_s^0 de signal $|\Delta\eta| < 1$, une différence d'angle azimutal $|\Delta\phi| < 1.1$ rad et $\Delta m < 1.5 \text{ GeV}/c^2$, où Δm est la différence entre la masse invariante $B_s^0 K$ et la masse

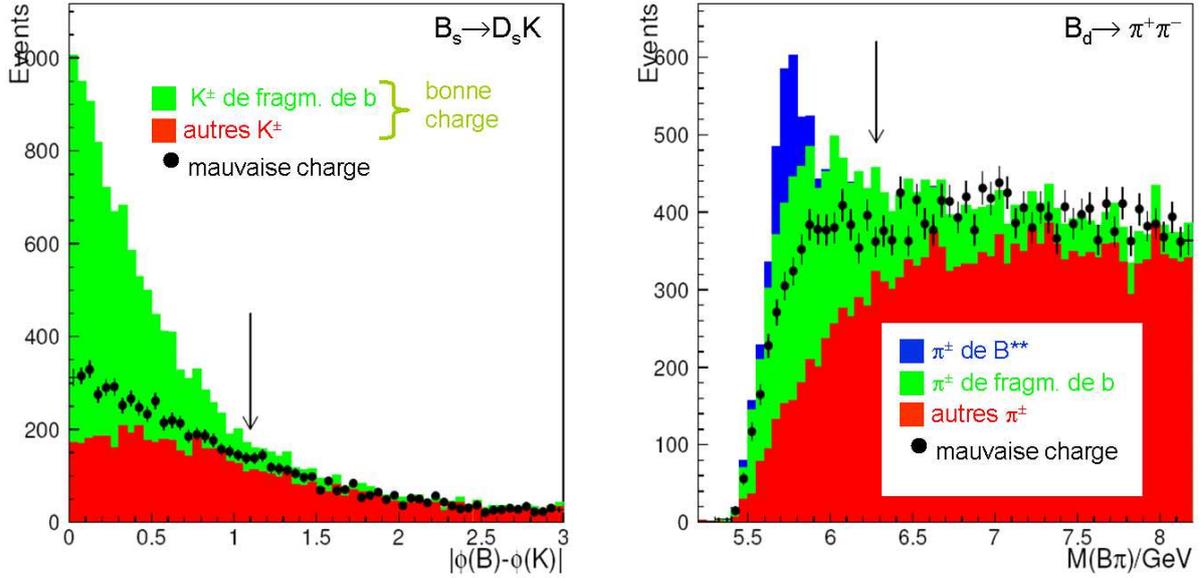


FIG. 3.7 – À gauche : distribution de la différence d’angle azimutal entre le B_s^0 de signal et le candidat kaon, dans des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$. Les histogrammes indiquent les kaons de bon signe provenant de la même chaîne de fragmentation que le B_s^0 (en vert ou gris clair) et d’autres sources (en rouge ou gris foncé). Les points avec les erreurs indiquent les kaons de mauvais signe. À droite : distribution de la masse invariante du couple $B\pi$ dans des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ pour le candidat pion-SS passant les coupures cinématiques. En bleu (noir) sont indiqués les pions provenant de désintégrations $B^{***} \rightarrow B^{0(*)} \pi^+ (\pi^0)$ qui portent toujours la bonne charge ; en vert (gris clair), les pions provenant de la même chaîne de fragmentation que le B de signal et portant la bonne charge. En rouge (gris foncé) sont indiqués tous les autres candidats pions de bonne charge. Les points avec les erreurs indiquent les pions de mauvais signe. Les flèches indiquent les coupures appliquées.

reconstruite du B_s^0 de signal. La figure 3.7 montre, à gauche, la différence entre l’angle azimutal du B_s^0 de signal et celui du candidat kaon-SS. Nous demandons de plus $p > 4 \text{ GeV}/c$ et $p_T > 0.4 \text{ GeV}/c$.

Pour les kaons-SS, on mesure typiquement $\varepsilon_{\text{tag}} \simeq 30.6\%$, $\omega \simeq 33.7\%$ et $\varepsilon_{\text{eff}} \simeq 3.26\%$.

Pions

De façon analogue au B_s^0 , la formation d’un B_d^0 peut s’accompagner d’un pion dont la charge est corrélée à celle du B_d^0 . Il existe une autre source de pions signant la saveur initiale. Il s’agit des désintégrations résonnantes. Dans le générateur Pythia utilisé ici, les désintégrations suivantes sont incluses : $B^{*0} \rightarrow B_d^0 \gamma$, $B^{**0} \rightarrow B^{0(*)} \pi^0 / \pi^+ \pi^-$, $B^{*+} \rightarrow B^{0(*)} \pi^+ (\pi^0)$, $B^{*+} \rightarrow B^{0(*)} \pi^+ (\pi^0)$ et $B^{*+} \rightarrow B^{0(*)} \pi^+ (\pi^0)$.

Les masses, les largeurs et les fractions de mésons B sont ajustées pour reproduire les données expérimentales du LEP et de CDF [90]. Seulement 21% des mésons B se désintégrant de façon faible⁸ sont produit directement ; 62.9% le sont via un méson B^{0*}

⁸ B^+ , B_d^0 , B_s^0 et B_c^+

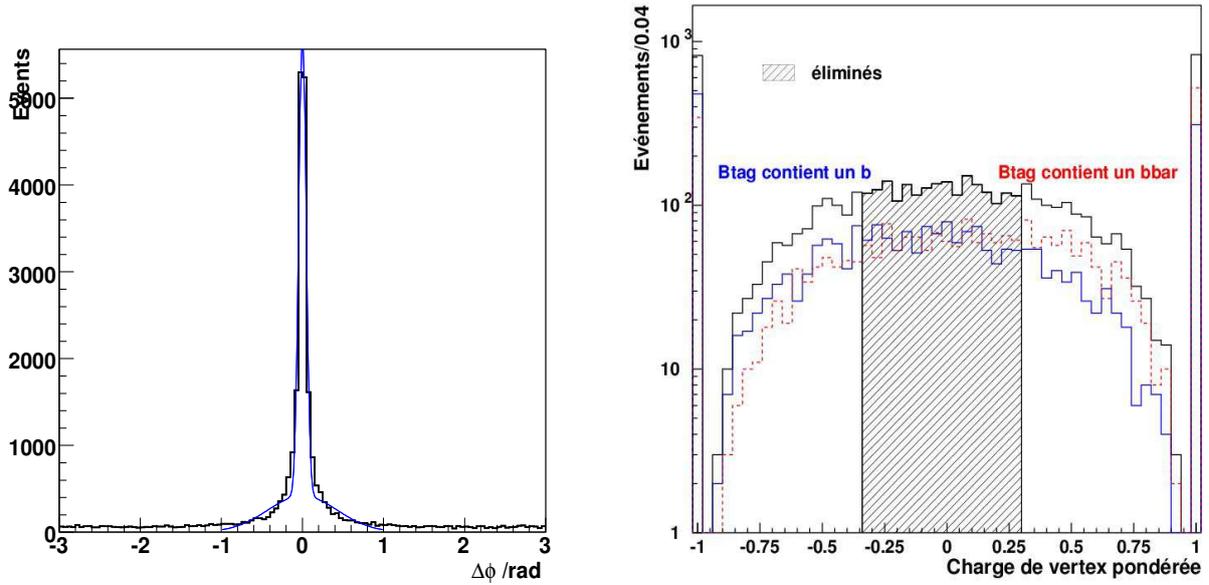


FIG. 3.8 – À gauche : Différence d'angle azimutal, ϕ , du hadron b opposé, déterminée à partir des vertex primaire et secondaire, en utilisant les coordonnées vraies et reconstruites de chaque vertex. À droite : charge de vertex pondérée en échelle logarithmique, lorsque le B de tagging contient un quark b (histogramme en traits plein bleu décalé à gauche), et lorsque le B de tagging contient un quark \bar{b} (histogramme en tirets rouge décalé à droite). La somme des deux est indiquée en noir.

et 16.2% via un B^{0**} .

La figure 3.7 de droite montre la distribution de la masse invariante du système $B_d^0\pi$, $M(B_d^0\pi) = m_{B_d^0} + \Delta m$ dans des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, pour des candidats pions-SS. Les candidats doivent avoir $p_T > 0.2 \text{ GeV}/c$, $p > 2 \text{ GeV}/c$, $IP/\sigma_{IP} < 3$ et $\Delta m < 3 \text{ GeV}/c^2$. Parmi ceux-ci, la trace de plus grand p_T est choisie. Enfin, on impose une coupure supplémentaire $\Delta m < 1 \text{ GeV}/c^2$. Les performances typiques, mesurées sur un échantillon de $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ après trigger sont : $\varepsilon_{\text{tag}} \simeq 23.4\%$, $\omega \simeq 41\%$ et $\varepsilon_{\text{eff}} \simeq 1.03\%$.

3.1.3 Taggers multi-traces

Lorsqu'on ne trouve aucun lepton ou kaon, il reste un espoir d'étiqueter la saveur, en exploitant les traces chargées de l'événement *inclusivement*.

3.1.3.1 Côté opposé au signal

Il s'agit d'exploiter les traces provenant du vertex du B de tagging et les traces de fragmentation de ce hadron b. Un vertex du côté opposé au signal peut être construit inclusivement [91]. L'algorithme commence par rechercher un couple de traces utilisées comme point de départ. On applique des coupures cinématiques à ces *graines* pour augmenter la probabilité qu'elles proviennent d'un hadron b. Les paires de traces compatibles

avec un K_S^0 sont exclues. Le vertex ainsi formé doit avoir un bon χ^2 ($\chi^2/\text{ndf} < 10$) et se trouver à plus d'un mm du vertex primaire selon l'axe z . La probabilité que ce couple provienne d'un hadron b est estimée en construisant une vraisemblance basée sur des variables discriminantes : p , p_T , IP/σ_{IP} et angle entre les deux traces. Ce couple est conservé si la vraisemblance est supérieure à 0.32. On cherche ensuite à ajouter d'autres traces à ce couple, de manière itérative. À chaque nouvel ajout, l'algorithme calcule le paramètre d'impact de chacune des traces utilisées par rapport au vertex secondaire temporaire ; celles à plus de 3 déviations standard sont rejetées. Un vertex secondaire est trouvé dans 44.7% des événements passant les triggers de niveau-0 et 1⁹. Le nombre moyen de traces associées à ce vertex secondaire est de 3.1 parmi lesquelles 2.6 proviennent réellement de la désintégration d'un hadron b . La figure 3.8 quantifie la précision de la reconstruction. Elle montre la différence d'angle azimutal ϕ entre les directions reconstruite et vraie du B de tagging. La direction reconstruite est définie par le vecteur vertex primaire–vertex secondaire reconstruits. Le cœur de la distribution a une résolution de 45 mrad et correspond à environ 80% des événements.

Le vertex opposé ainsi reconstruit sert de point de départ à plusieurs estimateurs : charges de jet et de vertex. Nous avons dans un premier temps calculé la simple somme des traces associées à ce vertex :

$$Q_{\text{simple}} = \sum_i Q_i \quad (3.2)$$

Nous avons ensuite pondéré chaque trace par son impulsion transverse élevée à une certaine puissance κ [85].

$$Q_{\text{vtx}} = \frac{\sum_i p_T^\kappa(i) Q_i}{\sum_i p_T^\kappa(i)} \quad (3.3)$$

Cette méthode empirique donne des résultats légèrement meilleurs que la simple somme (Eq. 3.2). Nous optimisons simultanément le paramètre κ et une coupure sur la partie centrale non discriminante dans le but de maximiser l'efficacité d'étiquetage effective. Ceci conduit à $\kappa = 0.4$ et considérer les événements avec $|Q_{\text{vtx}}| < 0.3$ non étiquetés. La figure 3.8 montre la distribution de la charge de vertex pondérée pour des hadrons b chargés positivement et négativement. Les pics à $Q_{\text{vtx}} = \pm 1$ sont dus à des vertex formés avec des traces ayant toutes le même signe. Les performances typiques sont $\varepsilon_{\text{tag}} \simeq 24\%$, $\omega \simeq 38.2\%$ et $\varepsilon_{\text{eff}} \simeq 1.34\%$.

Nous avons cherché à améliorer cet estimateur en ajoutant des traces de fragmentation dans un cône construit autour de la direction de vol du hadron b de tagging. On définit le rayon du cône :

$$\rho_j = \sqrt{(\phi_j - \phi_{\text{BOPP}})^2 + (\eta_j - \eta_{\text{BOPP}})^2}, \quad (3.4)$$

où j est un itérateur sur les traces chargées et η la pseudo-rapacité. L'optimisation donne $\rho = 0.2$ où seules les traces avec $\rho_j < \rho$ sont incluses. Ajouter davantage de traces dilue l'information apportée par les traces associées au vertex secondaire. L'amélioration

⁹Historiquement, le système de trigger de LHCb comportait 3 niveaux : L0, L1 et HLT. L1 et HLT ont été regroupés récemment. Les résultats présentés ici utilisent l'ancienne version du trigger (2004).

finale étant marginale, seule la charge pondérée définie par l'équation 3.3 est finalement utilisée [85].

3.1.3.2 Côté signal

Nous construisons une charge de jet du côté signal, en sommant les charges des traces dans un cône autour du B de signal [85]. Le rayon du cône est défini par l'équation 3.4. La charge est construite en pondérant la charge de chaque trace par leur impulsion transverse comme dans l'équation 3.3. Nous avons optimisé simultanément trois paramètres : le rayon du cône, le paramètre κ et la coupure sur la partie centrale non discriminante. Les valeurs optimales sont : $\kappa = 1.4$, $|Q_{SS}^{\text{jet}}| < 0.25$ et $\rho = 0.8$. Cet estimateur est très corrélé aux kaons-SS et pions-SS si bien qu'on ne l'utilise pas dans les combinaisons ci-dessous. Il sera utile en tant que tagger inclusif, par exemple en l'absence de PID, ou une fois les corrélations traitées. Nous avons montré qu'en utilisant uniquement les charges de jet et de vertex, côté signal et côté opposé, une puissance d'étiquetage de 2.25% peut être obtenue, sans PID [85].

3.2 Combinaison des variables d'étiquetage

Des sections précédentes nous retenons 5 taggers : μ , e, K_{OS} , K_{SS} et Q_{vtx} . La performance *inclusive* de chacun de ces taggers est donnée dans le tableau 3.2. Il s'agit de la performance obtenue pour chacun, en ignorant les autres. Le kaon-SS est le meilleur

	$\varepsilon_{\text{eff}} \%$	$\varepsilon_{\text{tag}} \%$	$\omega \%$
μ	1.76 ± 0.11	11.53 ± 0.14	30.5 ± 0.6
e	0.55 ± 0.06	4.10 ± 0.09	31.7 ± 1.0
K_{OS}	2.38 ± 0.13	30.82 ± 0.20	36.1 ± 0.4
K_{SS}	3.26 ± 0.15	30.63 ± 0.20	33.7 ± 0.4
Q_{vtx}	1.34 ± 0.10	23.97 ± 0.19	38.2 ± 0.4

TAB. 3.2 – Résultats de l'étiquetage pour des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ après trigger, pour chaque tagger *inclusivement*, c'est-à-dire en ignorant les autres. Les incertitudes reflètent la statistique Monte-Carlo utilisée.

tagger, suivi du kaon-OS, du muon, de la charge de vertex et enfin de l'électron.

Dans le cas où plusieurs taggers sont sélectionnés dans un même événement, on doit les combiner pour une obtenir une unique décision sur la saveur. Cette combinaison peut se faire « à la majorité » ou en tenant compte de la qualité intrinsèque de chaque tagger. En plus de cette combinaison *dans un événement*, on peut regrouper les événements en sous-lots pour quantifier les performances globales d'un échantillon. Ces sous-lots seront dénommés « catégories » dans la suite. On distingue deux types de catégories : selon les taggers disponibles et ou selon la valeur du mistag.

3.2.1 Combinaison selon les taggers disponibles

Dans un événement le choix sur la saveur se fait suivant le tagger disponible. Cette classification a été proposée dans [91]. Lorsqu'il n'y a qu'un seul tagger, sa charge étiquette la saveur. Lorsqu'il y a plus d'un tagger, la charge de vertex est ignorée, car elle a le plus mauvais mistag. Si un muon et un électron sont disponibles, on utilise celui de plus grand p_T , c'est-à-dire celui ayant la plus grande probabilité de provenir d'une désintégration $b \rightarrow \ell$. Lorsque deux taggers à *trace unique* sont disponibles et ne sont pas d'accord, l'événement est non étiqueté. Lorsque trois taggers à *trace unique* sont disponibles, la décision est prise à la majorité.

Pour déterminer les performances de cette décision combinée, les événements sont classifiés dans 12 catégories *exclusives* selon le ou les taggers impliqués dans la décision finale. Par exemple, dans le cas d'un canal avec un B_s^0 , les catégories sont les suivantes : μ , $\mu - K_{OS}$, $\mu - K_{SS}$, e, e- K_{OS} , e- K_{SS} , K_{OS} , $K_{OS} - K_{SS}$, K_{SS} , $\mu - K_{OS} - K_{SS}$, e- $K_{OS} - K_{SS}$ et Q_{vtx} .

Les performances sont d'abord déterminées dans chaque catégorie. La puissance d'étiquetage totale est obtenue en sommant les puissances d'étiquetage de chaque catégorie séparément :

$$\varepsilon_{\text{eff}}^{\text{tot}} = \varepsilon^{\text{tot}}(1 - 2\omega^{\text{tot}})^2 = \sum_{i=1,\dots,12} \varepsilon_i(1 - 2\omega_i)^2$$

Les performances obtenues de cette façon sont résumées dans le tableau 3.3. La meilleure catégorie individuelle est celle du kaon côté signal. Les performances combinées sont : $\varepsilon_{\text{tag}} \simeq 59.5\%$, $\omega \simeq 31.1\%$ et $\varepsilon_{\text{eff}} \simeq 7.88\%$.

	$\varepsilon_{\text{eff}} \%$	$\varepsilon_{\text{tag}} \%$	$\omega \%$
μ seul	0.89 ± 0.08	5.17 ± 0.10	29.3 ± 0.9
e seul	0.27 ± 0.04	1.71 ± 0.06	30.1 ± 1.5
K_{OS} seul	1.27 ± 0.10	15.64 ± 0.16	35.8 ± 0.5
$\mu + K_{OS}$	0.68 ± 0.06	1.67 ± 0.06	18.1 ± 1.3
e+ K_{OS}	0.22 ± 0.03	0.57 ± 0.03	19.2 ± 2.3
Q_{vtx} seule	0.29 ± 0.05	9.00 ± 0.13	41.0 ± 0.7
K_{SS} seul	2.20 ± 0.12	17.82 ± 0.17	32.5 ± 0.5
$\mu + K_{SS}$	0.42 ± 0.05	1.31 ± 0.05	21.7 ± 1.6
e+ K_{SS}	0.15 ± 0.03	0.43 ± 0.03	20.4 ± 2.7
$K_{OS} + K_{SS}$	1.08 ± 0.08	4.50 ± 0.09	25.5 ± 0.9
$\mu + K_{OS} + K_{SS}$	0.35 ± 0.05	1.19 ± 0.05	23.1 ± 1.7
e+ $K_{OS} + K_{SS}$	0.07 ± 0.02	0.45 ± 0.03	30.2 ± 3.0
Combiné	7.88 ± 0.34	59.48 ± 0.21	31.07 ± 0.26

TAB. 3.3 – Résultats de l'étiquetage pour des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ après trigger, pour chacune des 12 catégories exclusives *tagger-dépendantes*. Les incertitudes reflètent la statistique Monte-Carlo utilisée.

3.2.2 Combinaison selon la valeur du mistag

Une autre possibilité consiste à attribuer à chaque tagger i une probabilité *individuelle* p_i d'être correct et à classer les événements en fonction de la probabilité *combinée*, \mathcal{P} , d'être correctement étiqueté¹⁰. La probabilité p_i est une fonction des propriétés cinématiques de chaque tagger. On l'estime à l'aide d'un réseau de neurones, entraîné sur un échantillon Monte-Carlo. L'unique information dont a besoin la phase d'apprentissage est la saveur correcte du B de signal. Sur les données réelles, cette phase d'apprentissage sera effectuée sur des canaux de contrôle auto-étiquetés, comme nous verrons à la section 3.4.1.

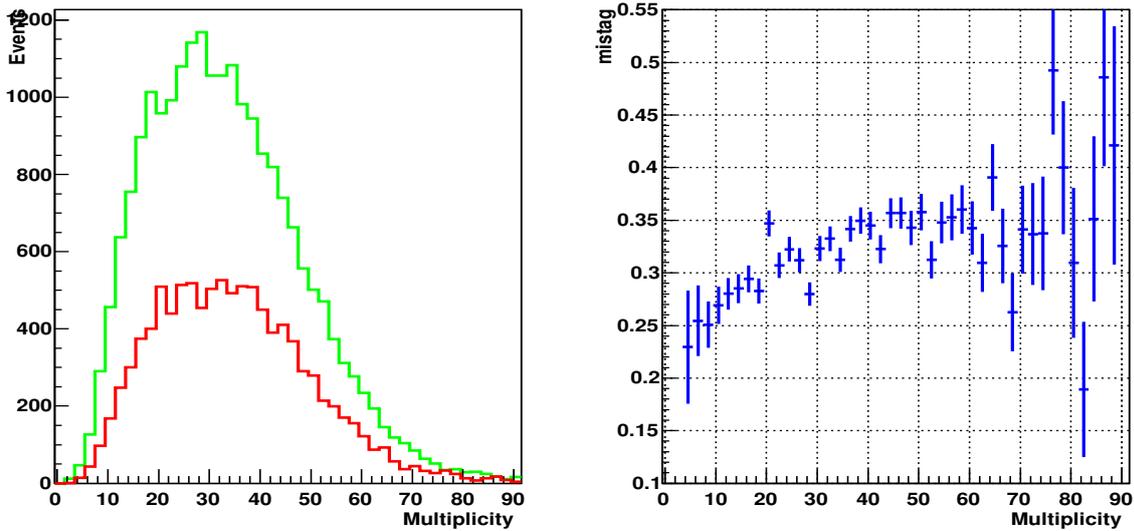


FIG. 3.9 – À gauche : multiplicité des traces chargées dans des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$. L'histogramme en vert (gris clair) indique les taggers corrects, celui en rouge (gris foncé) les mauvais taggers. À droite : fraction de mauvais étiquetage en fonction de la multiplicité, pour le même lot de données.

Le réseau de neurones est le *multi-layer perceptron* standard de ROOT [92]. Il prend en entrée, dans le cas des muons, la multiplicité des traces chargées dans l'événement (voir figure 3.9), le p et p_T de la trace et la signification de son paramètre d'impact. Sa sortie, OutNet_i , donne la probabilité que le tagger en entrée étiquette un b ou un \bar{b} . La figure 3.10 en haut montre deux exemples de sortie du réseau de neurones pour les cas muons et kaon-SS, pour des étiquetages corrects et incorrects. À partir de ces distributions, on calcule dans chaque bin de OutNet_i la valeur correspondante du mistag (histogrammes du bas). Ce mistag est ajusté par un polynôme et donne, pour chaque tagger, une fonction $\omega_i = f(\text{OutNet}_i)$. Cette fonction quantifie le mistag d'un tagger i , événement par événement. On a $p_i = 1 - \omega_i$. Cette étape sera également effectuée sur les

¹⁰Le mistag événement par événement est $1 - \mathcal{P}$.

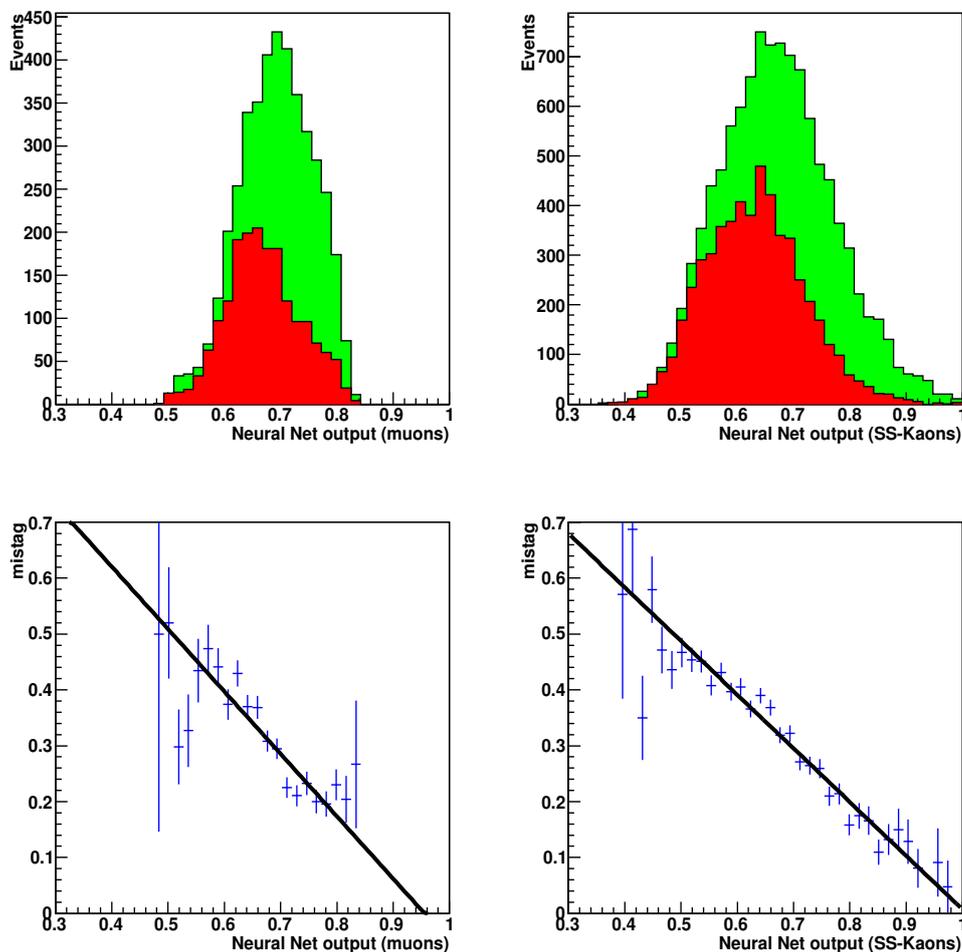


FIG. 3.10 – En haut : sortie du réseau de neurones, OutNet_i , pour les muons (à gauche) et kaons-SS (à droite). Les histogrammes verts (gris clair) et rouges (gris foncé) correspondent aux étiquetages corrects et incorrects respectivement. En bas, la valeur du mistag correspondante est ajustée par un polynôme de degré un : $\omega_i = f(\text{OutNet}_i)$ ($i = \mu$ à gauche et $i = K_{\text{SS}}$ à droite).

canaux de contrôle, lorsque les vraies données seront disponibles. Dans le cas des taggers côté signal, le réseau de neurones utilise en plus les variables $\Delta\phi$, $\Delta\eta$ et Δm .

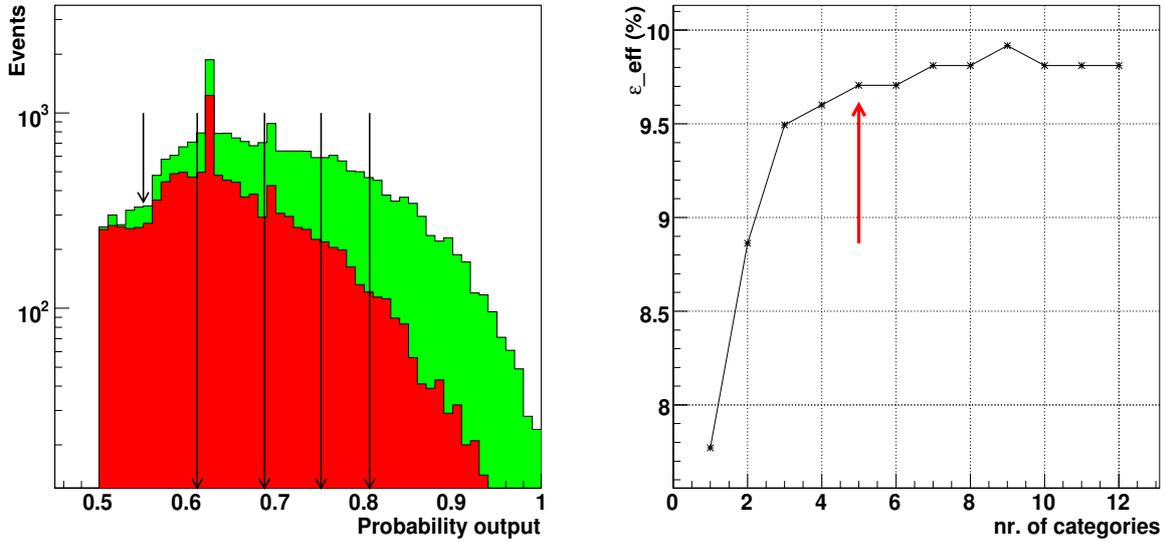


FIG. 3.11 – À gauche : distribution de la probabilité de la décision d'étiquetage finale correcte, \mathcal{P} . Les histogrammes vert (gris clair) et rouge (gris foncé) représentent les événements correctement et incorrectement étiquetés, respectivement. Les flèches délimitent les cinq catégories d'événements *mistag-dépendantes*. Les événements avant la première flèche sont considérés non étiquetés. À droite : efficacité d'étiquetage effective en fonction du nombre de catégories *mistag-dépendantes*. La flèche indique le nombre de catégories finalement choisies (5).

Cette procédure est répétée séparément pour chaque tagger, ce qui conduit à cinq décisions. Chaque tagger « vote » indépendamment en première approximation pour la saveur du B de signal¹¹. La décision $q_i = \pm 1$ de chaque tagger i , est prise selon sa charge. Ces cinq décisions sont combinées de la manière suivante. La probabilité $\mathcal{P}(b)$ que le B de signal contiennent un quark b est :

$$\mathcal{P}(b) = \frac{p(b)}{p(b) + p(\bar{b})}, \quad \text{et} \quad \mathcal{P}(\bar{b}) = 1 - \mathcal{P}(b)$$

où

$$p(b) = \prod_i \left(\frac{1 - q_i}{2} + q_i p_i \right), \quad \text{et} \quad p(\bar{b}) = \prod_i \left(\frac{1 + q_i}{2} - q_i p_i \right)$$

La décision finale sur la saveur est :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(b) > \mathcal{P}(\bar{b}) &\Rightarrow \text{B de signal contient un } b \\ \mathcal{P}(b) < \mathcal{P}(\bar{b}) &\Rightarrow \text{B de signal contient un } \bar{b} \\ 0.45 < \mathcal{P}(b \text{ ou } \bar{b}) < 0.55 &\Rightarrow \text{B de signal non étiqueté} \end{aligned}$$

¹¹Nous discutons des corrélations entre taggers dans les perspectives, section 3.6.

Pour illustration, prenons l'exemple d'un événement étiqueté par deux taggers, un μ et un K_{OS} . Supposons $\omega_\mu = 0.305$ et $\omega_{K_{OS}} = 0.361$, donc $p_\mu = 1 - \omega_\mu = 0.695$ et $p_{K_{OS}} = 1 - \omega_{K_{OS}} = 0.639$. Si les deux taggers sont d'accord et votent « b », on a :

$$p(b) = p_\mu p_{K_{OS}}$$

$$p(\bar{b}) = (1 - p_\mu)(1 - p_{K_{OS}})$$

$\mathcal{P}(b) = 0.801$, $\mathcal{P}(\bar{b}) = 0.199$, $\mathcal{P}(b) > \mathcal{P}(\bar{b})$ donc l'événement est étiqueté « b » et son mistag est $1 - \mathcal{P}(b) = 0.199$.

Si les deux taggers ne sont pas d'accord, par exemple si le muon vote « b » tandis que le K_{OS} vote « \bar{b} »,

$$p(b) = p_\mu(1 - p_{K_{OS}})$$

$$p(\bar{b}) = (1 - p_\mu)p_{K_{OS}}$$

$\mathcal{P}(b) = 0.563$, $\mathcal{P}(\bar{b}) = 0.437$, $\mathcal{P}(b) > \mathcal{P}(\bar{b})$ donc l'événement est étiqueté « b » et son mistag est $1 - \mathcal{P}(b) = 0.437$.

La figure 3.11 montre la distribution de $\mathcal{P}(b$ ou $\bar{b})$ séparément pour des événements correctement et incorrectement étiquetés. Les performances d'étiquetage ainsi obtenues, dans un échantillon d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ sont données dans le tableau 3.4 à la colonne « Moyenne ». Elles correspondent également au premier point de la figure 3.11, à droite.

Regrouper des événements ayant un mistag similaire permet d'obtenir une amélioration significative des performances globales. On partage donc l'échantillon total en n catégories exclusives « mistag-dépendantes ». On calcule les performances dans chacune des n catégories et l'efficacité d'étiquetage effective totale est la somme des efficacités d'étiquetage effectives de chaque catégorie. La figure 3.11 de droite montre l'augmentation de la puissance d'étiquetage en fonction du nombre de catégories. Un plateau apparaît au delà de cinq qui est le nombre de catégories finalement retenu. Les performances de chaque catégorie sont données dans le tableau 3.4. La puissance d'étiquetage combinée vaut 9.67% et est donc $\sim 23\%$ plus élevée que celle obtenue par les 12 catégories « tagger-dépendantes » (voir tableau 3.3). Les cinq catégories *mistag-dépendantes* correspondent aux cinq flèches dessinées sur la figure 3.11 de gauche. Les deux pics sont dus aux valeurs discrètes assignées à la charge de vertex dans le cas où toutes les traces ont le même signe.

Dans un ajustement CP, pour bénéficier du gain entre les lignes « Moyenne » et « Combiné » de la table 3.4, il faut évidemment effectuer l'ajustement indépendamment dans cinq catégories. Une alternative ultime consiste à utiliser directement le mistag événement par événement, comme nous le verrons à la section 3.4.5.

3.3 Performance de l'algorithme d'étiquetage

Les performances de l'algorithme d'étiquetage sont données dans le tableau 3.5 pour différents canaux passant les sélections offline et les triggers de niveau-0 et 1. Les performances sont indiquées après combinaison des cinq catégories *mistag-dépendantes* expliquées dans la section précédente. L'efficacité d'étiquetage effective varie de 4.5% à 5.8%

	$\varepsilon_{\text{eff}} \%$	$\varepsilon_{\text{tag}} \%$	$\omega \%$
cat#1	0.74 ± 0.07	22.38 ± 0.18	40.9 ± 0.5
cat#2	1.67 ± 0.11	15.95 ± 0.16	33.8 ± 0.5
cat#3	2.05 ± 0.12	10.26 ± 0.13	27.7 ± 0.6
cat#4	1.95 ± 0.11	6.05 ± 0.10	21.6 ± 0.7
cat#5	3.26 ± 0.12	6.22 ± 0.11	13.8 ± 0.6
Moyenne	7.77 ± 0.34	60.86 ± 0.21	32.13 ± 0.26
Combiné	9.67 ± 0.35	60.86 ± 0.21	30.07 ± 0.26

TAB. 3.4 – Résultats de l’étiquetage pour des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ après trigger, pour chacune des 5 catégories exclusives *mistag-dépendantes*. Les incertitudes reflètent la statistique Monte-Carlo utilisée.

pour les B^+ et les B_d^0 , et de 7.1% à 9.8% pour les B_s^0 . Les canaux B_s^0 ont des meilleures performances car le kaon-SS est un meilleur tagger que le pion-SS. Le fait que ces performances varient de façon significative d’un canal à l’autre est discuté dans les sections suivantes.

Canal	$\varepsilon_{\text{eff}} (\%)$	$\varepsilon_{\text{tag}} (\%)$	$\omega (\%)$
$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	5.31 ± 0.23	52.48 ± 0.19	34.09 ± 0.25
$B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	5.79 ± 0.22	53.24 ± 0.17	33.50 ± 0.22
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K_S^0$	4.53 ± 0.09	52.95 ± 0.08	35.37 ± 0.10
$B_d^0 \rightarrow D^{*-} \mu^+ \nu_\mu$	4.82 ± 0.60	56.22 ± 0.50	35.35 ± 0.63
$B^+ \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^+$	4.66 ± 0.13	54.05 ± 0.11	35.31 ± 0.15
$B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$	9.76 ± 0.56	61.11 ± 0.34	30.02 ± 0.42
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	9.67 ± 0.35	60.86 ± 0.21	30.07 ± 0.26
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$	7.08 ± 0.23	54.46 ± 0.16	31.97 ± 0.21

TAB. 3.5 – Performances d’étiquetage combinées pour différents canaux passant les coupures de déclenchement et de sélection. Les incertitudes sont statistiques.

Le tableau 3.6 quantifie l’amélioration des performances de l’étiquetage apportée par le trigger de niveau-1. L’efficacité d’étiquetage effective est environ 5% plus élevée après le niveau-1, par rapport au niveau-0 seul.

3.4 Calibration de l’algorithme d’étiquetage avec des vraies données et incertitudes systématiques

Les performances d’un algorithme d’étiquetage sont mesurées en terme d’efficacité et de mistag. Comme nous l’avons vu, l’asymétrie CP mesurée est proportionnelle à $1 - 2\omega$ fois l’asymétrie CP théorique. Si l’efficacité totale peut être mesurée dans les données réelles, le mistag est plus délicat à obtenir car on ne peut être totalement certain de sa

	Niveau-0			Niveau-0 et Niveau-1		
	$\varepsilon_{\text{eff}}(\%)$	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$	$\varepsilon_{\text{eff}}(\%)$	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$
μ	1.48 ± 0.08	9.96 ± 0.10	30.7 ± 0.5	1.67 ± 0.09	11.26 ± 0.12	30.8 ± 0.5
e	0.52 ± 0.04	3.81 ± 0.06	31.6 ± 0.8	0.58 ± 0.05	4.16 ± 0.08	31.3 ± 0.9
K_{OS}	2.02 ± 0.09	29.31 ± 0.15	36.9 ± 0.3	2.28 ± 0.11	31.06 ± 0.17	36.5 ± 0.3
K_{SS}	3.30 ± 0.11	30.58 ± 0.15	33.6 ± 0.3	3.23 ± 0.13	30.53 ± 0.17	33.7 ± 0.3
Q_{vtx}	1.16 ± 0.07	22.98 ± 0.14	38.7 ± 0.3	1.33 ± 0.08	24.53 ± 0.16	38.4 ± 0.4
Combiné	8.99 ± 0.25	59.21 ± 0.16	30.52 ± 0.20	9.48 ± 0.30	60.99 ± 0.18	30.28 ± 0.23

TAB. 3.6 – Performance de l'étiquetage pour des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ après le trigger de niveau-0 (à gauche) et de niveau-1 (à droite). Les incertitudes sont statistiques.

valeur sans utiliser la vérité Monte-Carlo. Or, cette simulation est loin d'être parfaite. Elle comprend un certain nombre d'approximations et modélisations, par exemple dans les mécanismes de production des hadrons b, les détails du trigger et de la sélection, la dépendance de l'étiquetage en fonction de la saveur initiale du B, à cause des différences d'interaction de ses produits de désintégration avec la matière.

Il faut par conséquent mettre en place des stratégies pour mesurer ω dans des données réelles et estimer les incertitudes systématiques qui lui sont attachées. En pratique, nous utilisons des canaux de contrôle, avec un état final spécifique de saveur. Ces canaux sont également appelés « auto-étiquetés ».

3.4.1 Canaux de contrôle

Différents canaux de contrôle sont donnés dans le tableau 3.7 avec la statistique attendue pour 2 fb^{-1} ainsi que le rapport bruit sur signal estimé à partir d'un échantillon d'événements $b\bar{b}$ inclusifs [48, 93, 94, 95, 96].

On distingue deux techniques de mesure du mistag : « l'amplitude d'oscillations » et le « double étiquetage ».

Amplitude d'oscillations

La mesure du mistag peut se faire sur des canaux neutres (B_s^0, B_d^0) ou chargés (B^\pm). Pour les canaux neutres, on mesure l'amplitude de l'oscillation dépendante du temps, $\mathcal{A}_{\text{mélange}}(t)$, car ces derniers oscillent vers leur état conjugué de saveur. On définit l'asymétrie de mélange :

$$\mathcal{A}_{\text{mélange}}(t) = \frac{N_{\text{unmixed}}(t) - N_{\text{mixed}}(t)}{N_{\text{unmixed}}(t) + N_{\text{mixed}}(t)}$$

où N_{unmixed} désigne le nombre d'événements n'ayant pas oscillé, c'est-à-dire ayant une saveur finale identique à la saveur initiale, N_{mixed} désigne le nombre d'événements ayant oscillé et t est le temps de vie propre des candidats. La saveur initiale est donnée par l'algorithme d'étiquetage, la saveur finale par la charge des produits de désintégration. En l'absence de bruit de fond, l'asymétrie de mélange mesurée s'écrit :

$$\mathcal{A}_{\text{mélange}}(t) \propto (1 - 2\omega) \cos(\Delta m_q t) \quad (\text{q} = \text{s}, \text{d})$$

En ajustant l'amplitude de l'oscillation du cosinus, on mesure donc $1 - 2\omega$. L'incertitude sur le mistag est simplement la moitié de l'incertitude sur l'amplitude. La référence [97] permet de donner une approximation de cette incertitude :

$$\sigma_\omega \propto \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{N(1-2\omega)^2}} e^{\frac{1}{2}(\Delta m_s \sigma_t)^2}$$

où N est le nombre d'événements étiquetés et σ_t l'incertitude sur le temps de vie. L'ajustement de l'amplitude nécessite une excellente résolution sur le temps de vie dans le cas des mésons B_s^0 , à cause de la fréquence d'oscillation très rapide $\Delta m_s = 17.8 \text{ ps}^{-1}$ [39].

Pour les canaux chargés, seule une mesure du mistag opposé est possible, mais elle peut se faire théoriquement sans observer la dépendance en temps, puisque ces derniers n'oscillent pas.

Double étiquetage

Il est également possible d'extraire le mistag côté signal par une méthode de double étiquetage, sans mesure en fonction du temps [98]. Ceci peut être utile pour effectuer des vérifications croisées et réduire les incertitudes systématiques. Considérons un échantillon de taille N_T sur lequel on applique deux taggers t_{OS} et t_{SS} ayant pour mistag ω_{OS} et ω_{SS} et pour efficacité d'étiquetage ε_{OS} et ε_{SS} . Le mistag opposé, ω_{OS} , peut être mesuré comme expliqué ci-dessus. En supposant t_{OS} et t_{SS} non corrélés, le nombre d'événements doublement étiquetés est : $N_{DT} = \varepsilon_{OS} \times \varepsilon_{SS} \times N_T$. Le nombre d'événements pour lesquels les deux taggers sont d'accord est N_{OK} et la fraction correspondante est $F = N_{OK}/N_{DT}$. Cette fraction s'écrit :

$$F = (1 - \omega_{OS})(1 - \omega_{SS}) + \omega_{OS}\omega_{SS}$$

d'où l'on tire :

$$\omega_{SS} = \frac{1 - \omega_{OS} - F}{1 - 2\omega_{OS}}$$

L'incertitude sur ω_{SS} est :

$$\sigma(\omega_{SS})^2 = \frac{(1 - 2F)^2}{(1 - 2\omega_{OS})^4} \sigma(\omega_{OS})^2 + \frac{1}{(1 - 2\omega_{OS})^2} \frac{F(1 - F)}{N_{DT}}$$

Cette dernière expression a deux termes. Le premier indique que l'incertitude sur ω_{SS} est d'autant plus faible que le mistag opposé est bien connu, c'est-à-dire que $\sigma(\omega_{OS})$ est petit. Le second terme reflète l'incertitude statistique sur le nombre d'événements doublement étiquetés. Il en résulte que l'incertitude totale sur ω_{SS} est limitée par le nombre d'événements doublement étiquetés.

Choix des canaux de contrôle

Le choix des canaux de contrôle doit être minutieusement adapté à la mesure effectuée. Plusieurs canaux de contrôle peuvent être combinés entre eux pour obtenir la meilleure incertitude statistique et systématique sur le résultat final. Les critères de choix des canaux de contrôle sont les suivants. Ils doivent avoir :

- une sélection aussi proche que possible de celle du canal de signal sans quoi des biais peuvent apparaître comme nous le verrons dans les sections suivantes ;

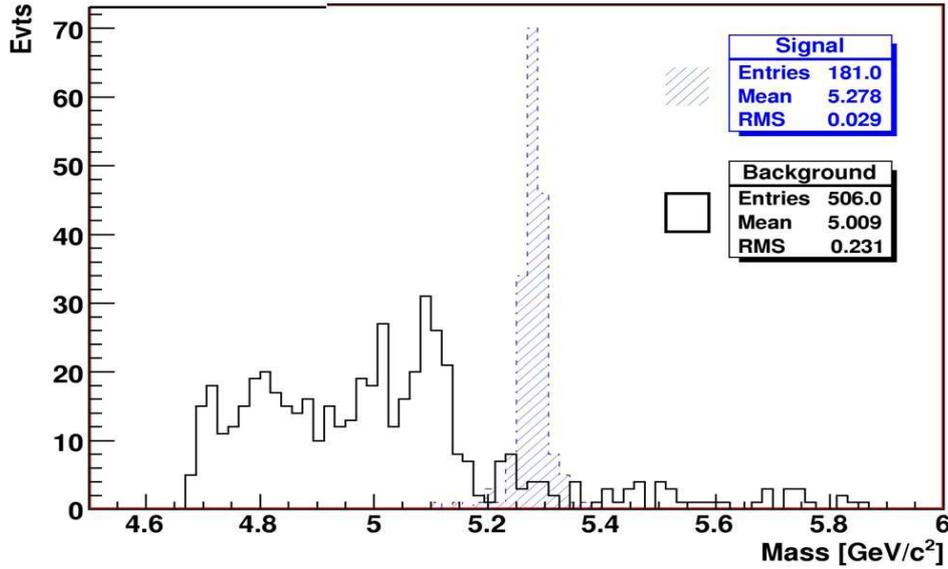


FIG. 3.12 – Masse invariante de paires $\bar{D}^0\pi^+$ sélectionnées dans un échantillon de 34 millions de $b\bar{b}$ inclusifs. Le pic du signal est clairement visible et centré sur la masse du B^+ ($=5.279 \text{ GeV}/c^2$). Les contributions de désintégrations partiellement reconstruites apparaissent dans la région de faible masse.

- une grande statistique ;
- un faible niveau de bruit fond ;
- une bonne résolution en temps dans le cas où le mistag est extrait de l'amplitude d'oscillation de B_s^0 .

J'ai initié l'étude de trois nouveaux canaux : $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ [99, 94], $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \mu^+ \nu_\mu$ et $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ [85, 93]. Pour illustration, la figure 3.12 montre le signal très propre d'événements $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ sélectionnés parmi 34 millions de $b\bar{b}$ inclusifs ; nous avons estimé un rapport bruit sur signal d'environ 0.1 pour ce canal, l'un des plus propres parmi tous les canaux de contrôle étudiés dans LHCb. Notons que plusieurs canaux semi-leptoniques peuvent servir pour contrôler l'étiquetage. Malgré une résolution sur le temps de vie moins bonne que celle des canaux hadroniques, due à la présence d'un neutrino, ils présentent une statistique très intéressante. Le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ notamment, permettra d'obtenir la plus grande statistique de mésons B_s^0 jamais accumulée. Après tous les niveaux de trigger, on attend 1 M d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ et 140 000 $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ par 2 fb^{-1} . Les figures 3.13 illustrent la résolution sur le temps de vie d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ [94]. Cette résolution s'améliore lorsque la masse invariante $D_s \mu$ augmente, ce qui correspond à une moindre contribution du neutrino. Lorsque $m(D_s \mu) > 4.5 \text{ GeV}/c^2$, la résolution vaut 120 ps, mais est encore trois fois moins bonne que celle du canal hadronique $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$. Le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ est donc plus utile à la méthode de double étiquetage qu'à la méthode d'amplitude d'oscillation. L'incertitude sur le mistag en utilisant 2 fb^{-1} d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ a été estimée de façon réaliste, en tenant compte de la résolution en temps et des bruits de fond [96]. Elle vaut $\sigma(\omega)/\omega = 1.1\%$. L'incertitude sur le mistag

côté signal en utilisant 2 fb^{-1} d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ a été estimée par la méthode de double étiquetage et vaut : $\sigma(\omega_{SS})/\omega_{SS} = 1.7\%$ [98].

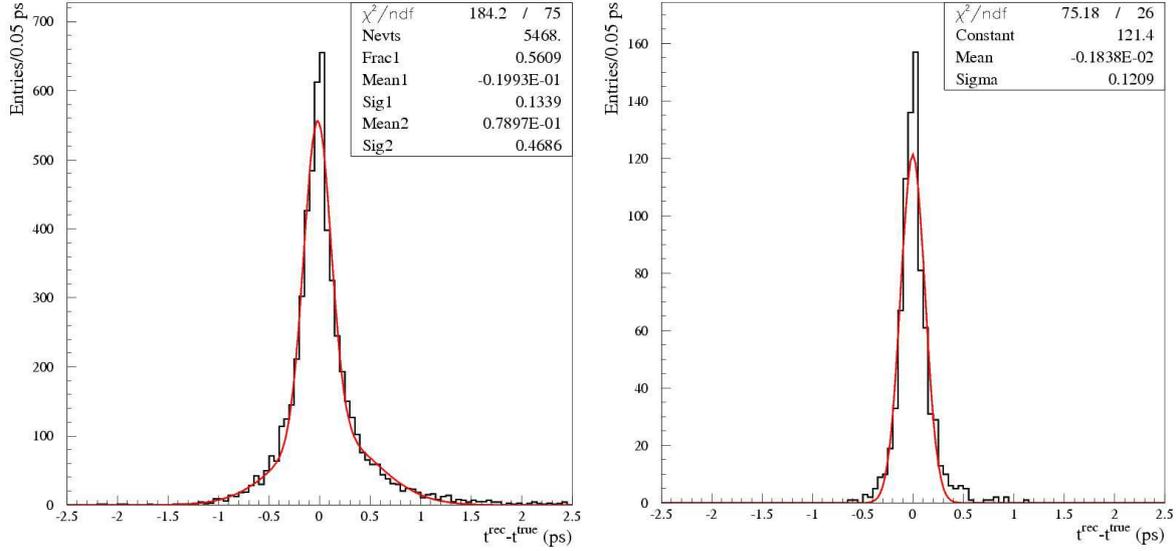


FIG. 3.13 – Résolution sur le temps de vie propre de candidats $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$, pour $m(D_s \mu) > 3.0 \text{ GeV}/c^2$ (à gauche) et $m(D_s \mu) > 4.5 \text{ GeV}/c^2$ (à droite).

Canal	Stat. attendues avec 2 fb^{-1} (k)	B/S
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	1740	0.4
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$	1000	0.1
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \mu^+ \nu_\mu$	2400	0.7
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	1017	0.16
$B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	135	0.16
$B_d^0 \rightarrow D^{*-} \mu^+ \nu_\mu$	9000	0.26
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	179	<0.05
$B_s^0 \rightarrow D_s^{(*)-} \mu^+ \nu_\mu$	1930	0.36

TAB. 3.7 – Nombre d'événements attendus pour 2 fb^{-1} , après trigger de niveau 0 et 1 et sélection offline de quelques canaux de contrôle. Le rapport B/S est estimé à partir d'un échantillon de $b\bar{b}$ inclusifs.

3.4.2 Dépendance de la saveur

La différence d'interaction avec la matière entre les K^- et les K^+ a un impact non négligeable sur l'étiquetage. La section efficace d'interaction de kaons avec de la matière ordinaire (proton, neutron) est $\sim 20\%$ plus élevée pour les K^- que pour les K^+ [4]. Le tableau 3.8 montre les performances d'étiquetage mesurées dans le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$

	Anti- B_s^0			B_s^0		
	$\varepsilon_{\text{eff}}(\%)$	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$	$\varepsilon_{\text{eff}}(\%)$	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$
μ	1.57 ± 0.13	11.31 ± 0.17	31.4 ± 0.7	1.77 ± 0.13	11.22 ± 0.17	30.1 ± 0.7
e	0.56 ± 0.08	4.23 ± 0.11	31.8 ± 1.2	0.61 ± 0.08	4.09 ± 0.11	30.7 ± 1.2
K _{OS}	2.44 ± 0.16	31.33 ± 0.25	36.0 ± 0.5	2.11 ± 0.15	30.79 ± 0.25	36.9 ± 0.5
K _{SS}	2.90 ± 0.17	30.49 ± 0.24	34.6 ± 0.5	3.58 ± 0.19	30.57 ± 0.25	32.9 ± 0.5
Q_{vtx}	1.55 ± 0.13	24.72 ± 0.23	37.5 ± 0.5	1.12 ± 0.11	24.34 ± 0.23	39.3 ± 0.5
Combiné	9.54 ± 0.42	61.15 ± 0.26	30.25 ± 0.32	9.45 ± 0.42	60.82 ± 0.26	30.29 ± 0.32

TAB. 3.8 – Performance d'étiquetage pour des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ après les triggers de niveau-0 et 1, avec différentes vraies saveurs initiales. Les incertitudes sont statistiques.

séparément pour un vrai b initial (\bar{B}_s^0) et un vrai \bar{b} (B_s^0). Pour les taggers kaons, on observe une différence significative de mistag, en particulier pour les kaons-SS. La particule associée à un \bar{B}_s^0 côté signal est un K^- qui interagit davantage avec la matière. Ainsi, l'efficacité d'étiquetage effective est plus faible pour un kaon-SS associé à un \bar{B}_s^0 (2.9%), que pour celui associé à un B_s^0 (3.6%). Par ailleurs, pour les mésons \bar{B}_s^0 , l'efficacité effective du kaon-OS (un K^+) est 2.4% et tombe à 2.1% pour les mésons B_s^0 . La différence de performance d'étiquetage entre kaons-SS et kaons-OS s'explique par la différence de leur spectre d'impulsion, car les kaons mous interagissent davantage avec la matière. La figure 3.14 montre que le spectre des kaons-SS est légèrement plus faible que celui des kaons-OS. La dépendance du mistag en fonction de l'impulsion est également plus prononcée pour les kaons-SS.

Pour les autres taggers, l'efficacité effective est identique, sauf pour la charge de vertex qui peut contenir un kaon-OS. Il est par conséquent nécessaire de traiter les deux cas séparément lorsqu'on estime le mistag d'un canal CP ou de contrôle.

3.4.3 Trigger et étiquetage

Le mistag mesuré dans un canal de contrôle ne peut pas être utilisé aveuglement dans un canal CP, à cause des différents biais qui peuvent être introduits par le trigger et les sélections offline [40]. Le plus grand biais provient du fait que ces événements peuvent être enregistrés pour différentes raisons au niveau des triggers. Ceci est illustré sur la figure 3.15. Un événement peut être accepté par le trigger à cause de particules n'appartenant pas à la chaîne de désintégration du B de signal. On l'appelle alors « TIS » (**T**ri \bar{g} ger **I**ndependent of **S**ignal). Si l'événement est accepté à cause de particules provenant du B de signal, on l'appelle « TOS » (**T**ri \bar{g} ger **O**n **S**ignal). Enfin on appelle « TOB » (**T**ri \bar{g} ger **O**n **B**oth) un événement nécessitant une trace du B de signal *et* du B opposé pour être accepté par le trigger.

Il est plus facile de trouver un tagger opposé si le B de tagging est dans l'acceptance de LHCb, ce qui arrive d'autant plus souvent que l'événement est TIS. Par ailleurs, si l'événement est TOS, ce qui est généralement la cas pour des modes muoniques, il n'y a rien, a priori qui garantisse que le B de tagging soit dans l'acceptance. C'est la raison principale qui explique pourquoi des modes ayant des fractions TIS/TOS différentes ont

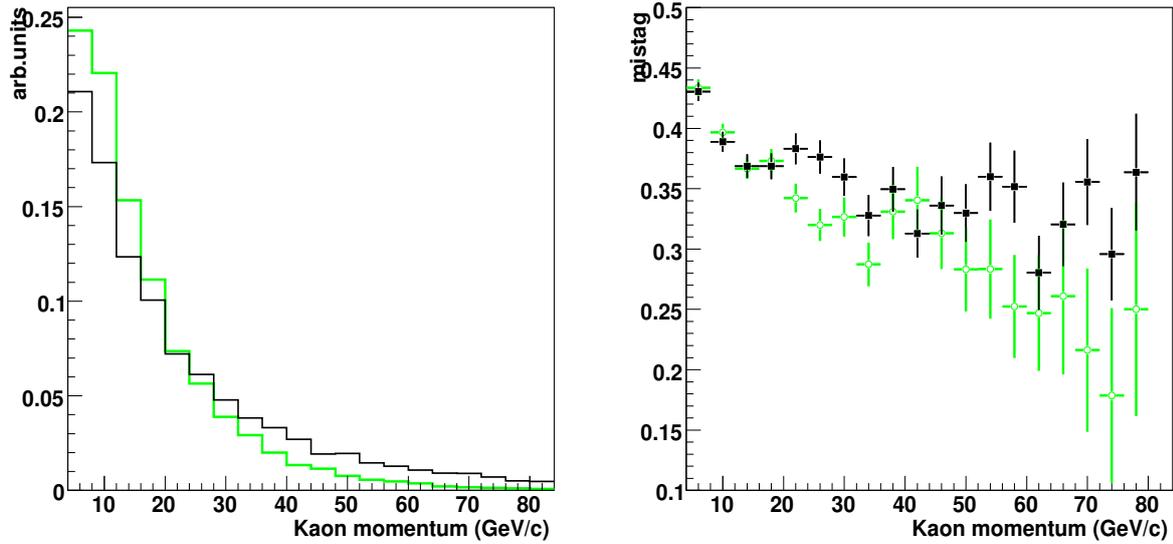


FIG. 3.14 – À gauche, distribution de l’impulsion de kaon-OS (noir) et kaon-SS (vert). À droite : fraction de mauvais étiquetage en fonction de l’impulsion, dans les deux cas.

des performances d’étiquetage différentes.

Par exemple, dans des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$, la fraction de TIS (au niveau-0 et niveau-1) est de 14.8% parmi lesquels 89% ont le B opposé dans l’acceptance. La fraction de TOS est de 30%. Pour des $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ au contraire, la fraction de TIS est 7.5% (avec 83% des B opposés dans l’acceptance). La fraction de TOS représente 61% de l’échantillon total et parmi ceux-ci, on ne trouve un B opposé dans l’acceptance que dans 50% des cas.

3.4.4 Dépendance de l’impulsion du méson B

Les deux hadrons b produits dans les collisions proton-proton émergent avec une forte corrélation angulaire. De plus, l’angle de production est corrélé à l’impulsion, les petits angles correspondant aux grandes impulsions. Par conséquent, si l’impulsion du B de signal est différente entre un canal CP et son canal de contrôle, il en résulte une impulsion différente pour le hadron b opposé de ces deux canaux et donc des performances d’étiquetage différentes. Ceci est illustré sur la figure 3.16 qui montre une comparaison du p_T entre des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (CP) et $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ (contrôle). Les distributions du haut correspondent au B de signal tandis que ceux du bas correspondent au B opposé. Ce dernier n’est jamais complètement reconstruit donc son impulsion est inconnue ; l’impulsion vraie est donc utilisée pour ces illustrations. Le rapport des distributions sur la droite indique que le spectre du B opposé est influencé par celui du signal : il subit une distorsion similaire.

À cause des coupures cinématiques appliquées sur les taggers, les performances dépendent de l’impulsion. Par exemple dans des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$, pour $p_T(B) < 8 \text{ GeV}/c$, $\varepsilon_{\text{eff}}(K_{SS}) = 1.8 \pm 0.2\%$ alors que pour $p_T(B) > 8 \text{ GeV}/c$, $\varepsilon_{\text{eff}}(K_{SS}) = 4.6 \pm 0.3\%$.

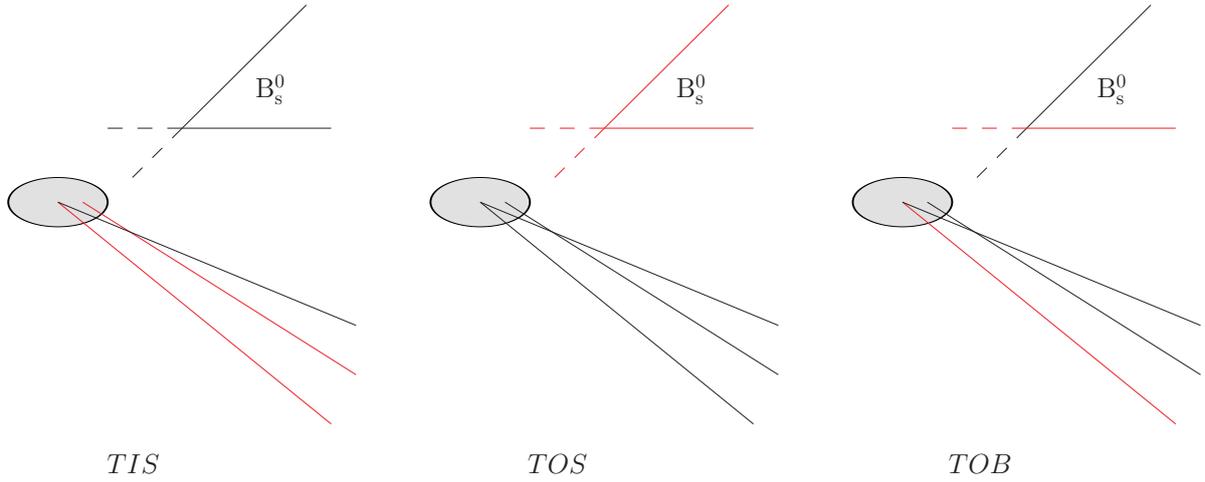


FIG. 3.15 – Représentation schématique d'événements TIS, TOS et TOB. Les lignes rouges (gris clair) représentent les traces utilisées par le trigger.

Le rapport des distributions en haut à droite sur la figure 3.16 peut être utilisé pour pondérer les événements et corriger le biais [100, 101, 102]. Ainsi, si ω_k est le mistag mesuré dans le canal de contrôle, dans un bin k en $p_T(\mathbf{B}^{\text{signal}})$ et N_k^{CP} le nombre d'événements de signal du canal CP dans ce même bin de p_T , le mistag à utiliser dans le canal CP est :

$$\omega^{\text{CP}} = \frac{\sum_k N_k^{\text{CP}} \omega_k}{\sum_k N_k^{\text{CP}}} \quad (3.5)$$

3.4.5 Quelques pistes pour extraire le mistag des données réelles

La vraie valeur du mistag, ω , dans un canal CP et dans son canal de contrôle dépend de tous les effets décrits dans les sections précédentes. Une idée générale consiste alors à mesurer ω dans différents sous-échantillons de trigger (TIS/TOS) et à prendre en compte les différences de spectre d'impulsion entre les B de signal des deux canaux.

Ceci peut être fait d'au moins trois manières différentes :

1. Choisir un canal de contrôle topologiquement proche du canal CP. Par exemple $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}$ pour $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ou $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ pour $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$. Dans ce cas, le mistag mesuré dans la canal de contrôle peut être directement utilisé dans le canal CP et les différences résiduelles traitées comme effets systématiques.
2. Évaluer le mistag dans chaque *catégorie mistag-dépendante*, chaque *catégorie de trigger* et chaque bin en p_T du B de signal dans le canal de contrôle.
3. Évaluer le mistag événement par événement, en fonction des variables cinématiques de chaque *tagger*, dans chaque catégorie de trigger et pour chaque bin en p_T du B de signal dans le canal de contrôle.

Le choix (1) est le plus simple et sera appliqué dès que possible, pour les premières données.

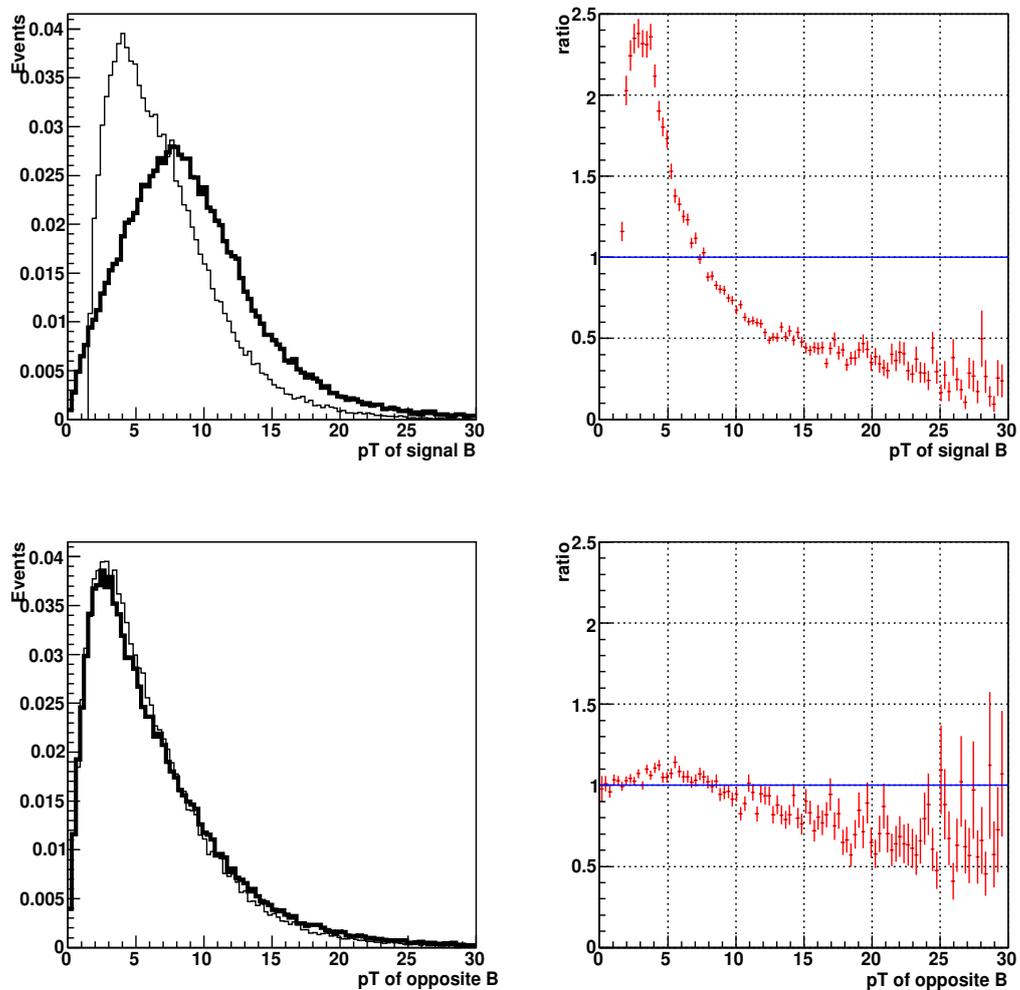


FIG. 3.16 – Comparaison entre les p_T de mésons B pour des $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ (ligne épaisse) et des $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. À droite : rapport des deux distributions. Le p_T reconstruit est utilisé pour le B de signal, tandis que le p_T vrai est utilisé pour le B opposé.

Dans le choix (2), il faut calculer ω_{ijk} , où $i = 1 - 5$ est la catégorie mistag-dépendante, $j = 1 - 5$ la catégorie de trigger (TIS-TIS, TOS-TOS, TIS-TOS, TOS-TIS, autre) et $k = 1 - 3$ est un exemple de nombre de bins utilisés pour le $p_T(B)$ représentant un compromis entre précision et statistique disponible. Le mistag ω_{ijk} mesuré dans le canal de contrôle peut être utilisé dans le canal CP dans le même bin i, j, k . Dans le Monte-Carlo, on peut vérifier que le mistag ω_{ijk} est correctement reproduit grâce à la vérité Monte-Carlo. Dans les données réelles, ω_{ijk} peut être comparé entre deux canaux de contrôle. On peut également utiliser un mistag moyen ω_{ij} dans chaque catégorie, en utilisant l'équation 3.5 :

$$\omega_{ij}^{\text{CP}} = \sum_k N_k^{\text{CP}} \omega_{ijk} / \sum_k N_k^{\text{CP}}$$

En ce qui concerne la statistique disponible dans les canaux de contrôle, si l'on prend l'exemple du canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, nous attendons 1.74 millions d'événements par 2 fb^{-1} . En supposant 150 bins = 5(taggers) \times 5(trigger) \times 3(p_T^B) \times 2(saveurs), on aboutit à environ 350 à 38000 événements par bin selon le bin considéré, ce qui signifie une précision relative de 0.7% à 7% sur ω_{ij} , avec uniquement ce canal.

Le cas (3) est une variante du cas (2) dans laquelle on utilise la dépendance de la sortie du réseau de neurones en fonction des propriétés cinématiques des taggers. Comme nous l'avons vu, un réseau de neurones est défini pour chaque tagger et sa sortie est une fonction de l'impulsion, du paramètre d'impact du tagger, mais également des propriétés cinématiques du B de signal.

En utilisant un canal de contrôle, on peut construire les sorties du réseau de neurones pour des événements correctement et incorrectement étiquetés et ainsi obtenir le mistag. Ce mistag peut être ajusté en fonction de la sortie du réseau de neurones, comme indiqué sur les figures 3.10 en bas, pour les taggers muon et kaon-SS. Cet ajustement peut-être réalisé dans les sous-catégories de trigger, et pour différents bins de $p_T(B^{\text{signal}})$. Ainsi, on extrait du canal de contrôle une fonction par tagger (et par catégorie de trigger) qui fournit le mistag par événement, en fonction de la sortie du réseau de neurones : $\omega_{ij}(\text{OutNet}_{ij})$. Lorsque plus d'un tagger par événement est disponible, on combine les ω_i en un mistag global par événement comme expliqué dans la section 3.2.

Après avoir vérifié que les fonctions $\omega_{ij}(\text{OutNet}_{ij})$ sont les mêmes dans différents canaux de contrôle, le mistag peut être utilisé dans le canal CP. Notons qu'on peut simplifier la procédure en regroupant des bins i, j dans lesquels les mistags sont similaires.

3.5 Étiquetage en dehors de LHCb

Nous donnons dans cette section les performances d'étiquetages obtenues dans des expériences autres que LHCb.

Les expériences BaBar aux États-Unis et Belle au Japon sont dédiées à la physique du B. Elles sont installées respectivement sur les collisionneurs e^+e^- PEP-II et KEKB. Les mésons B sont produits de façon *cohérente* à partir de la désintégration d'une résonance $\Upsilon(4S)$. Cette production cohérente ainsi que la faible multiplicité des traces facilitent beaucoup l'étiquetage par rapport aux collisionneurs hadroniques. L'expérience Babar utilise 6 catégories exclusives [103] comportant des leptons, kaons et pions, ainsi que des protons provenant de désintégration de Λ . Elle exploite l'information provenant des pions et des kaons produits dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \bar{\nu}_\ell$ et $B_d^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$, où $D^{*-} \rightarrow$

$\bar{D}^0\pi^-$ et $\bar{D}^0 \rightarrow K^+X^-$. Ces informations sont combinées à l'aide d'un réseau de neurones et la puissance d'étiquetage obtenue vaut $\sim 30.5\%$. L'expérience Belle utilise 6 catégories mistag-dépendantes et obtient des performances légèrement inférieures [104]. La différence avec Babar semble être principalement due à une meilleure séparation pions/kaons dans BaBar, grâce au DIRC¹², ainsi qu'à l'utilisation du réseau de neurones [105].

L'étude de l'étiquetage au Tevatron est particulièrement utile pour LHCb car il s'agit d'une machine hadronique et donc certaines des difficultés rencontrées sont les mêmes qu'au LHC. Il est notamment instructif d'observer comment la mesure de Δm_s a été effectuée. Si l'expérience D0 a dans un premier temps annoncé un effet à 2σ [106], la mesure à 5σ n'a pour l'instant été obtenue que par CDF [39]. L'une des raisons de ce succès réside dans l'utilisation du kaon côté signal. CDF possède en effet un certain pouvoir discriminant entre pions et kaons en utilisant le temps de vol (TOF) ainsi que la perte d'énergie par ionisation (dE/dx) dans une chambre à dérive. La puissance d'étiquetage obtenue est de 1.8% pour le côté opposé signal et 4.8% pour le côté signal, soit une performance combinée de 6.6%, pour les modes semi-leptoniques. Cette performance est $\sim 30\%$ moins bonne que celle estimée dans la simulation de LHCb. LHCb est avantagé par son trajectographe et son système d'identification des particules, mais désavantagé par une plus grande multiplicité des traces et le fait que celles-ci soient émises à petit angle. L'expérience D0 a incorporé l'étiquetage côté signal dans son analyse de Δm_s à l'été 2007 et obtient une puissance d'étiquetage totale de 4.5% [107].

Les expériences ATLAS et CMS au LHC ont également un programme de physique du B, en plus des recherches directes du boson de Higgs et de nouvelle physique. Ainsi ATLAS peut étiqueter la saveur de mésons B en utilisant des leptons ou des charges de jet [108]. La meilleure puissance d'étiquetage est obtenue par charge de jet et vaut 3.6%.

Pour finir, rappelons les performances obtenues au LEP qui était un collisionneur e^+e^- fonctionnant au pic du Z^0 , dans sa première phase. Comme au LHC ou au Tevatron, les hadrons b sont produits de façon *incohérente*. En utilisant leptons, kaons et charge de jet combinés dans un réseau de neurones, ALEPH obtient : $\varepsilon_{\text{eff}}=27\%$ [109].

Le tableau 3.9 compare les performances d'étiquetage de différentes expériences et montre la supériorité des collisionneurs e^+e^- dans ce domaine.

3.6 Conclusions et perspectives sur l'étiquetage

L'étiquetage de la saveur initiale des mésons B est un exercice difficile dans un environnement hadronique. Il a fallu plusieurs années au Tevatron pour ajuster ses différents outils d'étiquetage. La tâche sera plus difficile encore à LHCb, à cause de la grande multiplicité des traces produites à petit angle et des corrélations avec le trigger.

Nous avons présenté les algorithmes d'étiquetage utilisés actuellement dans LHCb, en utilisant le côté signal et le côté opposé. L'efficacité d'étiquetage effective qui quantifie la puissance de l'algorithme varie de 4.5% pour les désintégrations de B^+ et de B_d^0 à 9.5% pour les B_s^0 dans lesquels un kaon côté signal est disponible.

Nous avons étudié un certain nombre d'effets systématiques sur les performances de l'étiquetage, comme les biais dus au déclenchement et à la sélection du signal, ainsi que

¹²Detection of Internally Reflected Cherenkov light.

Expérience	Puissance d'étiquetage (%)	Référence
BaBar	30.5	[103]
Belle	28.8	[104]
ALEPH	27.0	[109]
D0	4.5	[107]
CDF	6.6	[39]
ATLAS	4.6	[108]
LHCb	7.1 – 9.7	[87]

TAB. 3.9 – Performances d'étiquetage comparées entre différentes expériences. Pour BaBar et Belle, il s'agit de l'étiquetage de mésons B_d^0 , pour les autres expériences, il s'agit de mésons B_s^0 . Pour LHCb, les performances sont données pour des événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ (7.1%) et $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ (9.7%); pour CDF et D0 il s'agit d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$.

l'interaction des particules avec la matière. Enfin, nous avons proposé une procédure générale pour extraire le mistag à partir de données réelles, en utilisant des canaux de contrôle.

Cette procédure doit maintenant être validée avec la version la plus récente de la simulation, puis avec les premières données réelles. Les performances présentées ont en effet été obtenues avec la version 2004 des logiciels de simulation. La version 2006 donne des résultats en moyenne 20% moins bons. Cette baisse de performance est due à une simulation plus réaliste, avec notamment une augmentation de matière dans le détecteur, une plus grande multiplicité de traces et de fantômes, une résolution sur l'impulsion et une identification dégradées. Des progrès récents dans l'identification des hadrons au niveau du RICH devraient permettre de regagner une partie de ces pertes.

Par ailleurs, les corrélations entre taggers doivent être étudiées minutieusement. Dans la version 2004 des logiciels, la charge de vertex peut contenir le kaon opposé. Par contre les taggers du côté signal ne sont pas significativement corrélés aux taggers du côté opposé. Ces corrélations peuvent engendrer une perte de pouvoir discriminant mais ne devraient pas créer de biais sur le mistag, car ω sera mesuré sur des canaux de contrôle. La difficulté d'un traitement rigoureux des corrélations réside dans la limitation de la statistique disponible. En effet, prendre en compte une corrélation consiste le plus souvent à déterminer les propriétés des événements dans des sous-échantillons (par exemple distribution de la charge de vertex lorsqu'un K_{OS} est présent ou non). On est vite amené à effectuer de nombreuses sous-catégories de telle sorte que la fiabilité statistique des propriétés que l'on recherche en pâtit.

Nous devons également mettre en place un procédure de re-optimisation des algorithmes, avec prise en compte du bruit de fond, sans utiliser la vérité Monte-Carlo, aussi simple et automatique que possible.

Puis il faudra démontrer la faisabilité de la chaîne complète d'étiquetage, depuis des canaux de contrôle jusqu'aux mesures de $\sin 2\beta$ et de Δm_s , pour commencer. L'outil pourra ensuite être utilisé pour réaliser les mesures fondamentales de LHCb, comme les phases β_s, γ et α .

Chapitre 4

Potentiel physique de l'expérience LHCb

Après un résumé des progrès accomplis ces dernières années aux usines à B et au Tevatron dans le domaine des saveurs lourdes, nous donnons un avant-goût de ce que LHCb devrait nous apprendre. Sans couvrir intégralement le programme de physique de LHCb, nous passons en revue cinq des mesures parmi les plus importantes : ϕ_s , γ , $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ et s-pingouins hadroniques. Dans chaque cas, nous expliquons l'intérêt de la mesure et donnons une estimation de l'incertitude statistique attendue. Nous comparons cette incertitude à celle attendue à la fin des usines à B et du Tevatron.

La section 4.2.6 décrit les recherches auxquelles j'ai pris part pour estimer la sensibilité de LHCb à la mise en évidence de la nouvelle physique, avec les désintégrations dominées par des diagrammes pingouins hadroniques $b \rightarrow s$.

4.1 Progrès récents en physique des saveurs lourdes

Durant ces dix dernières années, de grands progrès ont été accomplis dans le domaine des saveurs, notamment grâce aux expériences Belle et BaBar, mais également grâce à CDF et D0. Parmi les faits marquants, on peut retenir les suivants, dans l'ordre chronologique :

- Première mesure de la violation de CP dans les désintégrations « charmonium » de mésons B_d^0 [110, 111]. La valeur actuelle, $\sin 2\beta = 0.678 \pm 0.025$, nous apprend que les contraintes sur CKM provenant des mésons B_d^0 sont compatibles avec celles du secteur des kaons. Par conséquent, la phase de la matrice CKM est la source dominante de violation de CP dans les processus de changement de saveur ayant lieu à l'énergie électrofaible.
- Première observation de $B \rightarrow K \ell \ell$ [112].
- Tension dans la mesure de $\sin 2\beta$ à partir des désintégrations dominées par un s-pingouin du type $B_d^0 \rightarrow \phi K_s^0$ [113, 114].
- Indication puis mesure de la violation de CP directe dans $B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ [115, 116, 117]. Mesure de la violation de CP dans $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ [117, 118, 119].
- Observation de $b \rightarrow d \gamma$ [120]. Ce changement de saveur par courant neutre a été mesuré dans les modes $B^+ \rightarrow \rho^- \gamma$, $B^+ \rightarrow \rho^0 \gamma$ et $\bar{B}_d^0 \rightarrow \omega \gamma$. En utilisant la valeur

connue de $\text{BR}(B_d^0 \rightarrow K^{*0}\gamma)$, il permet de mesurer le rapport $|V_{td}/V_{ts}|$.

- Mesure de Δm_s [39] et contraintes sur $|V_{td}/V_{ts}|$.
- Indication de $B^+ \rightarrow \tau\nu$ [121]. Cette désintégration est intéressante à double titre. De la nouvelle physique, comme un Higgs chargé, peut modifier son rapport de branchement. Dans le modèle standard, $\text{BR}(B^+ \rightarrow \tau\nu)$ donne accès au produit de $|V_{ub}|$ par la constante de désintégration du B_d^0 , $F_{B_d^0}$.
- Mesure du mélange $D^0-\bar{D}^0$ [122, 123].
- Mesures de $\alpha = (87.7 \pm 5.7)^\circ$ [28] et de $\gamma = (77 \pm 31)^\circ$ [30] par les usines à B¹.

Dans un premier temps, les activités liées à la physique des saveurs ont consisté à comprendre et tester le formalisme CKM. La moisson de résultats ci-dessus nous permet désormais d'affirmer que ce formalisme décrit remarquablement bien la nature. Par conséquent, l'objectif de la physique des saveurs est devenu la recherche de nouvelle physique dans des processus rares, la majeure partie d'entre eux faisant apparaître des boucles de particules virtuelles.

Le principal avantage de LHCb par rapport aux usines à B est la possibilité d'étudier tous les types de hadrons b, en particulier le méson B_s^0 . De plus, nous attendons une statistique beaucoup plus importante dans de nombreux canaux. En revanche, la pureté en paires $b\bar{b}$ est beaucoup plus faible dans l'environnement du LHC. Elle passe d'environ un quart pour les usines à B, à $\sim 0.6\%$ au LHC². De plus la grande multiplicité des traces due à l'environnement hadronique et le fait que ces traces soient produites dans un petit angle, rend les analyses plus compliquées, notamment pour rejeter efficacement les bruits de fond.

4.2 Mesures phares de LHCb

4.2.1 Contexte des simulations

Les estimations données dans les sections suivantes reposent sur une simulation détaillée de la physique et du détecteur LHCb. Les collisions pp sont générées par le logiciel Pythia [124]. Les interactions parton-parton multiples ont été ajustées pour reproduire la multiplicité des traces observées à l'énergie du Tevatron. La simulation tient également compte des interactions multiples dans le même croisement de faisceaux (pile-up). Les particules sont propagées dans le détecteur en utilisant la simulation Geant4 [79] et le programme Gauss [125]. La réponse électronique de chaque sous-détecteur, sa résolution, son efficacité, son bruit et sa diaphonie sont pris en compte en utilisant les résultats obtenus en faisceaux tests. On inclut également l'effet de « spillover », c'est-à-dire le fait que l'acquisition d'un événement puisse être affectée par celle des événements précédents ou suivants. La digitalisation est assurée par Boole [126] et la reconstruction par Brunel [127]. Les événements sont analysés par les programmes DaVinci [128], LoKi [129] ou Bender [130]. Les études de sensibilité utilisent fréquemment RooFit [131].

¹Les mesures de α et γ ne sont pas les dernières dans l'ordre chronologique. Je le place à la fin de cette liste simplement pour citer les dernières valeurs numériques obtenues à partir des mesures effectuées par BaBar et Belle.

²Le rapport de la section efficace de production d'une paire $b\bar{b}$ au LHC sur la section efficace inélastique totale est : $0.5/80 \simeq 0.6\%$.

Les données ont été simulées en 2004 et 2005. On suppose que le bruit de fond dominant provient d'événements $b\bar{b}$ inclusifs. Environ 30 millions de tels événements ont été simulés, ce qui correspond à environ deux minutes de prises de données, pour une luminosité de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Certains bruits de fond spécifiques sont également simulés ($b \rightarrow \mu X$, $b \rightarrow \phi X$, ...).

4.2.2 Mesure de la phase du mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$

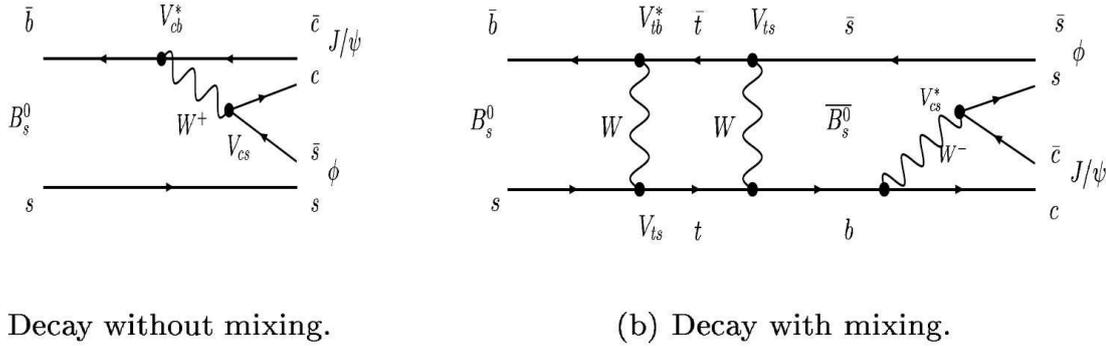


FIG. 4.1 – Diagrammes de désintégration de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ directe (a) ou après oscillation $B_s^0-\bar{B}_s^0$ dans le modèle standard.

La phase ϕ_s du mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$ vaut $-2\lambda^2\eta$ dans le modèle standard et est bien connue à partir des ajustements globaux indirects du triangle d'unitarité [26] : $\phi_s = -0.0368_{-0.0017}^{+0.0018}$. Nous avons expliqué l'intérêt de la mesure de ϕ_s pour contraindre la nouvelle physique au chapitre 1, (section 1.5). Cette mesure pourrait être la première mesure de précision sensible à la nouvelle physique qui peut être confrontée avec une prédiction *précise*.

La phase ϕ_s peut être mesurée à partir d'échantillons de mésons B_s^0 se désintégrant en états propres de CP, comme $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. En effet, ce type de désintégrations peut se produire directement ou indirectement après oscillation $B_s^0-\bar{B}_s^0$, comme indiqué sur la figure 4.1. Dans ce dernier cas, le diagramme en boîte peut inclure des contributions de nouvelles particules résultant en une phase additionnelle, de telle sorte que le ϕ_s mesuré n'est plus égal à $-2\lambda^2\eta$. Dans le cas de désintégrations de mésons B_s^0 , avec une transitions $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{s}$ au niveau des quarks, l'asymétrie CP dépendante du temps (Chap. 1 Eq. 1.7) s'écrit :

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}(t) = \frac{-\eta_f \sin \phi_s \sin \Delta m_s t}{\cosh \frac{\Delta\Gamma_s t}{2} - \eta_f \cos \phi_s \sinh \frac{\Delta\Gamma_s t}{2}}$$

et donne donc accès à ϕ_s . Le paramètre $\eta_f = \pm 1$ est la valeur propre de CP de l'état final. Dans le cas où $f = J/\psi\phi$, l'état final est un mélange d'états CP pairs et impairs et il est nécessaire d'effectuer une analyse angulaire pour séparer ces composantes.

À partir des distributions angulaires dépendantes du temps d'échantillons non étiquetés de $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi(K^+K^-)$, la collaboration D0 a effectué une première mesure peu significative de ϕ_s avec 1.1 fb^{-1} de données [132] : $\phi_s = -0.79 \pm 0.56(\text{stat})_{-0.14}^{+0.01}(\text{syst})$. En

supposant que le Tevatron gagne l'équivalent d'un facteur 12 en statistique sur cette mesure, en combinant D0 et CDF, l'incertitude finale sur ϕ_s devrait être d'environ 0.16, fin 2009.

La sensibilité à ϕ_s a été étudiée dans LHCb [24], en utilisant des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ mais également des désintégrations purement CP paires: $B_s^0 \rightarrow \eta_c\phi$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta^{(\prime)}$, $B_s^0 \rightarrow D_s^-D_s^+$. Nous attendons environ 131 000 événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi(K^+K^-)$ par 2 fb^{-1} , avec un rapport bruit sur signal $B/S = 0.12$. La résolution en temps est fondamentale pour distinguer les rapides oscillations du méson B_s^0 . Elle vaut 36 fs en moyenne pour ce canal. La fraction de mauvais étiquetage peut être mesurée dans des canaux de contrôles, comme $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$, ainsi que $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ et $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ pour le côté opposé au signal. L'incertitude statistique attendue sur ϕ_s est dominée par le mode $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ et vaut 0.022 rad avec 2 fb^{-1} de données. LHCb sera donc très rapidement extrêmement compétitif sur cette mesure, puisque 2 fb^{-1} permettront de diviser l'erreur du Tevatron par sept. Compte tenu des erreurs théoriques très faibles, il suffit que la valeur de $|\phi_s|$ soit supérieure à ~ 0.15 pour effectuer une découverte de nouvelle physique à 5σ , avec seulement 2 fb^{-1} .

4.2.3 Mesures de γ

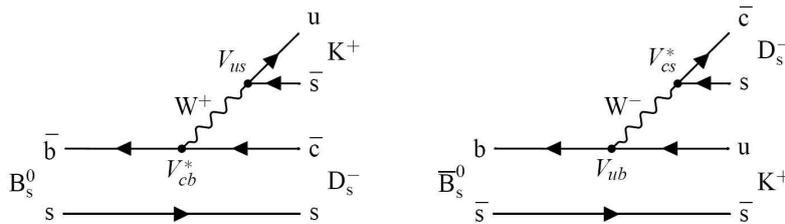


FIG. 4.2 – Diagrammes de désintégration de $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$. Le diagramme de droite (T2) a une amplitude plus faible que le diagramme de gauche (T1) à cause du couplage V_{ub} .

La phase γ peut être mesurée par plus de six méthodes différentes. Nous résumons le principe de deux d'entre elles, « $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$ » et « ADS », et mentionnons rapidement les autres.

La première méthode utilise des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$. Le méson B_s^0 peut se désintégrer directement ou après oscillation en $D_s^\mp K^\pm$. L'interférence entre les deux chemins possibles fait intervenir les éléments de matrices V_{ub} , dans le diagramme de droite de la figure 4.2, et V_{ts} , dans le diagramme en boîte du mélange. En ajustant les quatre taux de désintégrations en fonction du temps: $\Gamma(B_s^0(t) \rightarrow D_s^+ K^-)$, $\Gamma(B_s^0(t) \rightarrow D_s^- K^+)$, $\Gamma(\bar{B}_s^0(t) \rightarrow D_s^+ K^-)$, $\Gamma(\bar{B}_s^0(t) \rightarrow D_s^- K^+)$, on peut extraire $\gamma + \phi_s$, ainsi que $\Delta_{T1/T2}$, la différence de phase forte entre les deux diagrammes de la figure 4.2. La fraction de mauvais étiquetage peut être extraite d'un échantillon d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ et la phase ϕ_s à partir de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ comme expliqué dans la section 4.2.2.

La sensibilité à γ a été étudiée [96, 133]. Nous attendons 6 200 événements $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$ pour 2 fb^{-1} , avec un rapport bruit sur signal $B/S < 0.18$ à 90% CL. L'incertitude

statistique sur $\gamma + \phi_s$ est la même que sur $\Delta_{T1/T2}$ et vaut 10.3 degrés. Notons que les événements non étiquetés ont été inclus dans cette étude et apportent une amélioration de $\sim 2^\circ$ incluse dans les 10.3°.

Nous allons également mesurer γ en exploitant l'interférence entre $B^- \rightarrow D^0 K^-$ et $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$, lorsque le D^0 et le \bar{D}^0 se désintègrent dans un même état final [134, 135, 136, 137]. La figure 4.3 indique les deux diagrammes possibles pour la désintégration du B^- . La différence de phase faible entre les deux diagrammes vaut γ et on appelle δ_B la possible différence de phase forte. On définit la quantité :

$$r_B = \left| \frac{\mathcal{A}(B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-)}{\mathcal{A}(B^- \rightarrow D^0 K^-)} \right|$$

Ce rapport est petit car la désintégration $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ est « supprimée de couleur ». Il n'est pas encore mesuré de façon précise. Belle estime $r_B = 0.16 \pm 0.07$ [138], tandis que Babar met une limite supérieure à un sigma sur ce rapport : $r_B < 0.14$ [139]. La

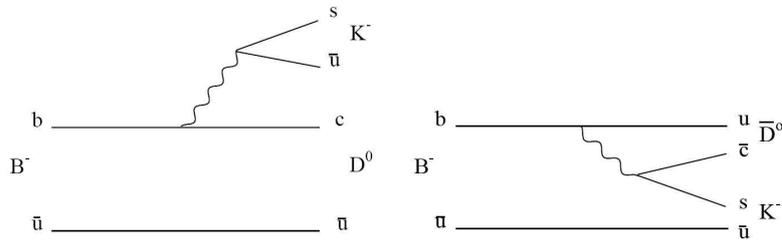


FIG. 4.3 – Diagrammes pour les désintégrations $B^- \rightarrow D^0 K^-$ et $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$. La phase relative entre les deux diagrammes est $\delta_B - \gamma$ et le rapport des amplitudes est r_B .

méthode ADS [140] propose de reconstruire les D^0 et \bar{D}^0 dans un état final qui n'est pas un état propre de CP. La figure 4.4 montre un exemple où ces mésons se désintègrent en $K^- \pi^+$. Le diagramme de gauche est « favorisé de Cabibbo » tandis que celui de droite est « doublement supprimé de Cabibbo ». On définit la différence de phase forte entre les deux diagrammes, $\delta_D^{K\pi}$, et le rapport des amplitudes, $r_D^{K\pi}$. Ce dernier est connu précisément et vaut 0.0613 ± 0.0010 [4]. Les quatre taux de désintégrations que nous devons mesurer sont

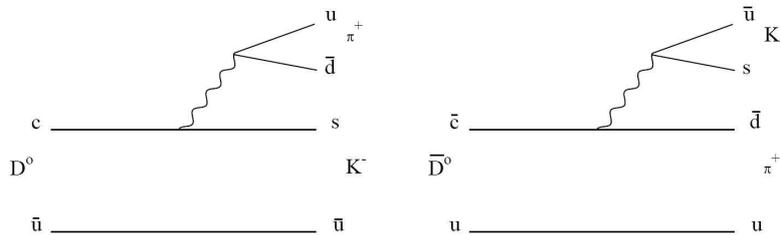


FIG. 4.4 – Diagrammes pour les désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $\bar{D}^0 \rightarrow K^- \pi^+$. La phase relative entre les deux diagramme est $\delta_D^{K\pi}$ et le rapport des amplitudes est $r_D^{K\pi}$.

donc :

$$\Gamma(B^- \rightarrow (K^- \pi^+)_D K^-) \propto 1 + (r_B r_D^{K\pi})^2 + 2r_B r_D^{K\pi} \cos(\delta_B - \delta_D^{K\pi} - \gamma) \quad (4.1)$$

$$\Gamma(B^- \rightarrow (K^+ \pi^-)_D K^-) \propto r_B^2 + (r_D^{K\pi})^2 + 2r_B r_D^{K\pi} \cos(\delta_B + \delta_D^{K\pi} - \gamma) \quad (4.2)$$

$$\Gamma(B^+ \rightarrow (K^+ \pi^-)_D K^+) \propto 1 + (r_B r_D^{K\pi})^2 + 2r_B r_D^{K\pi} \cos(\delta_B - \delta_D^{K\pi} + \gamma) \quad (4.3)$$

$$\Gamma(B^+ \rightarrow (K^- \pi^+)_D K^+) \propto r_B^2 + (r_D^{K\pi})^2 + 2r_B r_D^{K\pi} \cos(\delta_B + \delta_D^{K\pi} + \gamma) \quad (4.4)$$

Le premier et le troisième sont favorisés. Le second et le dernier sont supprimés, mais présentent un terme d'interférences qui apparaît au premier ordre, de sorte qu'ils sont particulièrement sensibles à γ et $\delta_D^{K\pi}$. La mesure des taux *relatifs* de ces quatre processus donne trois observables qui dépendent de quatre inconnues : r_B , γ , δ_B et $\delta_D^{K\pi}$. Pour résoudre le problème, il faut donc utiliser une désintégration supplémentaire du D dans un autre état final, comme par exemple $K\pi\pi\pi$, K^+K^- ou $\pi^+\pi^-$ ³. Il n'y a besoin ni d'étiqueter la saveur ni de mesurer le temps de vie, il s'agit donc d'une simple expérience de comptage. Des expériences Monte-Carlo ont été effectuées pour déterminer la sensibilité de cette méthode à γ . Le nombre d'événements attendus dans chaque mode ainsi qu'une estimation du niveau de bruit de fond sont donnés dans le tableau 4.1. Finalement, l'incertitude statistique obtenue sur γ avec 2 fb^{-1} varie de 5 à 13 degrés, selon les phases fortes utilisées⁴.

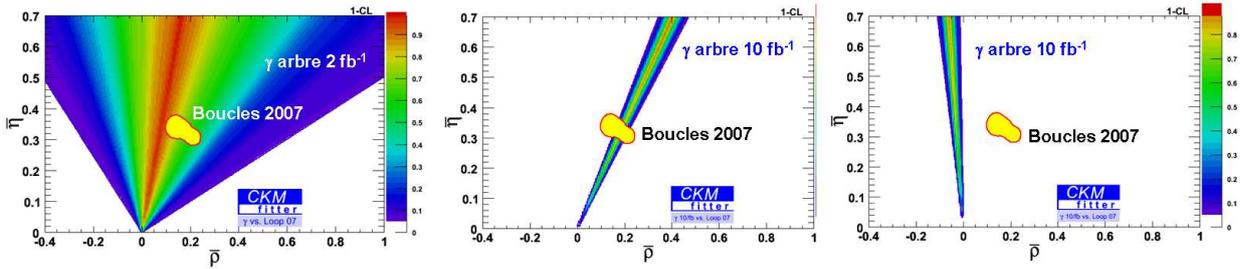


FIG. 4.5 – Contraintes sur $(\bar{\rho}, \tilde{\eta})$ dues à des mesures de γ utilisant uniquement des processus à l'arbre, comparées aux contraintes des mesures utilisant des processus en boucles. À gauche, situation à l'été 2007. À droite, deux scénarios possibles après 10 fb^{-1} de données à LHCb. Le scénario le plus à droite prouverait la présence de nouvelle physique.

La méthode ci-dessus fonctionne aussi en remplaçant le D^0 par un D^{0*} [137]. D'autres canaux comme $B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ [142] serviront également à mesurer γ . La méthode la plus précise actuellement pour extraire γ aux usines à B consiste en une analyse de Dalitz des désintégrations de D^0 en trois corps comme $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ [143]. Cette méthode a aussi été explorée dans LHCb [144] et son potentiel est résumé dans le tableau 4.1.

En conclusion, de nombreux canaux contribueront à la mesure de γ dans LHCb et la sensibilité optimale sera obtenue par une minutieuse combinaison de canaux et de méthodes. Notre estimation actuelle est une erreur statistique d'environ 5 degrés avec

³Le fait d'utiliser des états finaux propres de CP dans ce type d'extraction de γ , fut historiquement proposé par [141].

⁴Une valeur de $r_B=0.077$ a été utilisée pour ces simulations.

2 fb^{-1} , c'est-à-dire une amélioration significative de la valeur actuelle obtenues aux usines à B : $\gamma = 77 \pm 31$ degrés [30]. De plus, les méthodes exposées ci-dessus mesurent γ dans des désintégrations à l'arbre, c'est-à-dire peu sensibles à la nouvelle physique⁵. Leur comparaison avec des mesures pouvant recevoir des contributions de nouvelle physique est donc de la plus haute importance. La figure 4.5 montre l'impact des mesures de γ sur le triangle d'unitarité, avec 10 fb^{-1} de données [26] et comment la nouvelle physique pourrait se manifester.

4.2.4 Désintégration rare $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

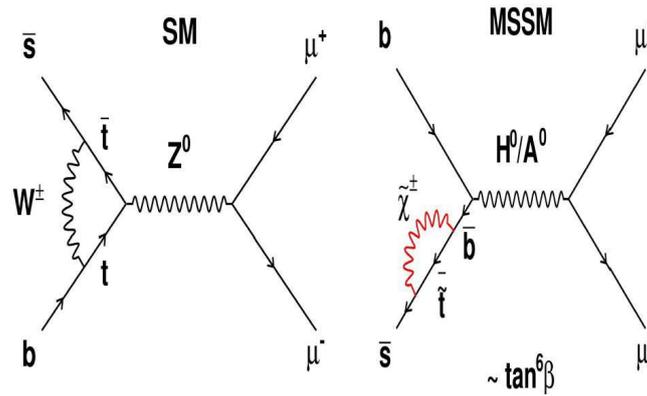


FIG. 4.6 – Exemples de diagrammes contribuant à la désintégration $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans le modèle standard (à gauche) et dans le MSSM (à droite).

La désintégration $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ est un changement de saveur par courant neutre très rare. Dans le modèle standard, elle est interviens via des diagrammes en boîte et des diagrammes pingouins. Un exemple de ce dernier est représenté sur la figure 4.6 de gauche. Le rapport de branchement vaut $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.42 \pm 0.54) \times 10^{-9}$ où l'erreur la plus importante provient des incertitudes hadroniques non perturbatives (constante de désintégration $F_{B_s^0}$) [145]. La limite actuelle est $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 5.8 \times 10^{-8}$ à 95% CL [146] et le Tevatron pense repousser cette limite jusqu'à 2×10^{-8} fin 2009.

Ce mode est intéressant car de nouvelles particules peuvent contribuer à la désintégration. Un exemple de contributions supersymétriques est représenté sur la figure 4.6 de droite. Dans ce cas, le rapport de branchement augmente proportionnellement à $\tan^6 \beta$, où $\tan \beta$ est le rapport des valeurs moyenne dans le vide des deux champs de Higgs supersymétriques. La désintégration $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ est donc particulièrement intéressante pour contraindre les modèles avec des grandes valeurs de $\tan \beta$, comme illustré sur la figure 4.7.

Une étude de sensibilité a été réalisée dans LHCb [148]. Nous attendons environ 72 événements $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ pour 2 fb^{-1} . Le bruit de fond dominant est dû à des événements avec deux désintégrations $b \rightarrow \mu X$. Il peut être gardé sous contrôle grâce à l'excellente performance du trajectographe qui assure une résolution sur la masse du B_s^0 de $\sim 18 \text{ MeV}/c^2$, ainsi qu'à la qualité de l'identification des muons. LHCb a le potentiel d'exclure la région

⁵En négligeant la nouvelle physique dans le mélange $D^0-\bar{D}^0$.

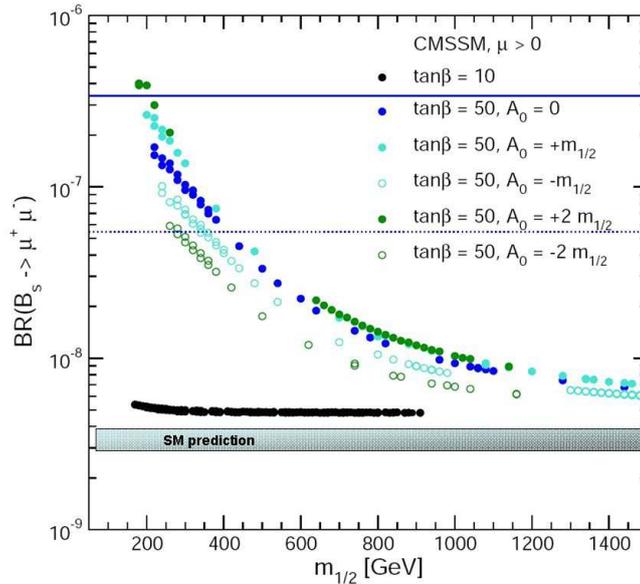


FIG. 4.7 – Prédiction de $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ en fonction de la masse universelle du gaugino $m_{1/2}$, pour le modèle supersymétrique minimal contraint (CMSSM) [147]. Différentes valeurs de $\tan \beta$ et de A_0 sont envisagées. A_0 est le paramètre de brisure « douce » de la supersymétrie. Les traits horizontaux représentaient les mesures et limites attendues du Tevatron en 2004. Elles ont été améliorées depuis, voir texte et figure 4.8.

intéressante du rapport de branchement entre 10^{-8} et la prédiction du modèle standard avec très peu de luminosité ($\sim 0.5 \text{ fb}^{-1}$). Si la valeur de $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ est celle du modèle standard, LHCb peut la mesurer à 3σ (5σ) avec 2 fb^{-1} (6 fb^{-1}) de données, comme indiqué sur la figure 4.8.

4.2.5 Désintégration $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$

La désintégration $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ est un changement de saveur par courant neutre qui, dans le modèle standard, intervient via des diagrammes en boucle représentés sur la figure 4.9. La contribution de nouvelles particules dans ces boucles peut modifier plusieurs observables liées à cette désintégration. L'asymétrie avant-arrière entre le μ^+ et le B_d^0 , dans le référentiel au repos de la paire $\mu^+ \mu^-$, est intéressante parce qu'elle permet de départager différentes extensions du modèle standard [149]. Cette asymétrie est représentée sur la figure 4.10, en fonction de la masse invariante de la paire de muons au carré, q^2 , pour différents scénarios. Le modèle standard prévoit que A_{FB} s'annule pour $q_0^2 = 4.2 \pm 0.6 \text{ GeV}^2/c^4$ [150]. Le « zéro » de cette asymétrie est donc très bien connu théoriquement.

La précision avec laquelle LHCb peut mesurer la position de ce zéro a été étudiée dans [151, 152]. Le rapport de branchement de cette désintégration est d'environ 10^{-6} . Avec 2 fb^{-1} , nous attendons environ 7 200 $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$, avec un rapport B/S de 0.5. Nous pouvons localiser le zéro de l'asymétrie avant-arrière avec une précision de $\pm 0.46 \text{ GeV}^2/c^4$.

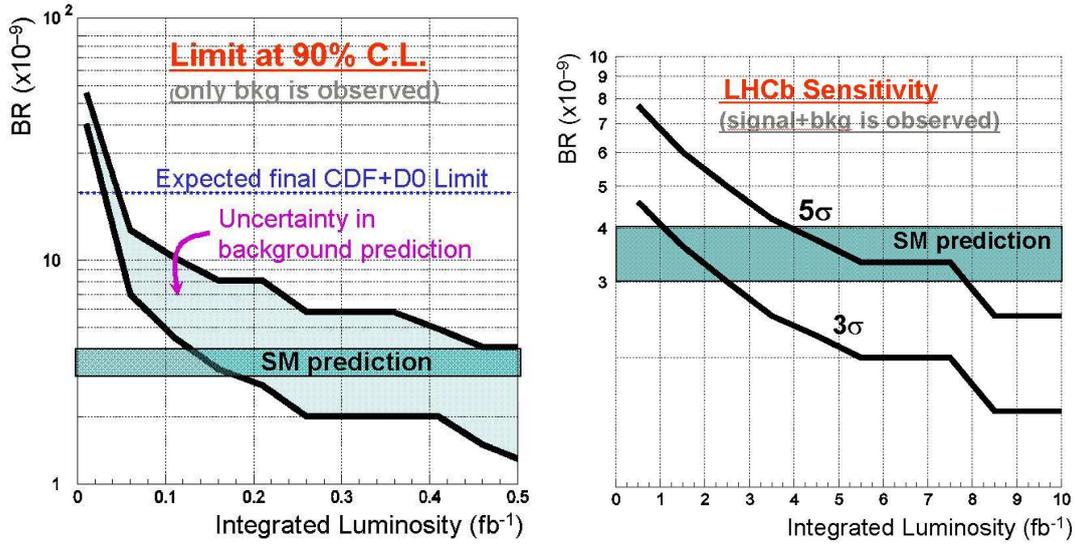


FIG. 4.8 – À gauche: $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ ($\times 10^{-9}$) exclu à 90% CL en fonction de la luminosité intégrée. La limite est calculée en utilisant uniquement le bruit de fond. À droite: $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ ($\times 10^{-9}$) mesuré à 3 ou 5 σ en fonction de la luminosité intégrée.

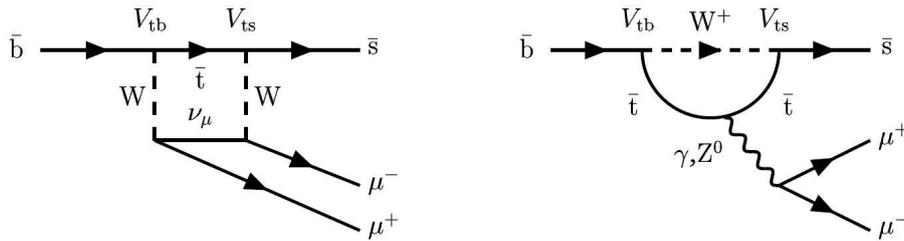


FIG. 4.9 – Diagrammes contribuant à la désintégration $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$, dans le modèle standard.

Ce résultat devrait permettre de déterminer le rapport des coefficients de Wilson effectifs⁶ C_7^{eff} sur C_9^{eff} avec une erreur de 12% et de départager différents scénarios de nouvelle physique. Les expériences BaBar et Belle ont effectué des premières mesures de A_{FB} [155, 156] qui sont, pour l'instant, compatibles avec le modèle standard.

4.2.6 Modes dominés par des pingouins hadroniques $b \rightarrow s$

D'après le modèle standard, l'asymétrie CP dépendante du temps est quasiment la même dans les canaux de désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, et donne accès à $\sin 2\beta$ ⁷. La désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ est dominée par un diagramme en arbre, avec

⁶Les coefficients de Wilson C_7^{eff} et C_9^{eff} sont définis par exemple dans [153, 154]. Ils sont liés respectivement aux coefficients effectifs des opérateurs « pingouin magnétique » et « pingouin électrofaible semileptonique ».

⁷Un écart théorique de quelques pour-cent est attendu [35].

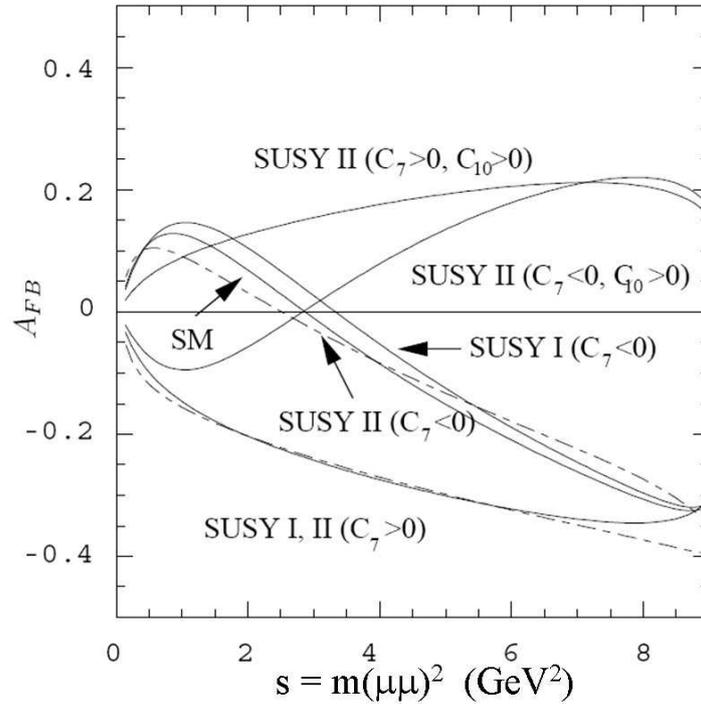


FIG. 4.10 – Asymétrie A_{FB} théorique pour différents modèles, en fonction de la masse invariante de la paire de muons au carré. Le modèle standard est représenté en trait plein [149].

une faible contribution de pingouin tandis que $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ est dominé par un diagramme pingouin, comme indiqué sur la figure 4.11. Un écart entre les asymétries CP mesurées dans ces deux canaux signerait la présence de nouvelle physique. Plusieurs modèles théoriques proposent de nouvelles particules et de nouveaux couplages qui peuvent modifier la valeur de $\sin 2\beta$ mesurée dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Ainsi, en supersymétrie, des diagrammes pingouins avec échanges de gluino et de sbottom contribuent à la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ (voir figure 4.12) [157].

Au CPPM nous avons mené une étude pionnière de recherche de nouvelle physique dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, dès 2002, avant que les usines à B ne mettent en évidence une « anomalie » dans ce domaine. Ceci a constitué la thèse de Benoît Viaud [84, 158, 159]. Nous trouvons que LHCb peut enregistrer $\sim 800 B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ par 2 fb^{-1} , avant étiquetage. Nous avons estimé le niveau de bruit de fond à partir de 10 millions de désintégrations $b\bar{b}$ et 1 million d'événements $b \rightarrow \phi X$. Le rapport bruit sur signal total est inférieur à 1.3 à 90% de niveau de confiance. Ceci conduit à une incertitude statistique sur $\sin 2\beta$ entre 0.27 et 0.41. Ce travail pionnier a permis de montrer la difficulté de ce canal dans LHCb. En effet, environ 25% des K_S^0 se désintègrent dans la zone active du VELO, 50% à l'extérieur du VELO mais avant TT et le reste après TT ce qui signifie que ces derniers ne peuvent être utilisés. De plus, l'efficacité du trigger est relativement faible pour ce canal. Par ailleurs, le méson ϕ se désintègre en deux kaons ayant un petit angle d'ouverture, typiquement de un degré.

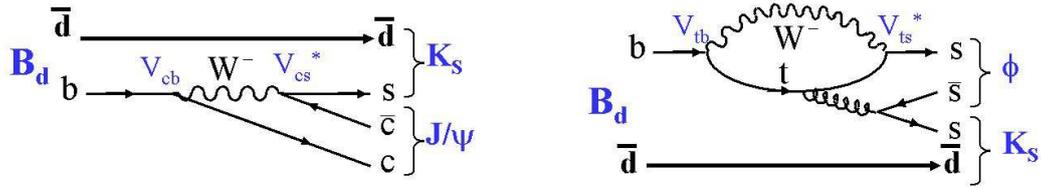


FIG. 4.11 – Topologie dominante en arbre pour $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ (à gauche), et en pingouin pour $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ (à droite).

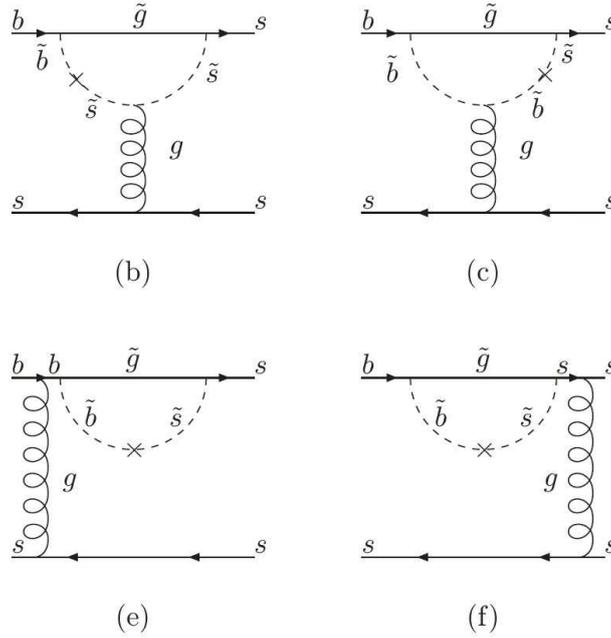


FIG. 4.12 – Changement de saveur par courant neutre avec échanges internes de gluino et de sbottom, contribuant à $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ dans les modèles supersymétriques [157].

Une mise à jour de ces résultats a été effectuée récemment [160] et confirme les ordres de grandeurs précédemment estimés. LHCb peut accumuler ~ 920 désintégrations $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ par 2 fb^{-1} , pour un rapport $B/S < 1.1$ à 90% CL.

Le statut des mesures de $\sin 2\beta$ effectuées par les usines à B à l'été 2007 est donné sur la figure 4.13. Depuis 2003, il existait un désaccord, de 2 à 3σ , entre les mesures « pingouins » et « charmonium ». Cette différence est passée à moins de 1σ pour la première fois à l'été 2007. Il est cependant toujours délicat de réaliser une moyenne des modes pingouins et une amélioration des mesures dans ce secteur reste souhaitable.

Le canal le plus prometteur pour étudier les désintégrations de pingouins hadroniques $b \rightarrow s$ à LHCb apparaît désormais être $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$ [100, 161]. Nous attendons en effet 3 100 $B_s^0 \rightarrow \phi(K^+K^-)\phi(K^+K^-)$ par 2 fb^{-1} , avec un rapport $B/S < 0.8$ à 90% CL. Ceci permet de mesurer la phase faible totale de cette désintégration avec une incertitude statistique

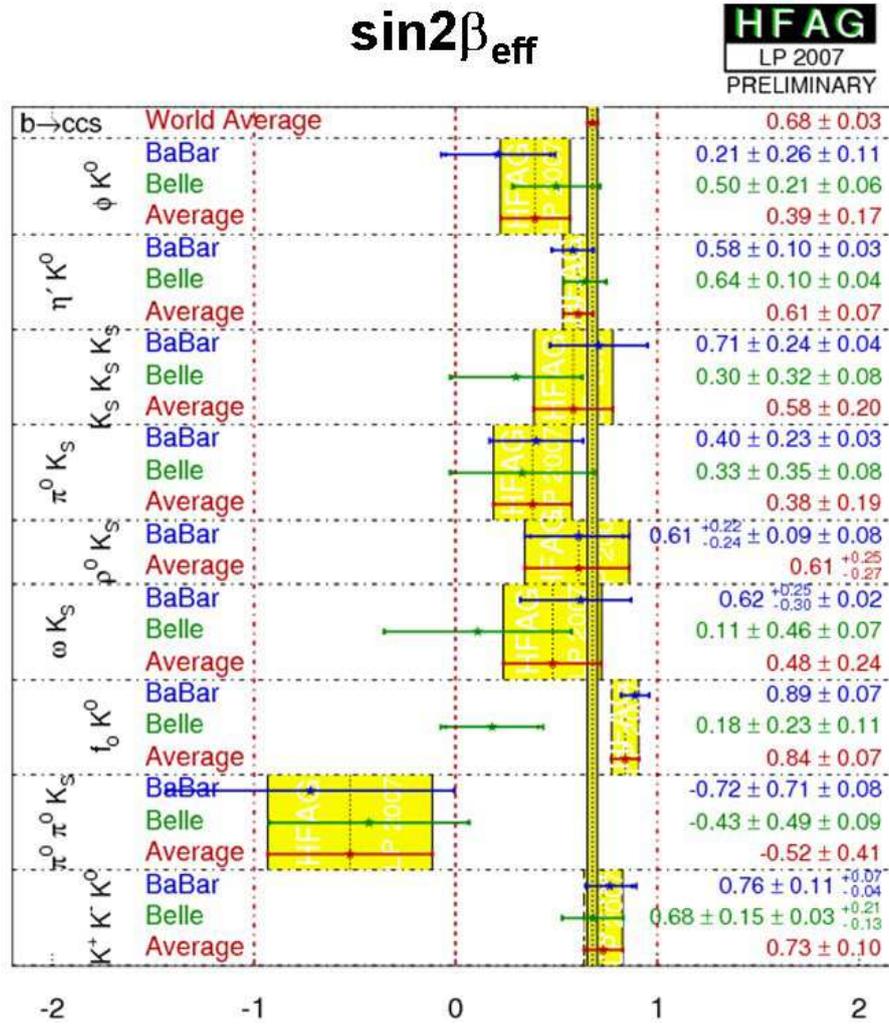


FIG. 4.13 – Comparaison des mesures $\sin 2\beta$ pour différentes transitions $b \rightarrow q\bar{q}s$, à l'été 2007 [29]. La valeur de $\sin 2\beta$ mesurée dans les transitions $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{c}s$ vaut 0.68 ± 0.03 . La moyenne « naïve » de celle mesurée dans les autres transitions vaut 0.67 ± 0.04 .

de 0.11. Cette phase devant être nulle dans le modèle standard, toute déviation de zéro signe la présence de nouvelle physique, dans la désintégration et/ou le mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$.

4.2.7 Autres mesures

Sans exhaustivité, signalons que LHCb mesurera également l'angle α [162], étudiera la violation du nombre leptonique dans les désintégrations $B \rightarrow e\mu$ [164], les désintégrations rares de pingouins radiatifs [165], la physique du charme et notamment les oscillations $D^0-\bar{D}^0$ [166], la physique du B_c^+ et des baryons-b, ...

	Canal	Stat. 2 fb ⁻¹	B/S	Incertitude stat.	Réf.
γ	$B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^\pm$	6.2 k	< 0.18	$\sigma(\gamma) \simeq 10^\circ$	[96, 133]
γ	$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	35.7 k	0.5	$\sigma(\gamma) \simeq 10^\circ$	[167]
	$B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$	35.9 k	0.07		
γ ADS+GLW (B^+)	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(K^+ \pi^-)K^+$	56 k	0.6	$\sigma(\gamma) \simeq 5 - 13^\circ$	[135, 136, 137]
	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(K^- \pi^+)K^+$	400	~ 3.6		
	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-)K^+$	55 k	0.7		
	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0(K^- \pi^+ \pi^- \pi^+)K^+$	750	2 – 5		
	$B^+ \rightarrow D_{CP}^0(\text{hh})K^+$	8 k	~ 5.3		
γ ADS+GLW (B_d^0)	$B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K^+ \pi^-)K^{*0}$	3.4 k	< 2	$\sigma(\gamma) \simeq 6 - 12^\circ$	[137]
	$B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K^- \pi^+)K^{*0}$	540	< 12.8		
	$B_d^0 \rightarrow D_{CP}^0(KK, \pi\pi)K^{*0}$	600	< 14		
γ (GGSZ)	$B^+ \rightarrow D_{CP}^0(K_S^0 \pi^+ \pi^-)K^+$	5 k	< 1	$\sigma(\gamma) \simeq 7 - 12^\circ$	[144]
α	$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	14 k	0.8	$\sigma(\alpha) \simeq 5^\circ$	[162]
ϕ_s	$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$	131 k	0.12	$\sigma(\phi_s) \simeq 1.3^\circ$	[24]
	$B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta$	11.5 k	2 – 3		
	$B_s^0 \rightarrow \eta_c \phi$	3 k	0.6		
	$B_s^0 \rightarrow D_s^- D_s^+$	4 k	0.3		
	$B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta'(\rho^0 \gamma)$	3.6 – 4.8 k	0.47 – 0.38		[163]
Pingouin $b \rightarrow s$	$B_s^0 \rightarrow \phi \phi$	3.1 k	0.8	$\sigma(\text{phase faible}) \simeq 6.3^\circ$	[161]
Δm_s	$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	140 k	< 0.05	$\sigma(\Delta m_s) \simeq 0.006 \text{ ps}^{-1}$	[96]
β	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$	228 k	0.45	$\sigma(\sin 2\beta) \simeq 0.02$	[96, 133]
Désintégrations rares	$B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$	7.2 k	0.5	$\sigma(q_0^2) \simeq 0.46 \text{ GeV}^2/c^4$	[151, 152]
	$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	72	~ 3	$\text{BR}^{\text{SM}} \text{ à } 3\sigma$	[148]
	$B_d^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$	68 k	0.6		[165]
	$B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$	11.5 k	< 0.55		[165]

TAB. 4.1 – Performances statistiques attendues de l'expérience LHCb pour quelques mesures clés, avec 2 fb⁻¹ (1 année nominale de prise de données). Le nombre d'événements non étiquetés accumulés et le rapport bruit sur signal sont indiqués. Lorsqu'une limite est donnée sur B/S , son niveau de confiance est de 90%.

4.3 Conclusions et perspectives sur la physique

LHCb va accumuler une statistique sans précédent de hadrons beaux. De nombreuses mesures d'asymétries CP et de désintégrations rares seront effectuées. Les incertitudes statistiques attendues sur les principales mesures à effectuer sont résumées dans le tableau 4.1. LHCb va améliorer la connaissance du triangle d'unitarité, en particulier en mesurant précisément les trois angles β , γ et α . La mesure la plus importante concernant le mélange des mésons neutres sera certainement celle de la phase ϕ_s . Cette mesure permettra très rapidement de contraindre la nouvelle physique dans le mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$, à un niveau de précision identique ou supérieur à celui du secteur des B_d^0 . L'étude des désintégrations rares de mésons B, comme $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $B_d^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$, $B_s^0 \rightarrow \phi\gamma$, $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$, permettra également de rechercher de la nouvelle physique et de sonder sa structure de saveur.

Conclusions et perspectives personnelles

Depuis octobre 1999, je travaille activement à la préparation de l'expérience LHCb au sein du groupe de Marseille. Mes activités se partagent en deux grandes thématiques : trigger à muons de niveau-0 et préparation de la physique. Concernant le trigger à muons, j'ai essentiellement travaillé sur la simulation du processeur et l'étude des performances physiques du trigger, ainsi que sur les tests de résistance aux radiations des composants opto-électroniques. J'ai démontré la robustesse du trigger, ses performances restant stable à 15% près, même dans des conditions de fonctionnement dégradées. Le transmetteur opto-électronique étudié a été validé pour la version finale du trigger.

Concernant la préparation de la physique, j'ai pris part à l'étude du potentiel de LHCb pour la mise en évidence de nouvelle physique en utilisant les désintégrations $B_d^0 \rightarrow \phi K_s^0$. J'ai ensuite travaillé sur l'étiquetage des saveurs et j'assume depuis mai 2005 la co-responsabilité de ce groupe de travail. J'ai étudié notamment la séparation des composantes $b \rightarrow \ell / b \rightarrow c \rightarrow \ell$, les charges de jets et de vertex ainsi que trois canaux de contrôle. Enfin cette année, j'ai entrepris l'étude de la mesure de la phase ϕ_s du mélange $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ en encadrant un stagiaire de master. Nous avons estimé la sensibilité de LHCb à ϕ_s par un ajustement simultané d'événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ et $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ et des simulations Monte-Carlo rapides [168].

Ces activités ont aboutit à la publication de 10 articles publics [55, 67, 70, 72, 73, 74, 87, 93, 94, 158], ainsi qu'à des actes de conférences. Plus de détails ainsi que les noms des personnes que j'ai encadrées sont donnés dans la partie « Curriculum vitae » à la fin de ce mémoire.

L'enseignement des aspects expérimentaux de physique et astrophysique des particules élémentaires au niveau école d'ingénieurs et master-2 m'a permis d'approfondir mes connaissances du fonctionnement des détecteurs ainsi que des autres expériences phares en fonctionnement ou en projet actuellement dans le monde.

Une période passionnante commence, avec le démarrage du LHC. Dans les années à venir, je compte mettre en pratique les compétences que j'ai acquises durant cette longue phase de préparation, pour sortir au plus tôt les résultats physiques tant attendus. Je compte prendre part à la mise en œuvre du trigger à muons et assurer qu'il fournisse la meilleure physique possible. La recherche de nouvelle physique dans les diagrammes en boucles demeure ma motivation principale. Je vais en même temps poursuivre ma mission de formation auprès des étudiants.

Curriculum Vitae

Présentation : Olivier Leroy, né le 19 mai 1972 à Nantes
Adresse : CPPM 163 avenue de Luminy Case 907
13288 Marseille cedex 9
Téléphone. : 04 91 82 76 05
E – mail : Olivier.Leroy@in2p3.fr

Études

- 1990–1992** : Mathématiques Supérieures puis Mathématiques Spéciales
au Lycée Clemenceau, Nantes
- 1992–1995** : École Nationale Supérieure de Physique de Marseille
- Juin 1995** : Diplôme d'ingénieur ENSPM
En parallèle, DEA de physique des particules, physique mathématique
et modélisation, Université d'Aix-Marseille
- Juin 1998** : Doctorat de physique des particules, physique mathématique et modé-
lisation, Université d'Aix-Marseille,
sous la direction de Jean-Jacques Aubert

Expériences professionnelles et mobilité

- Été 1994** : **Étudiant d'été au Cern** dans l'expérience CPLEAR :
contrôle de l'alimentation haute tension d'un détecteur de particules
- 1995–1998** : **Thèse de doctorat**, 1 an au Cern puis 2 ans au CPPM : « Étude du
mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$ dans l'expérience ALEPH au LEP ».
Reçu 3^e au concours CR2, section 03, juin 1998
- 1998–1999** : **Coopérant au Cern** dans la division PS/CA : refroidissement par élec-
trons d'un faisceau d'ions plombs pour le LHC-ALICE
- 1999–2002** : **Chargé de recherche de 2^e classe** au CPPM (CNRS-IN2P3) dans
l'expérience LHCb
- Été 2002** : **PICS au Brésil**, travail sur le trigger à muons de LHCb au LAPE (La-
boratório de Física de Partículas Elementares), à l'Université Fédérale
de Rio de Janeiro
- 2002–2007** : **Chargé de recherche de 1^{re} classe** au CPPM, dans l'expérience
LHCb.
Je passe 10% de mon temps au Cern, pour LHCb

Responsabilités

- Co-organisateur du groupe de physique « flavour tagging » dans LHCb depuis mai 2005, puis du groupe « tagging, proper time and mixing », à partir d'août 2007
- Membre du « Physics Planning Group » de LHCb, depuis mai 2005
- Membre élu de la section 29 du Conseil National des Universités depuis 2003, Aix-Marseille Université
- Membre élu du conseil d'unité du CPPM depuis 2003
- Membre du « LEP B Oscillation Working Group » (1998–2000)

Encadrements

J'ai participé à l'encadrement des personnes indiquées ci-dessous. J'indique leur nom, le travail effectué, mon niveau d'encadrement (principal ou partiel) ainsi que la période de temps concernée.

- **Postdocs :**

1. Luisanna Tocco, « Simulation bit à bit du trigger à muons et lien avec les performances », (encadrement partiel 2003–2005)
2. Frédéric Derue, « Performances du trigger à muons », LHCb note 2002-041 et 2002-042 (encadrement principal, 2001–2002)

- **Doctorants :**

1. Stéphane Poss, « Étiquetage des saveurs et trigger à muons dans LHCb », (principal, 2006–2009)
2. Julien Babel, « Analyse d'un scénario de couplages sZb non standard. Étiquetage des saveurs auprès de l'expérience LHCb », (principal, 2004–2006)
3. Davide Perego, « Performances du trigger à muons », LHCb note 2005-100 (partiel, 2004–2005)
4. Benoît Viaud, « Étude du potentiel de l'expérience LHCb pour la découverte de physique au-delà du Modèle standard dans la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ », (partiel, 2001–2003)
5. Tatiana Da Silva, « Trigger à muon », LHCb note 2000-101, (partiel, 1999–2001)

- **Étudiants (encadrement principal) :**

1. Basem Khanji, « Sensibilité à la phase du mélange $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ dans l'expérience LHCb », (M2 stage 4 mois - 2007)
2. Edouard Marchais, « Sélection de désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ dans le but de mesurer la phase de l'élément de matrice V_{ts} », (M2 stage informatique - 2006)
3. Stéphane Poss, « Use of the $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ channel to control flavour tagging in LHCb », (M2 stage 4 mois - 2006)

4. Stéphane Poss, « Sélection de mésons beaux dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ », (M2 stage informatique - 2005)
 5. Stéphane Poss, « Étiquetage de la saveur dans LHCb : séparation des vertex beaux et charmés ; analyse des charges de jets », (M1 stage 3 mois - 2005)
 6. Diane Talon Esmieu, Marine Guigou, Stéphane Poss, « Étiquetage de la saveur des mésons B par charge de jet dans l'expérience LHCb », (L3, été 2004)
 7. Olivier Lucas, « Étude du bruit de fond $b \rightarrow \phi X$ pour la sélection de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ », (M2 stage informatique - 2003)
 8. Emmanuel Clement, « Étude d'un système de sélection d'événements très rapide pour mesurer l'asymétrie matière-antimatière auprès du futur collisionneur hadronique LHC du Cern », (L2, Janus 2000)
- **Jury de thèses :**
 1. Julien Babel, « Analyse d'un scénario de couplages sZb non standard. Étiquetage des saveurs auprès de l'expérience LHCb », Marseille, 24 nov 2006
 2. Miriam Calvo, « Backsplash effects on the SPD and Flavour tagging in LHCb », Barcelone, 28 fev 2006. LHCb note 2006-026

Enseignements, formation et diffusion de la culture scientifique

- Cours de « physique et astrophysique de particules élémentaires » à l'EGIM (devenue École Centrale Marseille en 2006) (2004–2006)
- Cours de formation continue « physique des particules » à l'École IN2P3 sur les techniques de base de détecteurs, Cargèse (2003)
- Cours de « physique et astrophysique de particules élémentaires » au DEA de Physique des particules de Marseille (2002–2004)
- Cours d'informatique en DEUG, « langage Pascal », Université d'Aix-Marseille (1997)

- J'organise chaque année une visite du Cern pour les étudiants du Master de physique théorique de Marseille (2003–2006)
- J'ai organisé plusieurs visites du CPPM pour les élèves ingénieurs de l'EGIM, pour les élèves de classes préparatoires du lycée Thiers de Marseille, ainsi que pour des élèves d'autres établissements scolaires
- J'ai organisé la fête de la science 2000 au CPPM, avec M. Damoiseaux et participe régulièrement à ce type de manifestations grand-public
- Je suis « expert » sur le site web de communication de l'in2p3 : http://in2p3.fr/physique_pour_tous/questions/experts_themes.htm
- Depuis 2000, je suis responsable de l'accueil des élèves de classes préparatoires effectuant leur « Travail personnel d'Initiative Encadré » au CPPM. Nous accueillons entre 4 et 10 élèves chaque année

Principales productions scientifiques

1. Articles dans des revues à comité de lecture

1. E. Aslanides *et al.* “The Level-0 Muon Trigger for the LHCb Experiment”, Nucl. Instrum. Meth. A **579** (2007) 989
2. A. Heister *et al.* [ALEPH Collaboration], “Improved search for B_s^0 - \bar{B}_s^0 oscillations,” Eur. Phys. J. **C29** (2003) 143-170
3. R. Barate *et al.*, [ALEPH Collaboration], “Search for B_s^0 - \bar{B}_s^0 oscillation using inclusive lepton events”, Eur. Phys. J. C **7**, 553 (1999)
4. + 95 autres publications co-signées

2. Notes et articles de collaboration

1. M. Calvi, O. Leroy and M. Musy, “Flavour Tagging algorithms and performance in LHCb”, LHCb note 2007-058, 2007
2. O. Leroy *et al.*, “Selection of $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ in LHCb”, LHCb note 2007-029, Mars 2007
3. E. Aslanides *et al.*, “Selection of $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ and $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \mu^+ \nu_\mu$ to control flavour tagging in LHCb”, LHCb note 2006-058, 2006
4. E. Aslanides *et al.*, “Detailed Specification of the ODE-Muon Trigger interface”, LHCb note 2004-055, 2004
5. E. Aslanides *et al.*, “Radiations hardness of the optical ribbon transmitter for the level-0 muon trigger”, LHCb note 2004-013, 2004
6. E. Aslanides *et al.*, “Synchronization of optical links using the GOL with the TLK2501 or StratixGX buffers”, LHCb note 2004-012, 2004
7. E. Aslanides *et al.*, “LHCb sensitivity to new physics using $B_d^0 \rightarrow \phi K_s^0$ decays” LHCb 2004-001, 2004
8. E. Aslanides *et al.*, “High speed ribbon optical link for the level 0 muon trigger”, LHCb note 2003-008, 2003
9. E. Aslanides *et al.*, “Specifications of the muon trigger processing board”, EDMS 339143, 2005
10. E. Aslanides *et al.*, “A Synchronous architecture for the L0 muon trigger”, LHCb note 2001-010, 2001
11. E. Aslanides *et al.*, “Muon trigger performance with the reoptimized LHCb detector”, LHCb note 2003-074, 2003
12. E. Aslanides *et al.*, “A realistic algorithm for the level 0 muon trigger”, LHCb note 2002-042, 2003
13. E. Aslanides *et al.*, “Performance of the muon trigger with a realistic simulation”, LHCb note 2002-041, 2002.

14. E. Aslanides *et al.*, “Map of the trigger sectors for the muon detector”, LHCb note 2003-161, 2003
15. LHCb Collaboration, “LHCb Trigger TDR”, CERN/LHCC 2003-31, 2003
16. LHCb Collaboration, “LHCb Reoptimized Detector and Performance TDR”, CERN/LHCC 2003-30, 2003
17. E. Aslanides *et al.*, “Performance of the muon trigger algorithm with the muon TDR detector”, LHCb note 2001-059, 2001
18. LHCb Collaboration, “LHCb Muon system Technical Design Report”, CERN/LHCC/2001-010, LHCb TDR 4, 2001
19. ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL, SLD, “Combined results on b-hadron production rates and decays properties”, CERN-EP-2001-050, 2001
20. ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL, SLD, “Combined results on b-hadron production rates, lifetimes, oscillations and semileptonic decays”, CERN-EP-2000-096, 2000

3. Conférences et séminaires

1. O. Leroy, “Expected performance of the LHCb experiment”, Lake Louise Winter Institute 2006, Lake Louise, Alberta, Canada ; 17–23 February, 2006 ; publié dans les proceedings de la conférence, Editors A. Astbury *et al.*, World Scientific
2. O. Leroy, “LHCb Status and Physics goals”, QFTHEP 2004 - The XVIIIth International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory, St Petersburg, June 2004 ; publié dans les proceedings de la conférence, Editors M Dubinin, V. Savarin DV Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University
3. O. Leroy, “Traitement de données haut débit en temps réel pour l’expérience LHCb”, présentation aux journées ”Physique 13 en clips” de la Société Française de Physique, le 23 janvier 2002 à Marseille, publiée dans le CD-rom ”Physique 13 en clips”
4. O. Leroy, “Compte-rendu des conférences de l’été 2001: Physique du B”, séminaire CPPM, 8 octobre 2001, Marseille
5. O. Leroy, “LHCb level-0 muon trigger”, III International Symposium on LHC physics & detectors, Chia, Sardinia, October 2001 ; publié dans EPJdirect C, 4(S1), 30 (2002) DOI 10.1007/s1010502c130
6. ALEPH Collaboration, “Study of B_s^0 oscillations”, contributed paper to the 2001 summer conferences: International Europhysics Conference on High Energy Physics, 12-18 July, 2001, Budapest Hungary ; XX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, 23–27 July 2001, Rome, Italy
7. O. Leroy, “Review and perspectives of $B_s^0-\bar{B}_s^0$ mixing”, V^{th} International Workshop on Heavy Quark Physics, Dubna, Russia, April 2000 ; publié dans les proceedings de la conférence (Editeurs: M.A. Ivanov, V.E. Lyubovitskij, E. Lipatria)
8. ALEPH collaboration, “Study of B_s^0 oscillations with inclusive semileptonic decays”, ALEPH/2000-059, CONF/2000-039, contributed paper to the XXXth International Conference on High Energy Physics, 27 July–2 August 2000, Osaka, Japan

9. The LEP B Oscillation Working Group, “Combined Results on B^0 Oscillations: Results from the Winter 1999 Conferences”. LEPBOSC 99/1, June 3, 1999
10. O. Leroy, “Étude du mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$ dans l’expérience ALEPH au LEP”, séminaire CPPM, 7 avril 1998, Marseille
11. O. Leroy, “ $B_s^0-\bar{B}_s^0$ oscillations in ALEPH”, 15th meeting on Elementary Particle Physics, Spåtind, Norvège, 3–7 January 1998
12. ALEPH Collaboration, “Search for B_s^0 oscillations using inclusive lepton events”, contributed paper (Abstract 946 Session 8) to the Internatinal Conference on High Energy Physics, Vancouver, 23-29 July 1998. CERN-EP 98-117, 20 July 1998
13. J.-J. Aubert, P. Coyle, O. Leroy, O. Schneider, ALEPH Collaboration, “Search for B_s^0 oscillations using inclusive lepton events”, contributed paper 612, to the International Europhysics Conference on High Energy Physics, 19–26 August 1997, Jerusalem, Israel. Contributed paper LP-269, to the 18th International Symposium on Lepton-Photon Interactions, 28 July–1 August 1997, Hamburg, Germany

Bibliographie

- [1] F. Halzen and A. D. Martin, “Quarks And Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics”, New York, Wiley (1984).
- [2] C. Quigg, “Gauge Theories Of The Strong, Weak And Electromagnetic Interactions”, Front. Phys. **56** (1983) 1.
- [3] M. Kaku, “Quantum field theory: A Modern introduction”, New York, USA: Oxford University Press (1993).
- [4] W.-M. Yao *et al.*, ”Review of Particle Physics” J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [5] G. C. Branco *et al.*, “CP violation”, Oxford University Press, (1999).
- [6] P. F. Harrison and H. R. Quinn [BaBar Collaboration], “The BaBar physics book: Physics at an asymmetric B factory”, (1998).
- [7] A.J. Buras et R. Fleischer, “Quark mixing, CP violation and rare decays after the top quark discovery”, Heavy Flavours II, ed. A.J. Buras et M. Linder, hep-ph/9704376 (1997).
- [8] R. Fleischer, “Flavour physics and CP violation”, hep-ph/0608010, (2006).
- [9] O. Leroy, “Étude du mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$ dans l’expérience ALEPH au LEP”, PhD thesis, Aix-Marseille Université, (1998).
- [10] J. Schwinger, Phys. Rev. **82**, 914 (1951).
G. Lüders, Mat. Fys. Medd. Kongl. Dan. Vid. Selsk. **28**, No. 5 (1954).
W. Pauli, “Niels Bohr and the development of Physics”, Pergamon Press (1955).
- [11] S.L. Glashow, “Partial-symmetries of weak interactions”, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [12] S. Weinberg, “A Model of Leptons”, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [13] A. Salam, dans “Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity”, Nobel Symposium n°8 (N. Svartholm, éd.), Almqvist and Wiksell, Stockholm (1968) 367.
- [14] P.W. Higgs, “Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons”, Phys. Rev. **145** (1966) 1156.
- [15] S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry”, Phys. Rev. D **2** (1970) 1285.
- [16] T. Maskawa and M. Kobayashi, “CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction”, Prog. Th. Phys. **49** (1973) 652.
- [17] N. Cabibbo, “Unitarity Symmetry and Leptonic Decays”, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.

- [18] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, “Evidence For The 2 Pi Decay Of The $K(2)0$ Meson”, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.
- [19] Y. Fukuda *et al.*, [Super-Kamiokande Collaboration], “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos”, Phys. Rev. Lett. **81**:1562-1567,1998.
- [20] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53**, 1717 (1967) [Sov. Phys. JETP **26**, 984 (1968)].
- [21] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [22] A. J. Buras, M. E. Lautenbacher and G. Ostermaier, “Waiting For The Top Quark Mass, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Mixing And CP Asymmetries In B Decays”, Phys. Rev. D **50** (1994) 3433.
- [23] C. Jarlskog and R. Stora, “Unitarity Polygons and CP Violation Areas and Phases in the Standard Electroweak Model,” Phys. Lett. B **208**, 268 (1988).
- [24] L. Fernandez, “Exclusive Trigger Selections and Sensitivity to the $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Mixing Phase at LHCb”, PhD thesis EPFL, Lausanne, (2006).
- [25] R. Aleksan, B. Kayser and D. London, “Determining the Quark Mixing Matrix from CP-Violating Asymmetries”, Phys. Rev. Lett., 73:1820, (1994), hep-ph/9403341.
- [26] CKMfitter group, J. Charles *et al.*, Eur. Phys. J. C41, 1-131 (2005), hep-ph/0406184, updated results and plots available at : <http://ckmfitter.in2p3.fr/>
- [27] UTfit group, M. Bona *et al.*, <http://utfit.roma1.infn.it/>
- [28] Moyenne des mesures de BaBar et de Belle effectuée par le groupe CKMfitter, “XXIII International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy”, Aug 13-18 2007, Daegu, Korea.
- [29] Heavy Flavor Averaging Group, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>
- [30] Moyenne des mesures de BaBar et de Belle effectuée par le groupe CKMfitter “5th Flavor Physics and CP Violation Conference (FPCP 2007)”, 12-16 May 2007, Bled, Slovenia.
- [31] Voir par exemple : C. Quigg, “Spontaneous Symmetry Breaking as a Basis of Particle Mass,” Rept. Prog. Phys. **70** (2007) 1019 [arXiv:0704.2232 [hep-ph]].
- [32] Y.A. Golfand, E.P. Likhtman, Extension of the algebra of Poincaré group generators and violation of P invariance, JETP Lett. 13: 323-326 (1971).
J.Wess, B. Zumino, A Supergauge Transformations in Four-Dimensions, Nucl. Phys. B 70: 39-50 (1974).
- [33] M. Fukugita and T. Yanagida, “Baryogenesis Without Grand Unification”, Phys. Lett. B **174** (1986) 45.
M. A. Luty, “Baryogenesis Via Leptogenesis”, Phys. Rev. D **45** (1992) 455.
W. Buchmuller, P. Di Bari and M. Plumacher, “Leptogenesis for pedestrians”, Annals Phys. **315** (2005) 305, hep-ph/0401240.
- [34] Voir par exemple : Y. Grossman, “Beyond the standard model with B and K physics”, hep-ph/0310229, (2003).

- [35] J. Zupan, “Predictions for $\sin 2\beta_{\text{eff}}$ in $b \rightarrow s$ penguin dominated modes”, Talk given at 5th Flavor Physics and CP Violation Conference (FPCP 2007), Bled, Slovenia, 12-16 May 2007. [arXiv:0707.1323]
- [36] J. M. Soares and L. Wolfenstein, “CP violation in the decays $B_d^0 \rightarrow \Psi K_S^0$ and $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$: A Probe for new physics”, Phys. Rev. D **47** (1993) 1021.
- [37] Z. Ligeti, M. Papucci and G. Perez, “Implications of the measurement of the $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mass difference”, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 101801, hep-ph/0604112.
- [38] H. Lacker, “CKM matrix fits including constraints on new physics”, Flavor Physics and CP Violation Conference (FPCP’07), Bled, Slovenia (2007).
- [39] A. Abulencia *et al.*, [CDF Collaboration] “Observation of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Oscillations”, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 242003.
- [40] H. Dijkstra *et al.*, “Some Remarks on Systematic Effects of the Trigger and Event Generator Studies”, LHCb note 2003-157, (2003).
- [41] LHCb Collaboration, Vertex Locator Technical Design Report, CERN-LHCC/2001-11.
- [42] LHCb Collaboration, Outer Tracker Technical Design Report, CERN-LHCC/2001-24.
- [43] LHCb Collaboration, “LHCb Inner Tracker Technical Design Report”, CERN/LHCC/2002-029, LHCb TDR 8, November 2002.
- [44] LHCb Collaboration, “LHCb magnet Technical Design Report”, CERN/LHCC/2000-007, LHCb TDR 1, 17 December 1999.
- [45] LHCb Collaboration, “LHCb RICH Technical Design Report”, CERN/LHCC/2000-0037, LHCb TDR 3, 7 September 2000.
- [46] LHCb Collaboration, “LHCb calorimeters Technical Design Report”, CERN/LHCC/2000-0036, LHCb TDR 2, 6 September 2000.
- [47] LHCb Collaboration, “LHCb Muon system Technical Design Report”, CERN/LHCC/2001-010, LHCb TDR 4, 28 May 2001.
- [48] LHCb Collaboration, “LHCb Reoptimized Detector and Performance TDR”, CERN/LHCC 2003-30, 9 Sep 2003.
- [49] M. Benayoun and O. Callot, “The forward tracking, an optical model method”, LHCb note 2002-008 (2002).
- [50] J. van Tilburg, “Matching VELO tracks with seeding tracks”, LHCb note 2001-103, (2001).
- [51] LHCb Collaboration, “LHCb Trigger TDR”, CERN/LHCC 2003-31, 9 Sep 2003.
- [52] LHCb Collaboration, “LHCb Detector Paper”, draft (2007).
- [53] P. Koppenburg and L. Fernandez, “HLT Exclusive Selections Design and Implementation”, LHCb note 2005-015 (2005).
- [54] P. Koppenburg and L. Fernandez, “Exclusive HLT Performance”, LHCb note 2005-047 (2005).

- [55] E. Aslanides *et al.*, “The Level-0 Muon Trigger for the LHCb Experiment”, Nucl. Instrum. Meth. A **579** (2007) 989.
- [56] E. Aslanides *et al.*, “A Synchronous architecture for the L0 muon trigger”, LHCb note 2001-010, (2001).
- [57] E. Aslanides *et al.*, “Specification of the muon trigger processing board” , LHCb note 2002-003 (2002).
- [58] E. Aslanides *et al.*, “Specifications of the muon trigger processing board”, EDMS 339143, (2005).
- [59] E. Aslanides *et al.*, “Specifications of the controller board for the muon trigger processor”, EDMS 544412, (2005).
- [60] E. Aslanides *et al.*, “Specification of the backplane for the level-0 muon processor”, EDMS 707442, (2006).
- [61] E. Aslanides *et al.*, “Detailed Specification of the ODE-Muon Trigger interface”, EDMS 486 883, (2004).
- [62] E. Aslanides *et al.*, “Map of the trigger sectors for the muon detector”, LHCb note 2003-161, (2003).
- [63] E. Aslanides *et al.*, “The L0 muon trigger by numbers”, EDMS 548780, (2005).
- [64] E. Aslanides *et al.*, “Synchronization of optical links using the GOL with the TLK2501 or StratixGX buffers”, LHCb note 2004-012, (2004).
- [65] E. Aslanides *et al.*, “High speed ribbon optical link for the level 0 muon trigger”, LHCb note 2003-008, (2003).
- [66] “Agilent HFBR712BP and HFBR772BP Parallel Fiber Optic Modules, Transmitter and Receiver, 30 Gb/s Aggregate Bandwidth”, Agilent Preliminary Data Sheet, (2002).
- [67] E. Aslanides *et al.*, “Radiations hardness of the optical ribbon transmitter for the level-0 muon trigger”, LHCb note 2004-013, (2004).
- [68] Maximum and average radiation levels for 10 years of LHC operation (including safety factor 2) in selected regions, <http://lhcb-background.web.cern.ch/lhcbbackground/Radiation/SUMtable2.htm>
- [69] “A radiation Tolerant Gigabit Serializer for LHC Data Transmission”, Proceedings of the 7th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Stockholm, Sweden, 1014 September 2001.
- [70] E. Aslanides *et al.*, “Muon trigger performance with the reoptimized LHCb detector”, LHCb note 2003-074, (2003).
- [71] E. Aslanides *et al.*, “L0(μ) trigger performance with the March 2000 muon system layout”, LHCb note 2000-101, (2000).
- [72] E. Aslanides *et al.*, “L0(μ) trigger performance with the TDR muon system”, LHCb note 2001-059, (2001).
- [73] E. Aslanides *et al.*, “Performance of the muon trigger with a realistic simulation”, LHCb note 2002-041, (2002).

- [74] E. Aslanides *et al.*, “A realistic algorithm for the level 0 muon trigger”, LHCb note 2002-042, (2003).
- [75] E. Aslanides *et al.*, “The L0mAnalysis package user guide: an application to study the Level-0 muon trigger”, LHCb note 2005-100, (2005).
- [76] R. Santasesaria and A. Satta, “A new calculation of the low energy background in the muon system”, LHCb note 2003-057, (2003).
- [77] G. Raven, “Selection of $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ and $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ ”, LHCb note 2003-118, (2003).
- [78] E. Rodrigues, “Level-0 trigger bandwidth division”, LHCb note 2003-048, (2003).
- [79] GEANT 4 collaboration, Nucl. Inst. and Methods **A 506** (2003), 250. <http://geant4.cern.ch/geant4>
- [80] O. Leroy *et al.*, “M1 effect on Level-0 Muon trigger” , <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a021315>, LHCb week, Cambridge, 18 sep 2002.
- [81] O. Leroy *et al.*, “Muon trigger and M1”, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a021437>, Special M1-light meeting, Cern, 21 Oct 2002.
“Trigger status report”, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a021896>, Muon meeting, Cern, 21 Nov 2002.
“L0(μ) without M1: update with DC04 data”, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a05174>, Trigger meeting, Cern, 24 Jan 2005.
- [82] S. Amato *et al.*, “Update to the LHCb sensitivity to $\sin 2\beta$ from the CP-asymmetry in $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K_S^0$ decays”, LHCb note 2007-045 (2007).
- [83] H. Ruiz, “Flavour tagging in LHCb, including calibration and control”, proceeding of th 11th International Conference on B-Physics at Hadron Machines (Beauty 2006), Keble Collegue, Oxford, September 25-29, (2006).
- [84] B. Viaud, “Etude du potentiel de l’expérience LHCb pour la découverte de physique au-delà du Modèle standard dans la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ ”, PhD thesis, (2003).
- [85] J. Babel, “Analyse d’un scénario de couplages sZb non standard Étiquetage des saveurs auprès de l’expérience LHCb”, PhD thesis, Aix-Marseille Université, (2006).
- [86] S. Poss, “Étiquetage des saveurs auprès de l’expérience LHCb”, PhD thesis, Aix-Marseille Université, soutenance prévue en 2009.
- [87] M. Calvi, O. Leroy and M. Musy, “Flavour Tagging algorithms and performance in LHCb”, LHCb-2007-058, (2007).
- [88] J. de Mello Neto *et al.*, “MuonId efficiency and Purity Studies”, LHCb Tuesday meeting, 8 June 2004; <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a04954>
A. Massafferri *et al.*, “Status of muon id and no shared hit algorithm”, Flavour Tagging meeting, 1 June 2005; <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a053044>
- [89] O. Leroy and S. Poss, “PID and dE/dx use in Flavour Tagging”, 29th LHCb software week, 26 February 2007. <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=10727>

- [90] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B 425 (1998) 215. R. Akers *et al.* [OPAL Collaboration], Z. Phys. C 66 (1995) 19. P. Abreu *et al.* [DELPHI Collaboration], Phys. Lett. B 345 (1995) 598.
A. A. Affolder *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D 64 (2001) 072002 and CDF Note 7938, 14 Nov 2005.
- [91] M. Calvi *et al.*, “LHCb Flavour Tagging Performance”, LHCb note 2003-115, (2003).
- [92] R. Brun *et al.*, <http://root.cern.ch>
- [93] E. Aslanides *et al.*, “Selection of $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ and $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \mu^+ \nu_\mu$ to control flavour tagging in LHCb”, LHCb note 2006-058, (2006).
- [94] O. Leroy *et al.*, “Selection of $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ events in LHCb”, LHCb note 2007-029, (2007).
- [95] M Calvi, “Selection of $B_d^0 \rightarrow D^{*-} \mu^+ \nu_\mu$ events and flavour tagging studies”, LHCb note 2007-036, (2007).
- [96] J. Borel *et al.*, “ $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ and $B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^\pm$ selections” LHCb note 2007-017, (2007).
- [97] H. G. Moser and A. Roussarie, “Mathematical methods for B0 anti-B0 oscillation analyses”, Nucl. Instrum. Meth. A **384** (1997) 491.
- [98] O. Awunor *et al.* “Using double tagging to measure the performance of same side kaon tagger in data”, LHCb note 2007-127, (2007).
- [99] S. Poss, “Use of the $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ channel to control the flavour tagging in LHCb”, Master thesis, Aix-Marseille Université, (2006).
- [100] B. Souza de Paula, “Sensibilidade ao Parâmetro ϕ_s com o Canal de Decaimento $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$ e Efeitos Sistemáticos no Experimento LHCb”, PhD thesis, CERN-THESIS-2007-020, (2006).
- [101] M. Calvo, “Backsplash effects on the SPD and Flavour tagging in LHCb”, PhD thesis, PhD thesis, CERN-THESIS-2006-011 (2006).
- [102] L. Somerville, “Performance of the LHCb RICH Photon Detectors and Tagging Systematics for CP Violation Studies”, PhD thesis, CERN-THESIS-2006-020, (2006).
- [103] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], “Measurement of the CP-violating asymmetry amplitude $\sin 2\beta$ ”, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 201802, hep-ex/0207042.
B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], “Improved measurement of CP asymmetries in $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^{(*)0}$ decays”, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 161803, hep-ex/0408127.
- [104] H. Kakuno *et al.*, “Neutral B flavor tagging for the measurement of mixing-induced CP violation at Belle”, Nucl. Instrum. Meth. A **533**, 516 (2004), hep-ex/0403022.
- [105] K. Trabelsi (Belle), B. Viaud (BaBar) et G. Sciolla (BaBar), communications privées.
- [106] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], “Direct limits on the B_s^0 oscillation frequency”, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 021802.
- [107] D0 Collaboration, “Measurement of the flavour oscillation frequency of the B_s^0 mesons at D0”, D0 conference note 5474, 21 August 2007.

- [108] M. zur Nedden, “Precise B-Decays Measurement sensitive to BSM Physics at ATLAS”, Europhysics Conference on High Energy Physics, July 2007, Manchester, England.
- [109] A. Heister *et al.* [ALEPH Collaboration], “Improved search for $B_s^0-\bar{B}_s^0$ oscillations”, *Eur. Phys. J. C* **29** (2003) 143.
- [110] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], “Observation of CP violation in the B_d^0 meson system”, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 091801, hep-ex/0107013.
- [111] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], “Observation of large CP violation in the neutral B meson system”, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 091802, hep-ex/0107061.
- [112] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], “Observation of the decay $B \rightarrow K\mu^+\mu^-$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 021801 (2002), hep-ex/0109026.
- [113] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], “Measurement of $\sin 2\beta$ in $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ ”, hep-ex/0207070.
- [114] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], “Measurement of time-dependent CP-violating asymmetries in $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, $K^+K^-K_S^0$, and $\eta'K_S^0$ decays”, *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 261602, hep-ex/0308035.
- [115] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], “Observation of direct CP violation in $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$ decays”, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 131801, hep-ex/0407057.
- [116] Y. Chao *et al.* [Belle Collaboration], “Evidence for direct CP violation in $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$ decays”, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 191802, hep-ex/0408100.
- [117] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], “Observation of CP violation in $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$ and $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ”, hep-ex/0703016.
- [118] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], “Observation of large CP violation and evidence for direct CP violation in $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ decays”, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 021601, hep-ex/0401029.
- [119] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], “Observation of Direct CP-Violation in $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ Decays and Model-Independent Constraints on ϕ_2 ”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 211801 (2007), hep-ex/0608035.
- [120] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], “Observation of $b \rightarrow d\gamma$ and determination of $|V_{td}/V_{ts}|$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 221601 (2006), hep-ex/0506079.
- [121] K. Ikado *et al.* [Belle Collaboration], “Evidence of the purely leptonic decay $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 251802 (2006), hep-ex/0604018.
- [122] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], “Evidence for $D^0-\bar{D}^0$ Mixing”, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 211802, hep-ex/0703020.
- [123] M. Staric *et al.* [Belle Collaboration], “Evidence for $D^0-\bar{D}^0$ Mixing”, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 211803 hep-ex/0703036.
- [124] T. Sjöstrand *et al.*, *Computer Physics Commun.* **135** (2001) 238.
- [125] Gauss, <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Simulation/default.htm>
- [126] Boole, <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Digitization/default.htm>
- [127] Brunel, <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Reconstruction/default.htm>

- [128] DaVinci, <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Analysis/default.htm>
- [129] LoKi, <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb%2Dcomp/Analysis/Loki/>
- [130] Bender, <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Analysis/Bender/index.html>
- [131] W. Verkeke and D. Kikby, RooFit, <http://roofit.sourceforge.net/>
- [132] V.M. Abazov et al, [D0 Collaboration], “Lifetime difference and CP-violating phases in B_s^0 System”, submitted to PRL (2007).
- [133] S. Cohen *et al.*, “ $\gamma + \phi_s$ sensitivity studies from combined $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ and $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$ samples at LHCb”, LHCb note 2007-041 (2007).
- [134] G. Wilkinson, “Measuring gamma at LHCb in $B^- \rightarrow D^0 K^-$ decays with an ADS method”, LHCb Note 2005-066 (2005).
- [135] M. Patel, “Measuring gamma at LHCb with an Atwood-Dunietz-Soni Method”, LHCb note 2006-066, (2006).
- [136] A. Powell, “Selection Studies of $B \rightarrow D(4H)K$ Events at LHCb”, LHCb Note 2007-004, (2007).
- [137] M. Patel, “Including $B^\pm \rightarrow D^* K^\pm$ Decays in the Determination of γ via the Atwood-Dunietz-Soni Method at LHCb”, LHCb note 2007-043, (2007)
- [138] A. Poluektov *et al.* [Belle Collaboration], “Measurement of ϕ_3 with Dalitz plot analysis of $B^+ \rightarrow D^{(*)} K^{(*)+}$ decay”, Phys. Rev. D **73** (2006) 112009, hep-ex/0604054.
- [139] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], “Measurement of the CKM angle γ in $B^\mp \rightarrow D^{(*)} K^\mp$ decays with a Dalitz analysis of $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ ”, hep-ex/0607104.
- [140] D. Atwood, I. Dunietz and A. Soni, “Enhanced CP violation with $B \rightarrow KD^0(\bar{D}^0)$ modes and extraction of the CKM angle γ ”, Phys. Rev. Lett. **78**, 3257 (1997).
- [141] M. Gronau and D. London., “How to determine all the angles of the unitarity triangle from $B_d^0 \rightarrow DK_S^0$ and $B_s^0 \rightarrow D\phi$ ”, Phys. Lett. B **253** (1991) 483
M. Gronau and D. Wyler, “On determining a weak phase from CP asymmetries in charged B decays”, Phys. Lett. B **265** (1991) 172.
- [142] K. Akiba *et al.*, “Estimate of LHCb’s sensitivity to the CKM angle using $B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ Decays”, LHCb note 2007-050 (2007).
- [143] A. Giri *et al.* “Determining gamma using $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ with multibody D decays”, Phys. Rev. D **68**, 054018 (2003)
- [144] V. Gibson *et al.*, “Measuring γ at LHCb with $B^\pm \rightarrow D^0(K_S^0 \pi^+ \pi^-)K^\pm$ decays”, LHCb note 2007-048 (2007).
- [145] A. Buras, “Relations between $\Delta M_{(s,d)}$ and $B_{(s,d)} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in models with minimal flavor violation”, Phys. Lett. B **566**, 115 (2003).
- [146] CDF Collaboration, “Search for FCNC rare decays: $B_{s,d}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ”, CDF note 8176, 9 Aug 2007.
- [147] J. R. Ellis, S. Heinemeyer, K. A. Olive and G. Weiglein, “Indirect sensitivities to the scale of supersymmetry”, JHEP **0502** (2005) 013, hep-ph/0411216.

- [148] D. Martinez *et al.*, “LHCb potential to measure/exclude the branching ratio of the decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ”, LHCb note 2007-033, (2007).
- [149] P. Ball *et al.*, “B decays at LHC”, CERN-TH 2000-101, hep-ph/0003238 (2000).
- [150] M. Beneke, T. Feldmann and D. Seidel, “Systematic approach to exclusive $B \rightarrow V \ell^+ \ell^-$, $V \gamma$ decays”, Nucl. Phys. B612:25-58 (2001).
- [151] J. Dickens *et al.*, “Selection of the Decay $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ at LHCb”, LHCb note 2007-038 (2007).
- [152] J. Dickens *et al.*, “A Study of the Sensitivity to the Forward-Backward Asymmetry in $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ Decays at LHCb”, LHCb note 2007-039 (2007).
- [153] A. J. Buras and M. Munz, “Effective Hamiltonian for $B \rightarrow X_s e^+ e^-$ beyond leading logarithms in the NDR and HV schemes”, Phys. Rev. D **52** (1995) 186, hep-ph/9501281.
- [154] A. Ali, P. Ball, L. T. Handoko and G. Hiller, “A comparative study of the decays $B \rightarrow (K, K^*) \ell^+ \ell^-$ in standard model and supersymmetric theories”, Phys. Rev. D **61**, 074024 (2000) hep-ph/9910221.
- [155] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], “Measurements of branching fractions, rate asymmetries, and angular distributions in the rare decays $B \rightarrow K \ell^+ \ell^-$ and $B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-$ ”, Phys. Rev. D **73** (2006) 092001, hep-ex/0604007.
- [156] A. Ishikawa *et al.* [Belle Collaboration], “Measurement of forward-backward asymmetry and Wilson coefficients in $B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-$ ”, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 251801, hep-ex/0603018.
- [157] S. Khalil and E. Kou, “On supersymmetric contributions to the CP asymmetry of the $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ ”, Phys. Rev. D **67** (2003) 055009, hep-ph/0212023.
- [158] E. Aslanides *et al.*, “LHCb sensitivity to new physics using $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ decays” LHCb 2004-001, (2004).
- [159] O. Leroy and B. Viaud, “Status and future of $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ ”, LHCb week plenary talk, 26 Nov 2003, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a035951>
- [160] Y. Xie *et al.*, “ $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ selection and sensitivity study”, LHCb note in preparation, Sep 2007.
- [161] S. Amato *et al.*, “LHCb’s sensitivity to New CP-violating Phases in the Decay $B_s^0 \rightarrow \phi \phi$ ”, LHCb note 2007-047 (2007).
- [162] O. Deschamps *et al.*, “The CKM angle alpha at LHCb ”, LHCb note 2007-046, (2007).
- [163] D. Volyanskyy and J. Van Tilburg, “Selection of the $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \eta'(\rho^0 \gamma)$ decay at LHCb and its sensitivity to the B_s^0 mixing phase ϕ_s ”, LHCb note 2007-027 (2007).
- [164] W. Bonivento et N. Serra, “LHCb sensitivity to the LFV $B B_{d,s}^0 \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ decays”, LHCb note 2007-028, (2007).
- [165] L. Shchutska *et al.*, “Study of radiative penguin decays $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$ and $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$ at LHCb”, LHCb note 2007-030, (2007).
- [166] P. Spradlin *et al.*, “Selection of tagged wrong sign $D^0 \rightarrow \pi^- K^+$ candidates for $D^0 - \bar{D}^0$ mixing measurements”, LHCb Note 2007-049 (2007).

-
- [167] A. Carbone *et al.*, “Charmless charged two-body B decays at LHCb”, LHCb Note 2007-059 (2007).
- [168] B. Khanji, “Sensibilité à la phase du mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$ dans l’expérience LHCb”, Master thesis, Aix-Marseille Université, (2007).

