



HAL
open science

Mesure du temps de vie de la composante CP paire du B^0_s dans LHCb. Qualification des phototubes du preshower.

D. Borras

► **To cite this version:**

D. Borras. Mesure du temps de vie de la composante CP paire du B^0_s dans LHCb. Qualification des phototubes du preshower.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2006. Français. NNT: . tel-00283199

HAL Id: tel-00283199

<https://theses.hal.science/tel-00283199>

Submitted on 29 May 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.

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE
(SPECIALITE : PHYSIQUE DES PARTICULES)

par

David BORRAS

Maître ès-Sciences, Diplômé d'Etudes Approfondies

**MESURE DU TEMPS DE VIE DE LA COMPOSANTE CP
PAIRE DU B_s^0 DANS LHCb. QUALIFICATION DES
PHOTOTUBES DU PRESHOWER.**

Thèse soutenue le 26 octobre 2006, devant la commission d'examen :

Président :	M.	A.	BALDIT	
Examineurs :	M.	P.	HENRARD	Directeur de thèse
	M.	S.	MONTEIL	Co-directeur
	M.	F.	MUHEIM	Rapporteur
	M.	P.	PERRET	
	M.	X..	VILASIS	Rapporteur

Remerciements

Durant ces trois années de recherche afin de préparer cette thèse, j'ai bénéficié du soutien d'un grand nombre de personnes que j'aimerais remercier.

Je remercie tout d'abord Alain Baldit, directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand pour m'avoir permis d'effectuer ce travail et pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie également Pascal Perret, chef du groupe LHCb du laboratoire, pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe.

Pour avoir accepté de partager son bureau durant ces trois années, pour ses conseils et pour le temps, ô combien précieux, qu'il a su consacré à ce travail, j'exprime toute ma gratitude à Pierre Henrard qui a dirigé ce travail de thèse.

Je remercie bien évidemment Stéphane Monteil dont le sens physique et la capacité de vulgarisation de principes complexes ont construit la charpente de ce travail. Dire qu'il m'a beaucoup apporté serait une litote. J'exagèrerais à peine en disant qu'il m'a appris la physique. Je lui suis reconnaissant pour son soucis constant du détail et de ses réflexions "physiciennes" au service de mes recherches. Pour ta disponibilité, ta gentillesse, bref, pour tout ça et le reste : MERCI Stéphane.

Je souhaite remercier l'ensemble des membres du jury, Messieurs Franz Munheim et Xavier Vilasis qui ont bien voulu rapporter sur ce travail et dont les conseils et les remarques ont aidé à améliorer le manuscrit initial.

Merci à tous les membres du groupe LHCb de Clermont-Ferrand, Ziad Ajaltouni, Christina Cârloganu, Olivier Deschamps et Eric Comte. Je remercie tous les membres du laboratoire que j'ai pu cotoyé de près ou de loin, en particulier Hélène Fonvielle pour m'avoir fait découvrir, le temps d'un entretien, la physique hadronique. Je suis également reconnaissant envers l'équipe administrative qui se sont toujours montré dévoués et disponibles.

Ma reconnaissance va également vers toutes les personnes avec qui j'ai pu interagir durant ces trois années, pour leur efficacité, en particulier Patrick Koppenburg pour son aide sur DaVinci, Patrick Robbe pour son aide au début de ma thèse sur la simulation Monte Carlo, Vanya Belyaev pour nos nombreux échanges de mails sur le fonctionnement de LoKi et enfin Gerhard Raven, spécialiste et utilisateur chevronné du logiciel RooFit.

Je remercie aussi mes compagnons de galère, docteurs où en passe de l'être, pour nos pauses tarots nécessaires pour recharger les batteries souvent sollicitées. Merci à Vincent L., Vincent G., Fabien G., Eric C., Benjamim L., Fabrice T., Arnaud R., Sébastien B. parti conquérir les Etats-Unis, toutes la communauté libanaise du laboratoire, avec une place particulière pour Fabien C. dont les célèbres "courtinades" ont déclenchées fou rires et conversations dignes des plus grands comiques de l'histoire.

Je remercie tous les membres de ma famille pour leur soutien. Merci à mon père et surtout à ma mère sans qui cette aventure n'aurait jamais eu lieu. Merci à Jean-luc, Cédric et Frédérique pour nos sorties mémorables mais ô combien indispensables entre frangins. Merci à toute la Corrèze pour leur présence le jour de ma soutenance avec une pensée pour mamé et dédé, malheureusement partis trop tôt.

Je remercie enfin les deux femmes de ma vie pour leur soutien mais surtout pour leur patience durant ces trois années et pour m'avoir apporté le réconfort et la confiance dont j'avais besoin à certain moments de ce travail.

à Laurence,
à ma fille Emma.

Table des matières

Introduction	1
1 Physique des saveurs et mélange des mésons beaux neutres dans le Modèle Standard	5
1.1 Le Modèle Standard	5
1.1.1 Généralités	6
1.1.2 L'interaction forte	6
1.1.3 L'interaction électrofaible	7
1.1.4 Les limites du Modèle Standard	8
1.2 Les symétries discrètes	9
1.2.1 La parité \mathbf{P}	9
1.2.2 La conjugaison de charge \mathbf{C}	9
1.2.3 Le renversement du temps \mathbf{T}	9
1.2.4 La combinaison charge-parité \mathbf{CP}	10
1.3 Description de la violation de \mathbf{CP} dans le cadre du Modèle Standard	10
1.3.1 Les différents types de violation de \mathbf{CP}	10
1.3.1.1 Violation de CP dans la désintégration	10
1.3.1.2 Violation de CP dans le mélange ou violation indirecte	10
1.3.1.3 Interférences entre le mélange et la désintégration	11
1.3.2 Matrice CKM : paramétrisation et triangles d'unitarité	11
1.3.3 Elements de matrice et angles : état de l'art	14
1.3.3.1 Les éléments V_{jk}	14
1.3.3.2 Angles des triangles	17
1.4 Vue d'ensemble théorique du temps de vie des mésons beaux	17
1.4.1 Temps de vie des mésons B : le modèle spectateur et au-delà	19
1.4.2 Expansion en quarks lourd (HQE)	21
1.5 Le phénomène de mélange dans le système des mésons beaux neutres	23
1.5.1 Mécanique quantique du mélange	24
1.5.2 Phénoménologie	26
1.6 Etat de l'art et considérations sur $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$	28
1.6.1 Méthodes d'extraction du paramètre $\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s}$	28
1.6.2 Etat de l'art de $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$	30
2 Le collisionneur LHC et l'expérience LHCb	33
2.1 Le grand collisionneur de hadron (LHC)	33
2.1.1 Caractéristiques générales	33
2.1.2 La luminosité	34
2.1.3 La structure des paquets de protons	36

2.1.4	Mécanisme de production des hadrons beaux	36
2.2	Un détecteur pour la physique du b : LHCb	37
2.2.1	Le détecteur de vertex	39
2.2.2	Le trajectrographe	41
2.2.2.1	La station TT	42
2.2.2.2	Les stations T1, T2 et T3	42
2.2.3	Les détecteurs à effet Cherenkov	44
2.2.4	Le système calorimétrique	47
2.2.5	Chambres à muons	48
2.2.6	Le système de déclenchement de l'expérience	49
2.2.6.1	Le premier niveau de déclenchement : L0	51
2.2.6.2	Le deuxième niveau de déclenchement : L1	51
2.2.6.3	Le haut niveau du système de déclenchement	52
2.2.6.4	Récents modifications du système de déclenchement de l'expérience	53
2.2.7	La reconstruction des traces dans LHCb	54
2.2.7.1	Les différents types de traces	54
2.2.7.2	Stratégie de reconstruction des traces	55
2.2.7.3	Performances	56
2.2.8	La simulation de l'expérience	56
2.2.8.1	L'application de simulation : GAUSS	57
2.2.8.2	L'application de réponse du détecteur : BOOLE	57
2.2.8.3	L'application pour la reconstruction : BRUNEL	58
2.2.8.4	L'application d'analyse : DaVinci	58
2.2.8.5	Les échantillons d'événements Monte Carlo utilisés	58
3	Le détecteur de pied de gerbe de l'expérience LHCb	59
3.1	Fonctionnalités du PreShower (PS)	59
3.2	Dessin mécanique du PreShower	59
3.2.1	Généralités	59
3.2.2	Cellules du preshower et les fibres à décalage de longueur d'onde	60
3.2.2.1	Les cellules du preshower	60
3.2.2.2	Connection fibre à fibre	61
3.2.3	Modules (unité de détecteur) et supermodules	61
3.3	Electronique de lecture du preshower	63
3.3.1	Introduction	63
3.3.2	La carte Very Front-End	63
3.3.2.1	Caractéristiques du signal	64
3.3.2.2	Dessin de la carte VFE	65
3.3.3	La carte Front-End	66
3.3.3.1	Introduction	67
3.3.3.2	Traitement du signal	67
3.3.3.3	Front-End PGA	68
3.3.4	Partie déclenchement	69
3.3.4.1	La multiplicité SPD	70
3.3.4.2	La recherche des voisins	70
3.3.4.3	Segmentation, adresses et voisins	70

3.3.4.4	Prototype de carte Front-End	70
3.3.5	La carte de lecture du calorimètre électromagnétique (CROC)	72
3.3.6	L'unité de décision de premier niveau : L0DU	72
4	Photomultiplicateurs du détecteur de pied de gerbe	75
4.1	Introduction	75
4.2	Emission de photoélectrons	76
4.2.1	Physique de la photocathode	76
4.2.2	L'efficacité quantique	77
4.3	Multiplication des photoélectrons	78
4.3.1	La chaîne de dynodes	78
4.3.2	Alimentation en hautes tensions	79
4.4	Caractérisation des photomultiplicateurs du PreShower	80
4.4.1	Les photomultiplicateurs multianodes 64 voies	80
4.4.2	Description du banc de test R&D	82
4.4.2.1	Le système de lumière	82
4.4.2.2	La table de translation	84
4.4.3	Protocole des mesures et résultat du banc de test R&D	85
4.4.3.1	Protocoles	85
4.4.3.2	Mesure de gain	85
4.4.3.3	Mesure de la linéarité	86
4.4.3.4	Mesure de l'uniformité	87
4.4.3.5	Mesure du cross talk électronique	88
4.4.4	Le vieillissement des photomultiplicateurs multianodes	91
4.4.4.1	Le dispositif expérimental	91
4.4.4.2	Résultats du banc de test de vieillissement	92
4.4.4.3	conséquence de ce test de vieillissement	94
4.4.5	Comportement des photomultiplicateurs en champs magnétiques	95
4.4.5.1	Position du problème	95
4.4.5.2	Vers une solution	97
4.5	Définition du cahier des charges des photomultiplicateurs multianodes	98
4.5.1	L'efficacité quantique	98
4.5.2	La chaîne d'amplification	100
4.5.3	Le courant d'obscurité	100
4.5.4	L'uniformité des anodes	100
4.5.5	La linéarité	102
4.5.6	Le comportement en champs magnétique	102
4.5.7	La stabilité	102
4.5.8	La diaphonie optique	102
4.6	Description du banc de test de validation des photomultiplicateurs	102
4.6.1	Le système de lumière	104
4.6.2	Le photomultiplicateur de référence	104
4.6.3	Le pilotage du banc de test	105
4.7	Les résultats du banc de test de validation	105
4.7.1	Les mesures d'Hamamatsu	105
4.7.2	Le protocole des mesures du banc de validation	106
4.7.3	Uniformité des voies	106

4.7.4	La linéarité	108
4.7.5	La dérive à court terme	110
4.8	Première observation de diaphonie optique sur les photomultiplicateurs	110
4.8.1	La procédure de montage des photomultiplicateurs	111
4.8.2	Analyse des données	111
4.8.2.1	La somme des valeurs moyennes	112
4.8.2.2	Estimateurs Δ_{gd} et Δ_{hb}	114
4.8.2.3	Estimateurs $\langle CT \rangle_g$ et $\langle CT \rangle_d$	114
4.8.2.4	Le banc de test de Barcelone	116
4.8.2.5	Définition du protocole	117
4.8.2.6	Analyse des données et résultats	117
4.9	Conclusion sur l'étude des photomultiplicateurs du preshower	119
5	Stratégie pour l'analyse du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$	121
5.1	Introduction	121
5.2	Analyse des données simulées au niveau du générateur d'événements EVT-GEN	121
5.2.1	Topologie des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$	122
5.2.2	Les variables physiques scrutées	123
5.2.2.1	Masses des mésons vecteurs	123
5.2.2.2	Le paramètre de mélange	124
5.2.2.3	Les distributions angulaires	124
5.2.2.4	Les rapports d'embranchement	127
5.3	Sélection du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$	130
5.3.1	Les échantillons d'événements Monte-Carlo	130
5.3.2	Généralité sur l'identification de particules chargées	130
5.3.3	La procédure de présélection ou "stripping"	131
5.3.3.1	Contexte et stratégie	131
5.3.3.2	Présélection des traces chargées	132
5.3.3.3	Présélection des candidats D_s	133
5.3.3.4	Présélection des candidats B_s^0	134
5.3.3.5	Efficacité de la présélection	135
5.3.4	Sélection finale du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$	136
5.3.4.1	Sélection des traces chargées de l'événement	136
5.3.4.2	Sélection des candidats D_s	138
5.3.4.3	Sélection des candidats B_s^0	139
5.4	Performances de la sélection	142
5.4.1	Efficacités des coupures de sélection	143
5.4.2	Résolutions en masse invariante	144
5.5	Traitement du bruit de fond	146
5.5.1	Estimation du nombre d'événements de signal attendus pour une année de prise de données. Rapport B/S	149
5.5.1.1	Production annuelle de $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$	149
5.5.1.2	Efficacités de l'analyse et nombre d'événements attendus par an	149
5.5.1.3	Contribution du bruit de fond	150
5.6	Performances de la sélection en terme de temps propre	152

5.6.1	Mesure du temps de vie dans LHCb	152
5.6.2	Résolution en temps propre	154
5.6.3	Acceptance en temps propre	155
5.6.4	Distribution de la variable de “pull”	156
5.7	Conclusion	156
6	Faisabilité de la mesure du temps de vie de la composante CP paire au moyen d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$	159
6.1	Position du problème	159
6.1.1	Contexte de la mesure	159
6.1.2	Position du problème	160
6.2	Mesure du temps de vie	160
6.2.1	Description de l'ajustement	160
6.2.1.1	Description du modèle de masse du B_s^0	161
6.2.1.2	Description de la partie temps de vie du B_s^0	161
6.2.1.3	La fonction de maximum de vraisemblance complète et la procédure d'ajustement	163
6.3	Résultat de l'ajustement	164
6.3.1	Utilisation d'un modèle simple	164
6.3.2	Utilisation d'un modèle plus réaliste pour le bruit de fond	165
6.4	Etude des erreurs systématiques	166
6.4.1	Impact de la résolution	166
6.4.2	Impact du niveau de bruit de fond dans l'ajustement	167
6.4.3	Impact de la fonction d'acceptance	168
6.4.4	Conclusion	169
6.5	Estimation de $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ dans le cadre de l'expérience LHCb	170
	Conclusion	173
	Bibliographie	175

Introduction

Pourquoi la matière a pris le pas sur l'antimatière? Cette question, apparue après la découverte de l'antimatière dans les rayons cosmiques en 1930, est l'une des questions les plus intrigantes pour les physiciens. Notre environnement quotidien est fait de matière et l'antimatière n'est pas si commune. En effet, cette dernière ne peut pas survivre dans un environnement dominé par la matière. Cependant, la nature crée régulièrement de l'antimatière, pendant des périodes de temps très courtes, lors de désintégrations radioactives ou lors des collisions de particules cosmiques avec l'atmosphère de notre planète. Aujourd'hui, l'antimatière est également créée dans les accélérateurs de particules. A ce jour, il n'existe pas d'évidence de la présence de grande quantité d'antimatière dans notre univers [1]. Apparemment, il doit y avoir une différence fondamentale entre matière et antimatière.

Juste après le Big Bang, lorsque l'univers fut créé, une phase chaude et dense est apparue. Les cosmologistes pensent que lors de cette phase, il existait autant de matière que d'antimatière. Néanmoins, si l'on observe le monde qui nous entoure aujourd'hui, l'univers a du, d'une façon ou d'une autre, ajouté un excès de particules sur les antiparticules. En 1967, Sakharov [2] a posé trois conditions nécessaires pour expliquer cette excès. L'une d'entre elles est la violation de la symétrie **CP**.

Le concept de symétrie joue un rôle important en physique des particules. Ainsi, les lois de la physique sont invariantes sous certaines transformations et selon le théorème de Noether, à une symétrie continue correspond une quantité conservée. Par exemple, l'invariance selon le temps amène à la conservation de l'énergie et l'invariance selon les translations spatiales amène à la conservation de l'impulsion. En 1956, Lee et Yang [3] ont montré que la symétrie discrète d'inversion d'espace, aussi appelée parité (**P**) ne devait pas être conservée pour toutes les interactions fondamentales. Peu de temps après, C. Wu montra expérimentalement [4] que la parité est en effet violée dans les interactions faibles. Les autres symétries discrètes sont l'inversion de charge (**C**) qui transforme particule en antiparticule et le renversement du temps (**T**). Jusqu'en 1964, les physiciens pensaient qu'en lieu et place de la parité, la symétrie combinée **CP** était une symétrie exacte. Mais, cette même année on observa la violation de cette symétrie **CP** dans les désintégrations faibles de kaons neutres.

De nos jours, le phénomène de violation de la symétrie **CP** est décrit dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules. Elle est incorporée dans la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa qui décrit les transitions entre quarks dans les interactions faibles. Le but des physiciens est de mesurer précisément les éléments de cette matrice en utilisant le mélange et les désintégrations des mésons beaux et étranges. La violation de la symétrie **CP** peut-être observée lorsque il y a une différence entre la désintégration d'un méson beau dans un état final f et la désintégration d'un anti-méson beau dans un

état **CP** conjugué \bar{f} . En plus, au delà des éléments de matrice, il est indispensable de connaître les paramètres qui régissent le mélange des particules neutres $B^0 - \bar{B}^0$, Δm_s , la fréquence d'oscillation de B^0 vers \bar{B}^0 et $\Delta\Gamma/\Gamma$, la différence de largeur entre les deux états lourd et léger. Ce dernier paramètre fait l'objet de ce mémoire.

La première observation de la violation de la symétrie **CP** dans le système des mésons beaux a été faite par les usines à B , BABAR et BELLE, en 2001 en utilisant les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$ ainsi que des modes similaires.

Au grand collisionneur de hadron (LHC), les mésons beaux seront produits de façon abondante dans les collisions proton-proton de haute énergie. Le LHC est en cours de construction au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) à Genève. L'expérience LHCb, située sur la circonférence de l'anneau du LHC en un point de collision, est dessinée pour détecter ces mésons beaux. Le but de cette expérience est d'étudier la violation de la symétrie **CP** et de mettre en évidence des désintégrations rares en utilisant la haute statistique attendue. Les deux avantages de LHCb, en comparaison des usines à b actuelles, sont la haute statistique attendue ouvrant ainsi la voie à des canaux de désintégration possédant de petits rapports d'embranchement, et la possibilité d'étudier des hadrons beaux plus lourds tels que le B_s^0 .

Dans cet environnement hadronique, beaucoup d'autres particules, autres que les mésons beaux, sont produites et laisseront des traces dans le détecteur. Un des challenges de l'expérience LHCb sera de reconstruire les désintégrations belles d'intérêt parmi le flot de particules créées. Ainsi, l'expérience doit se doter d'une reconstruction des traces rapide et efficace.

Les études de simulation jouent un rôle déterminant dans l'optimisation du design du détecteur ainsi que dans la détermination des performances attendues. Ultiment, les performances sont mesurées en terme de sensibilité de l'expérience à la mesure des paramètres physiques des quarks lourds. Ceci nécessite à la fois une simulation réaliste et une reconstruction efficace d'un événement issu d'une collision proton-proton.

Cette thèse comporte les chapitres suivants :

Le premier chapitre décrit le cadre théorique de ce travail. Après une brève introduction au Modèle Standard, on discute de la violation de la symétrie **CP** dans le cadre de ce Modèle. On termine ce chapitre par une discussion sur le temps de vie des mésons beaux, objet principal de ce mémoire.

Lors du chapitre 2, nous discutons du détecteur LHCb. Tout d'abord, nous présentons les principales caractéristiques du collisionneur LHC, pour discuter ensuite du détecteur lui-même, de ses principaux composants et de leurs fonctionnalités.

Dans le chapitre suivant, nous discutons du détecteur de pied de gerbe de l'expérience LHCb. Celui-ci fait partie du système calorimétrique précédemment décrit. Le chapitre 4 étant dévolu à la caractérisation des photomultiplicateurs utilisés pour ce détecteur, nous présenterons ici ses caractéristiques et ses fonctionnalités.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons donc les photomultiplicateurs du détecteur de pied de gerbe de l'expérience. Ces photodétecteurs, ont été testés puis validés au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand. Tous les tests et résultats sont présentés dans cette partie.

Dans le chapitre 5, nous présentons la stratégie de sélection du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. Les coupures de sélection ont été optimisées afin d'obtenir une grande efficacité au signal ainsi qu'un taux de bruit de fond réduit.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à la mesure du temps de vie du méson B_s^0 . Cette mesure se base sur les événements sélectionnés dans le chapitre précédent. Nous décrirons la méthode d'ajustement utilisée ainsi que les résultats obtenus pour le méson B_s^0 issu du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$.

Chapitre 1

Physique des saveurs et mélange des mésons beaux neutres dans le Modèle Standard

Dans ce chapitre, nous décrivons le contexte théorique dans lequel ce travail de thèse s'inscrit. Nous commençons par un bref rappel du Modèle Standard décrivant les interactions entre particules. Le travail présenté ici étant développé dans le cadre de l'expérience LHCb, nous discuterons des symétries en physique des particules permettant d'introduire le formalisme utilisé pour décrire la violation de la symétrie **CP** dans le cadre du Modèle Standard. Enfin, nous présenterons le temps de vie des mésons beaux d'un point de vue théorique, le phénomène de mélange ainsi que l'état de l'art du paramètre $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$. Ces sections constituent l'ossature principale du travail présenté dans le chapitre 6.

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard [5, 7] de la physique des particules qui décrit les interactions électromagnétiques, faibles et fortes. Le principe de jauge, qui laisse le lagrangien de la théorie invariant sous des transformations locales, est au cœur de la physique des particules et joue un rôle crucial dans la construction du Modèle Standard. Les théories quantiques des champs basées sur l'existence de symétries de jauge sont appelées théories de jauge. Parmi ces théories, nous avons l'électrodynamique quantique ou QED, basée sur le groupe $U(1)_{em}$. Fort de ses succès spectaculaires, cette théorie fait référence et suggère qu'il est pertinent de déduire le lagrangien d'une invariance de jauge pour des interactions plus complexes.

Le Modèle Standard comporte deux volets. Le premier concerne le secteur électrofaible mis au point à la fin des années 1960 par Glashow, Salam et Weinberg [5, 7, 8] et qui permet une description unifiée des interactions électromagnétiques et faibles dans un même formalisme. Le second fait référence à la chromodynamique quantique ou QCD et décrit les interactions fortes.

Après avoir introduit quelques généralités sur le Modèle Standard, nous aborderons ces deux volets, pour finalement arriver aux limites de ce modèle.

1.1.1 Généralités

Le Modèle Standard est donc une théorie de jauge basée sur le groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, décrivant les interactions fortes, faibles et électromagnétiques, via l'échange de bosons de jauge : 8 gluons pour la force forte, un photon de masse nulle pour l'interaction électromagnétique et 3 bosons massifs, W^\pm et Z pour la force faible. Les interactions fortes sont gouvernées par le groupe $SU(3)_C$, alors que les groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ donnent une description unifiée des interactions électrofaibles. $SU(2)_L$ est le groupe d'isospin faible qui agit sur les fermions gauches et $U(1)_Y$ est celui de l'hypercharge faible, définie par $\frac{Y}{2} = I_3 + Q$ et où I_3 est la troisième composante de l'isospin faible et Q la charge électrique.

Parmi les fermions, constituants élémentaires de la matière, on distingue les quarks et les leptons. Ils sont classés en trois familles comme l'indique le tableau 1.1 : Les indices L et

	Leptons	Quarks
1 ^{ere} famille	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R$
2 ^{eme} famille	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R$
3 ^{eme} famille	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R$
Bosons	W^+, W^-, Z^0, γ gluons	

TAB. 1.1 – Les particules élémentaires du Modèle Standard. Les indices L et R désignent l'état d'hélicité, gauche ou droite, des particules.

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

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

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{QED}. \quad (1.1)$$

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

1.1.2 L'interaction forte

L'interaction forte est décrite dans le cadre de la Chromodynamique Quantique, basée sur l'invariance sous le groupe de jauge $SU(3)_C$. Seules les particules porteuses d'une couleur y sont sensibles. Chaque quark porte une couleur, qui peut prendre 3 valeurs différentes, rouge, bleu ou vert. Les huit gluons qui véhiculent cette interaction sont également porteur de couleur. Cependant, les hadrons, composés de quarks et de gluons

sont neutres de couleur.

Le lagrangien complet de cette interaction (sommation sur les six saveurs de quarks) s'écrit, en terme de quark et de leurs dérivées covariantes sous la forme [9] :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{q}(x)(i\mathcal{D} - m_q)q(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^\alpha(x)F_{\alpha}^{\mu\nu}(x). \quad (1.2)$$

La force du champ de gluon $F_{\mu\nu}^\alpha(x)$, s'écrit :

$$F_{\mu\nu}^\alpha(x) = \partial_\mu A_\nu^\alpha(x) - \partial_\nu A_\mu^\alpha(x) + g_s f^{\alpha\beta\gamma} A_{\mu\beta} A_{\nu\gamma}, \quad (1.3)$$

où les indices α permettent de distinguer entre les huit gluons A_ν^α . L'équation 1.3 contient un terme bilinéaire dans les champs de gluons correspondant au caractère non abélien de la théorie de jauge, avec des constantes de structure $f^{\alpha\beta\gamma}(\alpha, \beta, \gamma = 1, \dots, 8)$. Cette nature non abélienne du groupe $SU(3)_C$ est responsable du phénomène de liberté asymptotique pour l'interaction forte : la constante de couplage croît lorsque l'énergie mise en jeu dans une réaction décroît, et inversement décroît à haute énergie. Ainsi les quarks au sein des hadrons sont liés par une interaction intense à grande distance et y restent donc confinés.

1.1.3 L'interaction électrofaible

Le Modèle Standard de la physique des particules, développé par Glashow, Salam et Weinberg dans les années 1960, offre une description unifiée des interactions électrofaibles et électromagnétiques. Cette théorie basée sur la symétrie de jauge des interactions électrofaibles, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, doit être une symétrie locale du lagrangien électrofaible.

Le lagrangien décrivant l'interaction électrofaible peut se décomposer de la façon suivante :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{bosons} + \mathcal{L}_{fermions} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}, \quad (1.4)$$

où le terme

$$\mathcal{L}_{bosons} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}^i \vec{W}_i^{\mu\nu}, \quad (1.5)$$

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

$$\mathcal{L}_{fermions} = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu (\partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma^\mu (\partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \Psi_R \quad (1.6)$$

décrit la propagation des fermions libres ainsi que leurs couplages aux champs de jauge B et \vec{W} . Ψ représente les champs quantiques spineurs des fermions, g et g' sont les constantes de couplages des groupes de jauge $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$ respectivement.

Ces deux lagrangiens sont invariants de jauge sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, mais ne contiennent pas de termes décrivant la masse des particules observées expérimentalement. Le mécanisme de Higgs [10] remédie à cela en introduisant un terme \mathcal{L}_{Higgs} , invariant sous le groupe de jauge, mais pouvant, par brisure spontanée de symétrie, donner une masse aux particules :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = ((\partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \Phi)^\dagger (\partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \Phi - V(\Phi) \quad (1.7)$$

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

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

avec $v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}$. En remplaçant Φ par son développement dans le lagrangien 1.7 ont fait apparaître les termes de masse pour les bosons. Les termes de masse pour les fermions se retrouvent dans le lagrangien de Yukawa [11] :

$$\mathcal{L}_{yukawa} = -\left(1 - \frac{h}{v}\right)(M_l^{jk}\bar{l}^j l^k + M_u^{jk}\bar{u}^j u^k + M_d^{jk}\bar{d}^j d^k), \quad (1.9)$$

où l, u, d sont les champs spineurs et M_l, M_u, M_d sont les matrices de masses respectivement pour les leptons, les quarks up et down. Les matrices de masse des quarks ne sont pas diagonalisables simultanément. Par convention, les quarks de type up sont choisis comme étant à la fois états propres de masse et états propres de l'interaction électrofaible, contrairement aux quarks de type down. La matrice permettant de passer des quarks down, états propres de masse, aux quarks down états propres de l'interaction faible, s'appelle la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [12, 13] que l'on présentera dans la section 1.3.2.

1.1.4 Les limites du Modèle Standard

Toutes les mesures effectuées jusqu'à présent sont compatibles avec les prédictions du Modèle Standard. Cependant plusieurs éléments suggèrent que ce modèle n'est pas la théorie fondamentale mais plutôt une très bonne approximation, à basse énergie, d'une théorie sous-jacente restant à déterminer. Le nombre de paramètres libres est élevé (19). Ces paramètres sont indispensables à l'interprétation de toute observable, mais leurs valeurs ne sont pas prédites par le modèle et doivent être déterminées expérimentalement. Les mesures redondantes de ces paramètres montrent toutefois une cohérence remarquable. La gravitation n'est pas prise en compte et ce modèle ne permet pas d'expliquer la hiérarchie des masses. De plus, les constantes de couplage associées aux trois groupes de jauge évoluent avec l'énergie, conformément aux équations du groupe de renormalisation, et convergent à haute énergie (10^{16} GeV), suggérant une unification des interactions électrofaibles et fortes. Avec une échelle de cet ordre de grandeur, le boson de Higgs, non encore mis en évidence expérimentalement, reçoit des corrections radiatives quadratiquement divergentes dans la valeur de cette échelle et ne peut être stabilisée qu'au prix d'ajustements fins. Les théories de supersymétrie semblent d'excellents candidats à ce problème mais n'ont pas encore été mises en évidence expérimentalement.

Enfin, des expériences ont récemment observé le changement de saveur des neutrinos, à partir de l'étude des flux de neutrinos atmosphériques (SuperKamiokande), et à partir de l'étude des sections efficaces des neutrinos solaires (SNO et SuperKamiokande). Le changement de saveur observé avec les neutrinos solaires a été confirmé par l'expérience

KamLAND en utilisant des antineutrinos de réacteur [14]. Ces observations montrent ainsi que la masse des neutrinos n'est pas nulle, contrairement aux hypothèses du Modèle Standard minimal.

1.2 Les symétries discrètes

Le concept de symétrie joue un rôle crucial en physique des particules. La connexion entre symétries et lois de conservation, loin d'être évidente en physique des particules, peut se représenter à l'aide du théorème de Noether. Ce dernier associe principe de symétrie et grandeur physique conservée. En mécanique quantique, des considérations basées sur la symétrie des interactions déterminent la structure de l'Hamiltonien. Dans ce contexte, quelques transformations discrètes sont pertinentes. Elles sont développées brièvement dans la suite de cette section et sont les ingrédients nécessaires à la compréhension de la symétrie **CP**.

1.2.1 La parité **P**

L'opération de parité transforme un système physique en un système physique de coordonnées spatiales opposées. Tout en laissant le spin \vec{s} des particules invariant, elle transforme l'impulsion des particules \vec{p} en $-\vec{p}$. L'hélicité $h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$ est alors changée en son opposée $-h$.

D'un point de vue quantique, cette opération de parité agit de la façon suivante :

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

où P est l'opérateur unitaire de parité et $|\psi(\vec{p}, h)\rangle$ est l'état quantique décrivant un système dans l'état propre d'impulsion \vec{p} et d'hélicité h ; η_P représente la parité intrinsèque du système. Cette transformation appliquée deux fois est une identité ($P^2 = 1$), ce qui implique que la parité intrinsèque d'un système, η_P , prend les valeurs ± 1 .

1.2.2 La conjugaison de charge **C**

C'est l'opération qui transforme une particule en son antiparticule. La charge électrique définissant la particule est changée en son opposée, l'impulsion et l'hélicité restant invariantes sous cette opération. On la représente de la façon suivante :

$$C|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \eta_C|\psi(\vec{p}, h)\rangle,$$

où η_C est un facteur de phase.

1.2.3 Le renversement du temps **T**

La transformation de renversement du temps T renverse la flèche du temps : $t \rightarrow -t$. Le spin et l'impulsion des particules sont également changés en leurs opposés. Pour un système quantique, cette transformation est telle que :

$$T|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \eta_T|\psi(-\vec{p}, h)\rangle,$$

où η_T est également un facteur de phase qui dépend du spin de la particule, et T est l'opérateur anti-unitaire désignant la transformation.

1.2.4 La combinaison charge-parité CP

Les trois symétries discrètes précédemment évoquées sont des symétries exactes pour les interactions fortes et électromagnétiques, tandis que pour les interactions faibles, les observations expérimentales montrent une violation maximale de la parité et de la conjugaison de charge. En 1956, Lee et Yang examinèrent la question de la conservation de la parité \mathbf{P} dans les désintégrations β et dans les désintégrations des hyperons et mésons [3]. Ils proposèrent des expériences pour tester cette conservation, et, en 1957, C.S Wu *et al.* observèrent, pour la première fois la violation de la parité dans la désintégration β du cobalt [4]. En ce qui concerne la symétrie combinée \mathbf{CP} , une légère violation a été observée dans le système des kaons neutres en 1964 [15], et plus récemment en 2001 dans le système des mésons beaux par les expériences BaBar et Belle [16, 17].

L'opérateur \mathbf{CP} permet de relier les particules élémentaires à leurs antiparticules. Il est défini comme :

$$CP|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \eta_{CP}|\psi(-\vec{p}, -h)\rangle.$$

Le produit des trois symétries discrètes est une symétrie conservée fondamentale (théorème CPT). Une conséquence immédiate de ce théorème est que les masses et les temps de vie des particules élémentaires et de leurs antiparticules doivent être égales. Jusqu'à aujourd'hui, toutes les observations expérimentales sont en accord avec ces prédictions.

1.3 Description de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard

1.3.1 Les différents types de violation de CP

1.3.1.1 Violation de CP dans la désintégration

La violation de \mathbf{CP} dans la désintégration (ou violation directe) se manifeste dans la différence entre les largeurs partielles de désintégration de deux processus conjugués : $\Gamma(B \rightarrow f) \neq \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})$. Dans ce cas, les probabilités de transition $|\langle f|T|B^0(t)\rangle|^2$ et $|\langle \bar{f}|T|\bar{B}^0(t)\rangle|^2$ sont différentes. C'est le processus de désintégration du méson beau qui est responsable de cette violation de \mathbf{CP} . Ce type de violation peut se manifester aussi bien pour les mésons neutres que pour les mésons chargés.

1.3.1.2 Violation de CP dans le mélange ou violation indirecte

La violation de \mathbf{CP} dans le mélange (ou violation indirecte) se manifeste comme une asymétrie dans la transition $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$, ceci étant une conséquence du fait que les états propres de masse sont différents des états propres de \mathbf{CP} .

1.3.1.3 Interférences entre le mélange et la désintégration

La troisième classe d'asymétrie **CP** provient de l'interférence entre les amplitudes du mélange $B^0 - \bar{B}^0$, et l'amplitude de désintégration. On montre¹ qu'au mélange est associé une phase Φ_M et à la désintégration une phase Φ_D , ces phases provenant des éléments de la matrice CKM mis en jeu lors du mélange et de la désintégration.

Pour pouvoir comprendre plus précisément la violation de **CP** dans le cadre du Modèle Standard, nous allons présenter le formalisme développé par Cabibbo Kobayashi et Maskawa.

1.3.2 Matrice CKM : paramétrisation et triangles d'unitarités

Le Modèle Standard propose un mécanisme "ad-hoc" pour décrire la violation de la symétrie **CP** au travers de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Dans ce modèle, seul le secteur à courant chargé avec l'échange d'un boson W intervient dans la transition entre familles de quarks. La densité lagrangienne responsable de ces transitions dans le secteur des quarks, s'écrit :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_{i,j} [\bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) V_{ij} d_j] W_\mu^+ + h.c \quad (1.10)$$

où V_{ij} sont les termes de la matrice CKM, et les indices i et j rendent compte des trois familles de quarks.

L'idée de base est que les états de l'interaction faible des quarks d, s et b sont différents des états physiques, états propres de l'interaction forte. Pour qu'apparaissent les états physiques dans les processus faibles, il faut définir une transformation unitaire permettant le passage des quarks, états propres de l'interaction électrofaible, aux quarks états de propres de masse. Cette transformation unitaire est représentée par la matrice CKM apparaissant dans l'équation 1.10 telle que :

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

Les éléments de la matrice CKM représentent l'amplitude de transition d'un quark de saveur i vers un quark de saveur j . Ainsi, la probabilité de transition de i vers j est proportionnelle à $|V_{ij}|^2$.

Précisons les propriétés de cette matrice.

- V_{CKM} est une matrice complexe 3×3 , elle contient donc $2 \times 3^2 = 18$ paramètres réels.
- V_{CKM} est unitaire ce qui mène à 9 équations sur ses paramètres. Ils restent donc, 9 paramètres réels. Une matrice réelle 3×3 peut se décomposer en un produit de 3

¹Dans le mélange intervient l'élément de matrice $V_{td}(\eta)$ et dans la désintégration il peut intervenir $V_{ub}(\eta)$.

rotations permettant d'interpréter les 9 paramètres comme 3 angles et 6 phases.

- V_{CKM} intervient dans le couplage de 2 quarks de saveurs différentes et d'un boson W . Or, on peut réabsorber les phases des champs de quarks sans changer le lagrangien électrofaible au travers de transformations correctement choisies. Par exemple, si l'on change les phases des quarks de saveur j par :

$$q_L^j \rightarrow e^{-i\phi^j} q_L^j,$$

on doit, pour laisser \mathcal{L}_{CC} invariant, transformer les éléments de la matrice CKM en conséquence selon :

$$V_{jk} \rightarrow e^{-i(\phi^j - \phi^k)} V_{jk}.$$

Ce type de transformations permettent d'absorber 5 des 6 phases des champs de quarks.

Au final, la matrice CKM peut s'exprimer en fonction de trois angles et d'une seule phase (responsable de la violation de **CP**). On peut l'écrire comme le produit de trois matrices de rotation dont une seule possède la phase [18] :

$$\begin{aligned} V_{CKM} &= \mathcal{R}(\theta_{23}, 0) \times \mathcal{R}(\theta_{13}, -\delta) \times \mathcal{R}(\theta_{12}, 0) \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.11) \end{aligned}$$

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 de la matrice CKM est exacte.

Il est d'usage de considérer la paramétrisation de Wolfenstein [19]. Son intérêt réside dans la mise en évidence naturelle de la hiérarchie entre famille, à partir de quatre paramètres, λ , A , ρ et η (la matrice étant développée en puissance de $\lambda \approx |V_{us}| \approx 0.22$). Ces paramètres sont définis à tous les ordres en λ , de la façon suivante [20] :

$$\begin{aligned} s_{12} &\equiv \lambda, \\ s_{23} &\equiv A\lambda^2, \\ s_{13}e^{-i\delta} &\equiv A\lambda^3(\rho - i\eta). \end{aligned} \quad (1.12)$$

En insérant dans 1.11 les termes de 1.12, on obtient l'expression de V_{CKM} en fonction de λ , A , ρ et η , valable à tous les ordres. Ainsi avec cette paramétrisation, V_{CKM} s'écrit :

$$\mathbf{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \delta V \quad (1.13)$$

avec

$$\delta V = \begin{pmatrix} -\frac{1}{8}\lambda^4 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}A^2\lambda^5(1 - 2(\rho + i\eta)) & -\frac{1}{8}\lambda^4(1 + 4A^2) & 0 \\ \frac{1}{2}A\lambda^5(\rho + i\eta) & \frac{1}{2}A\lambda^4(1 - 2(\rho + i\eta)) & -\frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^6) \quad (1.14)$$

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

Les propriétés d'unitarité de la matrice CKM impose six conditions d'orthogonalité qui peuvent se représenter par des triangles dans le plan complexe $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Ces triangles ont tous la même aire, $J/2$ qui mesure l'intensité de la violation de **CP**. Parmi les six relations d'orthogonalité, deux sont particulièrement intéressantes pour notre propos. La première s'obtient à partir de la première et troisième colonne et concerne le système des mésons B_d^0 . La seconde s'obtient à partir de la première et troisième ligne et se rapporte aux mésons B_s^0 . Ces relations s'écrivent respectivement :

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0. \quad (1.15)$$

$$V_{ub}^* V_{tb} + V_{us}^* V_{ts} + V_{ud}^* V_{td} = 0. \quad (1.16)$$

La figure 1.1 montre les deux triangles correspondant à ces deux relations dans le plan complexe. Les valeurs indiquées sur la figure 1.1 sont obtenues avec la paramétrisation de Wolfeinstein à l'ordre 3 en λ . Les angles α , β et γ sont définis par :

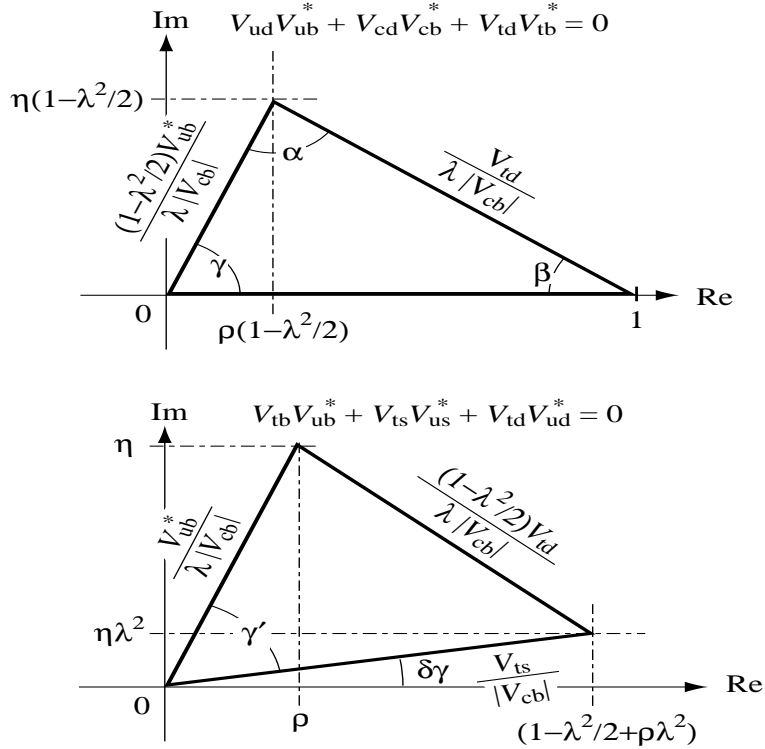


FIG. 1.1 – Triangles d'unitarité correspondant aux équations 1.15 et 1.16 calculée jusqu'à l'ordre λ^3 .

$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{ud} V_{ub}^*}\right),$$

$$\beta = \pi - \arg\left(\frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{cd} V_{cb}^*}\right),$$

$$\gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right).$$

On remarquera que l'on a par définition :

$$\alpha + \beta + \gamma = \pi \pmod{2\pi}. \quad (1.17)$$

1.3.3 Elements de matrice et angles : état de l'art

1.3.3.1 Les éléments V_{jk}

Les neuf éléments de matrice V_{jk} sont en principe accessibles expérimentalement, grâce au couplage $W^\pm q^j \bar{q}^k$. Nous nous proposons dans cette section de faire un état des lieux des valeurs numériques des éléments de la matrice actuellement mesurés.

- $|V_{ud}|$ L'élément de matrice $|V_{ud}|$ est mesuré au moyen de trois méthodes différentes : désintégration β nucléaire, désintégration β des neutrons et les désintégrations β des pions. La détermination expérimentale la plus précise de cet élément de matrice provient de la mesure du temps de vie des désintégrations nucléaire β avec des transitions de Fermi pures ($0^+ \rightarrow 0^+$). En utilisant neuf mesures différentes de ces désintégrations nucléaires β , la moyenne obtenues est [21] :

$$|V_{ud}| = 0.974 \pm 0.0001.$$

Ce résultat est dominé par les incertitudes théoriques, $\sigma(|V_{ud}|)[\Delta_R^V] = 0.0004$, $\sigma(|V_{ud}|)[\delta_C] = 0.0003$ et $\sigma(|V_{ud}|)[\delta_R] = 0.0001$. Δ_R^V et δ_R sont les parties des corrections radiatives dépendant et indépendant du noyau respectivement.

La deuxième méthode de mesure de $|V_{ud}|$ est basée sur les désintégrations β du neutron. Contrairement à la première méthode, celle-ci n'est pas affectée par les effets de structure nucléaire. Toutefois, l'extraction de $|V_{ud}|$ passe par la mesure du temps de vie du neutron et du rapport de la constante de couplage du vecteur axial à la constante de couplage du vecteur, g_A/g_V . Récemment l'expérience PERKEO-II a mesuré $g_A/g_V = -1.274 \pm 0.002$ [22]. En utilisant la moyenne mondiale pour le temps de vie du neutron, nous obtenons :

$$|V_{ud}| = 0.9717 \pm 0.0013_{g_A/g_V, \tau_n} \pm 0.0004_{theo}.$$

La désintégration β des pions, $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ est un candidat intéressant pour l'extraction de $|V_{ud}|$ à partir du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e)$ et du temps de vie du pion, puisque cette méthode ne souffre pas d'effets de structure nucléaire. Cependant, étant donné le faible rapport d'embranchement, $\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) = (1.025 \pm 0.034) \cdot 10^{-8}$ [23], la précision statistique n'est pas compétitive avec les autres méthodes :

$$|V_{ud}| = 0.967 \pm 0.016_{\mathcal{B}} \pm 0.0005_{theo}.$$

- $|V_{us}|$ L'analyse des désintégrations semi-leptoniques des kaons et des hypérons fournit la meilleure détermination de $|V_{us}|$. Cependant, à cause des incertitudes théoriques ², les données relatives aux désintégrations des hypérons ne sont pas utilisées dans la détermination de cet élément de matrice [25]. Par conséquent, seules les valeurs obtenues à partir des transitions de vecteurs $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu_l$ et $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm l^\mp \nu_l$ sont utilisées. Les taux pour ces deux désintégrations dépendent de deux facteurs de forme, $f_+(t)$ et $f_0(t)$, où $t = (p_K - p_\pi)^2$. En raison de la petite masse de l'électron, seul $f_+(t)$ joue un rôle dans les désintégrations K_{e3} . La valeur de ce facteur de forme, $f_+^{K^0\pi^-}(0) = 0.961 \pm 0.008$ [24] se traduit en termes d'élément de matrice :

$$|V_{us}| = \lambda = 0.2228 \pm 0.0039_{stat} \pm 0.0018_{theo}.$$

- $|V_{cd}|$ et $|V_{cs}|$ A la fois les éléments de matrice V_{cd} et V_{cs} peuvent être déterminés à partir de la production de di-muons dans les diffusions profondément inélastiques de neutrinos et anti-neutrinos de nucléons. Dans une analyse conduite par la collaboration CDHS [26], V_{cd} et V_{cs} sont extraits en combinant les données de trois expériences, CDHS [26], CCFR [27] et CHARM II [28], donnant $|V_{cd}|^2 \times B_c = (4.63 \pm 0.34)10^{-3}$, où $B_c = 0.0919 \pm 0.0094$ [29, 30, 31] est la moyenne pondérée des rapports d'embranchements semi-leptoniques des hadrons charmés produits dans les diffusions profondément inélastiques neutrinos-nucléons. Ceci conduit à [32] :

$$|V_{cd}| = 0.224 \pm 0.014.$$

La moyenne des résultats des diffusions profondément inélastiques des trois expériences citées ci-dessus est $\kappa|V_{cs}|^2 B_c = (4.53 \pm 0.37) \times 10^{-2}$, où $\kappa = 0.453 \pm 0.106_{-0.096}^{+0.028}$ est la contribution relative des quarks étranges de la mer par rapport aux quarks u et d , donne [23] :

$$|V_{cs}| = 1.04 \pm 0.16.$$

Similairement à la mesure de V_{us} obtenues des désintégrations K_{e3} , $|V_{cs}|$ peut être extrait des désintégrations D_{e3} . Cependant, les incertitudes théoriques liées au calcul du facteur de forme $f_+(0)$ limite la précision de V_{cs} à [32] :

$$|V_{cs}| = 1.04 \pm 0.16.$$

- $|V_{cb}|$ Dans la paramétrisation de Wolfeinstein, V_{cb} détermine le paramètre A qui joue un rôle important pour contraindre $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$ à partir de V_{ub} , $|\epsilon_K|$ et Δm_d . Cet élément de matrice est obtenu à partir des désintégrations exclusives $B \rightarrow D^* l \bar{\nu}_l$ et des désintégrations inclusives semi-leptoniques du quark b en charme. Dans l'approche exclusive, le spectre différentiel $d\Gamma/dw$ pour la désintégration $B \rightarrow D^* l \bar{\nu}_l$ est mesuré, où w est le produit scalaire des quadri-vecteurs vitesse des mésons B et D^* . Ceci permet alors d'extraire la quantité $\mathcal{F}_{D^*}(1)|V_{cb}|$, où $\mathcal{F}_{D^*}(w=1)$ est un facteur de forme. Dans la limite des quarks lourds, ce facteur de forme est donné par la fonction de Isgur-Wise [33], qui est égale à 1 pour $w=1$ mais qui reçoit des corrections dues à la masse finie des quarks b et c qui peuvent être

²Ces incertitudes théoriques proviennent de la brisure de la symétrie de saveur $SU(3)$

calculées dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds (HQET) [33, 34]. Récemment, d'important progrès ont été fait dans le calcul de $\mathcal{F}_{D^*}(1)$ en utilisant QCD sur réseau en conjonction avec HQET [35, 36]. Le résultat obtenu est, $\mathcal{F}_{D^*}(1) = 0.913_{-0.035}^{+0.030}$ [37]. En moyennant huit mesures différentes, le groupe HFAG obtient $\mathcal{F}_{D^*}(1)|V_{cb}| = (36.7 \pm 0.8) \times 10^{-3}$ [38]. En combinant les deux derniers paramètres, la valeur de l'élément de matrice, pour l'approche exclusive, est :

$$|V_{cb}| = (40.2_{-1.8}^{+2.1}) \times 10^{-3}$$

. Dans l'approche inclusive, la largeur semileptonique $\Gamma(B \rightarrow Xl\nu_l)$ est déterminé expérimentalement à partir d'une part, du rapport d'embranchement semileptonique $\mathcal{B}(B \rightarrow Xl\nu_l) = (10.90 \pm 0.23)\%$ [38] et, d'autre part, du temps de vie des mésons beaux, où le mélange de mesons beaux neutres ($\tau_{B^0} = (1.534 \pm 0.013)\text{ps}^{-1}$ [38]) et chargés ($\tau_{B^+} = (1.653 \pm 0.014)\text{ps}^{-1}$ [38]) est compris. Nous obtenons alors pour l'approche inclusive :

$$|V_{cb}| = (42.0 \pm 0.6_{stat} \pm 0.8_{theo}) \times 10^{-3}.$$

- $|V_{ub}|$ L'élément de la troisième colonne de la matrice CKM, $|V_{ub}|$, associé aux données des éléments $|V_{us}|$ et $|V_{cb}|$, décrit un cercle dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Cet élément peut-être extrait soit à partir des désintégrations inclusives $B \rightarrow X_u l^- \bar{\nu}_l$, soit à partir des désintégrations exclusives telles que $B \rightarrow \pi l \nu_l$, $B \rightarrow \rho l \nu_l$, $B \rightarrow \omega l \nu_l$ et $B \rightarrow \eta l \nu_l$.

L'approche exclusive souffre de grandes incertitudes théoriques dans le calcul des facteurs de forme. D'un point de vue théorique, le canal $B \rightarrow \pi l \nu_l$ semble le plus prometteur pour l'extraction de $|V_{ub}|$ puisqu'un seul facteur de forme n'est présent dans les transitions pseudoscalaires-pseudoscalaires. La collaboration BABAR, via l'utilisation de plusieurs modèles de facteurs de forme, ont extrait $|V_{ub}| = (3.64 \pm 0.22_{stat} \pm 0.25_{syst} \pm 0.39_{theo}) \times 10^{-3}$ à partir de leur mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B \rightarrow \rho l \nu_l)$ [39]. La collaboration CLEO a également donnée une valeur de $V_{ub} = (3.17 \pm 0.17_{stat} \pm 0.16_{syst} \pm 0.53_{theo}) \times 10^{-3}$ [40].

En partant de la largeur semi-leptonique inclusive $\Gamma(B \rightarrow X_u l - \bar{\nu}_l)$, V_{ub} peut-être prédit dans le cadre théorique HQE dont l'incertitude est de l'ordre de 5%. Cependant, il y a un bruit de fond important provenant des transitions $b \rightarrow c$ qui sont environ 50 fois plus importantes que les transitions $b \rightarrow u$. Le but des analyses étant alors de rejeter ce bruit de fond. Une approche différente a été suivie par les expériences ALEPH [41] et OPAL [42] qui extraient $|V_{ub}|$ à partir des mesures du rapport d'embranchement semi-leptonique total en supprimant le bruit de fond dominant $b \rightarrow c$ au moyen d'un réseau de neurones.

La valeur de V_{ub} donnée par le groupe CKM fitter est le résultat de la moyenne des mesures inclusives et exclusives. Ceci donne [38] :

$$|V_{ub}| = (3.90 \pm 0.08_{exp} \pm 0.68_{th}) \times 10^{-3}.$$

- $|V_{ts}|$ Le rapport $|V_{td}/V_{ts}|$ peut-être déterminé à partir du rapport du taux de désintégration exclusif de $B \rightarrow \rho\gamma$ en $B \rightarrow K^*\gamma$, qui élimine les dépendances aux facteurs de forme. La contrainte sur $|V_{td}/V_{ts}|$ apportée par BABAR se trouve être en accord avec ce que l'on attend mais n'est pas encore assez exacte pour être une donnée compétitive de l'ajustement global de la figure 1.2

1.3.3.2 Angles des triangles

L'angle β est le plus grand succès des usines à B. Dans les désintégrations au niveau des quarks $b \rightarrow c\bar{c}s$, le paramètre de violation de **CP** dépendant du temps S , mesuré à partir des interférences entre les désintégrations avec et sans mélange est égal à $\sin 2\beta$ avec une très bonne approximation. La moyenne mondiale utilise les mesures des désintégrations $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, $J/\psi K_L^0$, $\psi(2S) K_S^0$, $\chi_{c1} K_S^0$, $\eta_c K_S^0$ et $J/\psi K^{*0}$ et donne [38] :

$$\sin 2\beta_{[c\bar{c}]} = 0.739 \pm 0.048.$$

Cette valeur est dominée par les mesures des expériences BABAR [43] et BELLE [44].

α est le second angle mesuré directement aux usines à b. Initialement, la stratégie utilisant les modes $B \rightarrow \pi\pi$ pour contraindre l'angle α , en négligeant la contribution des diagrammes pingouins, était considérée comme la plus prometteuse. Par la suite, la contribution des pingouins s'est avérée non négligeable et l'utilisation d'une analyse en isospin, réclamant la connaissance des rapports d'embranchements des canaux $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_d^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ et $B_u^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, semblait être la bonne approche pour contourner ce problème. Malheureusement, les paramètres décrivant la désintégration en deux pions neutres ont été mis à mal par les incertitudes expérimentales interdisant l'utilisation de cette méthode pour extraire α .

La mesure de l'asymétrie dépendante du temps dans les désintégrations charmées $B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$ permet de contraindre significativement l'angle $\sin 2\alpha$ en utilisant l'analyse en isospin de Gronau-London [45], qui prend en compte toutes les désintégrations $B \rightarrow \rho\rho$. On obtient avec ces modes de désintégration :

$$\alpha = (94_{-10}^{+12})^\circ.$$

La figure 1.2 représente l'ensemble des contraintes actuelles pour le premier triangle d'unitarité dans le plan $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$ à partir d'un ajustement standard, à la fois théorique et expérimental et réalisé à partir de l'ensemble des informations disponibles actuellement [46].

1.4 Vue d'ensemble théorique du temps de vie des mésons beaux

Il existe plusieurs façons de sonder la matrice CKM. L'une d'entre elle consiste à mesurer le temps de vie du quark b . Dans le cadre du Modèle Standard, le quark beau se désintègre en un quark c ou u et un boson W virtuel, avec un couplage donné par les éléments de la matrice CKM correspondant. Le W peut se désintégrer soit en une paire de quarks (\bar{u}, d) ou (\bar{c}, s), soit en une paire de leptons ($l, \bar{\nu}_l$), comme l'illustre la figure 1.3. Dans le cas de la désintégration leptonique du boson W , l'élément de matrice peut être écrit comme le produit d'un courant de quarks et d'un courant leptonique :

$$M_{l\bar{\nu}} \simeq -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{qb} \bar{q} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) b \bar{l} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_l, \quad (1.18)$$

où $G_F = \frac{g^2}{2\sqrt{2}m_W^2}$ est la constante de couplage de Fermi et q représente un quark c ou u . Que l'équation 1.18 ne soit pas une égalité reflète le fait que nous avons remplacé le vrai

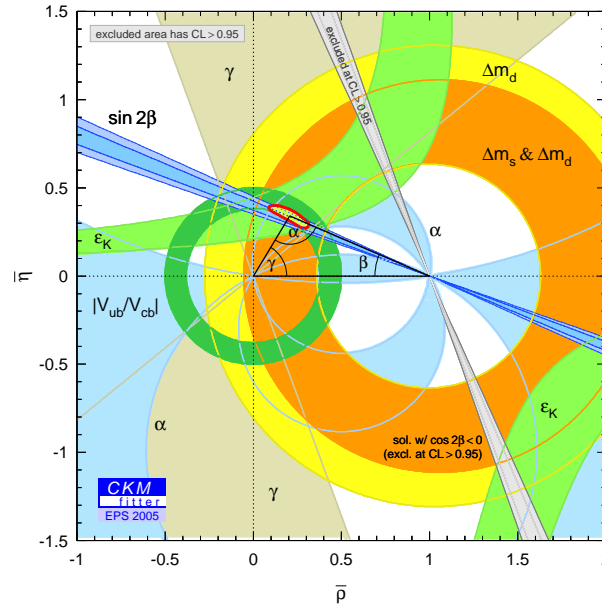


FIG. 1.2 – *Domaine d'existence des paramètres CKM à plus de 5% de niveau de confiance dans le plan $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$ à partir d'un ajustement standard incluant contraintes théoriques et expérimentales.*

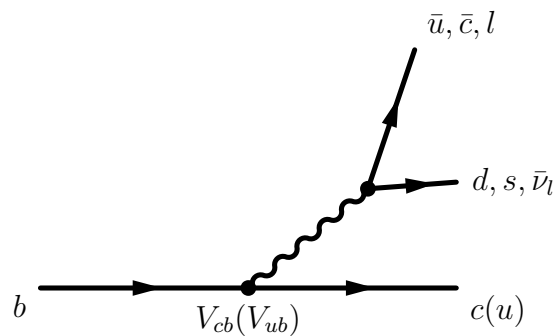


FIG. 1.3 – *Diagramme de Feynman à l'ordre le plus bas représentant la désintégration du quark b dans le Modèle Standard.*

propagateur du W ($-\frac{1}{p^2-m_W^2}$) par la constante de couplage de Fermi, ce qui est justifié par le fait que $p < m_b \ll m_W$. Prenant la valeur absolue au carré de $M_{l\bar{\nu}}$ et en intégrant sur l'espace de phase, nous obtenons la largeur de désintégration leptonique :

$$\Gamma_{l\bar{\nu}}(b \rightarrow q) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{qb}|^2 F(\epsilon_q), \quad (1.19)$$

où $\epsilon_q = m_q/m_b$ et F_{ϵ_q} est un facteur d'espace de phase [47] s'exprimant comme :

$$F(\epsilon_q) = 1 - 8\epsilon_q^2 + \epsilon_q^6 - \epsilon_q^8 - 24\epsilon_q^4 \ln \epsilon_q. \quad (1.20)$$

Une relation similaire est obtenue pour le cas des désintégrations hadroniques du W :

$$\Gamma_{q_1\bar{q}_2}(b \rightarrow q) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{q_1q_2}|^2 |V_{qb}|^2 F(\epsilon_q), \quad (1.21)$$

dans laquelle $V_{q_1q_2}$ représente V_{ud} ou V_{cs} suivant la désintégration du W envisagée. Le facteur 3, rendant compte des trois combinaisons couleur/anti-couleur possible que la paire (q_1, \bar{q}_2) peut posséder, est également inclus. Les corrections liées aux radiations de gluons ne sont pas incluses.

La largeur totale du quark b , Γ_b , est reliée à la largeur partielle d'un canal de désintégration spécifique, Γ_{charme} , par le biais du rapport d'embranchement pour ce canal, BR_{charme} :

$$\frac{BR_{charme}}{\Gamma_{charme}} = \frac{1}{\Gamma_b} \equiv \tau_b. \quad (1.22)$$

Ainsi en mesurant le rapport de branchement d'un canal exclusif ou inclusif faisant intervenir l'élément de matrice V_{ub} ou V_{cb} et si τ_b est mesuré, on peut alors extraire l'amplitude de l'élément de la matrice CKM correspondant à l'aide des équations 1.19 et 1.21. Par contre, pour mesurer le rapport $|V_{ub}/V_{cb}|$, la connaissance de τ_b n'est pas nécessaire.

Cependant, les quarks b ne sont pas accessibles expérimentalement et il convient donc de relier les observables obtenues au niveau des hadrons beaux à la théorie que nous avons présentée. En présence d'un quark plus léger, des effets de QCD rendent les prédictions quantitatives difficiles. En particulier, des techniques de calcul non perturbatives doivent être mise en œuvre.

Dans ce qui suit, nous discutons des temps de vie des hadrons beaux, des différences existant entre eux, ainsi que des instruments théoriques qui sont utilisés pour faire ces prédictions.

1.4.1 Temps de vie des mésons B : le modèle spectateur et au-delà

Dans le modèle spectateur, un quark lourd ($Q \equiv c$ ou b) dans un hadron H_Q est accompagné d'un quark "spectateur" plus léger. La désintégration du hadron H_Q est gouvernée par la désintégration faible du quark Q et pour cette raison, le temps de vie des hadrons contenant un quark Q est le même que celui du quark libre. Cependant, les temps de vie des hadrons beaux ont été observés expérimentalement et suivent la hiérarchie suivante :

$$\tau_{B_c} < \tau_{baryon} < \tau_{B_s} \simeq \tau_{B_d} < \tau_{B_u}. \quad (1.23)$$

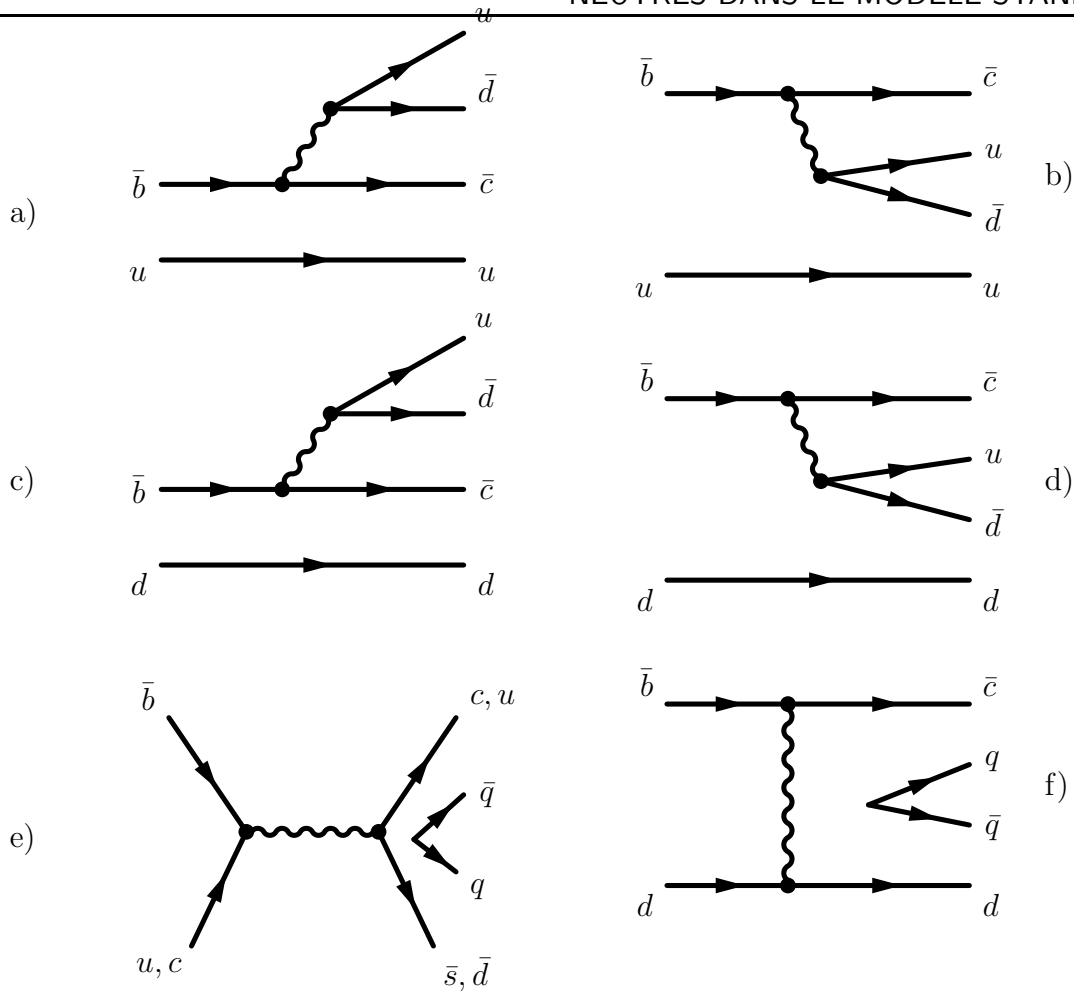


FIG. 1.4 – Diagrammes de Feynman à l'ordre de l'arbre intervenant dans la désintégration des mésons beaux.

D'un point de vue phénoménologique, cette hierarchie observée est générée par les interférences de Pauli, les annihilations faibles et les échanges faibles.

Afin de comprendre les interférences de Pauli, considérons les diagrammes de la figure 1.4. Pour les désintégrations du B_u , l'émission externe du boson W , montrée sur la figure 1.4 (a) et l'émission interne (supprimé de couleur) du W , montrée sur la figure 1.4 (b), donnent le même état final, produisant ainsi une interférence entre ces deux diagrammes. Les interférences sont dans ce cas destructives, expliquant pourquoi le temps de vie du méson B_u est plus grand que celui du B_d pour lequel les interférences n'existent pas puisque les états finals correspondant sont différents comme le montre la figure 1.4 (b et c)

L'annihilation faible intervient pour expliquer les temps de vie courts des mésons beaux chargés (B_u, B_c) en fournissant un mécanisme supplémentaire de désintégration comme le montre la figure 1.4 (d). Etant donné qu'il n'y a pas de changement de saveur par courant neutre, les temps de vie des mésons neutres B_d^0 et B_s^0 ne sont pas affectés par les annihilations faibles.

Les diagrammes d'échanges faibles, tel que celui de la figure 1.4 (e), contribuent au temps de vie des baryons beaux et des mésons beaux neutres. Dans le cas des mésons, une telle contribution est supprimée d'hélicité, le spin des quarks résultant, \bar{c} et d dans le cas du

diagramme 1.4 (f), devant s'additionner jusqu'à une valeur nulle (la valeur du spin du méson B_d), ce qui signifie que le quark et l'anti-quark ont la même hélicité. Une telle configuration est défavorisée par l'interaction faible. Pour les baryons, une telle suppression est absente puisqu'il n'y a pas de condition de spin sur les deux quarks. On pense que cette caractéristique explique pourquoi le temps de vie des baryons est plus court que ceux des mésons beaux neutres.

1.4.2 Expansion en quarks lourd (HQE)

L'expansion en quarks lourds HQE est un cadre théorique qui permet de calculer systématiquement les largeurs totales de désintégration de hadrons de saveur lourde en incluant des phénomènes tels que ceux discutés dans la section précédente. Dans cette brève revue, nous suivons la référence [49]. Une discussion légèrement plus raffinée peut-être trouvée dans les références [50, 51].

Le quark lourd d'un hadron H_Q est entouré par un nuage de quarks, d'anti-quarks et de gluons, avec lesquels le quark Q lui-même et ses produits de désintégration interagissent fortement. Jusqu'à très récemment, il était presque impossible de calculer comment un tel environnement pouvait affecter le temps de vie du quark Q . Cependant, l'expansion en quark lourd fournit un cadre théorique dans lequel ce genre de calcul est possible en se basant sur les principes premiers de la chromodynamique quantique.

Partant du théorème optique, le taux de transition $Q \rightarrow f$ peut être écrit en fonction de la partie imaginaire de l'opérateur de dispersion :

$$\hat{T}(Q \rightarrow f \rightarrow Q) = i\Im \int T \mathcal{L}_W(x) \mathcal{L}_W^\dagger(0) d^4x, \quad (1.24)$$

où T représente le produit ordonné en temps et \mathcal{L}_W est le lagrangien effectif faible. Sous certaines conditions, le produit d'opérateurs non-locaux apparaissant dans l'équation 1.24 peut être décomposé en une somme infinie d'opérateurs locaux O_i de dimension croissante i . Le taux de transition ou largeur de $H_Q \rightarrow f$ est alors obtenu en calculant la valeur attendue de \hat{T} pour l'état H_Q , soit :

$$\langle H_Q | \hat{T}(Q \rightarrow f \rightarrow Q) | H_Q \rangle \propto \Gamma(H_Q \rightarrow f) = |CKM|^2 \sum_i \tilde{c}_i^{(f)} \langle H_Q | O_i | H_Q \rangle, \quad (1.25)$$

où $|CKM|^2$ est la combinaison pertinente des éléments de la matrice CKM. Les coefficients $\tilde{c}_i^{(f)}$ sont appelés coefficients de Wilson [52]. Ils contiennent des puissances élevées de $\frac{1}{m_Q}$, qui multiplient les grandes puissances de Λ_{QCD} contenues dans les valeurs attendues des opérateurs O_i . Ces coefficients peuvent être calculés par la théorie des perturbations. Ainsi, la théorie HQE prédit $\Gamma(H_Q \rightarrow f)$ sous la forme d'une expansion en $\frac{\Lambda_{QCD}}{m_Q}$ et $\alpha_s(m_Q)$. La précision atteinte par les expériences actuelles, fait qu'il est nécessaire d'aller à l'ordre supérieur, c'est-à-dire d'inclure des corrections de l'ordre de $\alpha_s(m_Q)$ dans les coefficients $\tilde{c}_i^{(f)}$ lorsque les prédictions de HQE sont effectuées.

Toute la partie non-perturbative est déplacée vers les valeurs attendues $\langle H_Q | O_i | H_Q \rangle$ des opérateurs O_i . Ceux-ci peuvent être calculés en utilisant QCD sur réseau ou les règles de somme de QCD. Alternativement, ils peuvent être reliés à d'autres observables par le biais de HQE, comme cela est montré en détail dans la référence [49]. Dans la pratique, on peut se limiter aux premières puissances en $\frac{\Lambda_{QCD}}{m_Q}$, en considérant seulement les premiers

termes dans l'équation 1.25.

Pour les désintégrations semi-leptoniques et hadroniques, l'équation 1.25 peut être développée comme suit :

$$\begin{aligned} \Gamma(H_Q \rightarrow f) = & \frac{G_F^2 m_Q^5}{192\pi^3} |CKM|^2 [c_3^{(f)} \langle H_Q | \bar{Q}Q | H_Q \rangle + c_5^{(f)} \frac{\langle H_Q | \bar{Q}i\sigma GQ | H_Q \rangle}{m_Q^2} \\ & + \sum_i c_{6,i}^{(f)} \frac{\langle H_Q | (\bar{Q}\Gamma_i q)(\bar{q}\Gamma_i Q) | H_Q \rangle}{m_Q^3} + \mathcal{O}\left(\frac{\Lambda_{QCD}^4}{m_Q^4}\right)] \end{aligned} \quad (1.26)$$

où l'on a choisi d'écrire explicitement la dépendance des coefficients de Wilson en m_Q . En utilisant les équations du mouvement, on trouve que :

$$\bar{Q}Q = \bar{Q}\gamma_0 Q - \frac{\bar{Q}[(iD^2) - \frac{i}{2}\sigma G]Q}{2m_Q^2} + \dots \quad (1.27)$$

A partir de cette équation, prenant en compte que le terme $\bar{Q}\gamma_0 Q$ est un courant conservé, on conclut que :

$$\langle H_Q | \bar{Q}Q | H_Q \rangle = 1 + \mathcal{O}\left(\frac{\Lambda_{QCD}^2}{m_Q^2}\right). \quad (1.28)$$

La référence [49] évalue la valeur attendue d'autres observables. Par exemple, pour la valeur attendue de l'opérateur chromomagnétique qui rentre dans le développement des équations 1.27 et 1.26, on obtient :

$$\langle P_Q | \bar{Q}i\sigma GQ | P_Q \rangle \simeq \frac{3}{2}(M_{V_Q}^2 - M_{P_Q}^2), \quad (1.29)$$

où P_Q représente un méson B pseudo-scalaire, V_Q un méson vecteur. Néanmoins, certaines valeurs attendues ne peuvent pas être déterminées de cette façon. Actuellement, seule une différence entre les états baryons et mésons peut être estimée pour $\langle p_Q^2 \rangle_{H_Q} \equiv \langle H_Q | (iD)^2 | H_Q \rangle$:

$$\langle p_Q^2 \rangle_{\Lambda_{QCD}} - \langle p_Q^2 \rangle_{P_Q} \simeq \frac{2m_b m_c}{m_b - m_c} [(\langle M_B \rangle - M_{\Lambda_b}) - (\langle M_D \rangle - M_{\Lambda_c})], \quad (1.30)$$

où $\langle M_{B(D)} \rangle \equiv \frac{1}{4}(M_{B(D)} + 3M_{B^*(D^*)})$ est la masse du méson "moyennée sur le spin".

Les résultats actuels de HQE sont quelques peu limités en précision par certaines mesures expérimentales, comme c'est le cas pour le rapport des temps de vie des mésons B_u et B_d (cf tableau 1.2). Cependant, le développement en quarks lourds, même dans sa forme actuelle dessine un nombre important de conclusions qui sont en parfait accord avec les observations expérimentales :

- Plus le quark Q est léger, plus la variation en terme de temps de vie est grande parmi différents hadrons H_Q ce qui revient à dire que pour $m_Q \rightarrow \infty$, on retrouve le modèle spectateur pour lequel les temps de vie de tous les hadrons de saveur Q sont les mêmes.
- Les corrections non-perturbatives apparaissent seulement à l'ordre de Λ_{QCD}^2/m_Q^2 ce qui implique que les différences de temps de vie parmi les hadrons beaux sont de l'ordre de 5% à 10%.

Paramètres	Prédictions HQE	Données expérimentales
τ_{D^+}/τ_{D^0}	~ 2	2.55 ± 0.034
$\tau_{D_s^+}/\tau_{D^0}$	1.08 ± 0.04	1.125 ± 0.042
$\tau_{\Lambda_c^+}/\tau_{D^0}$	~ 0.5	0.489 ± 0.008
$\tau_{\Xi_c^+}/\tau_{\Lambda_c^+}$	~ 1.3	1.75 ± 0.36
$\tau_{\Xi_c^+}/\tau_{\Xi_c^0}$	~ 2.8	3.57 ± 0.91
$\tau_{\Xi_c^+}/\tau_{\Omega_c^0}$	~ 4	3.9 ± 1.7
τ_{B_u}/τ_{B_d}	1.053 ± 0.023	1.074 ± 0.014
τ_{B_s}/τ_{B_d}	1.00 ± 0.01	0.948 ± 0.038
$\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$	$(\frac{f_{B_s}}{245 \text{ MeV}})^2(0.12 \pm 0.04)$	$< 0.29@95\%C.L.$
$\tau_{\Lambda_b}/\tau_{B_d}$	0.90 ± 0.05	0.796 ± 0.054

TAB. 1.2 – Tableau présentant les prédictions de HQE versus les données expérimentales dans le secteur des quarks c et b .

- Etant donné que les champs de quarks légers (q) apparaissent seulement au niveau de Λ_{QCD}^3/m_Q^3 , le temps de vie de tous les mésons beaux sont pratiquement les mêmes jusqu'à cet ordre de corrections.

Le tableau 1.2, compilation des références [53, 54, 55, 56], compare certaines prédictions de HQE avec les données expérimentales. Il y a un accord quantitatif entre les prédictions et les données pour $Q = b$, et semi-quantitatif pour $Q = c$, car dans ce cas les corrections non perturbatives sont plus importante puisque Λ_{QCD}/m_c est supérieur à Λ_{QCD}/m_b . Un autre point fort de la théorie HQE est qu'elle constitue un excellent laboratoire dans lequel les effets de QCD peuvent être étudiés. Comme illustration, la prédiction de HQE pour le paramètre $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ est exprimée en fonction de la constante de désintégration du méson B_s , f_{B_s} , constante dont la détermination fait intervenir d'autres calculs de QCD et en particulier ceux discutés dans la section 1.5.2.

1.5 Le phénomène de mélange dans le système des mésons beaux neutres

Nous avons vu dans la section 1.3 que la matrice CKM est une matrice non-diagonale. Un des phénomènes intéressant, rendu possible par la présence de ces termes non diagonaux est celui du mélange dans le système des mésons beaux neutres que nous allons décrire dans cette partie.

La possibilité pour un méson neutre d'osciller entre particule et anti-particule a été proposée pour la première fois en 1955 par Gell-Mann et Pais dans le système des kaons neutres. Leur suggestion était basée sur l'observation de la non conservation de la saveur dans les désintégrations électrofaibles. Les nombreux travaux effectués dans ce domaine ont été à la base de ceux développés dans le système des mésons beaux neutres ³.

³Ce phénomène est inexistant chez les mésons beaux chargés en raison de la conservation de la charge électrique.

1.5.1 Mécanique quantique du mélange

Soit un méson beau neutre noté $|B_q^0\rangle$ dont la composition en quarks est $(\bar{b}q)$. Ici q désigne un quark s ou d , mais nous omettrons cet indice puisque la discussion générale que nous présentons dans cette section s'applique aussi bien au méson B_d qu'au B_s . En l'absence de l'interaction faible, on peut définir un hamiltonien \mathcal{H} , somme des hamiltoniens des interactions fortes et électromagnétiques, tel que les deux états B^0 et \bar{B}^0 soient états propres dégénérés de cet hamiltonien. Lorsque l'on rajoute le terme représentant l'interaction faible, l'hamiltonien n'est plus diagonal dans la base $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$ et les transitions entre ces deux états sont autorisées. Ce phénomène est connu comme le **mélange des mésons beaux neutres**. Les diagrammes de mélange à l'ordre le plus bas sont représentés sur la figure 1.5. A cause du processus de mélange, après un temps t , l'état

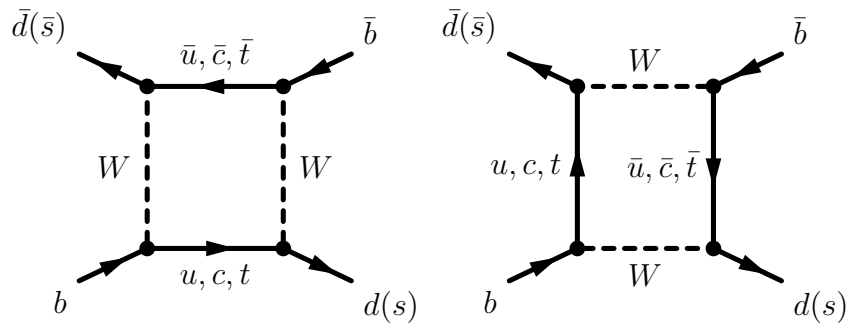


FIG. 1.5 – Diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas, représentant le mélange $B_{d,(s)}^0 - \bar{B}_{d,(s)}^0$ (appelés diagrammes en boîte). Les processus à l'intérieur des boucles sont dominés par le quark top parce que leurs amplitudes sont proportionnelles au carré de la masse du quark intervenant dans la boucle.

pur original évolue en une superposition quantique des deux états propres de saveur, $a(t)|B^0\rangle + b(t)|\bar{B}^0\rangle$. Dans l'approximation de Wigner-Weisskopf [57], l'évolution est gouvernée par l'équation de Schrodinger dépendante du temps :

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = (\mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma}) \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

L'Hamiltonien $\mathcal{H}_{eff} = \mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma}$, apparaissant dans l'équation 1.31 n'est pas hermitique sinon les mésons B^0 ne feraient qu'osciller et ne se désintégreraient pas. Les matrices \mathbf{M} et $\mathbf{\Gamma}$ sont des matrices hermitiques 2×2 . \mathbf{M} est la matrice de masse (on parle de partie dispersive). Les éléments diagonaux de cette matrice sont dominés par la masse des états $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$ et les éléments hors diagonaux représentent les transitions via des états intermédiaires virtuels. $\mathbf{\Gamma}$ est la matrice de désintégration (on parle de partie absorptive). Les éléments non diagonaux de cette matrice représentent les transitions via des états intermédiaires réels, vers lesquels les mésons B^0 et \bar{B}^0 peuvent se désintégrer. Cependant en raison du théorème CPT ⁴, on a $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$ et $M_{11} = M_{22} = M$, où l'indice 1 représente le B^0 et 2 le \bar{B}^0 . On peut alors écrire \mathcal{H}_{eff} de la façon suivante :

$$\mathcal{H}_{eff} = \begin{pmatrix} M & M_{12} \\ M_{12}^* & M \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma \end{pmatrix}. \quad (1.32)$$

⁴On supposera tout au long de ce mémoire la symétrie CPT vérifiée.

Les éléments de ces deux matrices peuvent être obtenus en calculant les amplitudes à l'aide des diagrammes de la figure 1.5.

Nous avons vu que matrice de masse et matrice de désintégration faisaient intervenir des états respectivement virtuels et réels. Les états physiques sont obtenus en diagonalisant l'hamiltonien effectif \mathcal{H}_{eff} de l'équation 1.31. La forme la plus générale des états propres de cet hamiltonien effectif est :

$$|B_{L,H}\rangle = p|B^0\rangle \pm q|\bar{B}^0\rangle, \quad |p|^2 + |q|^2 = 1. \quad (1.33)$$

Ces états sont appelés états propres de masse et on les étiquette de la façon suivante : L pour Light (léger) et H pour Heavy (lourd). La résolution de l'équation aux valeurs propres nous donne, en utilisant les notations de \mathbf{M} et $\mathbf{\Gamma}$ définies précédemment :

$$\lambda_{L,H} = \left(M - \frac{i}{2}\Gamma\right) \pm \frac{p}{q}\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right) \quad (1.34)$$

avec

$$\left|\frac{q}{p}\right|^2 = \left|\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\right|. \quad (1.35)$$

En intégrant l'équation 1.31, on montre que les états propres de masse évoluent dans le temps selon :

$$|B_{L,H}(t)\rangle = |B_{L,H}(0)\rangle e^{-i\lambda_{L,H}t} = |B_{L,H}(0)\rangle e^{-iM_{L,H}t - \frac{1}{2}\Gamma_{L,H}t}, \quad (1.36)$$

où :

$$M_{L,H} = \Re(\lambda_{L,H}), \quad \Gamma_{L,H} = -2\Im(\lambda_{L,H}). \quad (1.37)$$

La résolution de l'équation 1.33 pour $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$ et l'utilisation des équations 1.36 nous donne l'équation d'évolution dans le temps d'un état préparé à $t = 0$ comme $|B^0\rangle$ ou $|\bar{B}^0\rangle$:

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

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = g_+(t)|\bar{B}^0\rangle + \frac{p}{q}g_-(t)|B^0(t)\rangle, \quad (1.39)$$

dans laquelle

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2}(e^{-i\lambda_L t} \pm e^{-i\lambda_H t}). \quad (1.40)$$

Nous pouvons maintenant calculer la probabilité d'observer (via la désintégration) l'état initial changer de saveur ou non au temps t :

$$|\langle B^0|\bar{B}^0(t)\rangle|^2 = \left|\frac{q}{p}\right|^2 |g_-(t)|^2, \quad (1.41)$$

$$|\langle \bar{B}^0|B^0(t)\rangle|^2 = \left|\frac{p}{q}\right|^2 |g_-(t)|^2, \quad (1.42)$$

$$|\langle B^0|B^0(t)\rangle|^2 = |g_+(t)|^2, \quad (1.43)$$

$$|\langle \bar{B}^0|\bar{B}^0(t)\rangle|^2 = |g_+(t)|^2, \quad (1.44)$$

et où

$$|g_{\pm}(t)|^2 = \frac{1}{2}\left[\cosh\frac{\Delta\Gamma t}{2} \pm \cos(\Delta Mt)\right]e^{-\Gamma t}, \quad (1.45)$$

avec

$$\Delta M = M_H - M_L, \quad \Delta \Gamma = \Gamma_L - \Gamma_H. \quad (1.46)$$

De façon similaire, le taux de désintégration de $B^0(t)$ et $\bar{B}^0(t)$ dépendant du temps vers un état final spécifique f dépend à la fois de ΔM et $\Delta \Gamma$. Dans les mesures liées à la matrice CKM, la connaissance de ΔM et $\Delta \Gamma$ est souvent nécessaire pour relier l'asymétrie **CP** observée

$$A_{\mathbf{CP}}^{(f)}(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f)} \quad (1.47)$$

à la phase de violation de **CP** impliquée. ΔM et $\Delta \Gamma$ impliquent eux-mêmes des combinaisons des éléments CKM et pourraient être alors utilisés pour contraindre les triangles d'unitarité.

Dans la section suivante, nous présentons les résultats des calculs de ΔM et $\Delta \Gamma$ pour les systèmes du B_d^0 et du B_s^0 , quelques implications de ces calculs ainsi qu'une discussion sur l'état de l'art des mesures actuelles du mélange, pour terminer sur les futures mesures des usines à B .

1.5.2 Phénoménologie

La partie dispersive (masse) des diagrammes en boîte de la figure 1.5 est dominée par la contribution du quark top, tandis que la partie absorptive (temps de vie) est déterminée par les états intermédiaires réels qui correspondent aux produits de désintégration commun aux mésons B_q^0 et \bar{B}_q^0 . Le calcul de M_{12} et de Γ_{12} rendu possible par le fait que la masse des mésons B_q^0 est significativement en dehors de la région des résonances hadroniques [23, 58], donne le résultat suivant [59] :

$$M_{12} = \frac{G_F^2 m_W^2 \eta_{B_q} M_{B_q} f_{B_q}^2 B_{B_q}}{12\pi^2} S_0(m_t^2/m_W^2) (V_{tq}^* V_{tb})^2, \quad (1.48)$$

$$\Gamma_{12} = \frac{G_F^2 m_b^2 \eta'_{B_q} M_{B_q} f_{B_q}^2 B_{B_q}}{8\pi} [(V_{tq}^* V_{tb})^2 + V_{tq}^* V_{tb} V_{cq}^* V_{cb} \mathcal{O}(\frac{m_c^2}{m_b^2}) + (V_{cq}^* V_{cb})^2 \mathcal{O}(\frac{m_c^4}{m_b^4})], \quad (1.49)$$

où f_{B_q} et B_{B_q} sont respectivement la constante de désintégration faible et le paramètre de sac ; $S_0(x)$ est la fonction de Inami-Lim qui peut être correctement approximée par $0.784 x^{0.76}$; η_{B_q} et η'_{B_q} sont des corrections QCD de l'ordre de l'unité.

Les deux équations ci-dessus ne peuvent pas être utilisées pour une estimation quantitative fiable de ces paramètres étant donné l'incertitude actuelle sur le calcul de $f_{B_q}^2 B_{B_q}$. Néanmoins, si l'on fait le rapport de ces deux quantités, Γ_{12}/M_{12} , les incertitudes s'annulent et nous pouvons conclure avec une bonne approximation que :

$$\left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right| \simeq \frac{3\pi}{2} \frac{m_b^2}{m_W^2} \frac{1}{S_0(m_t^2/m_W^2)} \sim \mathcal{O}\left(\frac{m_b^2}{m_t^2}\right) \quad (1.50)$$

et

$$\Phi_{12} \equiv \arg\left(-\frac{M_{12}}{\Gamma_{12}}\right) \sim \mathcal{O}\left(\frac{m_c^2}{m_b^2}\right). \quad (1.51)$$

On peut utiliser les équations 1.50 et 1.51 ainsi que le fait que le rapport $|\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}|$ est petit pour faire un développement en puissance de $\frac{q}{p}$ (équation 1.35) et des valeurs propres

(équation 1.34) pour obtenir :

$$\frac{q}{p} = -e^{-i\Phi_M} \left[1 - \frac{1}{2} \left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right| \sin \Phi_{12} \right] + \mathcal{O} \left(\left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right|^2 \right), \quad (1.52)$$

$$\Delta M = 2|M_{12}| \left[1 + \mathcal{O} \left(\left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right|^2 \right) \right], \quad (1.53)$$

$$\Delta \Gamma = 2|\Gamma_{12}| \cos \Phi_{12} \left[1 + \mathcal{O} \left(\left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right|^2 \right) \right], \quad (1.54)$$

où $\Phi_M \equiv \arg(M_{12})$.

A ce stade, on peut faire les remarques suivantes :

- $|\frac{q}{p}| = 1$ est une bonne approximation. En effet, la référence [60] estime la quantité $1 - |\frac{q}{p}|^2 \sim \mathcal{O}(10^{-3})$ pour le système des mésons B_d et de l'ordre de 10^{-4} pour celui des B_s . Si $\Delta \Gamma$ peut être négligé (approximation justifiée pour le système $B_d - \bar{B}_d$), les équations 1.41 à 1.45 se simplifient de la façon suivante :

$$| \langle B^0 | \bar{B}^0(t) \rangle |^2 = | \langle \bar{B}^0 | B^0(t) \rangle |^2 = \frac{1}{2} [1 - \cos(\Delta M t)] e^{-\Gamma t}, \quad (1.55)$$

$$| \langle B^0 | B^0(t) \rangle |^2 = | \langle \bar{B}^0 | \bar{B}^0(t) \rangle |^2 = \frac{1}{2} [1 + \cos(\Delta M t)] e^{-\Gamma t}. \quad (1.56)$$

- Avec une bonne précision, on peut écrire

$$\Delta M = 2|M_{12}|, \quad \Delta \Gamma = 2|\Gamma_{12}| \cos \Phi_{12} \simeq 2|\Gamma_{12}|, \quad (1.57)$$

où les termes de droite sont donnés par 1.48 et 1.49. Dans l'expression de $\Delta \Gamma$, nous avons négligé la différence entre $\cos \Phi_{12}$ et l'unité qui, dans le Modèle Standard, est de l'ordre de $m_c^4/m_b^4 \sim 0.007$. Ces équations montrent que ΔM et $\Delta \Gamma$ sont des quantités positives dans le Modèle Standard avec les hypothèses utilisées.

- En utilisant les équations 1.48 et 1.52 avec les résultat de la section 1.3.2, on trouve avec une bonne approximation :

- Pour le B_d , $\frac{q}{p} = -e^{-2i\beta}$.
- Pour le B_s , $\frac{q}{p} = -1$, ce qui signifie que les états propres de masse sont pratiquement des états propres de **CP** [61, 62] :

$$CP|B_s^L \rangle = +|B_s^L \rangle, \quad CP|B_s^H \rangle = -|B_s^H \rangle. \quad (1.58)$$

Dans la plupart des cas, il est utile de considérer les quantités sans dimension $x \equiv \Delta M/\Gamma$ et $2y \equiv \Delta \Gamma/\Gamma$, où la largeur moyenne $\Gamma \equiv (\Gamma_L + \Gamma_H)/2$, est choisie comme normalisation. Dans le système $B_d - \bar{B}_d$ le paramètre x a été mesurée précisément [23] :

$$x_d = 0.772 \pm 0.013. \quad (1.59)$$

La largeur de désintégration relative est attendue petite dans ce système, $(3.0 \pm 1.2) \times 10^{-3}$ [63] et une mesure récente donne [64] :

$$\frac{\Delta \Gamma_d}{\Gamma_d} = -0.008 \pm 0.037(stat) \pm 0.018(syst), \quad (1.60)$$

valeur compatible avec les prédictions du Modèle Standard.

Le système $B_s - \bar{B}_s$ était encore jusqu'à cette année un territoire vierge de toute mesure puisque seulement des bornes inférieures ou supérieures existent à partir des études expérimentales :

$$x_s > 20.0(95\%C.L.), \quad (1.61)$$

$$\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} < 0.29(95\%C.L.). \quad (1.62)$$

Avec ΔM_d précisément connu, la mesure de ΔM_s devient très importante. En effet, dans le rapport $\Delta M_d/\Delta M_s$, qui peut être construit avec les équations 1.57 et 1.48, les plus grandes incertitudes hadroniques s'annulent, permettant d'extraire proprement l'amplitude du rapport des éléments CKM $|V_{td}/V_{ts}|$, contraignant ainsi un des côtés du triangle d'unitarité.

La mesure de ΔM_s peut potentiellement être réalisée de façon similaire à celle de ΔM_d en mesurant la fréquence des oscillations de saveur dans la désintégration du méson B_s , gouvernée par les équations 1.41-1.44. Une telle approche nécessite d'une part, une excellente résolution sur la longueur propre de désintégration et d'autre part un excellent étiquetage de la saveur. Une mesure récente de l'expérience CDF donne [48] :

$$\Delta M_s = (17.31_{-0.18}^{+0.33}(stat) \pm 0.07(syst)) ps^{-1}. \quad (1.63)$$

A cause de la proportionnalité entre ΔM et $\Delta\Gamma$ provenant des équations 1.48 et 1.49, la largeur relative de désintégration dans le système $B_s - \bar{B}_s$ est attendue plus importante que dans le système du B_d . $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ s'avère être assez grand pour être mesuré avec une précision expérimentale significative. Les estimations théoriques actuelles préfèrent l'intervalle 0.12 ± 0.05 [55, 65].

1.6 Etat de l'art et considérations sur $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$

Dans cette section, nous faisons une brève revue des méthodes d'extraction de ce paramètre. Afin de situer le résultat obtenu dans le panorama des mesures expérimentales, nous présenterons l'état de l'art des mesures existantes pour ce paramètre.

1.6.1 Méthodes d'extraction du paramètre $\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s}$

Comme le système des kaons, le système des mésons beaux neutres contient une composante courte et longue, puisque les états propres légers (Light) et lourds (Heavy), B_L et B_H , se différencient non seulement par leur masse mais également par leur largeur avec $\Delta\Gamma = \Gamma_L - \Gamma_H$. Dans le système du B_s^0 , $\Delta\Gamma_s$ peut être particulièrement grand. La prédiction théorique actuelle pour la différence relative des largeurs de désintégration dans le Modèle Standard est : $\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} = 0.12 \pm 0.05$ [110], où $\Gamma_s = (\Gamma_L + \Gamma_H)/2$. Les mesures spécifiques de $\Delta\Gamma_s$ et Γ_s sont expliquées par la suite.

Négligeant la violation de **CP** dans le mélange $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, qui est attendue être faible [55], les états propres de masse du B_s^0 sont aussi états propres de **CP**. Dans le Modèle Standard en supposant qu'il n'y a pas de violation de **CP** dans le système des B_s^0 , Γ_L est la largeur de l'état **CP** pair et Γ_H est la largeur de l'état **CP** impair. Les

états finals peuvent être décomposés en un mélange de composantes paires et impaires, chacune possédant un temps de vie différent.

Des informations sur $\Delta\Gamma_s$ peuvent être obtenues en étudiant la distribution en temps propre d'un lot de données non étiquetées enrichies en mésons B_s^0 [111]. Dans le cas d'une sélection inclusive de mésons B_s^0 ou d'une sélection de désintégrations semi-leptoniques, les deux composantes (courte et longue) sont présentes et la distribution en temps propre est alors une superposition de deux exponentielles avec des constantes de désintégration $\Gamma_s \pm \Delta\Gamma_s/2$. En effet, les désintégrations semi-leptoniques sont spécifiques de saveur ce qui implique que la désintégration d'un B_s^0 produit un l^+ et celle d'un \bar{B}_s^0 produit un l^- . Conjointement, les composantes paires et impaires du B_s^0 (B_s^L et B_s^H respectivement) contiennent les états propres de saveur B_s et \bar{B}_s en quantité égale. La combinaison des deux points ci-dessus signifie simplement que la largeur des désintégrations semi-leptoniques est la même pour les deux composantes (paire et impaire) : $\Gamma_L^{sl} = \Gamma_H^{sl}$. Toutefois, les rapports de branchements semi-leptoniques, Γ_L^{sl}/Γ_L et Γ_H^{sl}/Γ_H , sont différents étant donné que les largeurs sont différentes, $\Gamma_L \neq \Gamma_H$. Cette différence dans les rapports de branchement signifie qu'il existe une proportion non égale des états propres de masse lourds et légers dans le lot de désintégrations semi-leptoniques. Supposons que l'on produise un nombre égal d'état B_s^L et B_s^H . Le nombre de désintégrations d'état B_s^L est proportionnel à $1/\Gamma_L$ et le nombre de désintégrations B_s^H est lui proportionnel à $1/\Gamma_H$. Fondamentalement, le nombre de désintégrations de l'état B_s^L est moindre du fait des canaux de désintégrations supplémentaires existant pour la composante paire. En terme de rapport, il y a :

$$\frac{1/\Gamma_L}{1/\Gamma_L + 1/\Gamma_H} = \frac{\Gamma_H}{2\Gamma_s} \quad (1.64)$$

désintégrations de la composante paire et

$$\frac{1/\Gamma_H}{1/\Gamma_L + 1/\Gamma_H} = \frac{\Gamma_L}{2\Gamma_s} \quad (1.65)$$

désintégrations de la composante impaire. Appliquer à un lot de désintégrations semi-leptoniques avec un ajustement du temps de vie par une simple exponentielle permet d'exprimer le temps de vie semi-leptonique comme :

$$\tau_{B_s^{sl}} = \frac{\Gamma_H}{2\Gamma_s} \tau_L + \frac{\Gamma_L}{2\Gamma_s} \tau_H = \frac{1}{\Gamma_s} \frac{1 + \frac{1}{4} \frac{\Delta\Gamma_s^2}{\Gamma_s^2}}{1 - \frac{1}{4} \frac{\Delta\Gamma_s^2}{\Gamma_s^2}}. \quad (1.66)$$

En considérant, d'une part, $\Gamma_s = \Gamma_d$ à partir de l'équation $|\frac{\Gamma_s}{\Gamma_d} - 1| < 1\%$ et d'autre part, une valeur mesurée de $\tau_{B_s^{sl}}$, on peut extraire $\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s}$ de l'équation 1.66. Toutefois, notons ici que la valeur centrale actuelle de τ_{B_d} et $\tau_{B_s^{sl}}$ est en désaccord avec la condition $\tau_{B_s^{sl}} \gg \tau_{B_d}$ impliquée par l'équation 1.66. On retrouve cette observation dans la référence [111]. En principe, cela donne une sensibilité à la fois à Γ_s et à $(\Delta\Gamma_s/\Gamma_s)^2$. Si l'on ignore $\Delta\Gamma_s$ et que l'on ajuste la distribution en temps propre par une seule exponentielle, on peut estimer Γ_s avec biais relatif qui sera proportionnel à $(\Delta\Gamma_s/\Gamma_s)^2$.

Une approche alternative, qui est directement sensible au premier ordre à $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$, est de déterminer le temps de vie des candidats B_s^0 se désintégrant en un état propre de CP. Des mesures existent pour $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ [115, 117, 118] et pour $B_s^0 \rightarrow D_s^{(*)+} D_s^{(*)-}$ [113],

qui sont principalement des états propres de CP paire. [62]. De plus, de récentes analyses angulaires dépendantes du temps pour le canal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$, permettent d'extraire simultanément $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ ainsi que les amplitudes CP paires et CP impaires [119, 120].

Une estimation de $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ a également été directement obtenue à partir de la mesure du rapport de branchement du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^{(*)+} D_s^{(*)-}$ [113], en faisant l'hypothèse que ces désintégrations expliquent tous les états finals propres de CP pair.

1.6.2 Etat de l'art de $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$

Après avoir exposé les différentes méthodes d'extraction possible du paramètre $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$, nous faisons une brève revue des mesures expérimentales existantes.

Les résultats des mesures concernant $\Delta\Gamma_s$ sont résumés dans le tableau 1.3. Il y a une

Expérience	Méthode	$\Delta\Gamma_s/\Delta\Gamma_s$	Références
L3	temps de vie inclusif du quark b	< 0.67	[112]
DELPHI	$\bar{B}_s \rightarrow D_s^+ l^- \bar{\nu}_l X$	< 0.46	[116]
ALEPH	$B_s^0 \rightarrow \phi\phi X, \mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_s^{(*)+} D_s^{(*)-})$	$0.26^{+0.30}_{-0.15}$	[113]
ALEPH	$B_s^0 \rightarrow \phi\phi X$, temps de vie	$0.45^{+0.80}_{-0.49}$	[113]
DELPHI	$\bar{B}_s \rightarrow D_s^+$ hadron, temps de vie	< 0.69	[116]
CDF1	$B_s^0 \rightarrow J/\Psi\phi$, temps de vie	$0.33^{+0.45}_{-0.42}$	[115]
CDF2	$B_s^0 \rightarrow J/\Psi\phi$, analyse angulaire dépendante du temps	$0.65^{+0.25}_{-0.33} \pm 0.01$	[120]
D0	$B_s^0 \rightarrow J/\Psi\phi$, analyse angulaire dépendante du temps	$0.24^{+0.28+0.03}_{-0.38-0.04}$	[119]

TAB. 1.3 – Contraintes expérimentales sur $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$. La limite supérieure, obtenue par le groupe HFAG, est donnée à 95% de niveau de confiance.

corrélation significative entre $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ et $1/\Gamma_s$. Dans le but de combiner ces mesures, la fonction de maximum de vraisemblance à deux dimensions de chaque mesures est sommée et le tout est normalisé par rapport au minimum de la fonction. On détermine alors le contour à 1σ et 95% de niveau de confiance. Le résultat de la combinaison des mesures est montré comme le contour à 1σ labellé direct sur les deux distributions de la figure 1.6 Les résultats numériques de la combinaison des valeurs du tableau 1.3 sont :

$$\begin{aligned} \Delta\Gamma_s/\Gamma_s &\in [+0.01, +0.59] @ 95\% \text{ CL}, \\ \Delta\Gamma_s/\Gamma_s &= 0.35^{+0.12}_{-0.16}, \\ \Delta\Gamma_s &= 0.25^{+0.09}_{-0.11} \text{ ps}^{-1}, \\ 1/\Gamma_s &= 1.42 \pm 0.06 \text{ ps}. \end{aligned}$$

Les mesures de temps de vie spécifiques de saveur correspondent à un mélange égal d'états **CP** pair et **CP** impair.

En utilisant la moyenne mondiale du temps de vie des désintégrations spécifiques de saveur, nous obtenons le contour à 1σ bleu de la figure 1.6.

Lorsque les mesures spécifiques de saveur sont combinées avec les mesures du tableau 1.3, nous obtenons la région grisée de la figure 1.6 accompagnée des valeurs numériques suivantes :

$$\Delta\Gamma_s/\Gamma_s \in [+0.01, +0.57] @ 95\% \text{ CL},$$

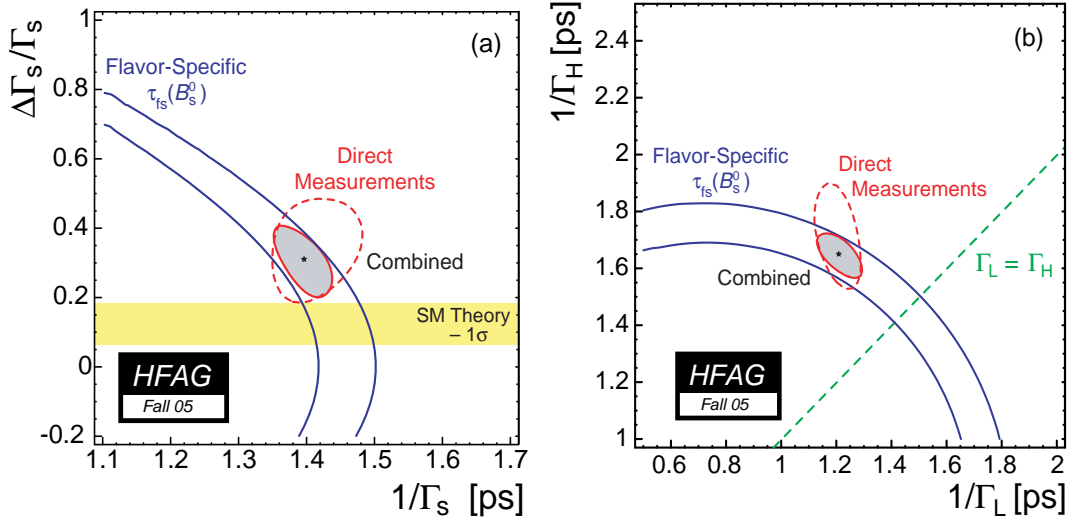


FIG. 1.6 – Combinaison des résultats de $\Delta\Gamma_s$ avec un contour à 1σ montré pour (a) $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ en fonction de $1/\Gamma_s$ et (b) $1/\Gamma_H$ en fonction de $1/\Gamma_L$. Les contours labellés “direct” sont le résultat de la combinaison des mesures du tableau 1.3, les bandes bleues sont les contours à 1σ dues à la moyenne mondiale des mesures spécifiques de saveur et les régions grisées sont la combinaison des deux. Dans (b) la diagonale en pointillé indique $\Gamma_L = \Gamma_H$ c’est-à-dire où $\Delta\Gamma_s = 0$.

$$\begin{aligned}\Delta\Gamma_s/\Gamma_s &= 0.31^{+0.10}_{-0.11}, \\ \Delta\Gamma_s &= 0.22 \pm 0.08 \text{ ps}^{-1}, \\ 1/\Gamma_s &= 1.396^{0.044}_{-0.046} \text{ ps}.\end{aligned}$$

Ces résultats peuvent alors être comparés avec la prédiction théorique : $\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} = 0.12 \pm 0.05$.

Chapitre 2

Le collisionneur LHC et l'expérience LHCb

2.1 Le grand collisionneur de hadron (LHC)

2.1.1 Caractéristiques générales

Le LHC est un collisionneur proton-proton situé au laboratoire européen de physique des particules (CERN) à Genève. Il est actuellement en cours d'installation dans le tunnel de 27 km de circonférence occupé jusqu'en 2000 par le collisionneur LEP (Large Electron Positron). Ce dernier a permis de tester le modèle standard électrofaible et de mesurer ses paramètres avec une grande précision ouvrant ainsi la voie vers la découverte d'une nouvelle physique. Mais le LEP est resté limité en énergie avec 208 GeV atteint en 2000 et en luminosité, alors qu'une éventuelle physique au delà du Modèle Standard pourrait se manifester à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV. Il était donc naturel de ne pas s'arrêter là et de construire un accélérateur capable d'atteindre de telles énergies avec une grande luminosité. Les faisceaux de protons du LHC ont une énergie nominale de 7 TeV, produisant une énergie de réaction dans le centre de masse de 14 TeV. Pour atteindre une telle énergie, une montée progressive est nécessaire. Ceci est réalisé par une succession d'accélérateurs. La figure 2.1 présente le complexe accélérateur du LHC. Tout d'abord, les faisceaux de protons sont accélérés grâce au LINAC jusqu'à une énergie de 50 MeV. Les deux faisceaux de protons sont alors injectés dans le Booster qui fait passer cette énergie à 1.4 GeV. Le PS (Proton Synchrotron) poursuit cette ascension jusqu'à une énergie de 26 GeV avant leur injection dans le SPS (Super Proton Synchrotron) où ils atteignent une énergie de 450 GeV. Finalement, ils sont injectés dans le LHC pour atteindre l'énergie nominale de 7 TeV par faisceau. Ces valeurs d'énergies sont possibles grâce à la taille du dispositif (la courbure de l'anneau) et aux champs magnétiques gigantesques de la machine. La section efficace de production d'un boson de Higgs avec une masse comprise entre 114 et 219 GeV/c² (ce sont les limites actuelles à 95% de degré de confiance combinant les résultats des recherches directes et indirectes [66]) augmente rapidement avec \sqrt{s} mais n'excède cependant pas quelques dizaines de femto-barns à l'énergie du LHC. C'est pourquoi une grande luminosité est nécessaire. Celle-ci a été fixée à 10^{34} cm⁻² s⁻¹ et ne sera atteinte qu'après une à quatre années de fonctionnement.

Cinq expériences sont réparties le long de la circonférence de l'anneau. Les expériences ATLAS [67] et CMS [68] situées respectivement aux points d'interaction 1 et 5, sont deux

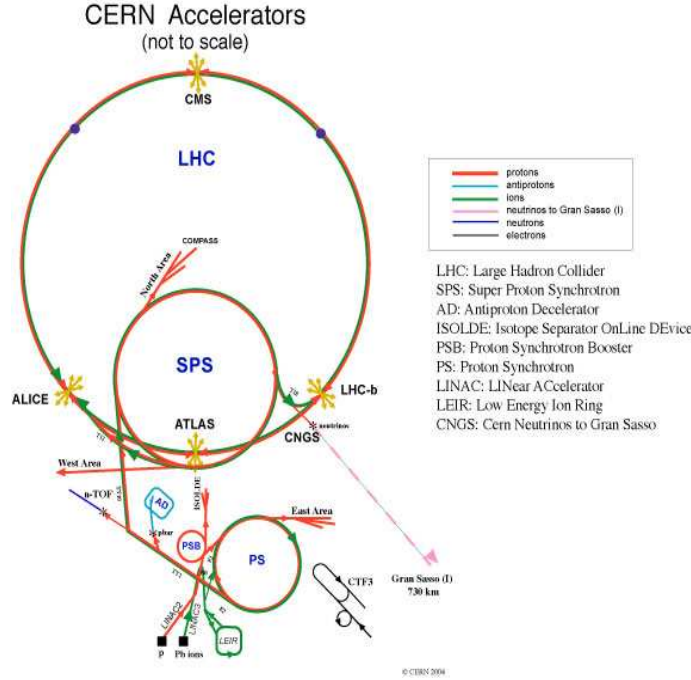


FIG. 2.1 – Le complexe accélérateurs du LHC permettant d’atteindre une énergie, dans le centre de masse, de 14 TeV.

détecteurs centraux (4π) généralistes. Leurs principaux objectifs sont la recherche du boson de Higgs ainsi que la mise en évidence de particule supersymétriques. Elles utiliseront pleinement le potentiel du complexe LHC en fonctionnant à la luminosité nominale. L’expérience ALICE [69, 70] située au point d’interaction numéro 2, utilise l’aimant de l’expérience L3 et est dédiée à la recherche et à l’étude du plasma de quarks et de gluons dans les collisions d’ions lourds. L’expérience LHCb, cadre de cette thèse et qui sera discutée plus en détails dans la prochaine section, est dédiée à l’étude de la violation de la symétrie **CP** dans le système des mésons beaux. Enfin, TOTEM [71, 72] mesurera la section efficace totale des collisions protons-protons au LHC, paramètre essentiel pour les autres expériences.

2.1.2 La luminosité

Pour un point d’interaction donné, la luminosité s’exprime par :

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 k_b f \gamma F}{4\pi\beta^*\epsilon}, \quad (2.1)$$

où N_i ($i = 1,2$) est le nombre de protons par paquet, k_b est le nombre de croisements en un tour de machine de paquets au point d’interaction considéré, f la fréquence de révolution et $\gamma = E_p/m_p$ est le facteur de Lorentz. L’emittance ϵ mesure la petitesse du faisceau et la fonction β^* la capacité des aimants à concentrer le faisceau en un point d’interaction. Enfin F est un facteur qui rend compte de l’angle de croisement des deux faisceaux [73]. Le tableau 2.1 résume les paramètres utilisés pour atteindre la luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ qui sera accessible aux expériences ATLAS et CMS. Cependant, l’expérience

Paramètres	Valeurs
N_1, N_2	$1.05 \cdot 10^{11}$
k_b	2835
f [Hz]	11245.5
γ	7460.6
ϵ [μ mrad]	3.75
β^* [m]	0.5

TAB. 2.1 – Jeu de paramètre utilisés pour obtenir la luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

LHCb fonctionnera à une luminosité réduite de $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en ajustant le paramètre β^* . En effet, pour mesurer précisément le temps de vie des mésons beaux, les coordonnées du vertex primaire doivent être déterminées avec la meilleure précision possible. Aux luminosités nominales d'ATLAS ou CMS, le nombre d'interactions par collision est tel qu'il interdit la reconstruction du vertex primaire d'intérêt. La figure 2.2, obtenue

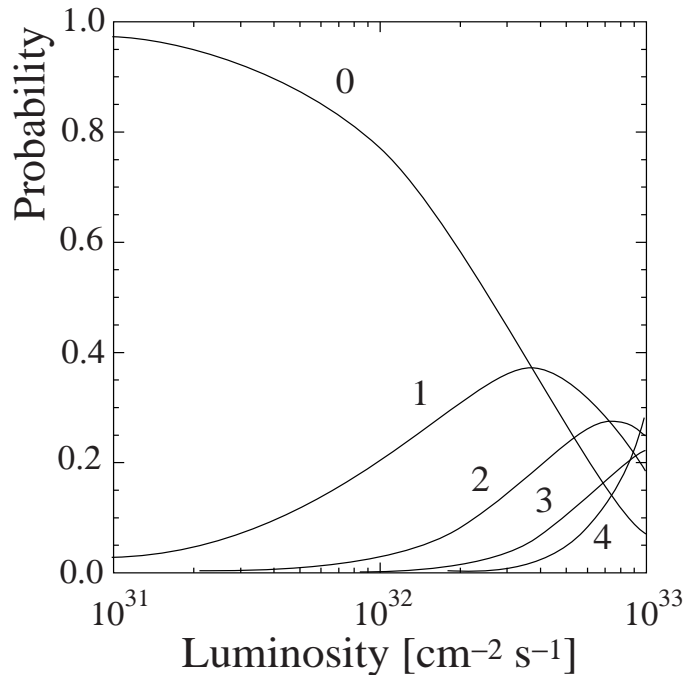


FIG. 2.2 – Probabilité du nombre d'interactions possible par croisement de paquets proton-proton en fonction de la luminosité.

nue en supposant une section efficace de collision proton-proton inélastique de 80 mb montre que la probabilité d'avoir une seule interaction est maximale pour une luminosité de $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Cependant, à cette luminosité le nombre d'interactions multiples augmente et le compromis retenu pour l'expérience LHCb est de fonctionner à une luminosité de $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour laquelle les problèmes liés aux radiations sont réduits. Néanmoins, des études ont été conduites pour évaluer la possibilité de fonctionner à une luminosité supérieure.

2.1.3 La structure des paquets de protons

Pour atteindre cette luminosité, on utilise un grand nombre de paquets de protons très denses. La densité prévue est d'environ 10^{11} protons par paquet. Pour cette valeur, des perturbations dues au croisement de paquets de protons apparaissent et la densité ne peut être augmentée au-delà d'une certaine limite des interactions faisceau-faisceau si l'on veut conserver un temps de vie de faisceau suffisamment long. Un système radio-fréquence accélère les faisceaux de protons en leur appliquant des impulsions répétées à une fréquence de 400 MHz qui leur confère cette structure en paquets. Cependant, un paquet sur 10 est utilisé et cela correspond à une distance minimale entre paquets de 7 mètres (ou 25 ns) et un nombre total de 3564 paquets de protons le long de la circonférence de l'anneau. Par ailleurs, les protons à l'intérieur d'un paquet se distribuent sur une dizaine de centimètres. La fréquence moyenne de croisement correspondante est de 40 MHz. La structure des croisements de paquets décrite dans la référence [74], fait apparaître des paquets vides. En effet, ces derniers apparaissent à cause d'un rapport non entier des fréquences de révolution du PS, SPS et LHC. Ceci conduit à un nombre de croisements de paquets non vides de 2835. Pour l'expérience LHCb, seulement 73.6% du nombre total de paquets sont attendus avec une interaction, soit 2622 croisements de paquets non vides pour LHCb. Ce qui donne une fréquence effective de croisement de 30 MHz.

2.1.4 Mécanisme de production des hadrons beaux

La luminosité maximale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ne sera pas atteinte immédiatement. Le calcul de la section efficace de production des hadrons beaux fait intervenir des termes non-perturbatifs dont le contrôle est délicat en l'absence de données expérimentales. Elle est ainsi estimée comme appartenant à l'intervalle $[175;950] \mu\text{b}$. Dans la suite de cette thèse, nous retiendrons comme valeur moyenne de la section efficace de production d'une paire $b\bar{b}$ celle admise pour les études de performance reportées dans [75], soit $500 \mu\text{b}$. L'estimation de la section efficace $c\bar{c}$ est basée sur les prédictions de PYTHIA qui prévoit un rapport des sections efficaces $\sigma_{c\bar{c}}/\sigma_{b\bar{b}} \approx 3$.

Le mécanisme dominant de production d'une paire $b\bar{b}$ dans les collisions de protons est la fusion de gluons rayonnés par les quarks constituant les protons [76]. A titre d'exemple, les classes de diagrammes dont le poids apparaît dominant dans le cadre des collisions du LHC sont illustrées sur la figure 2.3, sachant que l'on dispose d'une connaissance peu précise de la constante de couplage aux énergies impliquées. Le désaccord avec les données expérimentales disponibles (TeVatron) suggère que le traitement à ce niveau de troncature n'est pas optimal et que les corrections radiatives doivent davantage être maîtrisées.

Ce mécanisme de fusion conduit à une distribution en rapidité approximativement plate et donc à une distribution angulaire piquée aux petits angles polaires par rapport à l'axe de collision initial. La figure 2.4 illustre cette production de quarks beaux aux faibles valeurs d'ouverture angulaire et montre également que la direction des deux hadrons beaux est très corrélée au LHC. Par conséquent une expérience dédiée à la physique du quark b se doit de couvrir les faibles angles polaires.

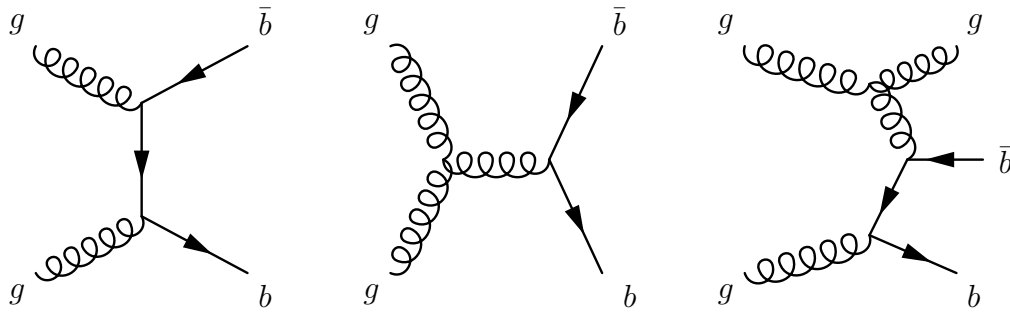


FIG. 2.3 – Exemples de processus gouvernant la production de paires $b\bar{b}$ aux ordres $O(\alpha_s^2)$ et $O(\alpha_s^3)$. En allant de la gauche vers la droite, trois topologies sont distinguées à savoir fusion de gluons, clivage de gluons et excitation de saveur.

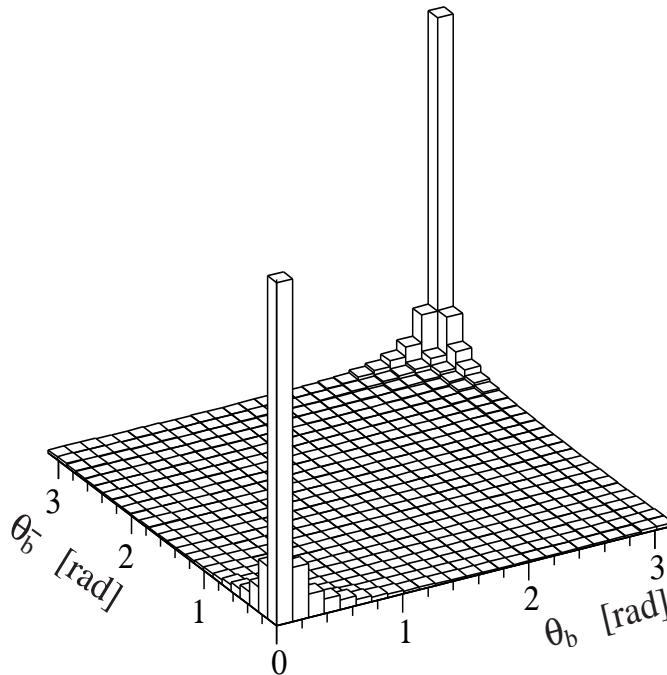


FIG. 2.4 – Distribution angulaire des paires $b\bar{b}$ dans les collisions $p-p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Cette figure a été obtenue avec le générateur PYTHIA.

2.2 Un détecteur pour la physique du b : LHCb

Au vu des contraintes imposées par la figure 2.4, le détecteur LHCb, représenté sur la figure 2.5, est un spectromètre à un seul bras dirigé vers l'avant, dédié à l'étude de la violation de \mathbf{CP} et autres phénomènes rares dans les désintégrations des particules belles. Ces principales caractéristiques sont :

- une identification de particules précise, en particulier une bonne séparation K/π , qui rend possible l'étude d'un grand nombre d'états finals,
- une bonne résolution du détecteur de vertex permettant une reconstruction des vertex secondaires et une mesure précise du temps propre,

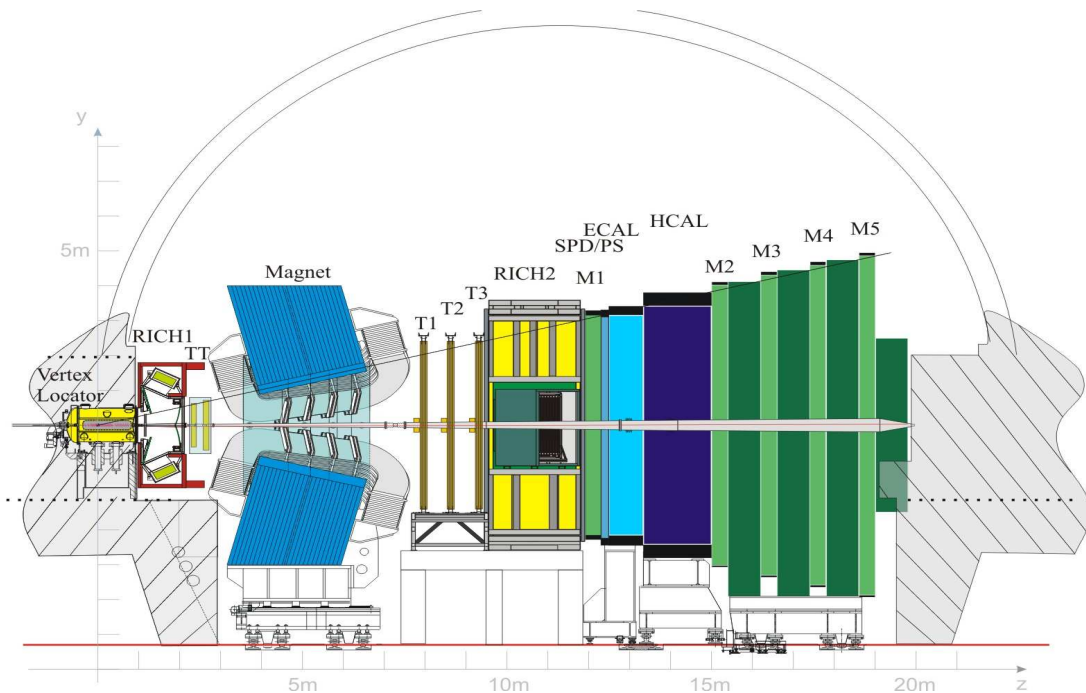


FIG. 2.5 – *Vue de côté du détecteur LHCb.*

- un système de déclenchement polyvalent incluant notamment un déclenchement sur les hadrons permettant de sélectionner les désintégrations hadroniques du b et un déclenchement sur la topologie du vertex optimisé pour les désintégration des mésons beaux.

L'ensemble des figures de ce chapitre sont tirées de la référence [75]. Comme l'on souhaite étudier les désintégrations à faible et grande multiplicité, le détecteur doit être sensible à une vaste gamme d'impulsion. La valeur supérieure est fixée à environ 100 GeV/c, valeur qui n'est jamais atteinte par les produits de désintégration des mésons beaux. La limite basse de 1 GeV/c est imposée par l'algorithme de recherche des traces.

L'acceptance du détecteur s'étend en pseudo rapidité de 1.9 à 4.9, ce qui correspond respectivement à une couverture angulaire de 300 mrad à 10 mrad dans le plan horizontal.

La difficulté majeure d'une expérience recherchant les phénomènes rares repose sur la conception de son système de déclenchement. Les événements contenant un méson beau peuvent être distingués des autres interactions proton-proton par la présence de traces ayant une grande impulsion transverse par rapport à l'axe du faisceau, et la présence de vertex secondaires détachés. La conception de la plupart des sous-détecteurs est dictée par des considérations liées à ce système de déclenchement.

Comme a déjà été souligné, la luminosité instantanée réduite au point d'interaction de LHCb sera de $2.10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ de façon à limiter le niveau considérable de bruit de fond, d'une part, et à faciliter la recherche de vertex primaires et secondaires d'autre part. L'information portant sur les temps de vie sera aussi plus facile à extraire.

Un des avantages de l'expérience LHCb par rapport à celles fonctionnant au seuil du $\Upsilon(4S)$ est la diversité des hadrons beaux produits. Le tableau 2.6 donne la liste des hadrons beaux accessibles à l'expérience LHCb ainsi que leurs propriétés principales. Les

fractions $b \rightarrow X_b$ données proviennent principalement des résultats du LEP et du Tevatron sachant que la détermination de ces valeurs au LHC s'affinera avec l'arrivée des données.

Hadron X_b	Fraction $b \rightarrow X_b$	Masse (MeV/c ²)	Temps de vie (10 ¹² s)
B_u^+ (ub)	0.397 ± 0.010	5279.0 ± 0.5	1.671 ± 0.018
B_d^0 (db)	0.397 ± 0.010	5279.4 ± 0.5	1.536 ± 0.014
B_s^0 (sb)	0.107 ± 0.011	5369.6 ± 0.5	1.461 ± 0.057
Λ_b^0 (udb) + baryons	0.099 ± 0.017	5624 ± 9	1.229 ± 0.08
B_c^+ (cb)	≈ 0.0005	6400 ± 400	0.46 ± 0.18

FIG. 2.6 – *Caractéristiques des principaux hadrons beaux produits au LHC.*

L'ensemble des spécificités de la physique du b a été prise en compte pour la conception du détecteur montré sur la figure 2.5. Aussi, en partant du point d'interaction, nous avons : le détecteur de vertex (VELO), un premier détecteur à effet Cherenkov (RICH1), un trajectographe composé d'un aimant et de 4 stations, un second détecteur à effet Cherenkov (RICH2), un calorimètre électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL), et un détecteur de muons. En amont de la partie calorimétrique, on trouve le détecteur de pied de gerbe qui fera l'objet d'une description détaillée dans le prochain chapitre.

2.2.1 Le détecteur de vertex

Les vertex secondaires déplacés étant la signature expérimentale première des désintégrations des hadrons beaux, leur reconstruction est une tâche fondamentale pour l'expérience LHCb. Cette reconstruction est assurée par le détecteur de vertex VELO [75, 77] (V_ERTex L_OCator) dont l'emplacement, à l'intérieur du spectromètre LHCb, est montré sur la figure 2.5. Le VELO fournit des informations précises sur les particules chargées proches du point d'interaction. Sa segmentation fine permet d'une part, une reconstruction précise du vertex de production (primaire) et d'autre part, une recherche des vertex secondaires déplacés. Comme c'est le seul détecteur entourant le point d'interaction, il permet également d'avoir des informations sur le côté opposé de l'événement aidant à la dissociation des événements contenant des vertex primaires multiples. Le VELO est également utilisé pour le système de déclenchement de niveau 1 (section 2.2.6) qui enrichit l'échantillon sélectionné en événements beaux par la recherche de traces à grand paramètre d'impact par rapport au vertex primaire.

Il est composé d'une succession de 21 stations de détection de forme circulaire réparties sur 1 mètre perpendiculairement à l'axe du faisceau comme l'indique la figure 2.7. Pour simplifier la recherche des traces à grand paramètre d'impact, le détecteur de vertex est situé à l'extérieur du champ magnétique (de façon à ce que les traces ne soient pas courbées) et mesure les coordonnées r et ϕ . Il demeure toutefois un champ magnétique résiduel dont on peut tirer avantage.

Chaque disque de détection est composé de deux parties mobiles, l'une dont les capteurs au silicium sont orientés de façon radiale et l'autre où ils sont orientés de façon azimutale, ceci afin de mesurer les coordonnées polaires des points d'impact. Un schéma de principe de ces stations est montré sur la figure 2.8. Leurs rayons interne et externe

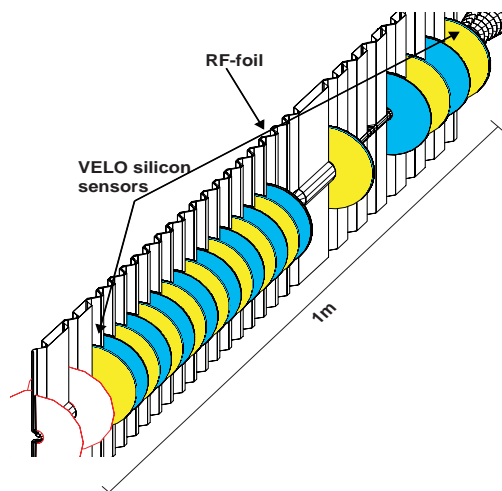


FIG. 2.7 – Schéma montrant la disposition des 21 stations du détecteur de vertex de l'expérience LHCb.

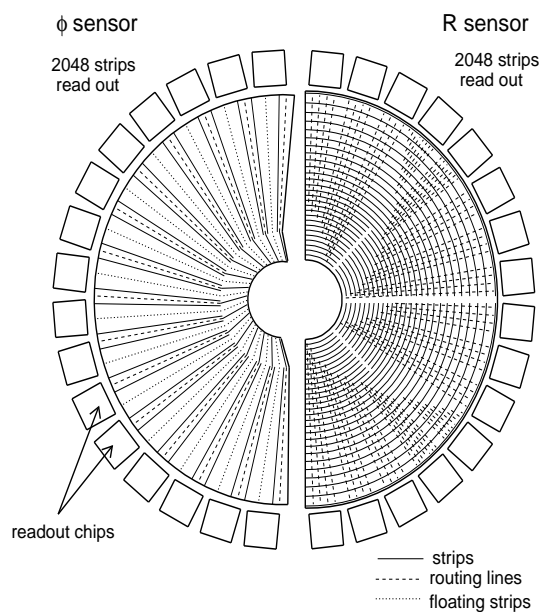


FIG. 2.8 – Vue schématique d'une station de mesure r et ϕ .

sont respectivement de 8 mm et 42 mm. Les pistes de la partie radiale sont divisées en une région interne et externe et celles de la partie azimutale sont segmentées en 4 (2) sections dans la région interne (externe) respectivement. Avec cette géométrie, il est possible de déterminer la position du vertex primaire par la reconstruction en trois dimensions de la coordonnée, perpendiculairement au faisceau et en utilisant seulement la partie azimutale. Deux stations supplémentaires (en bas à gauche sur la figure 2.7) sont destinées à l'identification des événements à interactions multiples et sont utilisées pour le système de déclenchement de niveau 0. Elles forment le système de "Pile-Up".

La résolution moyenne attendue sur la position du vertex primaire, dominée par le nombre de traces produites dans l'événement, est de $42 \mu\text{m}$ en z et de $10 \mu\text{m}$ en x et y . Pour les vertex secondaires, elle varie entre 150 et $300 \mu\text{m}$ (en z) et dépend du nombre de traces. La résolution sur la mesure du paramètre d'impact des traces chargées de plus grande impulsion transverse, négligeant la contribution du vertex primaire, est de $20 \mu\text{m}$. Par ailleurs, une résolution typique sur le temps propre de 40 fs est obtenue pour le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$. Ces performances doivent aussi permettre de résoudre des fréquences d'oscillation du méson B_s^0 jusqu'à des valeurs de 70ps^{-1} [75].

2.2.2 Le trajectrographe

Le système de trajectographie [75] est composé de plusieurs sous-détecteurs dont le détecteur de vertex décrit dans la section précédente, les stations TT ("Trigger Tracker"), T1, T2 et T3 illustrées sur la figure 2.5. Ce système reconstruit les traces individuelles des particules chargées, ce qui permet de déterminer directement l'impulsion à partir de leur courbure dans le champ magnétique de l'aimant dipolaire représenté sur la figure 2.9 dont le volume interne n'est pas instrumenté contrairement à la première version du détecteur. Ce dernier génère un champ magnétique dont le module de la composante verticale atteint

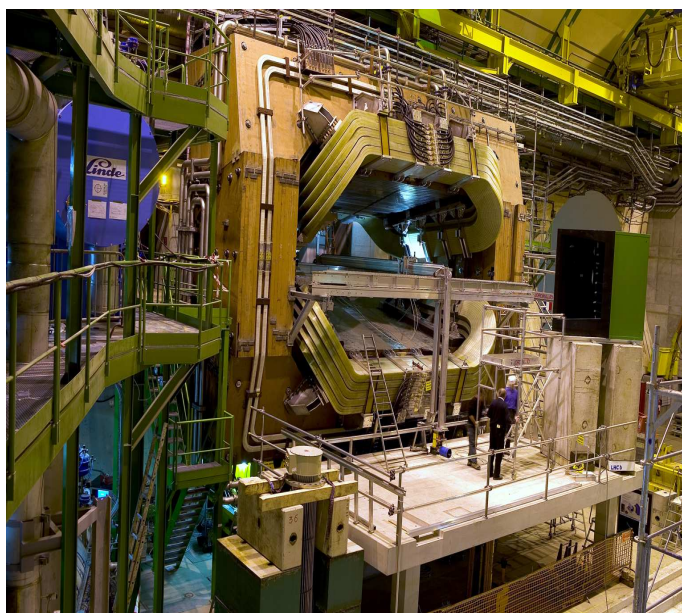


FIG. 2.9 – L'aimant dipolaire de l'expérience LHCb. Le choix d'un aimant chaud a été préféré à un aimant supra-conducteur.

une valeur maximale de 1.1 T. De plus, il permet de relier la trace reconstruite avec les amas des calorimètres permettant ainsi une mesure de l'énergie de chaque particule. Il relie également les traces reconstruites au centre des anneaux Cherenkov produits dans les détecteurs RICHs, permettant ainsi une identification des particules.

2.2.2.1 La station TT

L'objectif de cette station est double. Premièrement, elle est utilisée dans le système de déclenchement de niveau 1 pour affecter à chaque trace les informations concernant les impulsions transverses. Deuxièmement elle est utilisée dans les analyses en différé pour reconstruire la trajectoire des particules de faible impulsion qui sont déviées en dehors de l'acceptance du détecteur par le champ magnétique de l'aimant dipolaire et qui donc n'atteignent jamais les dernière stations (T1, T2, T3) à la différence des traces dites "longues".

Cette première station se situe en amont de l'aimant et après le premier détecteur à effet Cherenkov. Elle couvre une surface rectangulaire d'environ 130 cm de haut et 160 cm de large perpendiculairement à l'axe du faisceau. Elle est composée de quatre plans de pistes de détection au silicium avec un pas entre les pistes de $183 \mu\text{m}$. Ces quatre plans sont regroupés par paire distantes de 30 cm comme l'illustre la figure 2.10. La première

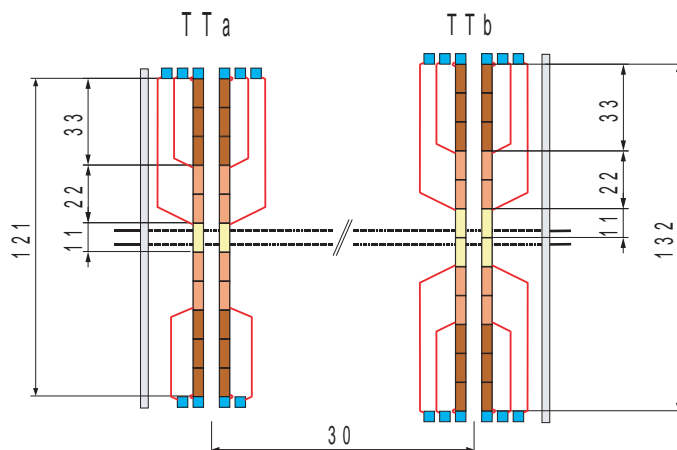


FIG. 2.10 – Vue longitudinale de la station TT, montrant le dispositif en sous couche (TTa et TTb). Les dimensions sont en cm.

paire TTa se trouve en $z = 235 \text{ cm}$ et la seconde en $z = 262 \text{ cm}$. Sur le premier et le dernier plan, les pistes de détection au silicium sont disposées verticalement (disposition x) alors que celles des deux plans intermédiaires ont un dispositif dit stéréo dans lesquels les pistes sont inclinées de $+5^\circ$ (disposition u) et -5° (disposition v) respectivement. Cette disposition est illustrée sur la figure 2.11.

2.2.2.2 Les stations T1, T2 et T3

Ces trois stations complètent le trajectographe et se situent en aval de l'aimant dipolaire. Le flux de particules diminuant lorsque l'on s'éloigne de la ligne de faisceau, les plans de détection de ces 3 stations se composent d'une partie interne et d'une partie

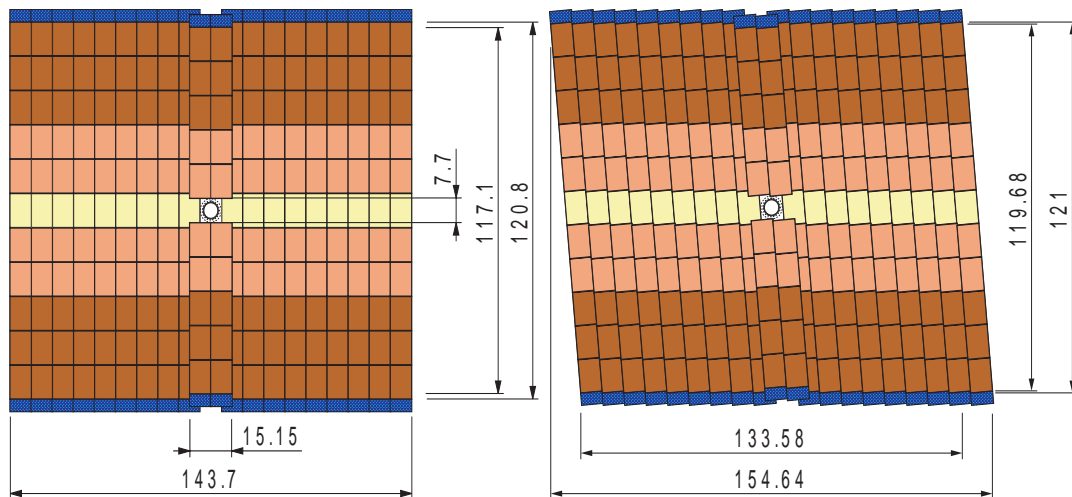


FIG. 2.11 – Vue frontale de la première et la seconde couche de la station TT montrant la disposition des capteurs au silicium.

externe avec des granularité différentes (cf figure 2.12). Ces stations présentent une structure identique à celle de la station TT , c'est à dire une structure (x,u,v,x) .

Le trajectographe externe [78] est dédié à la détection de la position des traces,

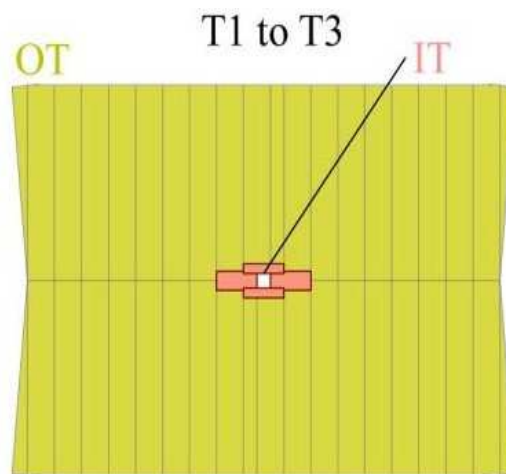


FIG. 2.12 – Vue de face d'une station T montrant la disposition des parties interne et externe.

dans l'acceptance de l'expérience LHCb, qui ont un angle radial plus grand que 15 mrad. Compte tenu du fait que la densité de particules est modérée dans cette région, la technologie prévue est celle des chambres à dérive à gaz. Le gaz utilisé est un mélange composé de 75% d'argon, 15% de CF_4 et 10% de CO_2 qui a été choisi pour optimiser la vitesse de dérive. Cette partie externe est composée de cellules à dérive appelées "straw tubes", avec une anode qui collecte le signal au milieu. Elles sont assemblées en modules de 34 cm de large. Une station est faite de 4 couches de ces modules.

Compte tenu de la densité élevée de traces aux faibles angles polaires, la technologie de chambres à dérives n'a pas pu être utilisée pour le trajectographe interne [79]. Un

détecteur spécifique, basé sur des capteurs micropistes au silicium, a donc été développé. Chacune de ces stations est composée de quatre couches de détection identiques à la station TT et la partie externe et présentant la même structure en (x,u,v,x) . Dans cette

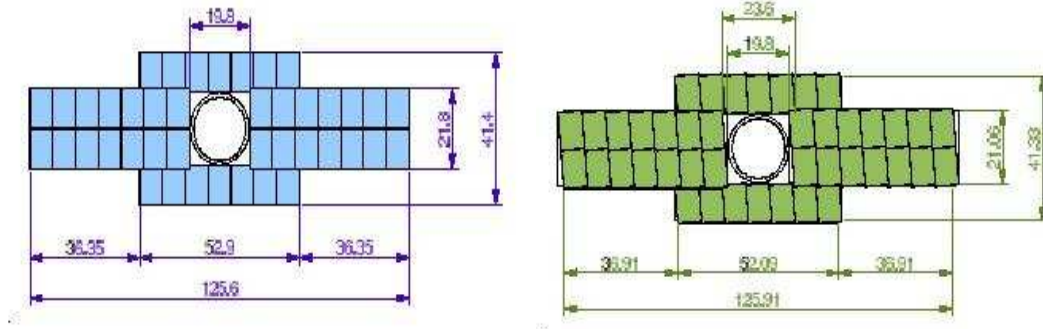


FIG. 2.13 – Schéma du trajectographe interne montrant le dispositif en x (à gauche) et le dispositif en u (à droite) pour la station T2. Les dimensions sont en cm.

région, on attend un flux de particules chargées pouvant atteindre $5.10^5 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, flux qui décroît rapidement lorsque l'on s'éloigne de l'axe du faisceau. Par conséquent, la granularité du détecteur doit être capable d'égaliser ce flux de particules. Les trois stations se situent à $z = 770 \text{ cm}$ (T1), 840 cm (T2) et 910 cm (T3). Soulignons le fait que la surface de détection de la partie interne ne représente que 1.3% de la surface totale, mais que 20% des particules chargées produites lors des collisions et qui traversent l'ensemble du trajectographe, passent à travers cette surface.

2.2.3 Les détecteurs à effet Cherenkov

L'identification des particules est un objectif fondamental de l'expérience LHCb. En effet, la mesure des paramètres de violation de CP n'est réalisable que si leptons et hadrons sont correctement identifiés sur une large gamme d'impulsion. Ceci est obtenu grâce aux détecteurs à effet Cherenkov [80] (RICHs pour Ring Imaging CHerenkov) pour la séparation π/K , au calorimètre électromagnétique (ECAL) pour l'identification des électrons, photons et π^0 , au calorimètre hadronique (HCAL) pour les hadrons, et aux chambres à muons.

Les détecteurs RICHs permettent donc l'identification et la séparation des pions et kaons. Cette information est cruciale pour augmenter le rapport signal/bruit pour la reconstruction des mésons beaux (séparation des états finals $\pi\pi$, $K\pi$ et KK) et pour fournir un étiquetage des kaons pour des mesures d'asymétrie CP .

Le principe de détection exploité au niveau des détecteurs RICH est l'effet Cherenkov. Cet effet se manifeste lorsqu'une particule traverse un milieu d'indice n avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. Il en résulte une émission de photons dans un cône d'ouverture angulaire θ_c suivant la trajectoire de la particule. Cet angle, appelé angle Cherenkov, est tel que :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta}, \quad (2.2)$$

où n est l'indice du milieu traversé et $\beta = v/c = p/\sqrt{p^2 + m^2}$, avec v la vitesse de la particule, c celle de la lumière dans le vide, p l'impulsion de la particule et m sa masse.

La mesure de cet angle Cherenkov combinée à la mesure de l'impulsion de la particule par le trajectographe, permet aussi de déterminer la masse de la particule et donc de l'identifier.

Les détecteurs RICHs reconstruisent les images des anneaux formés par les photons Cherenkov émis autour de la trace d'une particule chargée traversant le détecteur. Des miroirs focalisants dirige les anneaux sur des détecteurs hybride de photons (HPD). Etant donné la sensibilité de ces détecteurs au champs magnétique, les miroirs renvoient l'image de l'anneau en dehors de l'acceptance de LHCb où les photo-détecteurs peuvent être placés. Pour cette raison et le fait qu'il existe une corrélation forte entre l'impulsion et l'angle polaire de la trace ($\theta \approx 1/p$), il est nécessaire d'avoir deux RICHs pour couvrir la gamme d'impulsion des particules chargées de l'expérience ($1 \text{ GeV}/c < p < 100 \text{ GeV}/c$).

Le premier détecteur (RICH1), situé en amont de l'aimant dipolaire, est dédié à l'iden-

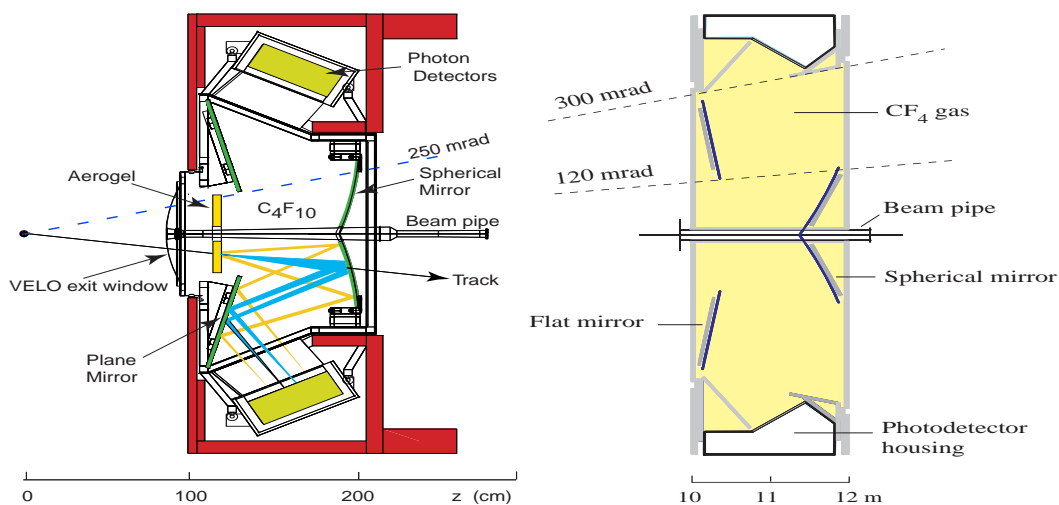


FIG. 2.14 – Vue schématique du RICH 1 à gauche et du RICH 2 à droite.

tification des particules de basse impulsion (2-60 GeV/c) et émis à grand angle (30-300 mrad). Il utilise deux milieux radiateurs d'indices optiques respectifs $n_1 = 1.03$ et $n_2 = 1.0014$. Il est illustré sur la figure 2.14. Le cône autour de la trace illustre la lumière émise par effet Cherenkov dans les deux milieux radiateurs. La lumière est ensuite réfléchi par les miroirs sphériques sur les photo-détecteurs.

Le second RICH est situé après l'aimant dipolaire. Il est dédié à l'identification des particules de grande impulsion (jusqu'à $100 \text{ GeV}/c$) et émis à bas angles. L'acceptance angulaire du second RICH est inférieure à 100 mrad dans le plan vertical et inférieure à 120 mrad dans le plan horizontal. La séparation des pions et kaons de grande impulsion nécessite ici un indice optique proche de 1 (1.0005).

La figure 2.15 donne un exemple des performances des détecteurs RICHs pour l'identification de particules dans les désintégrations à deux corps des mésons B . L'impact de la séparation $\pi/K/p$ est majeur. Cette étude est basée sur une analyse d'événements Monte Carlo complètement simulés et utilisant la géométrie finale des détecteurs [75].

En terme d'efficacité de reconstruction, la figure 2.16 montre l'efficacité d'identification des kaons $\epsilon(k)$ ainsi que la celle de mauvaise identification $\epsilon(\pi \rightarrow k)$ pour le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+$ en fonction de l'impulsion. La moyenne $\epsilon(k)$ prise entre 2 et $100 \text{ GeV}/c$ est de 88% tandis que $\epsilon(\pi \rightarrow k)$ est de 3%.

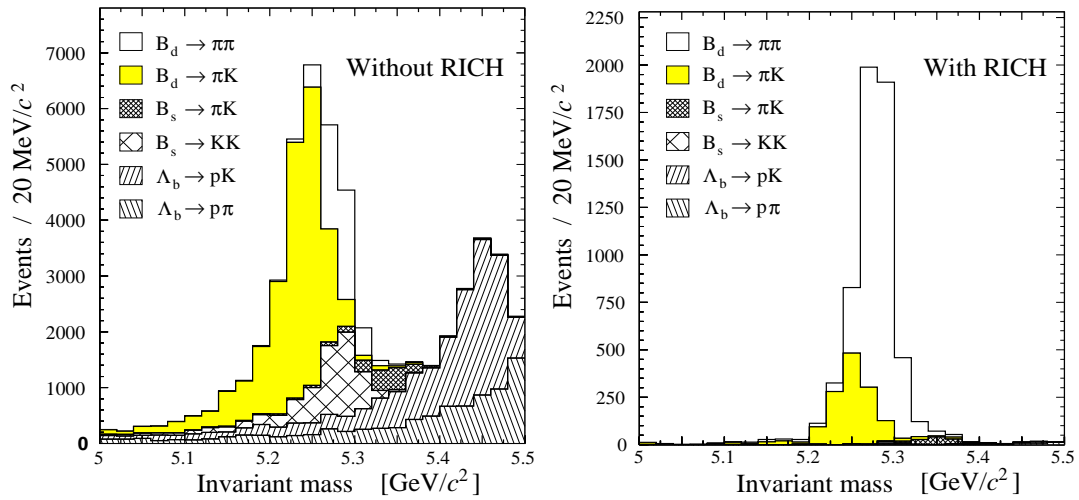


FIG. 2.15 – Spectre en masse invariante pour plusieurs désintégrations à deux corps avant (gauche) et après (droite) application de critères d'identification basés sur les RICHs.

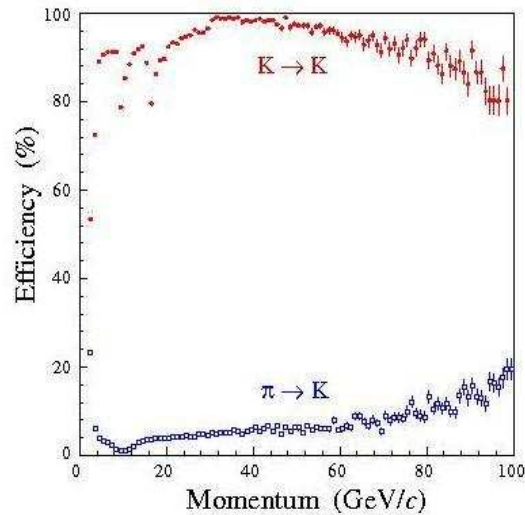


FIG. 2.16 – Efficacité d'identification des kaons (rouge) et de mauvaise identification des pions (bleu) en fonction de l'impulsion pour le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+$.

Pour notre canal d'étude $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$, les informations des RICHs sont essentielles étant donné la grande multiplicité en trace chargées l'état final étudié (4 kaons et 2 pions). Une séparation et une identification efficace est donc nécessaire pour ce canal par l'intermédiaire de coupures sur des variables globales comme nous le verrons au chapitre 4 dédié à l'analyse.

2.2.4 Le système calorimétrique

Le système calorimétrique [81] de l'expérience LHCb est utilisé à plusieurs niveaux. Il permet de sélectionner des hadrons ayant une grande énergie transverse, des candidats photons et électrons pour le premier niveau de déclenchement qui prend une décision 4 μs après l'interaction. Il permet également une identification des électrons qui est essentielle pour l'étiquetage de la saveur via les désintégrations semi-leptoniques. Enfin, une bonne reconstruction des π^0 et des photons donne accès à des canaux de désintégrations importants pour le programme de physique de l'expérience.

Le système calorimétrique consiste en un détecteur de traces chargées SPD (Scintillator Pad Detector), un détecteur de pieds de gerbe PS (PreShower), un calorimètre électromagnétique ECAL et un calorimètre hadronique HCAL ; chacun d'eux est divisé en régions comportant des cellules de taille différentes et il convient de noter que SPD, PS et ECAL ont la même segmentation transversale.

- Le détecteur de traces chargées (SPD) : Le SPD identifie les particules chargées au moyen de tuiles scintillantes de 15 mm d'épaisseur permettant de séparer les photons des électrons d'un bruit de fond important des π^0 . La lumière produite par une particule ionisante traversant les tuiles est alors collectée par des fibres à décalage de longueur d'onde (WLS) puis dirigée vers des photomultiplicateurs multianodes 64 voies qui feront l'objet d'une étude détaillée dans le chapitre 4.

- Le SPD est suivi du détecteur de pied de gerbe (PS) et consiste en un plan de plomb de 14 mm d'épaisseur, correspondant à 2.5 longueur de radiation¹, placé devant un plan de scintillateur. Le drap de plomb permet aux électrons d'interagir et ainsi initie une gerbe avant d'atteindre la plaque de scintillateur. Le PreShower différencie les électrons des hadrons. A titre d'exemple, pour une efficacité de 95% sur les électrons, une réjection de 92% des pions est atteinte. Cette partie du détecteur fera l'objet du chapitre suivant.

- Le calorimètre électromagnétique ECAL utilise la technologie "shaslik". Il est construit à partir de modules individuels composés de 66 plaques absorbeur de plomb de 2 mm intercalées avec des tuiles scintillantes de 4 mm d'épaisseur comme matériau actif. Son épaisseur totale correspond à 25 longueurs de radiation et 1.1 longueurs d'interaction². Pour tenir compte de la variation de la densité de particules avec la distance au faisceau, une segmentation latérale est utilisée. Ainsi, le calorimètre électromagnétique est séparé en trois régions appelées interne, milieu et externe comme le montre la figure 2.17.

¹L'unité de longueur de radiation d'un matériau est définie comme la distance pour laquelle l'énergie d'un électron est réduite d'un facteur $1/e$ due seulement à la perte par radiation.

²La longueur d'interaction d'un matériau est définie comme la distance parcourue avant que la particule ne subisse une interaction qui est soit élastique ou quasi-élastique.

Chaque région comporte un type de module qui diffère par le nombre de cellules de lec-

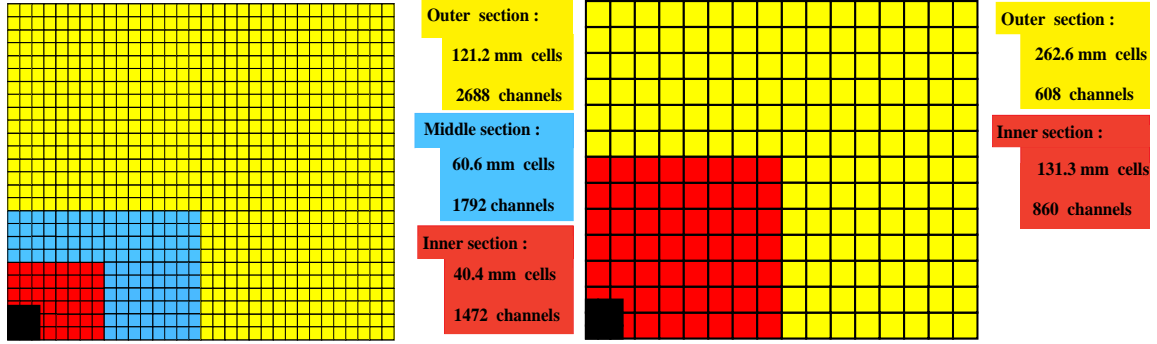


FIG. 2.17 – La figure de gauche représente la segmentation transverse des cellules du SPD, PS et ECAL. Un carré représente un module. Un quart du plan transverse est représenté. La figure de droite représente la segmentation transverse des cellules du HCAL.

ture. La région la plus interne, comporte 167 modules contenant 9 cellules de lecture chacun, la section intermédiaire possède 448 modules contenant 4 cellules de lecture chacun, enfin les modules de la section externe comportent une seule cellule de lecture.

La résolution obtenue sur l'énergie d'une gerbe électromagnétique a été mesurée comme :

$$\frac{\sigma_E(ECAL)}{E} = \frac{8.3\%}{\sqrt{E_{\text{GeV}}}} \oplus 1.5\%. \quad (2.3)$$

- Le calorimètre hadronique est un dispositif échantillonné fait de plaques d'acier de 16 mm d'épaisseur intercalées avec des tuiles scintillantes épaisses de 4 mm, constituant respectivement l'absorbeur et le matériau actif. Les tuiles scintillantes sont disposées parallèlement à l'axe du faisceau. Des fibres à décalage de longueur d'onde apportent la lumière des tuiles vers des photomultiplicateurs situés à la fin de cette structure échantillonnée. Contrairement au calorimètre électromagnétique, la résolution du HCAL ne requiert pas une détermination rigoureuse de la gerbe hadronique. Son épaisseur a donc été choisie en conséquence et représente 5.6 longueurs d'interaction. On retrouve une segmentation latérale en deux régions avec des cellules plus grande que celles du calorimètre électromagnétique. La résolution en énergie correspondante est donnée par :

$$\frac{\sigma_E(HCAL)}{E} = \frac{75\%}{\sqrt{E_{\text{GeV}}}} \oplus 10\%. \quad (2.4)$$

2.2.5 Chambres à muons

Les muons sont présents dans plusieurs états finals de désintégration de mésons beaux particulièrement sensibles à la violation de \mathbf{CP} , comme les canaux $B_d^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)K_s^0$ ou $B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)\Phi$. De plus, ils fournissent une identification claire de la saveur du méson beau à travers ses désintégrations semi-leptoniques et sont donc essentiels pour la procédure d'étiquetage. En outre, l'étude des désintégrations rares des mésons beaux telle que les désintégrations de changement de saveur par courant neutre $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ peut permettre de mettre à jour une physique nouvelle au-delà du Modèle Standard.

Le système de muons [82] se compose de cinq stations (M1 à M5) couvrant une

acceptance de ± 300 mrad horizontalement et ± 200 mrad verticalement. M1 est placée devant le système SPD/PS. Les quatre autres stations suivent le calorimètre hadronique et sont séparées par des filtres en fer de 800 mm d'épaisseur. Chaque station est divisée en quatre régions R1 à R4 comme l'illustre la figure 2.18. La granularité est plus fine dans le plan horizontal afin de donner une mesure précise de l'impulsion de la trace.

Le principe de détection repose sur l'utilisation de chambres proportionnelles multifils

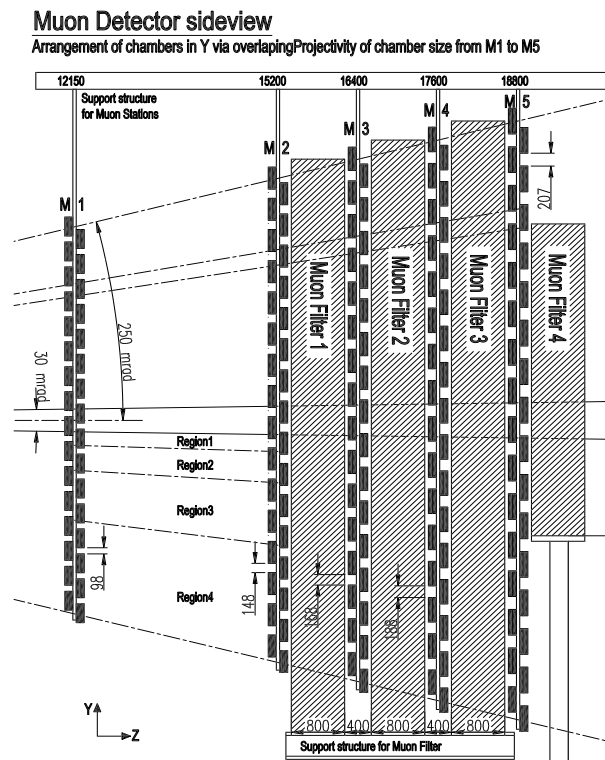


FIG. 2.18 – Vue de côté du système de muons dans le plan ($y - z$).

(MWPC), excepté dans la région la plus interne (R1) de la station M1 qui doit supporter un flux de particules de 460 kHz/cm^2 et où des détecteurs triple GEM sont utilisés. Au total, le système de muons se compose de 1380 chambres.

2.2.6 Le système de déclenchement de l'expérience

La fréquence de croisement du LHC de 40 MHz signifie qu'une collision proton-proton a lieu toutes les 25 ns. Technologiquement, il est impossible d'enregistrer les événements à un tel taux et donnerait lieu à une quantité de données phénoménale qui ne pourrait pas être reconstruites en un temps raisonnable. De plus, tous les événements ne sont pas intéressants du point de vue physique. Le taux d'événements doit donc être réduit avant de les stocker et nous devons les rendre accessible pour une reconstruction hors ligne complète. C'est le rôle du système de déclenchement [83], qui représente une composante essentielle de l'expérience LHCb. Il doit être rapide et rigoureux dans la sélection des événements intéressants. Toute la difficulté réside donc dans ces deux contraintes : rapide et efficace.

A la luminosité nominale de $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, une collision inélastique proton-proton a lieu à un taux moyen de $\sigma_{\text{pp}}^{\text{inel}} \mathcal{L} = 16 \text{ MHz}$, qui réduit à 12.4 MHz le taux d'événements de biais minimum. Le taux d'événements contenant une paire $b\bar{b}$ est $\sigma_{b\bar{b}} \mathcal{L} = 100 \text{ kHz}$. Seule une petite partie des paires $b\bar{b}$ auront leurs produits de désintégrations dans l'acceptance du détecteur tel que le taux effectif que nous pouvons détecter dans lhc b est de l'ordre de quelques kHz. Le rôle du système de déclenchement est donc de sélectionner les événements intéressant tout en rejetant le bruit de fond. La sélection du système de déclenchement est basée sur des signatures typiques de mésons beaux : traces à grand paramètre d'impact, particules avec de grandes énergies transverses.

Le système de déclenchement est divisé en différents niveaux (cf figure 2.19). Dans la

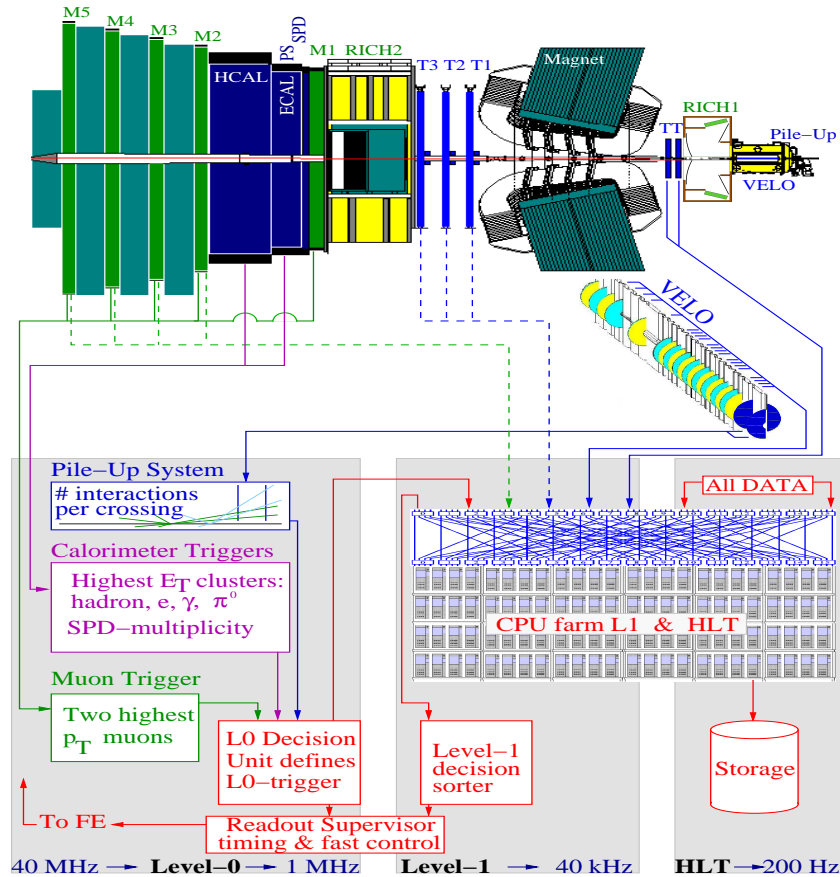


FIG. 2.19 – Architecture du système de déclenchement de LHCb.

première étape, la sélection des événements repose sur des critères simples utilisant des informations partielles du détecteur puisqu'il n'y a pas assez de temps pour une reconstruction complète. Ensuite, la complexité de la sélection du système de déclenchement augmente compte tenu du fait que le taux de rétention est successivement réduit et que beaucoup plus d'informations issues du tracking deviennent accessibles. Le système de déclenchement de l'expérience comporte trois niveaux : L0, L1 et HLT. Alors que le L0 est implémenté dans l'électronique du détecteur ("hardware"), le L1 et le HLT sont implémentés dans des algorithmes ("software") et utilisent une ferme de calcul de 1800 ordinateurs.

Notons ici que dans la prochaine génération de système de déclenchement, actuellement en cours de développement, le niveau 1 n'existe plus. Cette modification sera discutée dans la section 2.2.6.4.

Comme la condition du système de déclenchement est de fournir le plus grand nombre d'événements beaux pour être utilisés hors ligne, les efficacités du système de déclenchement sont déterminées sur les événements sélectionnés hors ligne. Pour quantifier les performances de ce système, nous considererons pour la suite les deux canaux $B_s \rightarrow D_s \pi$ et $B_s \rightarrow J/\psi \phi$.

2.2.6.1 Le premier niveau de déclenchement : L0

Le niveau zéro est le premier étage du système de déclenchement qui réduit le taux de 16 MHz à 1 MHz. Le temps de latence, qui est le temps entre une interaction proton-proton et l'arrivée de la décision du L0 à l'électronique de front-end, est fixé à 4 μ s.

Le L0 implique quatre sous-systèmes : le système de "pile-up", le système de déclenchement du calorimètre, celui des muons et l'unité de décision qui rassemble la décision globale :

- Le système de "pile-up" :
Il détecte les vertex primaires multiples. Son rôle est de rejeter les croisements de paquets contenant des interactions multiples. Cette décision, basée sur les grandes énergies transverses, n'est pas suffisante. Un événement est rejeté si le nombre total de traces (multiplicité) dans ce système est supérieur à 112, ou si le nombre de traces utilisées pour reconstruire une seconde interaction proton-proton est supérieur à 3.
- Le système de déclenchement du calorimètre :
Un événement est accepté lorsque le système de déclenchement du calorimètre contient un amas tel que $E_T > 2.6$ GeV pour les électrons, $E_T > 2.3$ GeV pour les photons et $E_T > 3.5$ GeV pour les hadrons ou $E_T > 4.0$ GeV pour les π^0 . De plus, l'événement est rejeté si la somme de l'énergie totale dans les calorimètres est inférieure à 5 GeV. Un critère supplémentaire sur la multiplicité du SPD est appliqué en réclamant que le nombre total de traces dans ce détecteur soit supérieur à 280.
- Le système de déclenchement des muons :
Un événement est accepté s'il y a un muon avec une impulsion transverse $p_T > 1.3$ GeV/c ou lorsque la somme des impulsions transverses des deux muons de plus haut p_T est supérieure à 1.5 GeV/c.
- L'unité de décision :
Son rôle est de combiner les informations des différents sous détecteurs que l'on vient de mentionner afin de prendre une décision.

En terme de performances, l'efficacité de ce premier niveau est $\approx 43\%$ pour $B_s \rightarrow D_s \pi$ et $\approx 94\%$ pour $B_s \rightarrow J/\psi \phi$.

2.2.6.2 Le deuxième niveau de déclenchement : L1

Ce niveau réduira le taux d'événement de 1 MHz à 40 kHz. Ce système de déclenchement est implémenté à partir d'algorithmes ("software trigger") qui partagent une ferme de calcul avec le haut niveau du système de déclenchement (HLT).

La décision du L1 est basée sur les informations provenant du VELO, des stations TT et de l'unité de décision du L0. La stratégie de sélection est basée sur les traces détachées ainsi que les grandes énergies et impulsions des particules. Avant toutes prises de décision, les reconstructions des traces VELO et VELO-TT sont réalisées afin de déterminer les vertex primaires, les paramètres d'impact des traces par rapport à ces vertex (IP) et les impulsions transverses. Les étapes de la reconstruction sont résumées dans la suite :

- Reconstruction des traces VELO :
Les traces L1 sont reconstruites dans le plan $r - z$ et utilisées pour déterminer les vertex primaires en 2D. Seules les traces pour lesquelles $0.15 < IP < 3 \text{ mm}$ ou celles correspondant à un objet du L0 sont reconstruites en 3D.
- VELO-TT :
L'association des traces VELO avec la station TT détermine l'impulsion des particules grâce à leur courbure dans le champ magnétique de l'expérience.

Les événements passant le L1 peuvent être sélectionnés par différentes lignes du système de déclenchement :

- Ligne générique : L'événement est accepté si la somme logarithmique des impulsions transverses est $\sum \ln p_T > 14.34 \text{ MeV}/c$ pour les deux traces de plus haut p_T , avec aucun critère sur le nombre de vertex primaires reconstruits.
- Ligne muons simple : L'événement est accepté s'il y a un muon avec $p_T > 2.3 \text{ GeV}/c$.
- Ligne di-muon : La masse invariante de deux muons doit satisfaire $m_{\mu\mu} > 500 \text{ MeV}/c^2$ avec un paramètre d'impact positif tel que $IP_{\mu\mu} > 0.075 \text{ mm}$.
- Ligne J/ψ : Un di-muon avec une masse invariante proche ou supérieure à la masse du J/ψ , $m_{\mu\mu} > m_{J/\psi} - 500 \text{ MeV}/c^2$ déclenche la ligne J/ψ .
- Ligne électron : L'événement est sélectionné si $E_T^e > 3.44 \text{ GeV}$ et $\sum \ln E_T > 13.2$.
- Ligne photon : L'événement est déclenché si $E_T^\gamma > 3.06 \text{ GeV}$ et $\sum \ln E_T^\gamma > 13.2$.

L'efficacité du L1 est $\approx 82\%$ pour $B_s \rightarrow D_s \pi$ et $\approx 94\%$ pour $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ sur les événements passant la sélection hors ligne et le L0.

2.2.6.3 Le haut niveau du système de déclenchement

C'est le dernier étage avant d'écrire les données sur bande. Son rôle est de réduire le taux de 40 kHz à 2kHz. A ce niveau toutes les informations du détecteur sont accessibles et une reconstruction rapide est effectuée afin d'obtenir tous les objets nécessaires pour prendre la décision finale. La reconstruction en ligne est d'abord tournée sur un nombre limité de traces et la reconstruction complète est alors exécutée. Le HLT générique est une phase préliminaire confirmant la décision du L1 et regardant pour un éventuel déclenchement sur les muons. Lorsqu'un événement est sélectionné par le HLT générique, il passe par différents chemins pour la décision. Le HLT est divisé en quatre parties :

- Candidats B exclusifs : Ceci constitue le cœur du programme de physique de l'expérience LHCb avec des désintégrations exclusives reconstruites incluant les "sidebands" et les canaux de contrôle.
- Candidats D^* (à 300 Hz) : On identifie les événements $D^* \rightarrow D^0 h$ avec $D^0 \rightarrow hh$ et coupe en masse douce pour le D^0 . On assigne aux hadrons de l'état final une masse du pion ($h = \pi$) qui permet de mesurer l'efficacité du taux d'identification

et de mauvaise identification. Ils peuvent également être utilisés pour des mesure de violation de \mathbf{CP} dans les désintégrations de mésons D^* .

- Candidats di-muons (à 600 Hz) : ces événements sont utilisés pour étudier l'incertitude sur la mesure du temps de vie à l'aide des J/ψ prompt.
- Candidats B inclusifs (à 900 Hz) : ce lot inclut les événements ayant une grande impulsion transverse et ceux contenant des muons de grand paramètre d'impact. Ils sont utilisés pour des études systématiques de l'efficacité du système de déclenchement.

Des systèmes de déclenchement inclusifs supplémentaires, par exemple ϕ ou D_s peuvent être ajouter. Dans la version du HLT présentée dans ce mémoire, les informations en ligne des détecteurs RICH ne sont pas utilisées.

L'efficacité combinée du HLT $\approx 78\%$ pour $B_s \rightarrow D_s \pi$ et $\approx 90\%$ pour $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ sur les événements passant la sélection hors ligne, le L0 et le L1.

2.2.6.4 Récentes modifications du système de déclenchement de l'expérience

Récemment, une nouvelle stratégie a été adoptée pour le haut niveau du système de déclenchement. Toutes les données liées aux événements sélectionnés par le premier niveau du système de déclenchement seront maintenant envoyés à une ferme de processeurs. Comme nous l'avons mentionné précédemment, dans la nouvelle génération de système de déclenchement, seul deux niveaux persistent : Le L0 et le HLT. Dans cette version, le L0 réduit le taux de 10 MHz à 1 MHz puis le HLT diminue ce taux jusqu'à 2 kHz.

La stratégie globale du système de déclenchement est la suivante : Tout d'abord, on veut améliorer le contenu en quarks beaux des lots. Ceci est réalisé en sélectionnant les traces à haute impulsion transverse, en utilisant les traces déplacées avec pour objectif d'augmenter le contenu en b de 1% à $\approx 50 - 60\%$. On cherche également à suivre les particules issues de la désintégration, ce qui implique la construction "de voies de circulation" pour chaque type de particules comme l'illustre la figure 2.20. Finalement,

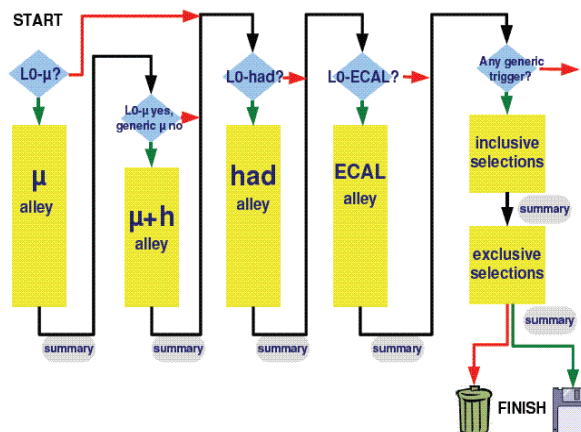


FIG. 2.20 – Définition des "voies de circulation" selon le type de la particule.

cette stratégie favorise les canaux inclusifs. Cette nouvelle implémentation est en cours de développement, seul le L0 est défini et ses performances sont bonnes pour les muons et acceptable pour les hadrons.

2.2.7 La reconstruction des traces dans LHCb

La reconstruction des traces, décrites en détail dans la référence [75], fait partie des challenges de l'expérience LHCb, l'environnement des machines hadroniques rendant cette tâche très difficile. La suite donne un résumé.

2.2.7.1 Les différents types de traces

Les points de mesures fournis par le détecteur de vertex, la station TT et les détecteurs internes et externes du trajectographe sont combinés pour reconstruire les trajectoires des particules chargées du détecteur de vertex à la station TT. On distingue cinq types de traces selon la trajectoire de la particule à l'intérieur du spectromètre comme l'indique la figure 2.21 :

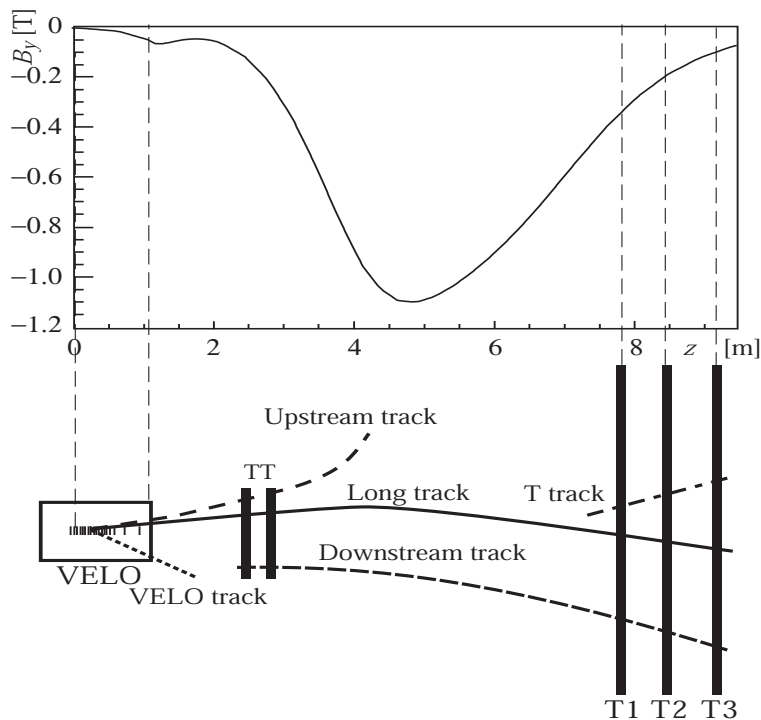


FIG. 2.21 – Différents type de traces considérées : longues, upstream, downstream, VELO et T tracks. L'aimant est situé entre les stations TT et T1.

- Les traces de type *Long* sont celles qui traversent le système de trajectographie, du détecteur de vertex jusqu'à la station T3. Ce sont les traces les plus importantes pour la reconstruction des désintégrations de mésons beaux et en particulier pour notre analyse car elles conduisent à la meilleure résolution sur les masses invariantes reconstruites et au meilleur rapport bruit/signal.

- Les traces de type *Upstream* qui n'ont de matérialisation que dans le détecteur de vertex et dans la première station TT du trajectographe. Ce sont en général des traces de basse impulsion qui ne traversent pas le champ généré par l'aimant dipolaire. Cependant, passant par le premier détecteur à effet Cherenkov (RICH1), elles sont utilisées pour

comprendre le bruit de fond dans l'identification des particules au niveau de ce détecteur. Elles peuvent également intervenir dans les procédures de sélection des désintégrations de mésons beaux.

- Les traces de type *Downstream* ne laissent d'impacts que dans les stations du trajectographe : TT, T1, T2 et T3. Ces traces proviennent principalement des désintégrations de K_s^0 et Λ , particules qui se désintègrent à l'extérieur de l'acceptance du VELO.

- Les traces de type *VELO* ne sont mesurées que dans le détecteur de vertex. Elles sont typiques de désintégration à grand angle et sont utiles pour la reconstruction du vertex primaire.

- Les traces de type *T* ne laissent des points de mesure que dans les stations T du trajectographe. Ces traces sont produites lors d'interaction secondaire.

2.2.7.2 Stratégie de reconstruction des traces

Pour effectuer la reconstruction des traces, nous avons besoin d'un germe qui sera la trace candidate de départ. On peut voir sur la figure 2.21 que les régions du détecteur de vertex ainsi que celle des stations T (T1, T2, T3) du trajectographe sont celles qui conviendront le mieux étant donné que le champ magnétique dans ces régions est le plus faible. Une fois la trace candidate déterminée, une stratégie de reconstruction en plusieurs étapes est appliquée pour obtenir les performances optimales, de la façon suivante.

On commence par rechercher les traces longues au moyen de deux méthodes. A partir d'une graine du VELO, une première tentative de reconstruction d'une trace est faite avec chacun des hits des stations T. La combinaison de la trace candidate du VELO avec un seul point de mesure d'une des stations T détermine l'impulsion de la trace candidate et donc sa trajectoire. Autour de cette trajectoire, on recherche d'autres points de mesure dans les autres stations, incluant la station TT. Lorsqu'un nombre suffisant d'impacts a été collecté le long de la trajectoire, la trace est alors reconstruite. Cette méthode, appelée "algorithme de trajectographie vers l'avant" [84], reconstruit environ 90% des traces longues. Lorsque l'application de cette méthode est achevée pour toute les graines de trace du détecteur de vertex, les points de mesure des stations T utilisés sont écartés de la procédure et commence alors la recherche de graines de traces associées aux stations T1, T2 et T3 [85]. Un autre algorithme [86] extrapole les germes de traces des stations T jusqu'au détecteur de vertex et recherche les germes de traces VELO correspondant. Cette méthode reconstruit 5% de traces longues en plus. Pour la suite, toutes les graines utilisées par ces deux méthodes sont écartées de la procédure.

Deux algorithmes séparés [87, 88] assurent la recherche des traces *upstream* et *downstream* en associant les germes de traces VELO et T restant avec des points de mesure du détecteur TT. Afin de réduire le nombre de traces fantôme³ pour le type upstream, des points de mesure de TTa et TTb sont requis. Les germes restant sont alors associés avec des traces de type VELO ou T.

Une fois les traces reconstruites, leurs trajectoires sont réajustées au moyen d'un filtre de Kalman [89]. Un état initial est obtenu à partir d'algorithmes de reconnaissance de forme et pris au point de mesure le plus en aval de la trace (phase de prédiction). A

³Une trace est dite fantôme si elle ne correspond à aucune particule Monte Carlo

chaque plan de détection rencontré, l'ajustement affine la connaissance de cet état initial en incluant les nouvelles mesures du plan de détection (phase de filtrage), ceci jusqu'au point de mesure de la trace le plus en amont. La qualité de reconstruction de la trace est gouvernée par le χ^2 de l'ajustement et avec les distribution de "pull" des paramètres des traces. Les erreurs affectées par la procédure d'ajustement sur la position et la pente des paramètres est correcte à 5% tandis que celles affectées sur l'impulsion est correcte à 15%⁴. On pourra trouver une explication détaillée de cette méthode de Kalman dans la référence [90].

2.2.7.3 Performances

- Pour les traces longues ayant une impulsion supérieure à 10 GeV/c, l'efficacité moyenne de reconstruction est de 94%. Le taux moyen de traces fantômes correspondants est de 9%. Cependant ces traces ont une faible impulsion et impulsion transverse et sont donc facilement rejetées lors des analyses de physique spécifiques. La majorité des particules issues des désintégrations de mésons beaux ayant une impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV/c. Ceci conduit alors à un taux de traces fantômes effectif de l'ordre de 3%.

Pour les traces issues de désintégrations génériques de particules belles, la résolution moyenne en impulsion obtenue est $\delta p/p = 0.37\%$. La résolution moyenne obtenue sur le paramètre d'impact est de 40 μm .

- La plupart des traces *upstream* ayant une impulsion inférieure au seuil du RICH1, l'efficacité de reconstruction est d'environ 75% avec un taux de traces fantômes de 15%. Ce type de traces ne voient qu'une petite partie du champ magnétique total ce qui conduit à une résolution en impulsion : $\delta p/p \approx 15\%$.

- Comme les traces *downstream* n'ont pas de points de mesure dans le détecteur de vertex, elles sont principalement utilisées pour la reconstruction de particules à grand temps de vie tel que les K_s^0 . Pour une impulsion supérieure à 5 GeV/c, l'efficacité de reconstruction est de l'ordre de 80%. Contrairement aux traces *upstream*, les traces *downstream* traversent la quasi-totalité du champ magnétique permettant une bien meilleure résolution : $\delta p/p = 0.43\%$.

2.2.8 La simulation de l'expérience

Les principales phases du traitement des données de physique des hautes énergie sont traitées dans plusieurs programmes LHCb, qui sont tous basés sur le même environnement de travail appelé GAUDI, et utilisent la description du détecteur [91]. Ceci assure la cohérence entre les différentes applications, et permet également la migration d'algorithmes d'une application vers l'autre. La subdivision entre les différentes applications a été faite en prenant en compte leur différentes spécificités ainsi que la consommation de temps CPU et la répétitivité des tâches effectuées. On notera que les données utilisées dans cette thèse correspondent à celles générées lors de l'année 2004 (DC04) et utilisent les applications discutées dans les paragraphes suivants.

⁴Ces 15% sont essentiellement dus à des effets de diffusion multiple non gaussien

2.2.8.1 L'application de simulation : GAUSS

GAUSS est l'application qui simule le comportement du spectromètre dans le but d'avoir une compréhension des conditions expérimentales ainsi que des performances obtenues. Elle comporte deux phases qui peuvent être exécutées simultanément ou séparément. La première phase consiste en la génération des collisions protons-protons à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et en la désintégration des mésons beaux dans les canaux d'intérêt pour le programme de physique de l'expérience LHCb. GAUSS est donc interfacée, d'une part avec le logiciel PYTHIA 6.2 pour la production des événements et d'autre part avec le logiciel spécialisé EVTGEN pour la désintégration des hadrons beaux. Les paramètres de PYTHIA ont été réglés de façon à reproduire les multiplicités en traces chargées à basse énergie. EVTGEN est un logiciel dédié à la désintégration des mésons beaux et initialement développé par la collaboration BaBar pour modéliser de façon correcte les désintégrations des hadrons B^0 et B^+ . Etant donné la diversité des hadrons beaux produits au LHC, une modification a été nécessaire pour LHCb afin de prendre par exemple en compte la production incohérente des paires de mésons B et la production de B_s^0 . Des modèles de désintégrations du B^0 ont été étendus au B_s^0 et les désintégrations des mésons beaux excités ont été rajoutées dans les tables de désintégrations. Cette phase de génération s'occupe également de simuler les conditions de fonctionnement de la machine, le changement de luminosité durant l'injection⁵. Les collisions simple et double sont produites selon la luminosité choisie. Les particules ainsi produites lors de la génération sont enregistrées sous un format générique HepMC.

La seconde phase de GAUSS consiste à simuler l'interaction des particules, produites dans la phase de génération, avec la matière du détecteur. Cette partie de la simulation est effectuée par le logiciel GEANT4 via un ensemble d'interfaces regroupées dans un environnement de travail spécialisé : GiGa. Celui-ci permet la conversion de la géométrie du détecteur LHCb en une géométrie propre à GEANT4. GiGa convertit également les sorties de la phase de génération en un format d'entrée compréhensible à GEANT4. Finalement, le résultat de GEANT4 sous forme de points de mesure produits dans le détecteur ainsi que l'histoire Monte Carlo vraie est de nouveau converti en la modélisation des événements LHCb.

A la fin de l'année 2003, GAUSS a remplacé la précédente simulation basée sur du langage fortran. Quant à la simulation GEANT4, elle a été adaptée de façon à prendre en compte les spécificités de l'expérience LHCb.

2.2.8.2 L'application de réponse du détecteur : BOOLE

Le programme de discrétisation, BOOLE, est la dernière étape de la simulation du détecteur LHCb. Elle applique la réponse du détecteur aux points de mesures générés lors de la phase précédente. Ce programme simule également les réponses des sous-détecteurs et de l'électronique incluant la simulation des imperfections telles que le bruit, le cross talk et les voies mortes. Le format de sortie de cette partie de la simulation sera le même que celui des futures données.

⁵Ce changement est du au temps de vie fini du faisceau de protons

2.2.8.3 L'application pour la reconstruction : BRUNEL

BRUNEL est l'application de reconstruction des événements de l'expérience LHCb. Elle prend comme entrée les objets bruts donnés par BOOLE à partir desquels elle produit soit une rDST soit une DST complète, utile pour les analyses dans l'application DaVinci. BRUNEL est organisé en une série de phases de traitement indépendantes qui garantit que les mêmes algorithmes seront exécutés à la fois sur les données réelles et sur les données simulées, et que la reconstruction ne sera pas arrêtée en l'absence de vérité Monte Carlo.

2.2.8.4 L'application d'analyse : DaVinci

L'environnement de travail pour les analyses de physiques est géré par l'application DaVinci. L'utilisateur peut effectuer des sélections d'événements à partir des objets DST ou rDST de l'étape précédente. Des fichiers de sortie (Ntuples) contenant des objets physiques peuvent être écrits pour des analyses ultérieures. Une implémentation minimale d'une analyse dans le cadre de ce programme se compose :

- de la reconstruction des vertex primaires,
- de l'assignement à une trace d'une hypothèse de particule en utilisant les différents sous-détecteurs (RICH, calorimètre, chambres à muons),
- d'une séquence d'algorithmes de sélection.

Afin d'aider les physiciens dans la construction de leurs analyses, DaVinci fournit un certain nombre d'utilitaires, dont LoKi ⁶. LoKi [92] est un outil pour les études de physique qui fournit un ensemble d'outils d'analyse perfectionnés avec une sémantique orientée physique. C'est dans ce cadre que le travail de thèse présenté ici a été conduit.

2.2.8.5 Les échantillons d'événements Monte Carlo utilisés

Pour développer l'analyse du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ dans LHCb, on dispose ainsi des échantillons simulés et complètement reconstruits suivant la procédure précédemment décrite :

- Un échantillon de $4 \cdot 10^5$ événements $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$.
- Un échantillon de $28 \cdot 10^6$ événements de $b\bar{b}$ inclusifs.
- Un ensemble de désintégrations spécifiques de hadrons beaux dans l'optique d'une étude détaillée du bruit de fond.

Pour tous ces échantillons, la particule d'intérêt doit avoir son angle polaire dans l'acceptance du détecteur (plus petit que 400 mrad). Cette coupure au niveau du générateur a été adoptée afin de ne pas reconstruire les événements dont les particules issues des désintégrations intéressantes ne sont pas dans l'acceptance du détecteur. Avec cette méthode, 34.7%, 43.2% de l'ensemble des événements générés dans 4π sont retenus respectivement pour les événements de signal et les événements de $b\bar{b}$ inclusifs.

⁶LoKi : LOP and KINematics

Chapitre 3

Le détecteur de pied de gerbe de l'expérience LHCb

3.1 Fonctionnalités du PreShower (PS)

Le détecteur de pied de gerbe (PS) fournit une segmentation longitudinale pour la détection de gerbes électromagnétiques. Il est situé devant le calorimètre électromagnétique (ECAL) avec une correspondance une à une entre les tours du ECAL et les cellules du preshower. Il est utilisé au premier niveau du système de déclenchement en conjonction avec les informations du ECAL et du HCAL pour rechercher des amas d'énergie dans des cellules 2×2 et pour séparer les gerbes électromagnétiques de celles des hadrons de plus grande énergie transverse. La seconde fonction du preshower est hors ligne. Il s'agit de corriger la mesure de l'énergie par le calorimètre électromagnétique de l'énergie déposée dans le PS. Le PS est constitué d'un drap de plomb ($2.5 X_0$) suivi d'un plan de scintillateur chargé de mesurer l'énergie déposée dans le convertisseur. La séparation électron/pion est basée sur le fait que les électrons produisent une gerbe qui prend naissance dans l'absorbeur de plomb avec la majeure partie des particules secondaires qui quittent le plomb et atteignent le scintillateur, et donc induisent un signal qui est beaucoup plus grand qu'un signal typique de pions chargés. Ce signal est représenté statistiquement sur la figure 3.1 où les électrons déposent dans le preshower beaucoup plus d'énergie que les pions.

3.2 Dessin mécanique du PreShower

3.2.1 Généralités

Les plans de détection du système SPD/PS sont installés entre la première chambre à muon et le calorimètre électromagnétique, soit un espace de 180 mm qui rend le dessin conceptuel et technique plutôt compliqué. Ce détecteur consiste en deux couches de bloc de scintillateur (SPD et PS) séparées par un convertisseur en plomb. L'épaisseur de l'absorbeur est le résultat d'un compromis entre les nécessités de produire un nombre de particules secondaires suffisant et de minimiser l'énergie invisible qui est perdue dans l'absorbeur et qui ne peut-être détectée par le calorimètre électromagnétique. Des corrections

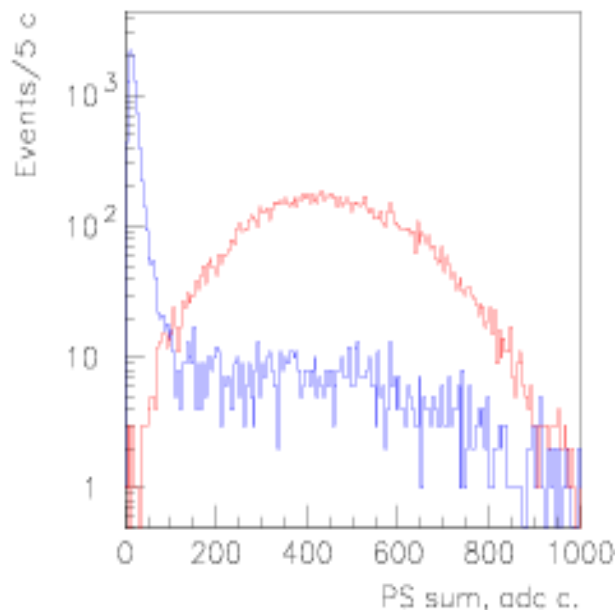


FIG. 3.1 – *Energie déposée en coup ADC (1 MIP \approx 25 coups ADC) pour des électrons (histogramme du haut) et des pions (histogramme du bas) de 50 GeV.*

peuvent être appliquées en estimant l'énergie qui a été perdue dans l'absorbeur à partir de la mesure de l'énergie déposée dans le scintillateur du PS. Après des études Monte Carlo, une épaisseur optimale de 15 mm, correspondant à 2.5 longueur de radiation, a été établie. La lumière de scintillation est alors collectée avec une fibre à décalage de longueur d'onde hélicoïdale (WLS) insérée dans une rainure de la cellule. Les deux bouts de la fibre sont reliés à des fibres claires qui envoient la lumière aux photomultiplicateurs multianodes à 64 voies situés au-dessus et en-dessous du détecteur.

3.2.2 Cellules du preshower et les fibres à décalage de longueur d'onde

3.2.2.1 Les cellules du preshower

6016 cellules constituent le plan de détection du preshower qui est subdivisé en trois régions : interne, milieu et externe avec des tailles de cellules 4×4 , 6×6 et 12×12 cm² respectivement (cf tableau 3.1). La figure 3.2 montre la géométrie d'un bloc de

Région	Cellule du PS (mm)	Blocs scintillateurs (mm)	Nbre de cellules
Interne	39.84	39.23	144
Milieu	59.76	59.1	64
Externe	119.5	118.69	16

TAB. 3.1 – *Paramètres géométriques du plan de détection du preshower.*

scintillateur individuel avec le positionnement de la fibre à décalage de longueur d'onde. Le composant plastique de base constituant la cellule est le polystyrène pour lequel

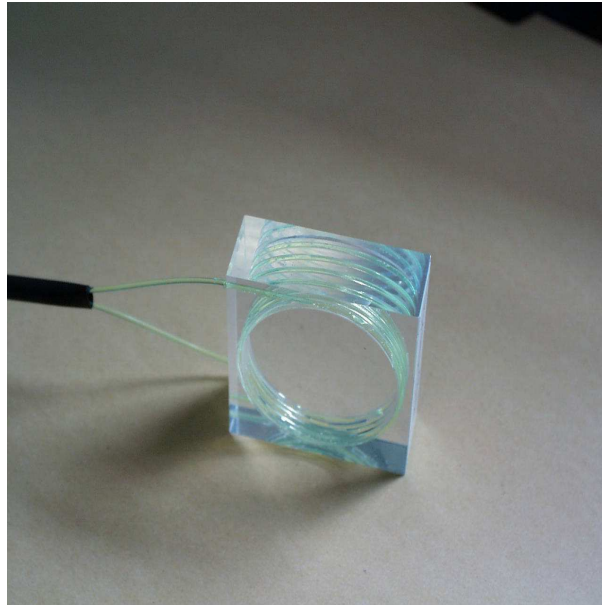


FIG. 3.2 – *Dessin d'une cellule individuelle de scintillateur.*

des dopants à activateurs de longueur d'onde ont été ajoutés. La lumière produite par une particule ionisante à l'intérieur du scintillateur est absorbé par la fibre WLS, et la lumière verte réémise est guidée par réflexion totale jusqu'au photomultiplicateur. Toute la surface de la cellule est polie. Afin d'augmenter l'efficacité de collection, la fibre WLS est placée dans la rainure circulaire usinée à l'intérieur de la cellule. La section efficace de la rainure a une forme rectangulaire de 4.1 mm de long et 1.1 mm de large et fait 3.5 tours de fibre WLS.

3.2.2.2 Connection fibre à fibre

Chaque bloc de scintillateur sera lu des deux côtés de la fibre WLS. Pour amener la lumière jusqu'aux photomultiplicateurs multianodes, des fibres claires sont couplées aux fibres WLS par des connecteurs optiques représentés sur la figure 3.3. Le dessin des connecteurs est basé sur le développement fait pour l'expérience OPAL [93]. La longueur des fibres claires varie de 2.7 m à 3.5 m. Toutes les fibres connectées à un photomultiplicateur particulier ont la même longueur selon les spécifications de l'électronique de Front-End (FE). La fibre claire permet de transporter sur quelques mètres la lumière scintillante des plans SPD/PS jusqu'aux photomultiplicateurs sans atténuation significative.

3.2.3 Modules (unité de détecteur) et supermodules

Les cellules de scintillateur sont regroupées dans des modules de section carrée de $478 \times 478 \text{ mm}^2$. Compte tenu qu'il y a trois régions avec des tailles de cellule différentes pour les plans du preshower, les modules comprendront un nombre différent de blocs de scintillateurs. La structure mécanique d'un module de la région interne est représentée sur la figure 3.4.



FIG. 3.3 – Image d'un toron de fibre avec d'un côté le connecteur optique assurant la connection entre les fibres WLS et les fibres claires.

Les modules sont ensuite assemblés en supermodules, chacun mesurant 6.5 m de haut

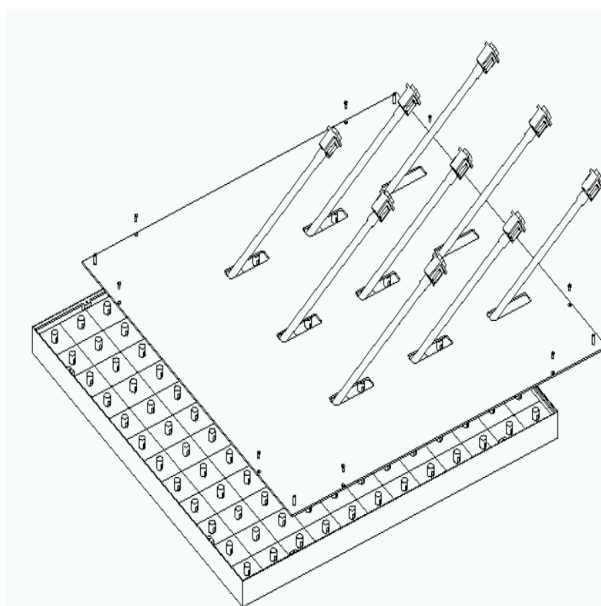


FIG. 3.4 – Dessin mécanique d'une unité de détecteur ou module.

et 0.96 m de large. Chacun de ces supermodules est composé de 26 unités de détecteur. Les photomultiplicateurs sont disposés en haut et en bas du support du supermodule et en dehors de l'acceptance du détecteur. La figure 3.5 donne une idée de la taille et de la façon dont est constitué un supermodule. Les unités de détecteur sont connectées aux photomultiplicateurs par des cables optiques consistant en un toron de 128 fibres

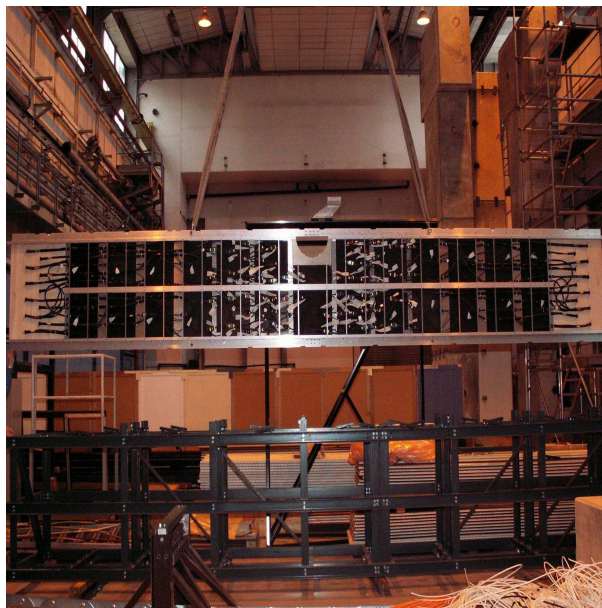


FIG. 3.5 – Vue générale d'un supermodule du détecteur de pied de gerbe.

claires. L'une des extrémités des cables optiques est groupée par 4 et rassemblée à un photomultiplicateur au moyen d'un coupleur.

3.3 Electronique de lecture du preshower

3.3.1 Introduction

En moyenne, environ 25 photoélectrons en réponse à une particule au minimum d'ionisation sont fournis et environ 85% de la charge est obtenu en 25 ns. En outre, pour éviter des problèmes de vieillissement des photomultiplicateurs, ces derniers sont opérés avec un gain très bas. La haute tension est commune aux 64 voies du photomultiplicateur. La dispersion des gains des voies du tube est grande et il convient de la connaître et de la corriger pour assurer l'uniformité du détecteur. L'électronique de Front-End se compose de 2 systèmes : le VFE (Very Front-End) est placé au plus proche du photodétecteur et assure l'intégration et la mise en forme du signal ; le FE (Front-End) digitise le signal envoyé par le VFE et le traite avant qu'il soit distribué au système de déclenchement et à l'acquisition de l'expérience.

Toute l'électronique présentée dans ce mémoire a été développée au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand.

3.3.2 La carte Very Front-End

Cette carte, représentée sur la figure 3.6, assure les opérations d'amplification, d'intégration et de mise en forme du signal.

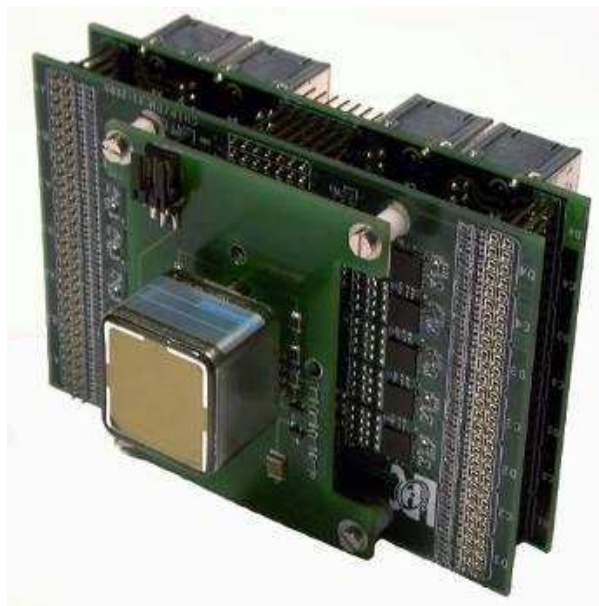


FIG. 3.6 – Carte Very Front-End.

3.3.2.1 Caractéristiques du signal

Dynamique :

Le preshower a un rôle dans le premier niveau du système de déclenchement de l'expérience LHCb. Un signal correspondant à un dépôt d'énergie plus grand que 5 MIP¹ est recherché dans les cellules du preshower afin de signaler la présence d'un électron ou d'un photon. Aucun espace n'est permis entre les croisements de paquets. En outre, les signaux de basse énergie (de l'ordre du MIP) seront utilisés pour calibrer le détecteur. Ceci implique également une bonne précision pour ces signaux. De plus, le preshower est utilisé pour corriger l'énergie électromagnétique mesuré dans le ECAL avec l'énergie déposée dans les matériaux du preshower, lorsque c'est approprié. Un signal d'électrons de 50 GeV s'étend jusqu'à des valeurs de 100 MIP dans une cellule du preshower. La fraction de MIP affectée au bit le moins significatif (LSB) est $\frac{1}{10}$ de MIP, ce qui correspond à une résolution de 2% pour un signal de 5 MIP. C'est donc cette gamme dynamique de 0.1 à 100 MIP, qui peut être encodée dans 10 bits, qui a été choisie.

Forme du signal :

Un signal au MIP correspond à environ 25 photoélectrons à la sortie de la photocathode du photomultiplicateur 64 voies. La dispersion statistique d'un tel signal est importante comme on peut le voir sur la figure 3.7. Cette figure représente un signal typique au MIP attendu dans le PreShower. On distingue le départ de l'intégration de la charge ainsi que l'intervalle de temps d'intégration de 25 ns. Cette figure illustre la fluctuation d'un signal au MIP et la nécessité d'intégrer la charge et de ne pas mesurer le signal à sa valeur maximale. La fraction d'énergie collectée entre deux croisements de

¹1 MIP est l'énergie déposée par une particule au minimum d'ionisation

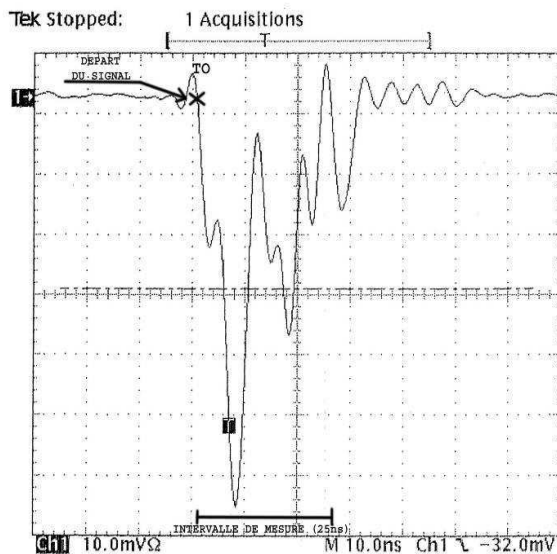


FIG. 3.7 – Signal typique au MIP attendu dans une cellule du preshower. On distingue le temps de départ de l’intégration pendant 25 ns. On voit la fluctuation importante de ce signal au MIP sur l’intervalle de temps de 25 ns. Ceci illustre le choix de l’intégration de la charge au lieu de mesurer le signal à sa valeur maximale.

paquets du LHC (25 ns) a été mesurée à $(83 \pm 10)\%$ pour un signal au MIP. L’erreur due à la fluctuation du signal lui-même décroît à 4% pour un signal de 5 MIP qui est le seuil du système de déclenchement. Les fluctuations dues à la forme du signal décroissent lorsque l’énergie augmente et deviennent négligeables pour de grands dépôts d’énergies. Pour s’accomoder de tels signaux, le dessin de la carte “very front-end” est basé sur un système avec deux canaux commutateurs afin que la collection du signal durant les 25 ns n’introduise pas de temps mort. Ceci permet de gérer deux interactions consécutives. C’est ce système qui assure l’intégration du signal.

3.3.2.2 Dessin de la carte VFE

Sur la figure 3.6, on constate que la carte VFE est en fait composée de trois étages : le premier est la carte de base où est connecté le photomultiplicateur. Le second étage est composé de la carte hébergeant 16 circuits intégrés spécifiques (chip) comportant chacun 4 voies, soit un total de 64 voies, qui correspondent aux nombres de voies du photomultiplicateur. Enfin, le dernier étage est la carte des connecteurs RJ45. Le signal est envoyé par des câbles de 27 m à l’électronique de Front-End située sur la plate-forme du ECAL.

Le choix de l’intégration du signal se base sur deux arguments. D’une part, nous avons à notre disposition un temps limité qui nous interdit de mesurer le signal à sa valeur maximale. D’autre part, l’intégration du signal permet de faire une “pseudo-addition” statistique même pour les signaux de quelques MIPs.

Nous devons accepter une imprécision d’une nanoseconde lorsque l’on considère le temps d’intégration. Afin d’obtenir la meilleure précision possible, le temps d’intégration

doit être aussi long que possible. Le temps maximum d'intégration est de 25 ns. Comme la probabilité d'avoir deux signaux consécutifs n'est pas négligeable, nous avons besoin de deux croisements de paquets pour pouvoir intégrer le signal et le remettre à zéro. La fréquence est divisée par deux et nous devons utiliser deux intégrateurs et un multiplexeur par canal dont la fonction est de choisir le canal différentiel en allumant les générateurs de courant. Notons enfin que deux gains sont accessibles dans l'électronique VFE (l'un est motivé par l'autre). Le choix du gain par défaut est le petit ; le grand gain peut-être sélectionné au moyen d'un cavalier.

3.3.3 La carte Front-End

Dans cette section, nous présentons l'architecture de la carte Front-End du point de vue du traitement des données. La figure 3.8 présente le synopsis de cette carte sur laquelle le lecteur pourra se baser pour toute la suite de la discussion.

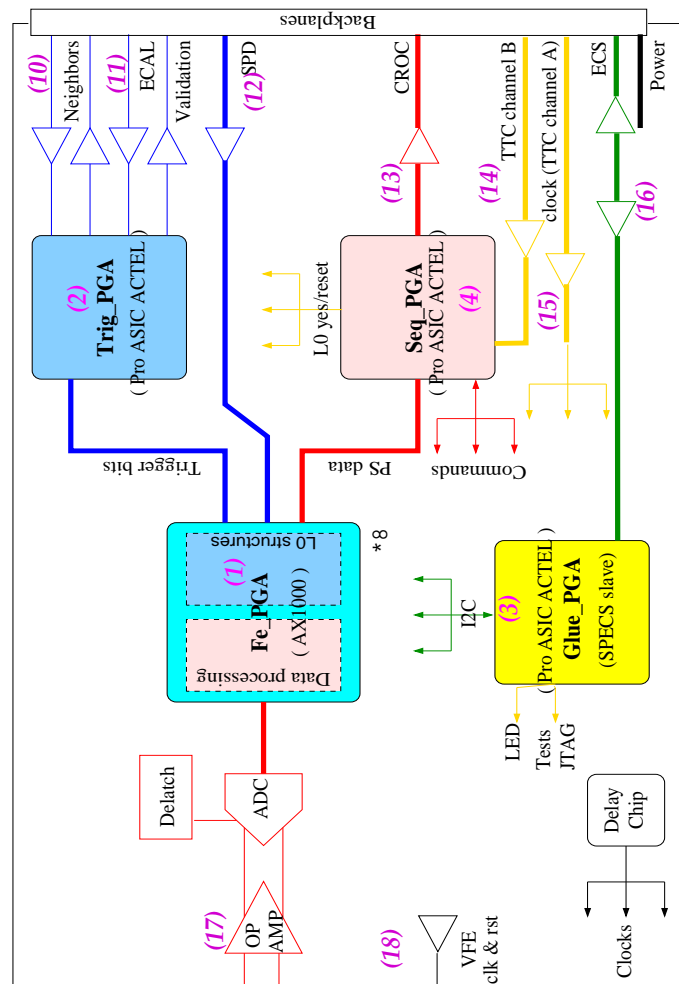


FIG. 3.8 – Synopsis de la carte Front-End.

3.3.3.1 Introduction

Chaque carte very Front-End est lue par une carte Front-End. Les cartes Front-End sont placées dans 4 crates pour une moitié du détecteur et discutent entre elles et avec d'autres systèmes que sont le CROC², la carte de contrôle du SPD (SPD Control Board), la carte de validation ainsi que les cartes Front-End du calorimètre électromagnétique. Cette disposition est montrée sur la figure 3.9

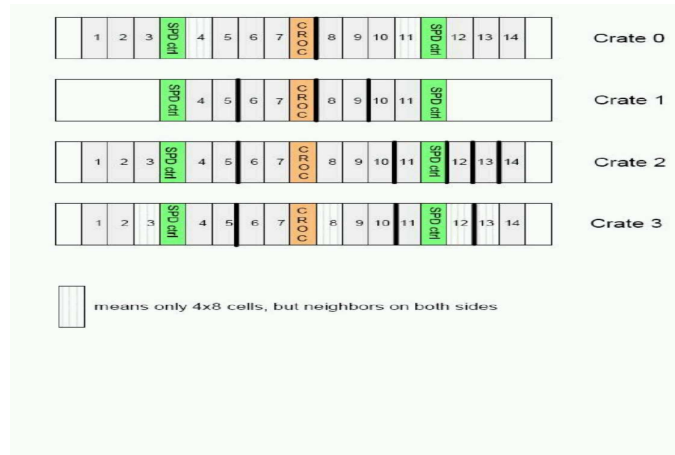


FIG. 3.9 – Dessin des quatre châssis (crates) de l'expérience LHCb. On distingue le CROC et les cartes de contrôle SPD

3.3.3.2 Traitement du signal

Digitisation

La carte FE reçoit les signaux analogiques mis en forme par la carte VFE par l'intermédiaire de câbles croisés d'une longueur de 27 mètres. La présence de ces câbles est loin d'être neutre pour le signal analogique qui y est transmis. Les effets sont de quatre ordres : atténuation du signal, réflexion de l'onde constituée par le signal dues aux ruptures d'impédance, effet de peau et sensibilité aux parasites par défaut de compatibilité magnétique. Pour une description détaillée des câbles utilisés le lecteur pourra consulter la référence [94]. Les signaux analogiques doivent être convertis en signaux numériques avant tout traitement de la part de la carte FE. Ceci est réalisé au moyen d'un convertisseur analogique numérique (CAN). Cette conversion est réalisée à la cadence de 40 MHz. Le CAN possède une résolution de 10 bits pour qu'à l'issue des calculs une précision suffisante soit conservée sur les données destinées aux analyses physiques.

Mise en temps

Avant toute opération de traitement, il est très important de synchroniser en temps l'horloge d'échantillonnage qui commande le CAN avec le signal analogique. C'est donc la partie numérique de la carte FE qui fournira l'horloge de la carte VFE.

²Calorimeter ReadOut Card

Au niveau des circuits de traitement des données, il est très important de connaître de quelle demi-voie provient la donnée en cours. Par conséquent, un signal de remise à zéro est généré sur la carte FE et transmis à la carte analogique. Ce signal permet la synchronisation des deux cartes en positionnant la demi-voie active après une mise à zéro dans un état bien connu à la fois sur les parties analogiques et numériques. Une campagne de tests a permis de s'assurer que la mise à zéro fonctionnait correctement sur le circuit analogique.

3.3.3.3 Front-End PGA

Après la digitisation du signal par la carte FE, on trouve un ensemble de huit PGA identiques non reprogrammable. Il s'agit de produits ACTEL AX1000, résistant aux radiations. Chacun d'eux a en charge le traitement de huit voies du preshower. A ce stade, plusieurs corrections sont appliquées au signal : la soustraction de l'offset de l'électronique, soustraction du reste du précédent cycle de 25 ns (correction α), dispersion du gain canal à canal.

Corrections du décalage

Dans la carte VFE du preshower, 16 chips mettent en forme le signal des 64 sorties des photomultiplicateurs. La mise en forme du signal est réalisée par deux intégrateurs rapides intercalés, chacun fonctionnant à 20 MHz : tandis qu'un des deux intègre le signal du photomultiplicateur durant 25 ns, le second est numériquement remis à zéro. Le décalage des chips a été mesuré pendant la production et a été évalué en moyenne à 33 mV pour le bas gain et 54 mV pour le haut gain. Seuls les chips avec un offset inférieur à 100 mV pour le haut gain et supérieur à 85 mV pour le bas gain sont acceptés. Il s'agit alors pour corriger cette imperfection de soustraire une valeur fixe et égale au décalage de la demi-voie considéré. Si D représente les données corrigées et D_r les données brutes, nous avons alors :

$$D = D_r - \text{offset} \quad (3.1)$$

Ajustement du gain

Le gain total de la partie précédente de la chaîne est également susceptible de varier. La correction consiste à multiplier la donnée par un facteur de normalisation. De cette façon, à l'issue des deux ajustements, une même valeur d'énergie de la particule incidente donne en théorie la même valeur de donnée au sens de la moyenne statistique pour toutes les voies du détecteur.

Ainsi, le gain est codé de la façon suivante :

$$G = 1 + \epsilon, \quad (3.2)$$

où $0 < \epsilon < 1$.

Si D représente les données et D_r les données brutes, nous avons :

$$D = D_r + \epsilon \cdot D_r, \quad (3.3)$$

où ϵ est un nombre codé sur huit bits.

Correction de spill-over

Si on découpe un signal du PreShower en lots S_j successifs de 25 ns (temps d'intégration maximum autorisé par l'expérience), on définit alors $\alpha = \frac{S_j}{S_{j-1}}$. De plus si la forme du signal est exponentielle, on a également $\alpha = \frac{S_{j-1}}{S_{j-2}}$. Ce paramètre a été mesuré en faisceau test pour des signaux au MIP pour 15 cellules différentes du preshower prises dans les trois régions composant le preshower (interne, milieu, externe). Dans LHCb, afin d'avoir une photostatistique raisonnable, tout en enregistrant les lots de données intéressants, de grandes valeurs de β , complément du paramètre α , et de petites valeurs de α sont nécessaires. La figure 3.10 donne une valeur moyenne de α égale à 0.19 obtenue en faisceau test et pour les différents types de cellules considérées. Ce qui signifie que le

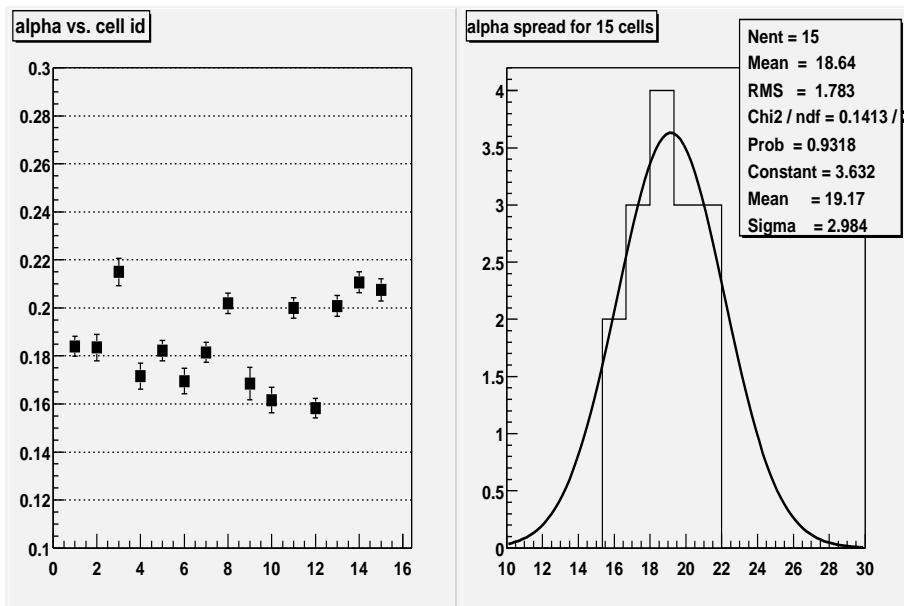


FIG. 3.10 – Variation de α de cellule à cellule.

paramètre β , correspondant à la fraction de signal intégré pendant 25 ns est de 81% en moyenne.

3.3.4 Partie déclenchement

Le système de déclenchement, qui fonctionne en parallèle de la production et de l'acquisition des données, a besoin de données simplifiées pour effectuer les calculs nécessaires à la prise de décision. Le preshower fait partie des détecteurs exploités au premier niveau de déclenchement et doit donc produire un jeu de données qui lui est destiné. Toutes les opérations concernant la partie déclenchement du preshower sont gérées par le PGA reprogrammable (TRIGPGA) illustré sur la figure 3.8.

3.3.4.1 La multiplicité SPD

Le calcul de la multiplicité SPD consiste à compter le nombre de bits à 1 à l'intérieur des données SPD. Un nombre (un par carte Front-End) compris entre 0 et 64 inclus (7 bits) est alors envoyé à la carte de contrôle SPD correspondante située dans un châssis PS comme indiqué sur la figure 3.9.

3.3.4.2 La recherche des voisins

La recherche des voisins est le processus de réduction des données à destination du système de déclenchement. Le preshower est segmenté en 6016 cellules. Il en est de même pour le calorimètre électromagnétique (ECAL). Pour ce dernier, les voies sont regroupées par 32. A un groupe de 32 cellules correspond une carte FE du ECAL. En revanche, les voies du preshower sont regroupées par 64 pour une carte FE à laquelle correspondent donc deux cartes frontales du calorimètre électromagnétique.

Il est possible d'identifier une voie par un nombre qui constitue son adresse. Chaque carte FE du ECAL (bloc de 32 cellules) transmet une adresse à la demi-carte Front-End du preshower correspondant. Cette adresse correspond à la voie du détecteur avec la plus grande énergie transverse et on définit un cluster 2×2 cellules à partir de cette cellule de façon univoque. En retour sont renvoyés les bits des données déclenchement de la voie adressée et des trois autres cellules du cluster à une troisième carte faisant partie du système de déclenchement de premier niveau : la carte de validation.

3.3.4.3 Segmentation, adresses et voisins

La figure 3.11 montre pour une moitié de détecteur sa segmentation en blocs de 64 voies. Les gros numéros identifient les châssis et les petits l'emplacement des cartes en leur sein. A cause du nombre de voies et de leur répartition, il subsiste quelques blocs incomplet de 32 voies. Du point de vue de la recherche des voisins, les cartes FE sont divisées en deux demi-cartes pour rester compatible avec la structure du ECAL.

La figure 3.12 montre les 32 voies d'une demi-carte Front-End. Les 32 cellules sont susceptibles d'être adressées par le calorimètre électromagnétique. Dans ce cas, la demi carte FE doit retourner le bit de déclenchement de la cellule adressée, celle immédiatement au-dessus, celui de la cellule de droite et enfin celui de la cellule du dessus à droite. Afin de construire l'information L0 du calorimètre, toutes les réponses des sous-détecteurs doivent être combinées. La figure 3.13 représente le schéma complet et les liens entre les différents sous-détecteurs du système de déclenchement du calorimètre.

3.3.4.4 Prototype de carte Front-End

Depuis avril 2006, un prototype complet 64 voies est disponible (cf figure 3.14) et a été longuement testé. Le design de la carte est validé et la production est lancée. Ces cartes seront testées au laboratoire à la fin de l'automne 2006 pour être installées dans la caverne.

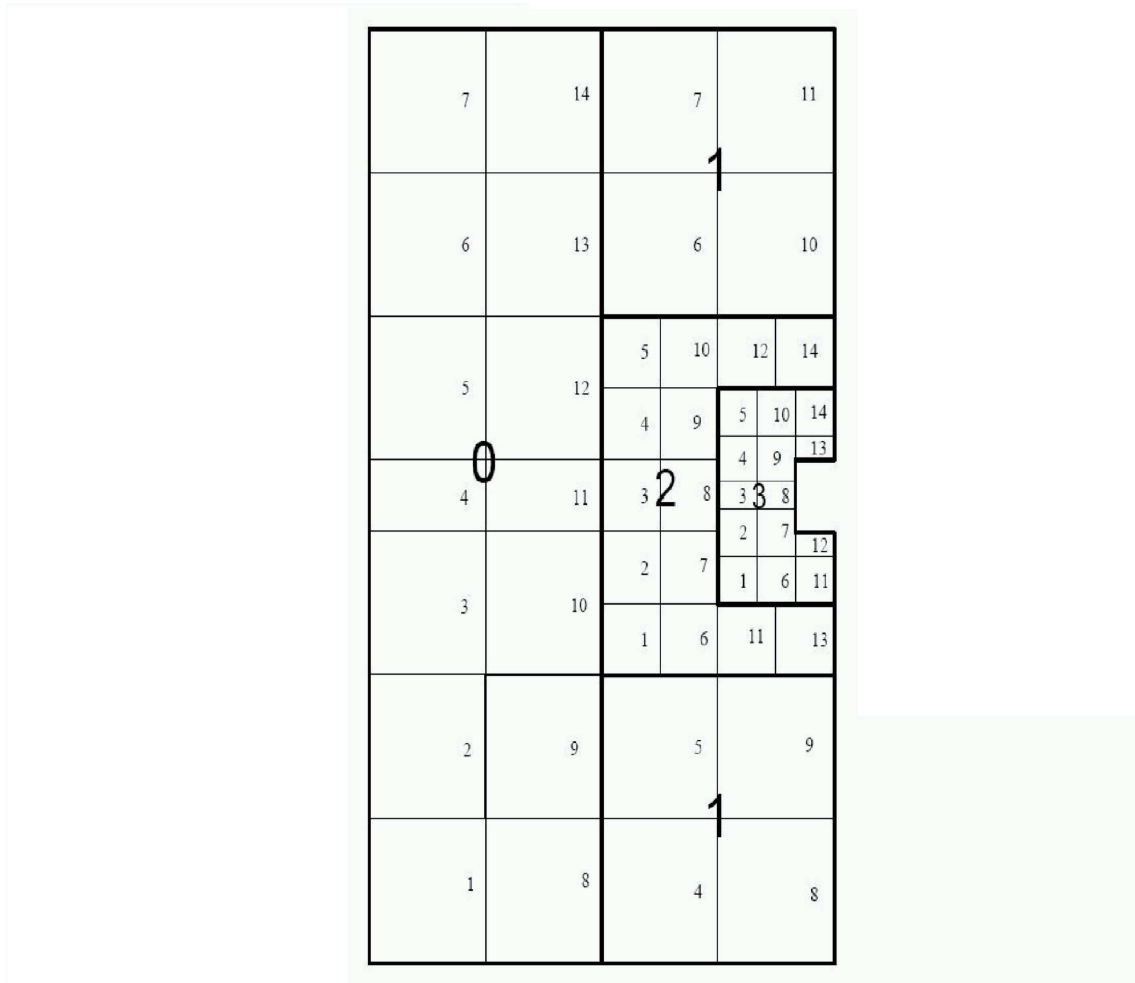


FIG. 3.11 – Représentation de la moitié du détecteur. On distingue les régions internes, moyennes et externes du preshower. Chaque carrée correspond à un photomultiplicateur, i.e 64 voies de détection.

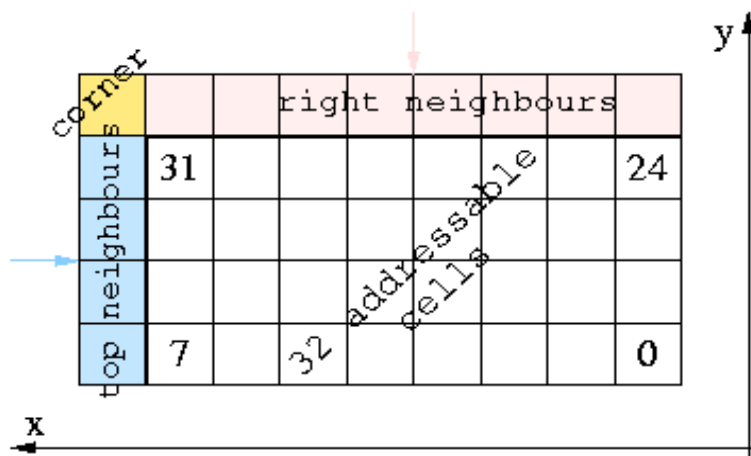


FIG. 3.12 – Définition des voies électroniques adressables pour une demie-carte. Une colonne correspond à une carte FEPGA.

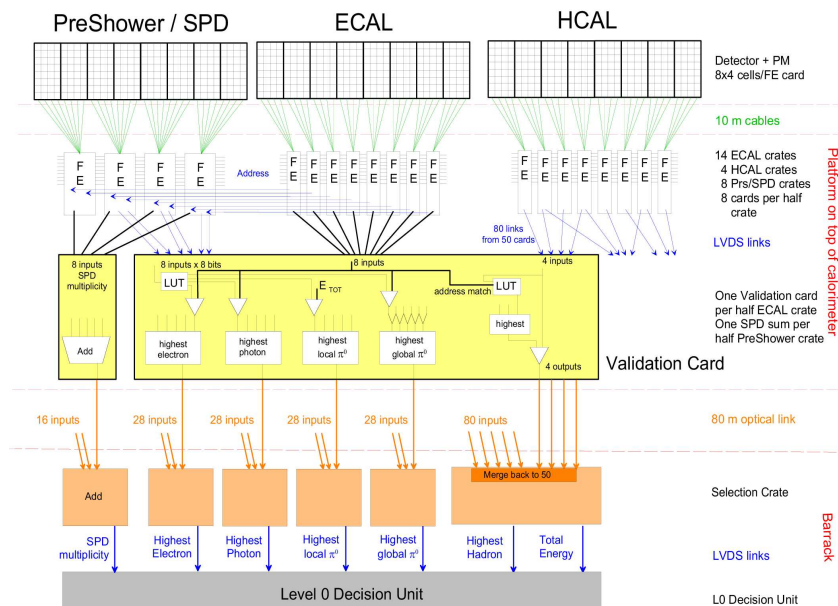


FIG. 3.13 – Vue générale du système de déclenchement du calorimètre de l'expérience.

3.3.5 La carte de lecture du calorimètre électromagnétique (CROC)

Le premier objectif de ce module est de collecter les données, le second est de réduire la quantité de données en appliquant un algorithme de suppression de zéros. Cette carte effectue le formatage final des données. La dernière fonction est d'envoyer les données au système d'acquisition de l'expérience (DAQ). Ce module est chargé de la lecture et du contrôle des cartes Front-End du preshower situées dans le même châssis comme le montre la figure 3.9.

3.3.6 L'unité de décision de premier niveau : L0DU

Sur la figure 3.13, la chaîne du système de déclenchement de premier niveau se termine par une unité de décision, L0DU, dont les développements, actuellement en cours, sont effectués au laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand.

Rappelons ici que le volume de données à traiter est trop important pour qu'elles soient toutes enregistrées. C'est pourquoi l'expérience LHCb s'est dotée d'un système de déclenchement à plusieurs niveaux afin de ne retenir que les candidats intéressants. Ce module, qui prend la décision au premier niveau de déclenchement, reçoit les informations de différentes parties du détecteur : calorimètres et système de détection des muons. En combinant les données de ces différentes sous-parties du détecteur, il fournit une décision par croisement à 40 MHz. A l'aide des critères de déclenchement définis dans la section 2.2.6.1, ce module envoie une décision au second niveau de trigger, aujourd'hui défini au niveau software à 1 MHz.

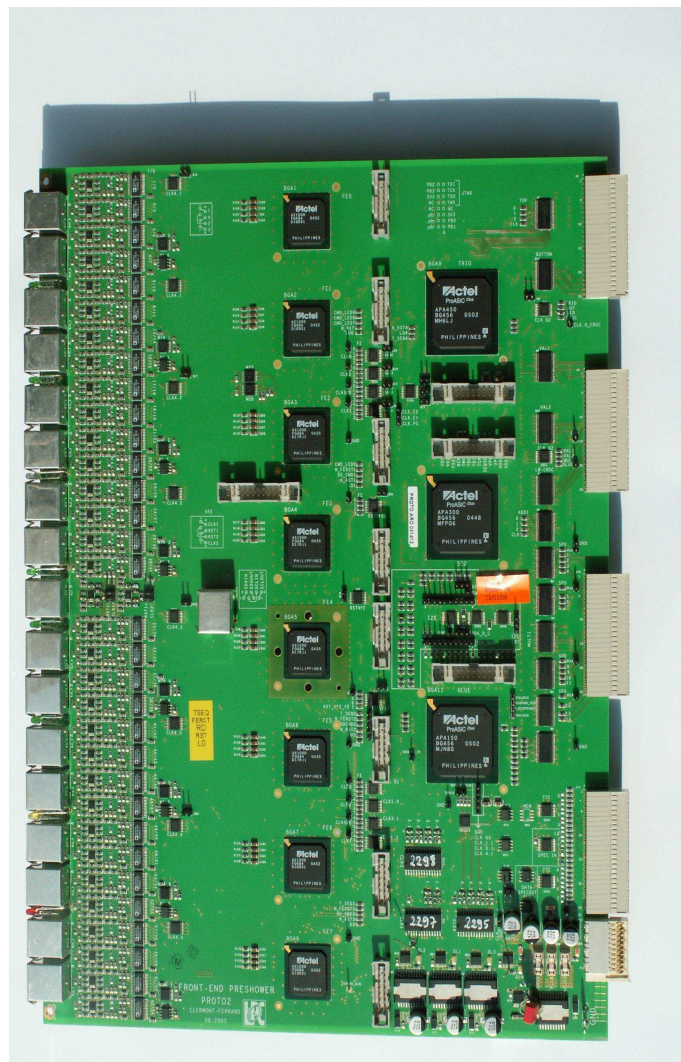


FIG. 3.14 – Prototype de carte Front-End.

Chapitre 4

Photomultiplicateurs du détecteur de pied de gerbe

4.1 Introduction

La figure 4.1 présente les éléments de base constituant un photomultiplicateur ainsi que son principe de fonctionnement. Un photomultiplicateur est composé d'une photoca-

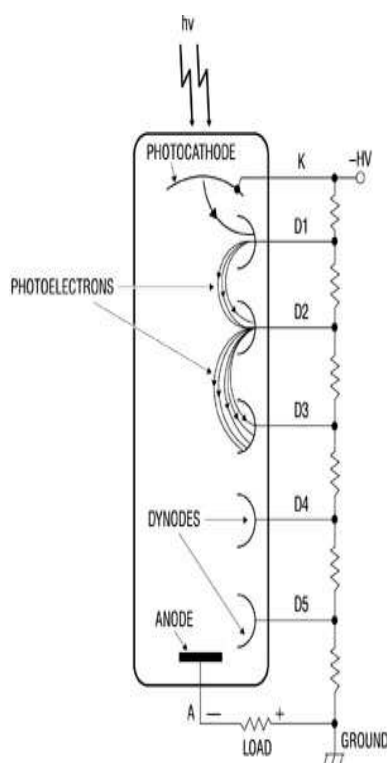


FIG. 4.1 – Description des éléments de base constituant un photomultiplicateur ainsi que son principe de fonctionnement.

thode qui réalise la conversion des photons entrant en électrons par effet photoélectrique. Les électrons ainsi créé sont alors concentrés sur la première électrode grâce à un système de focalisation électromagnétique, puis accélérés au moyen d'électrodes (dynodes) portées

à des potentiels croissants dont le but est de multiplier en cascade le nombre d'électrons. Finalement, la charge est collectée par une anode située en bout de chaîne.

4.2 Emission de photoélectrons

L'effet photoélectrique est une interaction quantique entre un photon et un électron atomique. Le résultat de cette interaction est que le photon est absorbé et l'électron atomique éjecté. L'énergie de ce dernier est la différence entre celle du photon et l'énergie nécessaire pour avoir un électron libre.

L'effet photoélectrique fut fortuitement découvert par Hertz en 1887 [96] alors qu'il cherchait à mettre en évidence les ondes électromagnétiques prédites par la théorie de Maxwell. Cependant, il n'accorda pas beaucoup d'attention à ce phénomène et l'étude systématique de cet effet fut entreprise par Lenard. Le problème resta entier jusqu'à la découverte de l'électron en 1897 par J. J. Thomson [97]. Finalement, en 1905, Einstein [98], reprenant la théorie quantique de Planck, expliqua théoriquement le processus de l'effet photoélectrique.

Le premier photomultiplicateur a été construit en 1902 par Austin et al [99]. Mais le tout premier phototube, utilisé comme structure de base pour les photomultiplicateurs actuels, n'a été fabriqué qu'en 1939 par Zworykin et Rachman [100]. Depuis, les tubes ont été constamment améliorés par des recherches sur les matériaux de la photocathode ou sur de nouvelles techniques de multiplication afin de s'adapter aux besoins grandissant des expériences de physique ainsi qu'à l'industrie.

4.2.1 Physique de la photocathode

Le but de la photocathode est d'absorber les photons incidents et d'émettre des électrons grâce à l'effet photoélectrique décrit auparavant. La figure 4.2 montre les structures de bandes pour un métal, semi-conducteur et isolant. Dans le cas des métaux (cf Fig 4.2 c)), la bande de conduction est remplie jusqu'au niveau de Fermi, E_f . Pour libérer un électron, nous devons fournir le travail $W_{th} = E_0 - E_f$ où E_0 est le niveau d'énergie du vide. L'énergie supplémentaire peut être fournie par un photon d'énergie $h\nu \geq W_{th}$, appelée seuil de photoémission W_{ph} . Pour les métaux, on a $W_{th} = W_{ph}$, à l'exception des métaux alcalins (Li, Na, K, Rb, Cs) dont la barrière de potentiel est plus grande que 3 eV et dont la photoémission n'apparaît pas en réponse à une excitation lumineuse dans le visible. Cependant, les métaux pour la photocathode ne sont pas appropriés. En voyageant jusqu'à la surface de la photocathode, l'électron excité perd de l'énergie due aux collisions avec les électrons atomiques sur son chemin. La probabilité d'atteindre la surface avec suffisamment d'énergie est considérablement réduite compte tenu du fait que les électrons atomiques sont essentiellement libres. Le rapport entre le nombre d'électrons collectés à l'anode et le nombre de photons incidents est appelé efficacité quantique qui dans ce cas est de l'ordre de 0.1%. Ceci nécessite en moyenne 1000 photons pour produire 1 photoélectron.

Les matériaux semi-conducteurs et isolants (cf Fig 4.2 a) et b)) diffèrent en ce sens

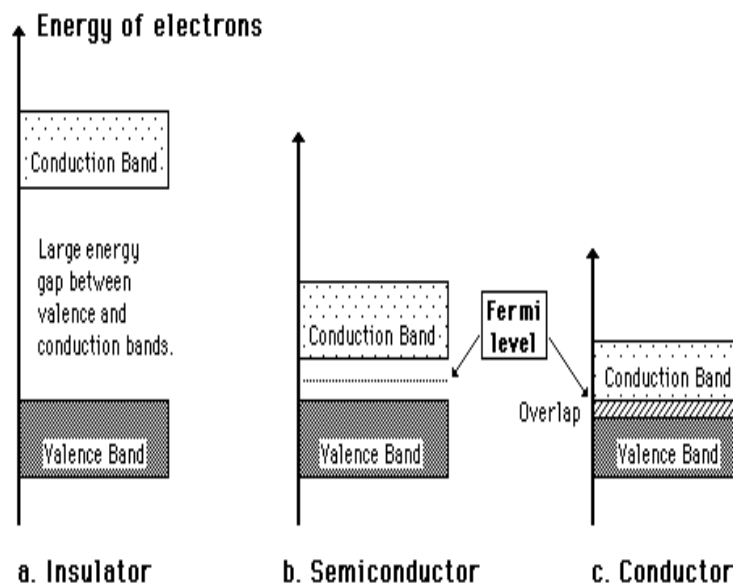


FIG. 4.2 – Bandes d'énergies dans (a) un isolant, (b) semi-conducteur, (c) métal.

qu'ils possèdent un niveau de bande d'énergie de conduction E_c ainsi qu'un niveau de Fermi compris dans la bande interdite. Pour s'extraire du métal, l'électron doit surmonter un saut d'énergie $E_g = E_c - E_v$ où E_v est le niveau d'énergie de la bande de valence pour atteindre la bande de conduction et une énergie d'affinité supplémentaire $E_a = E_0 - E_c$. Les énergies de travail pour les semi-conducteurs sont de l'ordre de 5 à 6 eV et ne sont par conséquent sensible qu'à des longueurs d'ondes inférieures à 250 nm. Il est cependant possible de réduire la barrière de surface et d'étendre la gamme de longueurs d'ondes par des techniques de dopage.

Les photocathodes sont donc constituées de semi-conducteurs semi-transparentes ou opaques dopés. Dans le cas des photocathodes opaques, les photoélectrons sont collectés à partir de la même surface sur laquelle la lumière est incidente. Pour les photocathodes semi-transparentes, la lumière passe d'abord à travers la couche de substrat transparente puis voyage à travers la photocathode semi-transparente de façon à se que les photoélectrons soit collectés à partir de la surface opposée.

4.2.2 L'efficacité quantique

L'efficacité quantique est une caractéristique majeur des photomultiplicateurs. La mesure de celle-ci étant difficilement réalisable, nous laissons le soin à la compagnie japonaise Hamamatsu qui produit les photodétecteurs pour le PreShower et décrits dans cette partie, de fournir cette mesure.

Cette quantité est définie comme le rapport du nombre de photoélectrons émis sur le nombre de photons incidents. Nous pouvons également la définir en terme de probabilité de la façon suivante :

$$EQ(\nu) = (1 - R) \times \frac{P_\nu}{k} \times \left(\frac{1}{1 + \frac{1}{kL}} \right) \times P_s, \quad (4.1)$$

où R est le coefficient de réflexion, k est le coefficient d'absorption des photons. P_ν est la probabilité que l'absorption de lumière puisse exciter les électrons à un niveau supérieur à la barrière de surface, L est la longueur moyenne d'extraction des électrons excités, P_s est la probabilité que les électrons atteignent la surface de la photocathode, ν est la fréquence de la lumière.

4.3 Multiplication des photoélectrons

Les photons convertis ne produisent pas assez d'électrons pour être directement mesurable. Afin d'obtenir un signal utile, l'électron primaire est utilisé pour créer un électron secondaire selon le même principe que l'effet photoélectrique excepté que le déclenchement se fait avec des électrons et non des photons.

4.3.1 La chaîne de dynodes

L'amplification est assurée par un ensemble de dynodes lesquelles sont arrangées de telle façon que le champs électrique existant entre elle force l'électron émis à se diriger vers la dynode suivante comme l'indique la figure 4.3. Les électrons libres issus de la

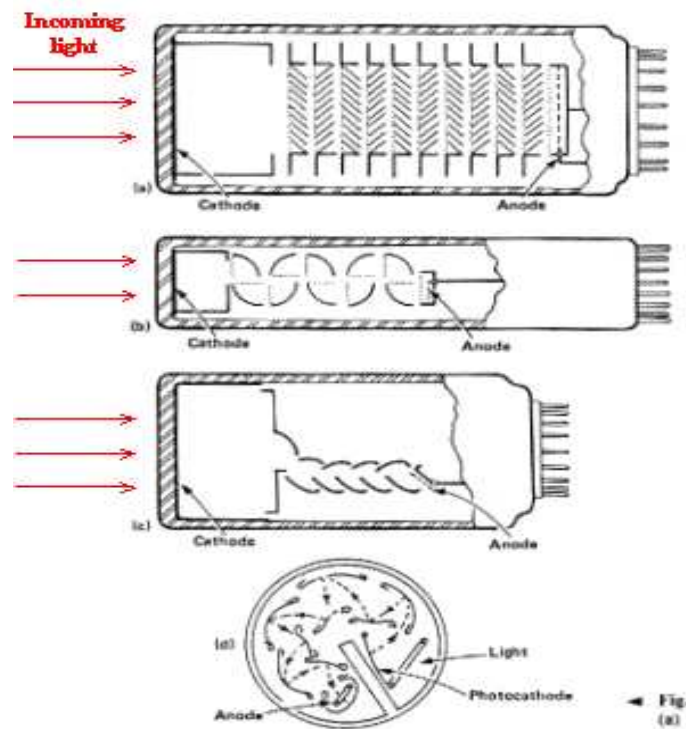


FIG. 4.3 – Exemples de structures de dynodes.

première dynode sont responsables de l'émission d'autres électrons à la prochaine dynode et ce jusqu'à la dernière dynode. Le gain total de la chaîne de dynode est donnée par :

$$G = \prod_{i=1}^N g_i, \quad (4.2)$$

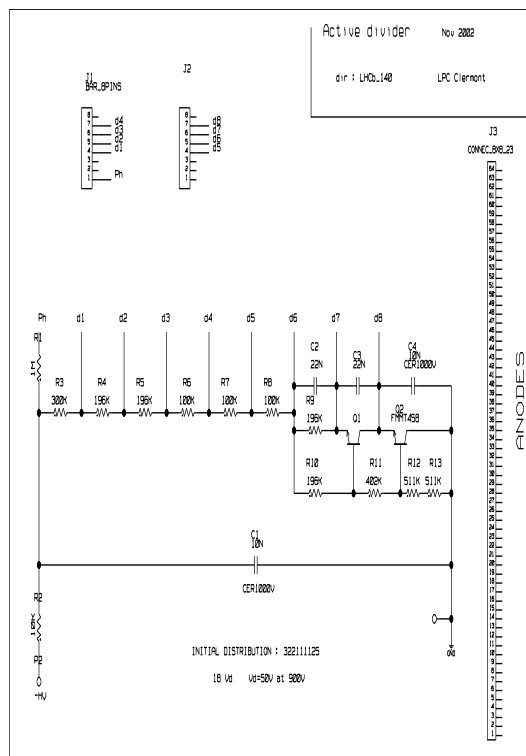


FIG. 4.4 – Schéma du diviseur de tension utilisé pour le photomultiplicateur.

où $g_i = \delta_i \times n_i$ est le gain de chacune des dynodes i avec δ_i le facteur d'émission secondaire, n représente l'efficacité de collection et N est le nombre d'étages d'amplification. Comme l'indique la figure 4.3, il existe différents types de chaîne de dynodes chacune d'elle possédant des caractéristiques propres. Par conséquent, la disposition de l'amplification doit être choisie avec prudence suivant l'usage que l'on veut faire du photomultiplicateur.

4.3.2 Alimentation en hautes tensions

Les électrons sont accélérés au moyen de champs électriques. Les champs sont dus à un ensemble de potentiels électriques qui sont souvent associés à un pont diviseur. Ce dernier permet de contrôler le rapport de gain à une dynode à partir d'une source de haute tension. Pour une collection de photoélectrons efficace, la différence de potentiel entre la cathode et la première dynode est plus grande que celle entre dynodes. Afin d'avoir un gain fixe, il est important d'avoir des potentiels stables à chaque dynodes. Pour notre propos, nous n'utilisons pas la base fournit par le constructeur car la fréquence de croisement des faisceaux du LHC (40 MHz) induit de grand courant moyen dans les photomultiplicateurs du PreShower. Pour les raisons expliquées ci-avant, il nous faut dessiné une base dédiée représentée sur la figure 4.4. La répartition des tensions entre les dynodes ont été optimisées afin d'augmenter la linéarité du photomultiplicateur. Les capacités en parallèle sur les derniers étages améliorent la linéarité et gardent un gain constant à la sortie de l'anode. La non-linéarité de la réponse est principalement due à un phénomène d'écrantage de la charge (on parle de charge d'espace). Plus la tension est élevée plus la charge d'espace est rapidement évacuée.

4.4 Caractérisation des photomultiplicateurs du PreShower

Au moment du choix du photodétecteur qui équipera le détecteur de pieds de gerbe, plusieurs solutions technologiques étaient disponibles sur le marché. Parmi celles-ci, nous avons les photodiodes à avalanche (APD). Bien que ces photodétecteurs présentent l'avantage de posséder de petits pixels, permettant ainsi d'atteindre une très bonne résolution du photoélectron unique avec une bonne efficacité quantique, leur mise en œuvre nécessite de contrôler la haute tension d'alimentation avec une grande précision et réclame également de fonctionner à bonne température. Ces pénalités objectives ont semblé suffisamment délicates à contrôler et par conséquent le choix de la collaboration s'est porté sur les photomultiplicateurs multianodes à 64 voies.

4.4.1 Les photomultiplicateurs multianodes 64 voies

La qualification et le choix du photodétecteur est une démarche itérative et les chemins qui permettent d'aboutir au dessin final sont des allers-retours permanents entre les performances de physique requises, celles du photodétecteur lui-même et l'électronique de lecture qui lui est associée.

Les photomultiplicateurs multianodes 64 voies sont produits par la compagnie japonaise Hamamatsu. Pour le détecteur de pieds de gerbe, nous considérons le modèle R7600-00-M64 représenté sur la figure 4.5. Sa structure consiste en un tableau 8×8 comportant 64

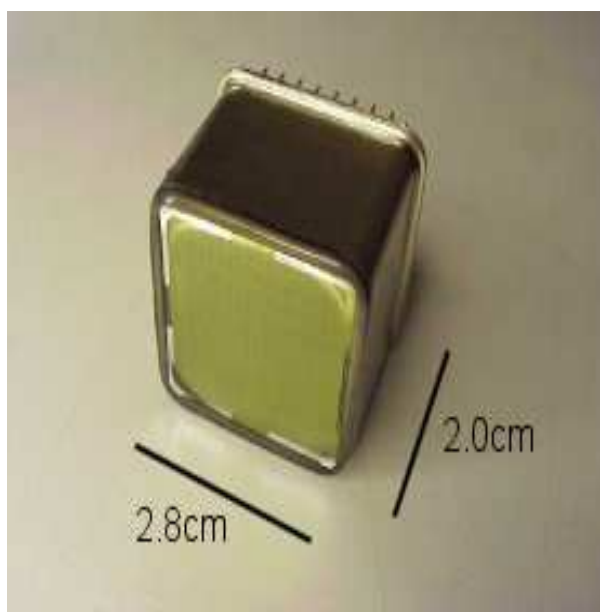


FIG. 4.5 – Vue générale d'un photomultiplicateur multianode modèle R7600.

voies avec une granularité de cellule de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ et une séparation de 0.3 mm entre les cellules pour une taille physique de $25 \times 25 \times 20 \text{ mm}$ sans compter les broches d'alimentation. Les dimensions sont montrées sur la figure 4.6. Les propriétés de la photocathode de ce photomultiplicateur sont résumées dans le tableau 4.1. Son système d'amplification

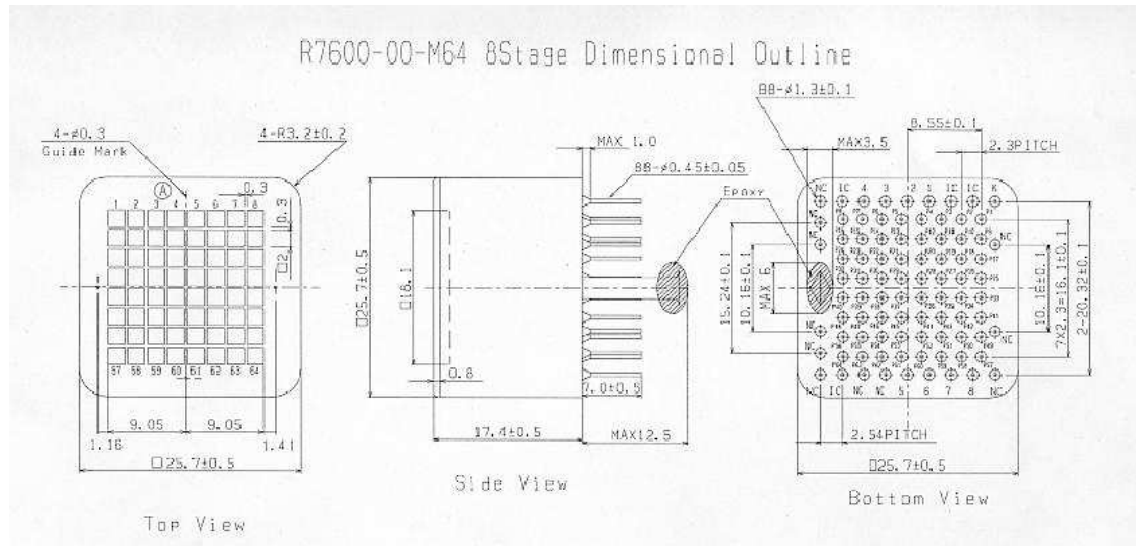


FIG. 4.6 – Dimensions du photomultiplicateur multianode R7600 [99].

Composition de la photocathode	Sb-K ² -Cs
Composition de la fenêtre	borosilicate
Réponse spectrale	185-650 nm
Réponse maximale	420 nm
Sensibilité typique de la photocathode	80 mA/lm
Surface utile	18 × 18 mm ²

TAB. 4.1 – Caractéristiques principales de la photocathode du R7600.

est constitué de dynodes dont le principe de fonctionnement a été discuté dans la section 4.3.1. Celles-ci sont composées d'une fine plaque métallique obtenue par microlithographie. L'émission secondaire est assurée par un dépôt de bialkali obtenu en vaporisant tout d'abord une fine couche d'antimoine (Sb) servant de substrat puis en introduisant les métaux alcalins qui sont d'une part le césium (Cs) pour favoriser l'émission secondaire et d'autre part le potassium (K) pour fixer le césium sur l'antimoine. De plus une mince couche de césium est déposée sur cet alliage pour minimiser le travail de sortie des électrons secondaires. Les plans de dynode sont séparés de 1 mm. Le diviseur de tension utilisé pour répartir la haute tension est représenté sur la figure 4.4.

Afin de caractériser ces photomultiplicateurs, plusieurs banc de tests ont été mis en œuvre. Un premier banc, de R&D, a été utilisé afin de mesurer des caractéristiques génériques des photomultiplicateurs disponibles telle que la linéarité, l'uniformité, la stabilité, le vieillissement, le comportement en champs magnétique, la diaphonie électronique. Ce premier banc de tests avait en charge de mesurer des photomultiplicateurs comportant 6, 8 et 12 étages d'amplification.

Ensuite après avoir choisi le nombre d'étages (8), choix guidait par les résultats du banc de tests de R&D, le laboratoire de Clermont-Ferrand a mis au point un second banc de tests qui permet de qualifier et valider ces photomultiplicateurs multianodes.

4.4.2 Description du banc de test R&D

Il s'agissait dans cette phase de mise au point du photodétecteur d'étudier ses performances génériques. C'était le but de ce banc de tests R&D que nous allons décrire. Avec ce dernier nous avons mesuré le gain, la linéarité, l'uniformité ainsi que la diaphonie électronique. Ces tests avaient un double objectif : s'assurer que les photomultiplicateurs étaient de bons candidat pour équiper le détecteur de pied de gerbe mais ils étaient également guidés par la nécessité de comprendre la réponse d'un seul pixel. Les résultats de ces mesures sont reportés dans cette section.

4.4.2.1 Le système de lumière

Le banc de test est équipé d'un système de lumière, représenté sur la figure 4.7 destiné à reproduire le signal d'un détecteur à scintillateur instrumenté avec des fibres à décalage de longueur d'onde. La source de lumière utilisée est une LED bleue de 3 mm alimentée par un générateur de courant qui fournit des signaux carrés de 5 ns de large et des amplitudes jusqu'à 10 V. Un générateur de courant a été choisi pour alimenter la LED car la quantité de lumière est proportionnelle au courant direct I_d qui, lui, dépend de la tension V_d appliquée selon :

$$L \approx I_d = I_s e^{e.V_d/kT}. \quad (4.3)$$

Derrière la LED se trouve une micro lentille semi-convergente de longueur focale égale à 1.5 mm permettant d'obtenir un faisceau de lumière parallèle de 3 mm de diamètre. La lumière traverse alors un atténuateur à densité optique variable qui permet de couvrir complètement la gamme dynamique du détecteur. Les caractéristiques du filtre optique en terme de densité optique et d'atténuation de lumière sont données dans la figure 4.8. Une lentille boule de 5 mm de diamètre située juste après le filtre optique, permet de focaliser le faisceau de lumière sur l'entrée d'une fibre optique de cœur actif de 200 μm .

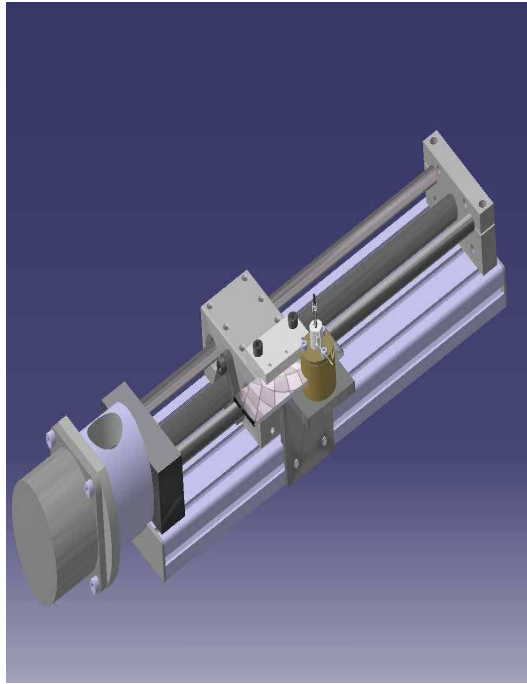


FIG. 4.7 – *Dessin du système de lumière du banc de tests.*

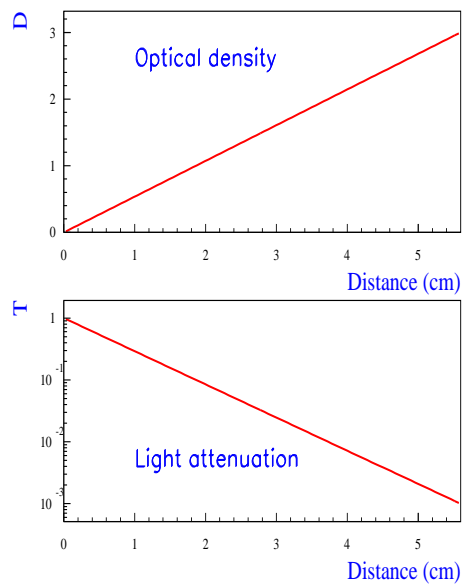


FIG. 4.8 – *Densité optique (D) et atténuation T de lumière pour le filtre.*

La Figure 4.9 montre le support mécanique du système optique. La lumière est ensuite

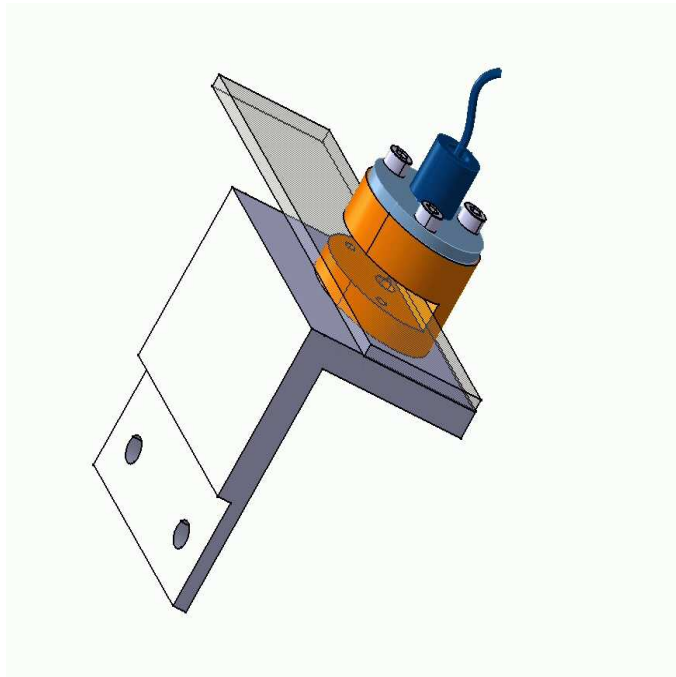


FIG. 4.9 – *Dessin du support mécanique du système optique.*

séparée grâce à un coupleur optique de rapport 1/2 et envoyée sur le photomultiplicateur à tester, d'une part, et sur un photomultiplicateur de référence mono-anode, d'autre part, dont le but est de contrôler la production de lumière au niveau de la fenêtre du photomultiplicateur. Le photomultiplicateur de référence est le R5900 utilisé pour le calorimètre de l'expérience ATLAS. Il a fait l'objet d'étude exhaustive que l'on peut trouver dans la référence [102, 103].

4.4.2.2 La table de translation

Le photomultiplicateur testé est placé sur une table de translation équipée d'un système de motorisation assurant la mobilité du photomultiplicateur. Le schéma de cette table de support du photomultiplicateur est montré sur la figure 4.10. Ce système permet de déplacer le photomultiplicateur devant la fibre optique, placée à une distance de $100\ \mu\text{m}$ de la fenêtre du tube. C'est le photomultiplicateur qui se déplace et non la fibre afin d'assurer l'uniformité de la lumière incidente quel que soit le canal étudié. Deux motorisations, pilotées par le logiciel LabView, gouvernent les translations. La résolution sur les déplacements des motorisations est de $8\ \mu\text{m}$ dans les deux dimensions, permettant des tests de structure fine du photomultiplicateur à l'intérieur d'un seul pixel. De plus, avec ce dispositif, le spot envoyé sur la photocathode est un pinceau de lumière.

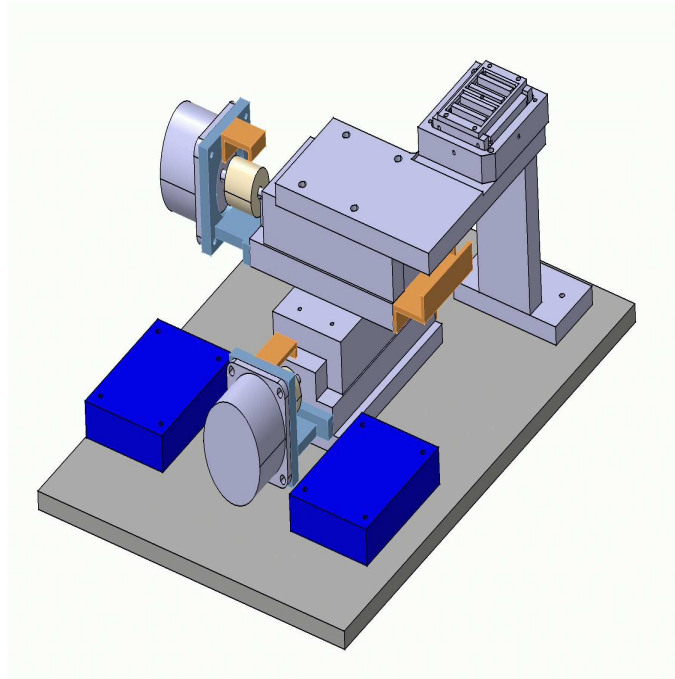


FIG. 4.10 – La table de translation dans un plan et le système de mécanique du support du photomultiplicateur.

4.4.3 Protocole des mesures et résultat du banc de test R&D

4.4.3.1 Protocoles

Pour le but du banc de test, il est nécessaire de produire un signal lumineux ressemblant au mieux à celui du détecteur. Ceci est réalisé, comme nous venons de le voir, au moyen d'une LED bleue de 3 mm alimentée par un générateur de courant. La luminosité de la LED est de 600 mCd. La lumière de la LED reproduit de façon satisfaisante le signal du détecteur.

Le signal du photomultiplicateur est lu et digitalisé par un ADC de charge de 12 bits. Afin d'interpréter la réponse, la distribution de charge est ajustée par une loi normale, sa valeur moyenne et sa largeur sont extraites. Le nombre de photoélectrons gouverne la largeur de la distribution et peut être exprimé comme :

$$N_{\gamma-e} = \langle Q \rangle^2 / \sigma_Q^2. \quad (4.4)$$

Nous appliquons une correction due à la contribution du bruit dépendant de la haute tension appliquée. Toutefois, cette dernière n'est pas prise en compte. Ce facteur de bruit est estimé à 15%. L'incertitude statistique sur ce facteur est inférieure à 10%.

4.4.3.2 Mesure de gain

Le gain est mesuré en faisant varier la haute tension appliquée aux bornes du photomultiplicateur pour une atténuation de lumière qui correspond au régime linéaire de la réponse du photomultiplicateur. La figure 4.11 montre la distribution de la charge intégrée en fonction de la haute tension appliquée. Les données sont correctement ajustées avec

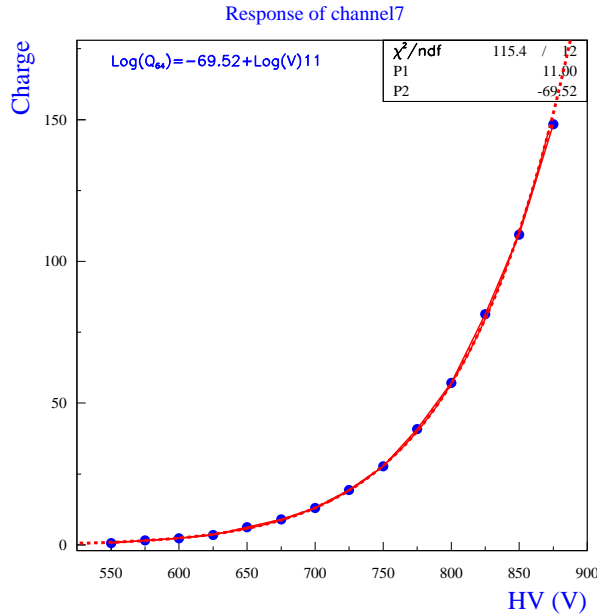


FIG. 4.11 – Charge intégrée moyennée sur 500 mesures en fonction de la haute tension appliquée aux bornes du photomultiplicateur. Cette distribution est ajustée avec une loi de puissance.

une loi de puissance de la forme :

$$\langle Q \rangle = \alpha V^\beta. \quad (4.5)$$

Le gain G est alors obtenu à partir de la charge moyenne mesurée à l'aide de la relation suivante :

$$\langle Q \rangle = N_{\gamma-e} \times G \times e, \quad (4.6)$$

où $N_{\gamma-e}$ est le nombre de photoélectrons mesurés pour chaque valeur de haute tension et e désigne la charge électrique élémentaire. Les mesures sont stables excepté dans la région des basses tensions pour laquelle l'efficacité de collection de la première dynode commence à fluctuer. En conséquence, le nombre de photoélectrons utilisés pour déterminer le gain est la moyenne des mesures effectuées pour les hautes tension (HV). La figure 4.12 montre la mesure de gain pour chaque valeur de la haute tension appliquée. On ajuste cette distribution des mesures de gain avec une loi de puissance de la forme de l'équation 4.5.

4.4.3.3 Mesure de la linéarité

Le but de la mesure de linéarité est d'évaluer l'intervalle de production de lumière pour lequel la réponse du photomultiplicateur reste linéaire et de le comparer à la dynamique requise par le preshower. On fait varier l'intensité de la lumière au moyen du filtre à densité optique continûment variable que l'on déplace et on mesure la production de lumière grâce au photomultiplicateur de référence. Un facteur d'atténuation de 10^{-4} peut-être atteint. On s'est assuré de la stabilité du facteur de couplage optique avec les variations d'atténuation de lumière. Cette mesure a été faite à l'aide de deux photomultiplicateurs.

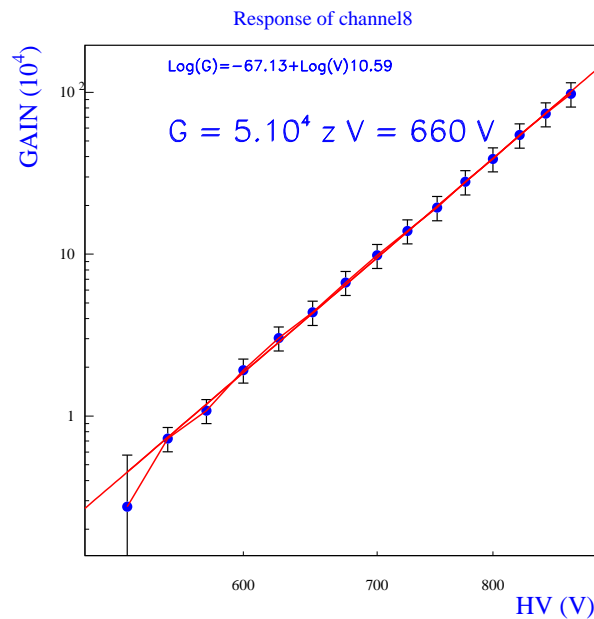


FIG. 4.12 – Mesure du gain en fonction de la haute tension appliquée.

On suppose que le photomultiplicateur est linéaire pour les très grandes atténuations de lumière et sa réponse est ajustée dans cette gamme d'atténuation par une ligne droite comme représenté sur la figure 4.13. La déviation à la loi de la linéarité est calculée pour chaque point de mesure à travers le rapport $(\langle Q \rangle_i - \langle Q \rangle_f) / \langle Q \rangle_f$, où $\langle Q \rangle_i$ et $\langle Q \rangle_f$ sont respectivement la mesure de la charge moyenne et l'ajustement de cette dernière. La position de l'atténuateur de lumière est convertie en courant maximal délivré par le photomultiplicateur, qui est la quantité pertinente si l'on veut comparer avec les spécifications réclamées par l'électronique associées. La figure 4.14 montre la courbe de la déviation à la linéarité en fonction du courant maximal. pour toutes les voies qui ont été scrutées, nous observons une déviation à la linéarité au niveau de 5% pour un courant maximal de 1 mA. Cette valeur correspond à la borne supérieure de la dynamique du PreShower.

4.4.3.4 Mesure de l'uniformité

Dans le processus de fabrication des tubes, un élément clef est la diffusion de Césium sur les couches dynodiques. Il est très difficile d'obtenir un dépôt uniforme et cette non-uniformité du dépôt implique une différence d'amplification de la chaîne dynodique d'un pixel à l'autre.

La différence de gain entre les anodes du photomultiplicateur nécessite que l'on ajuste la réponse du tube au niveau de l'électronique de lecture. Nous avons tenté à l'aide du banc de test décrit dans la section 4.4.2 de mesurer les non uniformités. A ce stade du développement, notons que ces mesures ne pourront pas être utilisées pour définir les facteurs de corrections du PreShower. Le but est seulement de qualifier les performances intrinsèques du photomultiplicateur.

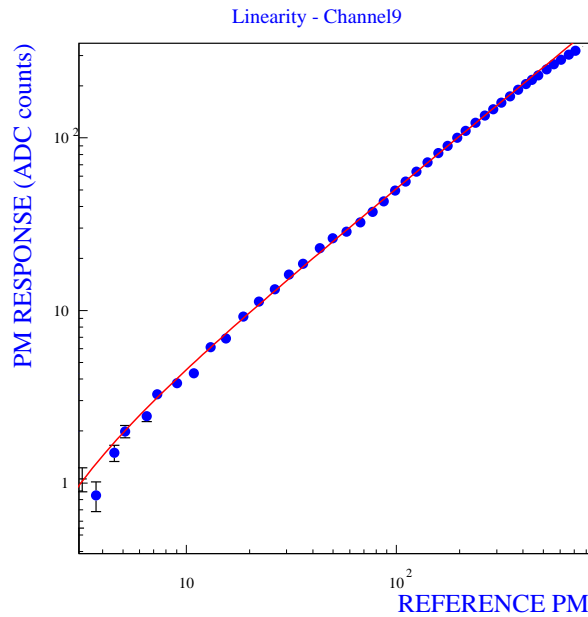


FIG. 4.13 – *Distribution de la charge intégrée délivrée par le photomultiplicateur 64 voies en fonction de la position du filtre.*

Le protocole expérimental consiste à déplacer le photodétecteur devant la fibre optique par pas de $200 \mu\text{m}$ et de lire simultanément la charge délivrée par l'anode illuminée. La lumière est atténuée afin d'opérer le photomultiplicateur dans un régime linéaire. On observe que les pixels sont disposés régulièrement et que les réponses des anodes sont très similaires pour les pixels internes. Cependant, on observe également d'importants effets de bord et qui ont pour effet d'agrandir la surface utile du pixel. On observe alors un facteur maximal de non uniformité de 3.

Nous avons scruté la réponse à l'intérieur d'un pixel. Le photomultiplicateur est donc déplacé devant la fibre optique avec un pas inférieur à $100 \mu\text{m}$ afin d'effectuer un test de structure fine. La figure 4.15 montre la réponse typique d'une anode. La même structure est observée pour toutes les anodes testées. Le creux au milieu du pixel est dû à la fenêtre optique divisée en deux parties et séparée par une fine grille. On observe que la réponse n'est pas symétrique par rapport au creux. Lorsque la fibre est de nouveau positionnée à 1 mm devant la fenêtre optique du photomultiplicateur, le creux disparaît en moyenne et la surface utile du pixel n'est pas carrée. Cette observation sera prise en compte pour le dessin de la connection lumière/photomultiplicateur dans le dispositif expérimental LHCb.

4.4.3.5 Mesure du cross talk électronique

La mesure de cette diaphonie entre les voies du photomultiplicateur est faite en lisant simultanément les huit pixels entourant celui illuminé. La lumière est atténuée pour que le photomultiplicateur fonctionne dans un régime linéaire. La figure 4.16 montre le cross-talk relatif typique exprimé en pourcentage et normalisé à la valeur du pixel recevant la

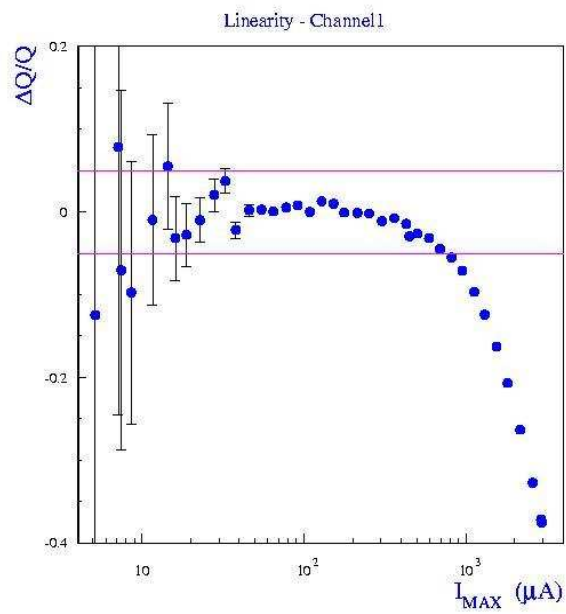


FIG. 4.14 – Déviation à la réponse linéaire du photomultiplicateur en fonction de son courant maximum délivré. Les deux lignes sur la distribution montrent la déviation au niveau de 5%.

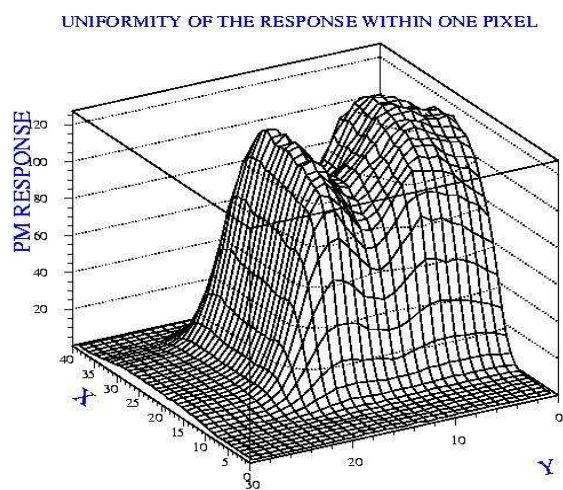


FIG. 4.15 – Réponse typique à l'intérieur d'un pixel.

lumière. La taille du faisceau sur la photocathode est estimé être inférieur à 1.5 mm de

CROSS-TALK FEATURES

0.4	1.6	0.3
1.4	100	1.2
0.5	0.9	0.1

RELATIVE ANODE OUTPUTS

FIG. 4.16 – *Distribution des valeurs de diaphonie en pourcentage, pour un pinceau initial de lumière suffisamment faible pour négliger le cross-talk optique.*

diamètre. Ces mesures déterminent donc le cross-talk intrinsèque électronique entre les anodes. La diaphonie diagonale est négligeable tandis que celle concernant les cellules adjacentes est au niveau du 1% en moyenne. Ces résultats sont satisfaisants pour le dessein du preshower.

4.4.4 Le vieillissement des photomultiplicateurs multianodes

Peu d'informations sont disponibles concernant le vieillissement des photomultiplicateurs 64 voies. En particulier, les mesures faites par le constructeur sont réalisées en illuminant uniformément le photomultiplicateur et en connectant toutes les anodes ensemble. La connection de la fibre au photodétecteur utilisée à la fois dans le SPD et le PS peuvent changer significativement les résultats compte tenu du fait de la sous structure d'amplification des voies.

4.4.4.1 Le dispositif expérimental

Le schéma de principe du banc de test de vieillissement est montré sur la figure 4.17. Le pilotage du système de lumière et de l'acquisition des données est effectuée au moyen d'une carte électronique contrôlant les entrées/sorties d'un port parallèle d'un ordinateur.

Le système de lumière se compose d'une LED bleue envoyant la lumière sur le photomultiplicateur de façon intermittente. Pour ce test, cinq voies du tubes ont été instrumentées, la lumière étant conduit à la fenêtre du photomultiplicateur au moyen d'une fibre claire de 1 mm de diamètre. Une voie sur les cinq est continuellement illuminée, les

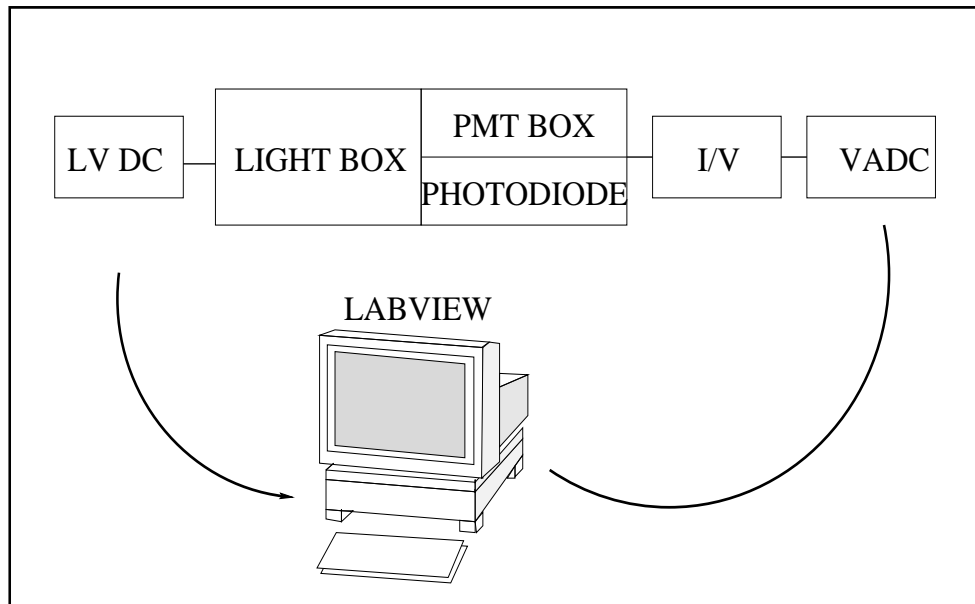


FIG. 4.17 – Schéma de principe du banc de test de vieillissement.

quatre autres reçoivent la lumière par intermittence : 1 heure de lumière, 3 heures sans. On s'est assuré que la production de lumière donnée par la LED est stable sur toute la durée du test.

L'alimentation en tension des LED est mise afin de donner un signal de $4\ \mu\text{A}$ pour chaque anode. Dans de telles conditions, le courant d'anode moyen global est au niveau de la valeur maximale spécifiée par Hamamatsu et proche de la valeur estimée pour le canal le plus chaud ($3.5\ \mu\text{A}$).

L'acquisition des signaux du photomultiplicateur est réalisée au moyen d'un ADC de tension de 10 bits après une conversion courant/tension.

4.4.4.2 Résultats du banc de test de vieillissement

La figure 4.18 montre la réponse de la voie du photomultiplicateur continuellement illuminée en fonction du temps. Dans la première partie de la distribution, on observe une forte décroissance exponentielle. Une explication possible de ce comportement repose sur le fait que la couche de césium sur le substrat est continuellement appauvrie et donc augmente l'énergie d'extraction des électrons impliquant une diminution de l'émission des électrons secondaires. Une fois que cette couche est complètement dépeuplée, une décroissance moins violente du gain est observée. Le même comportement a été observé pour les quatre autres voies du photomultiplicateur illuminées de façon non continue comme le montre la figure 4.19.

Les réponses quantitatives de ces anodes ne sont cependant pas les mêmes. Il n'y a pas de récupération de gain dans les périodes sans lumière.

L'hypothèse d'une récupération de gain en l'absence de lumière d'une part et après une période de repos d'autre part ont été testées. Comme le montre la figure 4.19, nous n'observons pas de rétablissement du gain en l'absence de lumière. Au contraire, après une période de repos d'une semaine un rétablissement du gain a été observé. Après une

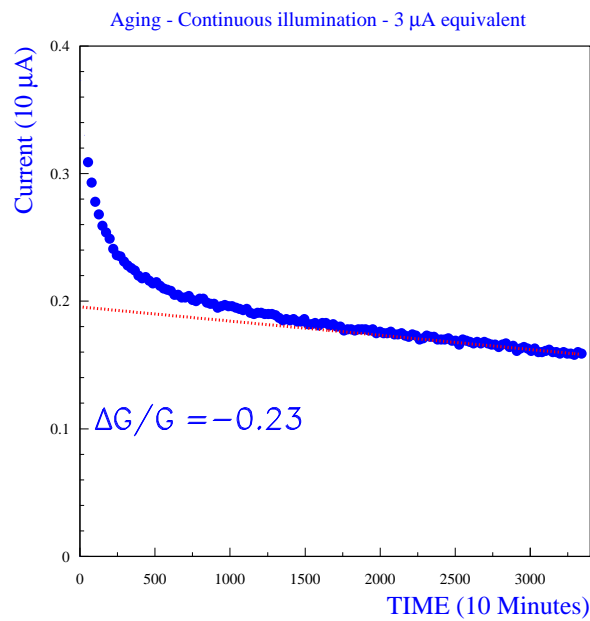


FIG. 4.18 – Distribution de la réponse du photomultiplicateur comme fonction du temps pour une illumination continue.

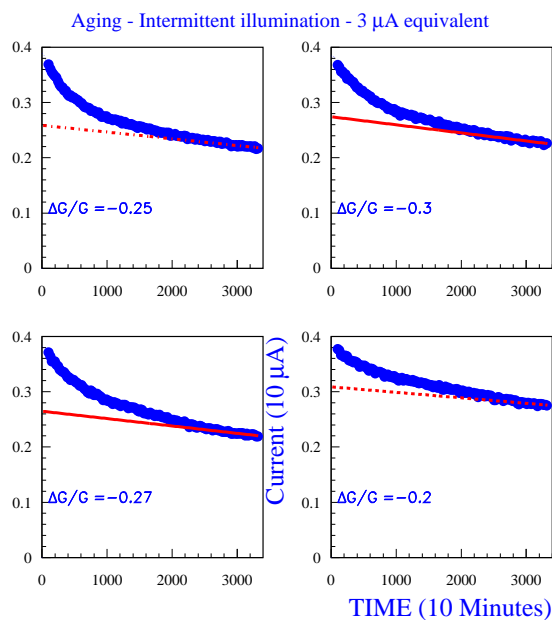


FIG. 4.19 – Distribution de la réponse du photomultiplicateur en fonction du temps pour une illumination non continue de 4 voies.

semaine d'opération, le courant anodique a été mesuré au même niveau qu'avant le stop.

Le photomultiplicateur a été étudié après son vieillissement en utilisant le banc de tests générique de la section 4.4.2 et qui a confirmé les résultats en terme de perte de gain. La figure 4.20 montre les réponses des 64 anodes, les cinq anodes illuminées sont encerclées.

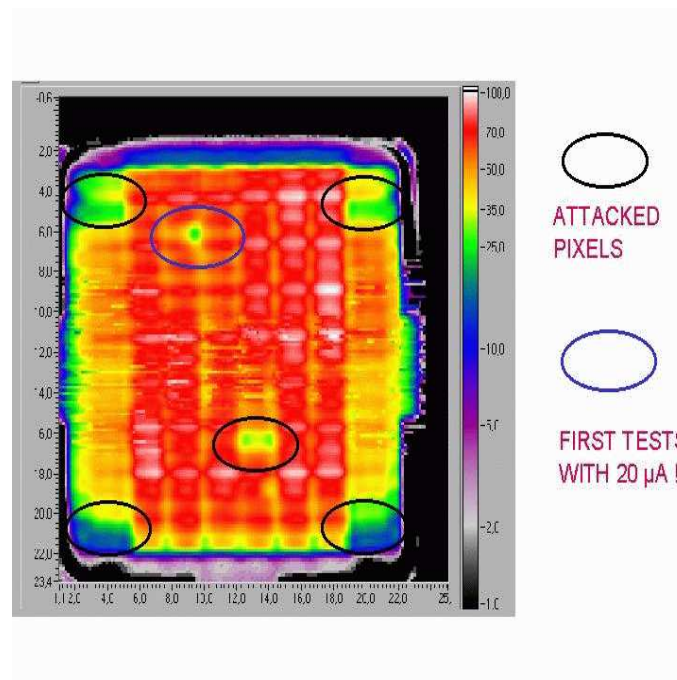


FIG. 4.20 – Distribution de la réponse des 64 anodes après une période de vieillissement. Les pixels illuminés pour ce test sont encerclés. Le cercle blanc correspond à un test réalisé avec un courant initial de 20 μA .

4.4.4.3 conséquence de ce test de vieillissement

Une des conséquences du résultat de ce test est que le photomultiplicateur doit être utilisé à des tensions plus basses. Comme le SPD est concerné, il semble que de légères modifications sur la carte VFE soit suffisante. La valeur du facteur de réduction de gain pour le PS (10) semble par contre inaccessible.

Seul un facteur de réduction de 2 est possible pour le PreShower, et donc un nouveau dessin du premier étage de la carte VFE du PS est obligatoire pour atteindre le facteur de réduction du gain de 10.

Une nouvelle campagne de mesure a donc été effectuée en divisant par 10 le courant du photomultiplicateur. Le résultat de ces mesures est donnée pour une voie typique du photomultiplicateur sur la figure 4.21. Les sept voies mesurées présentent un comportement similaire à celui de la figure 4.21 et montrent que les photomultiplicateurs peuvent être opérés avec de tels courants.

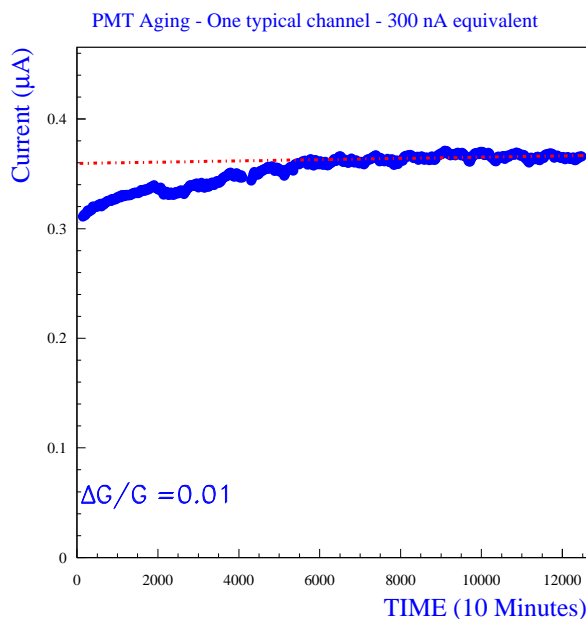


FIG. 4.21 – Distribution de la mesure du courant du photomultiplicateur en fonction du temps (100 jours) pour un courant diminué d’un facteur 10. Par rapport à la distribution 4.19, on observe un comportement global linéaire avec un léger “up-drift” au début de la courbe.

4.4.5 Comportement des photomultiplicateurs en champs magnétiques

Les photomultiplicateurs sont, par construction, très sensibles aux champs magnétiques. Cependant certaines configurations bénéficient grâce à leur optique d’entrée et/ou leur compacité, d’une meilleure immunité aux champs magnétiques. Malgré tout, il est pratiquement toujours nécessaire d’associer aux tubes un blindage magnétique. La tenue en champ magnétique des photomultiplicateurs sera d’autant meilleure que la distance entre photocathode, dynodes et anode est plus petite afin de minimiser le temps de transit des électrons. Le photomultiplicateur R7600 du fait de sa compacité naturelle est usuellement considéré très robuste en champ magnétique.

4.4.5.1 Position du problème

Comme indiquée sur la figure 2.5 les photomultiplicateurs du preshower se situent entre le second RICH et le calorimètre électromagnétique. Sur la base des mesures de 1997 de la compagnie hamamatsu sur le comportement en champ magnétique des photomultiplicateurs multianodes, représentées sur la figure 4.22, nous avons réalisé une étude et dessiné un blindage sous la forme d’un cylindre de μ -métal. Hamamatsu mesure une variation de la réponse de 5% pour des champs perpendiculaires et parallèles de 40 G et 20 G, respectivement. Avant la phase de production, nous avons mesuré le comportement en champ magnétique avec le dispositif de la figure 4.23. Il s’agit de bobines plates en position de Helmholtz susceptibles de délivrer un champ homogène (on s’intéresse ici au champ suivant l’axe du photomultiplicateur) de valeur maximale 30 G. Nous avons

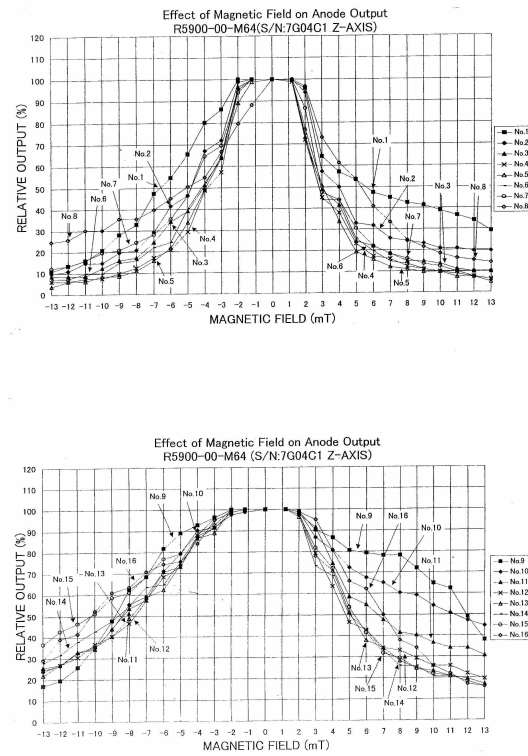


FIG. 4.22 – Mesures initiales du comportement en champ magnétique du photomultiplicateur 64 voies fournies par la compagnie hamamatsu.

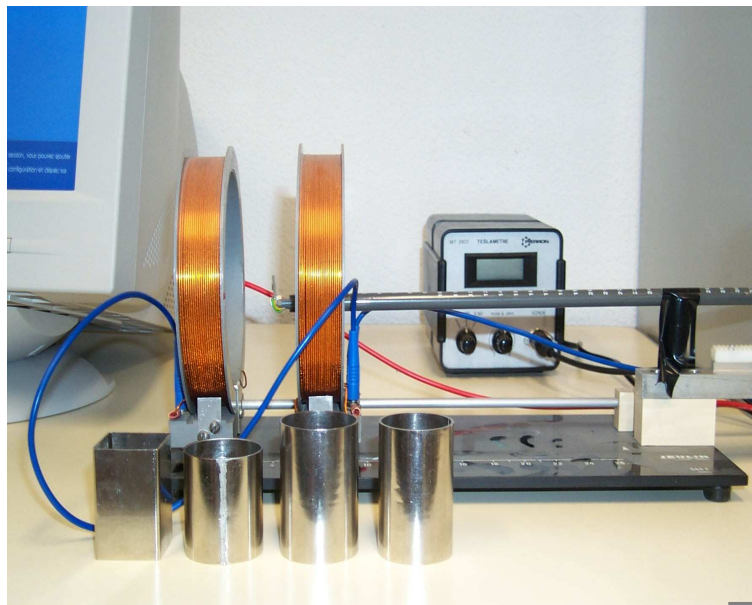


FIG. 4.23 – Dispositif expérimental destiné à mesurer la composante longitudinale du champs magnétique

observé une divergence avec les données initiales. Cette divergence est montrée sur la figure 4.24. La compagnie en charge de la fabrication de ces tubes a été informée des

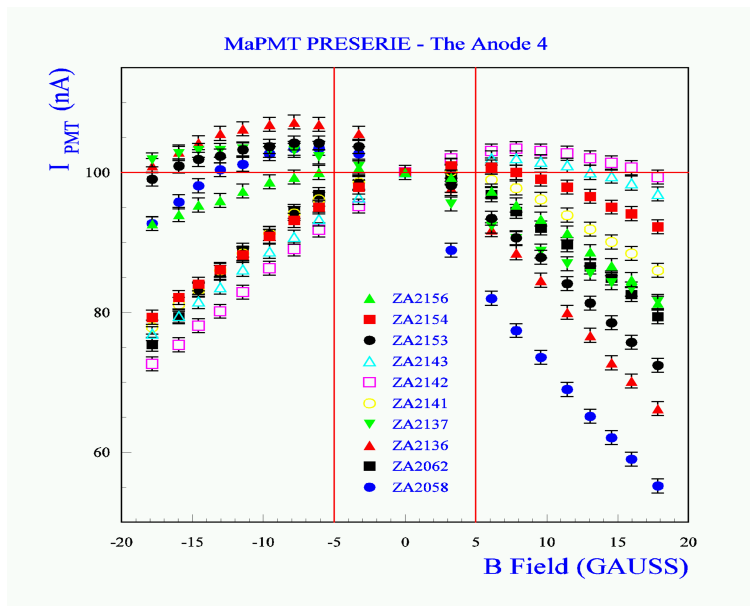


FIG. 4.24 – Résultat des mesures du comportement en champ magnétique sur les 10 tubes de la présérie pour l'une des anodes les plus sensibles.

résultats que nous avons obtenus et a réalisé des mesures confirmant ce problème. Nous pouvons conclure à ce stade que le blindage étudié précédemment est insuffisant.

4.4.5.2 Vers une solution

Dans ces conditions, nous ne pouvons pas instrumenter le PreShower avec les photomultiplicateurs multianodes. Par conséquent et à l'aide de simulation nous avons essayé de mettre en place une solution permettant de réduire le champ magnétique à l'emplacement du photomultiplicateur. La seule solution possible pour réduire ce champ est de modifier la matière des boîtes qui accueillent les tubes et leur électronique. Initialement en aluminium, nous avons étudié la possibilité de les produire en acier.

Simultanément, une simulation complète (la plus réaliste possible) du champ magnétique dans l'expérience a été réalisée en prenant en compte les structures métalliques du détecteur. Les simulations ont été réalisées avec le logiciel OPERA[101]. La figure 4.25 représente graphiquement les volumes du système calorimétriques et des structures métalliques qui le supportent. A partir du modèle de matière ainsi défini, les valeurs des champs magnétiques ont été calculés dans tout l'espace du détecteur. La figure 4.26 montre une projection sur la coordonnée y à l'emplacement (x,z) du PreShower des valeurs de la composante de champ magnétique B_y qui est la plus problématique pour les photomultiplicateurs. Ces valeurs calculées de champs magnétiques sont utilisées comme valeur de champ statique dans lequel baigne notre dispositif expérimental. Une nouvelle simulation incluant à la fois les cylindres de μ -métal et les boîtes d'accueil des photomultiplicateurs en acier (dont la disposition est illustrée figure 4.27) est réalisée et le résultat de cette simulation est montrée figure 4.28. La valeur du champ magnétique à

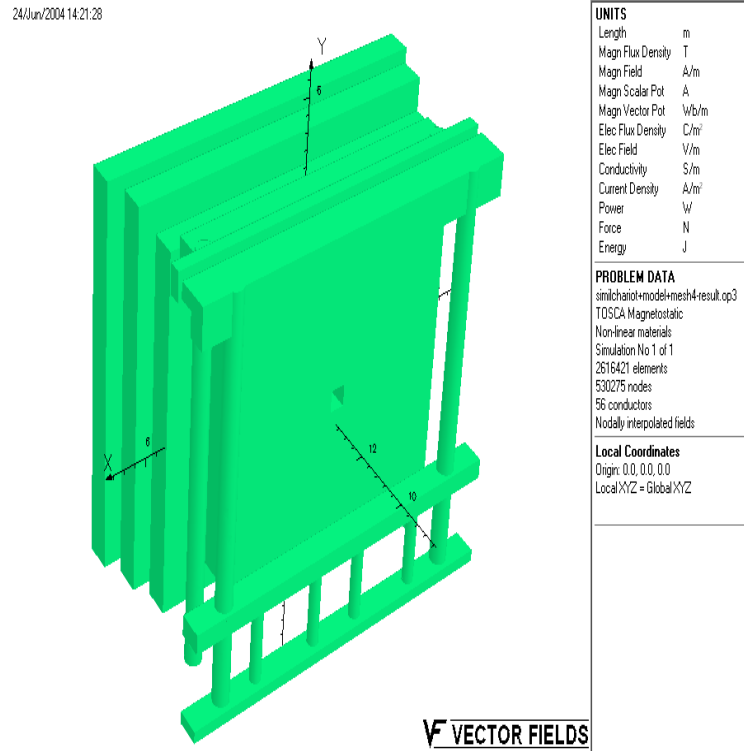


FIG. 4.25 – Simulation à l'aide du logiciel OPERA des structures mécaniques du calorimètre.

la position de la photocathode est inférieure à 2 Gauss : nous disposons d'une solution pour s'affranchir autant que possible du champ magnétique à la position du PreShower

Toutefois, il reste la dernière étape qui est dédiée à la validation de ce prototype de boîte.

Ainsi, dans cette dernière phase, une campagne de mesure a été réalisée dans la caverne et dans le champ de fuite de l'aimant en décembre 2004. Ces mesures ont finalement validé le prototype de boîte et se sont ces dernières qui seront utilisées pour accueillir les photomultiplieurs du PreShower.

4.5 Définition du cahier des charges des photomultiplieurs multianodes

Dans cette section, nous résumons les grandeurs physiques qui ont été mesurée à l'aide des banc de tests précédents. Ces spécifications, contraintes par des considérations liées à la physique et aux performances du détecteur de pieds de gerbe, constituent le point de départ de la phase de production des photomultiplieurs.

4.5.1 L'efficacité quantique

Comme nous l'avons mentionné dans la section 4.2.2, la mesure de cette caractéristique réclame un banc de tests dédié difficilement réalisable. C'est pourquoi la mesure de cette grandeur physique est laissée au soin de la compagnie Hamamatsu qui produit les tubes.

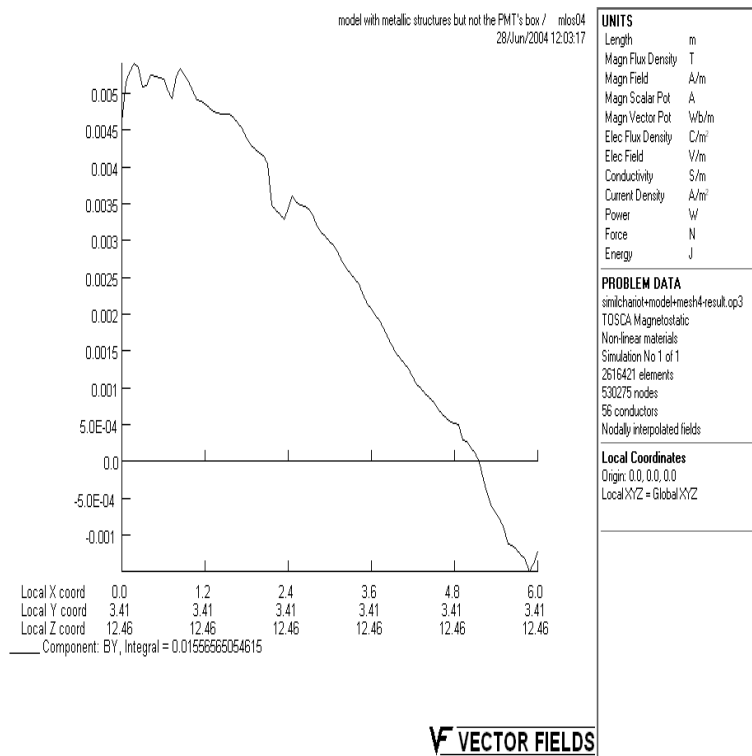


FIG. 4.26 – Simulation à l'aide du logiciel OPERA du champ magnétique à la position du PreShower. Sur l'axe des abscisses est représenté la position en x,y et z du Preshower. Sur l'axe des ordonnées est reportée la valeur du champs magnétique.

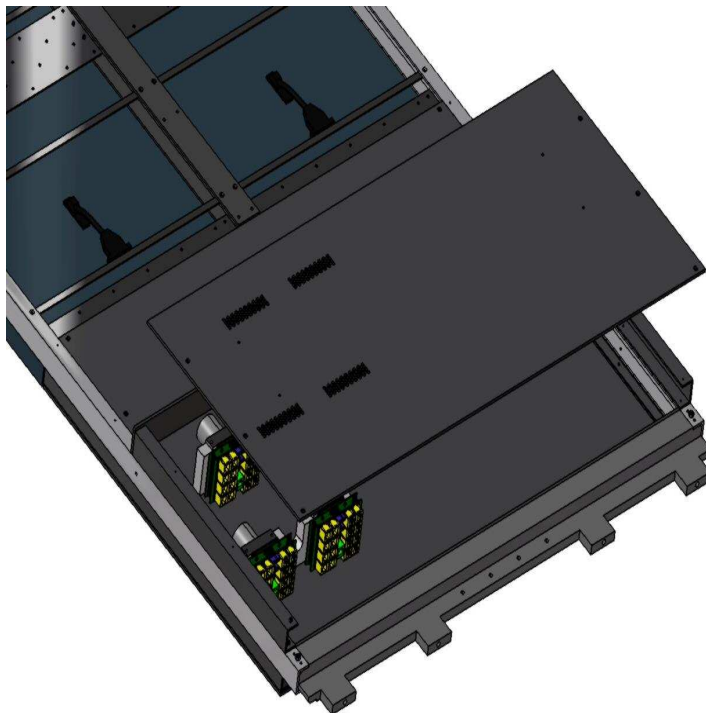


FIG. 4.27 – Dispositif accueillant les photomultiplicateurs multianodes à l’intérieur des boîtes d’acier.

4.5.2 La chaîne d’amplification

L’amplification est le rapport entre le nombre d’électrons collectés à l’anode, après multiplication du signal par la succession de dynodes, et le nombre de photo-électrons reçus par la première dynode. Elle augmente avec la haute tension appliquée aux bornes du photomultiplicateur. Pour le PreShower, le gain nominal est de $1.5 \cdot 10^3$ (pour le canal avec la plus basse réponse). La valeur supérieure du gain est de $5.6 \cdot 10^4$. Cet intervalle permet de traiter le signal sur toute la gamme de la dynamique du PreShower.

4.5.3 Le courant d’obscurité

Le courant d’obscurité (Dark Current, DC) est le courant collecté à l’anode du photomultiplicateur lorsque celui-ci n’est pas illuminé. Après une heure de non illumination et pour un gain de $3.2 \cdot 10^4$, ce dernier doit être inférieur à 60 pA. C’est un facteur critique qui gouverne la limite basse de détection lors de mesure à basse lumière.

4.5.4 L’uniformité des anodes

L’uniformité est une caractéristique importante des photomultiplicateurs multianodes. Elle mesure la différence de gain entre les différentes voies du photomultiplicateur. Ceci nécessite une électronique dédiée qui permet de corriger les non uniformités à l’intérieur d’un photomultiplicateur. Pour les photomultiplicateurs qui équiperont le PreShower, un rapport de 1 : 3 a été retenu.

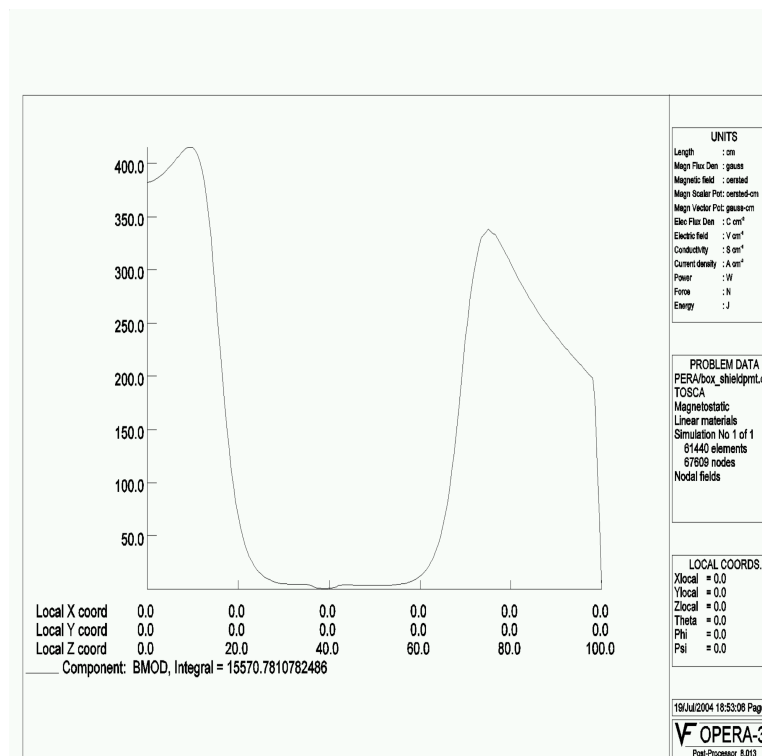


FIG. 4.28 – Simulation de l'effet de la boîte en acier, devant accueillir les photomultiplicateurs du détecteur de pied de gerbe, dans le champ magnétique de l'expérience LHCb. L'axe des abscisses montre la position de cette boîte dans l'expérience. L'axe des ordonnées donne la valeur du champ magnétique (en Gauss) à cette position.

4.5.5 La linéarité

La linéarité est définie comme le degré de proportionnalité entre l'amplitude de l'impulsion collectée et le nombre de photoélectrons produit à la photocathode. Elle correspond à une réponse du PreShower proportionnelle à l'énergie déposée sur l'ensemble de la dynamique qui s'étend de 0.1 MIP à 100 MIP ¹. Sur toute la gamme, la déviation à la linéarité doit être inférieure à 5%, pour un gain de $1.5 \cdot 10^3$. Avec une telle spécification, la charge maximale collectée par l'anode sera de 1850 fC, correspondant à un courant de 130 μA .

4.5.6 Le comportement en champs magnétique

Les photomultiplicateurs sont en général très sensibles aux champs magnétiques au point que certains sont sensibles à celui de la terre de 0.03 mT. La partie la plus exposée est le système de collection où les trajectoires sont les plus longues. Dans le cas le plus mauvais, un électron est suffisamment dévié pour qu'il n'atteigne pas la première dynode. Pour ces photomultiplicateurs, nous réclamons que le champ magnétique soit inférieur à 10 Gauss à l'endroit où seront situés les photomultiplicateurs. La variation relative pour chaque canal ne devra pas dépasser 10% pour un champ transverse et longitudinal de 5 Gauss.

4.5.7 La stabilité

Dans les conditions normales de fonctionnement de l'expérience, la charge maximale accumulée sur une anode d'un photomultiplicateur après une année doit être de 3.5 C. La perte en gain correspondante devra être inférieure à 20%.

4.5.8 La diaphonie optique

La diaphonie quantifie la quantité de lumière qui illumine un pixel voisin à celui illuminé par une fibre de 1 mm de diamètre, proche de la fenêtre du tube. Cette dernière devra être inférieure à 2%.

Toutes les spécifications requises pour les photomultiplicateurs multianodes sont résumées dans le tableau 4.2

4.6 Description du banc de test de validation des photomultiplicateurs

Pour mesurer les caractéristiques des photomultiplicateurs du détecteur de pieds de gerbe, le groupe LHCb de Clermont-Ferrand a développé un banc de test de production représenté sur la figure 4.29. Ce dernier est constitué d'un système de lumière, d'un photomultiplicateur de référence, d'un système de déclenchement et d'un système d'acquisition, tous éléments que nous décrivons en détail dans les sections suivantes.

¹Le MIP est l'énergie déposée par une particule au minimum d'ionisation dans le scintillateur. $E \geq 2.79 \text{ MeV}$ d'après les simulations

Caractéristiques	Spécifications
Efficacité quantique à 520 nm	$\geq 10\%$
Uniformité des anodes (PS)	1 :3
Gain nominal	$1.5 \cdot 10^3$
Tension correspondante	450 V
Linéarité	$\leq 5\%$
Charge maximale intégrée correspondante	1850 fC
Courant d'obscurité (après 1 heure)	$\leq 60 \text{ pA}$
Gain correspondant	$3.2 \cdot 10^4$
Perte de gain (vieillesse)	$\leq 20\%$
Valeur du champ magnétique	$\leq 10\%$
Cross-talk avec une fibre de 1 mm de diamètre	$\leq 2\%$

TAB. 4.2 – Spécifications requises pour les photomultiplicateurs du Preshower.

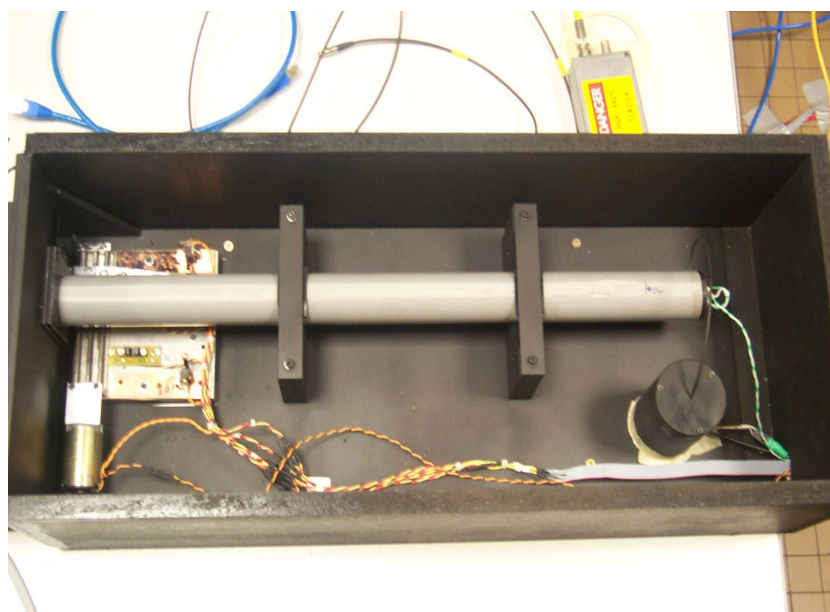


FIG. 4.29 – Vue générale du banc de tests de production. On distingue sur toute la longueur de la boîte le système de lumière. Sous le tube gris et à gauche, se trouve une table de translation permettant de positionner le sélecteur de voie. Sur la droite et en bas, on distingue le photomultiplicateur de référence.

4.6.1 Le système de lumière

La source de lumière utilisée est une LED bleue de 3 mm alimentée par un générateur de courant. Les impulsions sont délivrées par une carte horloge fournissant un signal à 40 MHz, divisible jusqu'à 1 kHz. C'est à cette dernière fréquence que l'on travaille. La lumière est amenée par un guide de lumière de 55 cm jusqu'à un sélecteur. Ce dernier est constitué de deux masques permettant de sélectionner 16 voies chacun. La mobilité du sélecteur est assurée par une table de translation fonctionnant avec quatre opto-coupleurs. Cette dernière est pilotée par informatique au moyen du logiciel LabView. La lumière est ensuite acheminée jusqu'à la fenêtre du photomultiplicateur testé par l'intermédiaire d'un toron de 128 fibres claires afin de se placer dans des conditions aussi proches que possible de celles de l'expérience. Cependant la longueur retenue du toron est de 1 cm par souci de compacité du dispositif. La figure 4.30 donne une vue détaillée du système de lumière du banc de test de production.

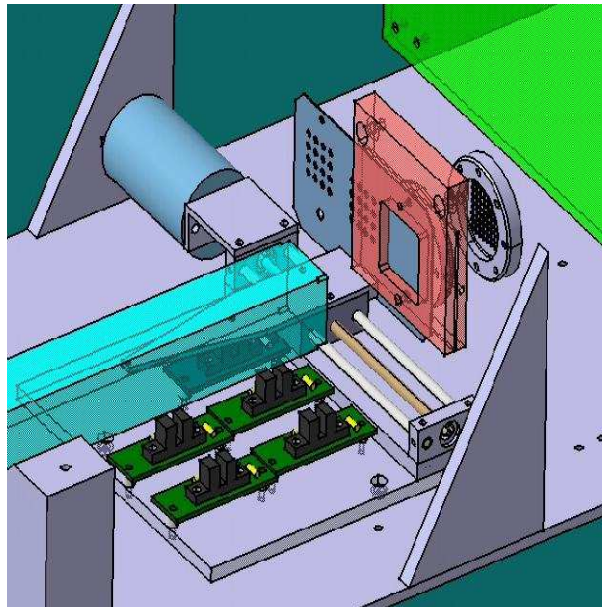


FIG. 4.30 – Vue éclatée du système de lumière du banc de test de validation. De la droite vers la gauche de la figure, nous trouvons le torons de fibres optiques, son support, le sélecteur de voies et le guide de lumière.

4.6.2 Le photomultiplicateur de référence

Le photomultiplicateur de référence est un R5900 utilisé pour le calorimètre hadronique de l'expérience ATLAS. Il a été étudié et caractérisé de façon exhaustive par la collaboration ATLAS [102, 103]. Il délivre une charge de référence lue par un ADC Lecroy 1182. Une porte de 300 ns démarrant 30 ns avant le signal est envoyée à l'ADC. Cette porte est construite à partir d'un signal de "start" qui est la sortie du discriminateur. L'état de l'ADC commande le signal de porte. En d'autres termes, on s'interdit de fournir une autre porte tant que l'ADC n'a pas fini l'acquisition en cours. La quantité de lumière reçue par ce photomultiplicateur est proportionnelle à celle reçue par le photomultiplicateur testé. Son rôle est de contrôler la production de lumière au niveau de la fenêtre du

photomultiplicateur. Il est donc utilisé pour corriger les variations de lumière et fournir une mesure de la lumière incidente pour les études de linéarité et d'uniformité.

4.6.3 Le pilotage du banc de test

Afin de qualifier les photomultiplicateurs en un minimum de temps, il est nécessaire de se doter d'un banc de test automatisé permettant de réaliser cette série de test. Les différents appareillages du banc de test (carte FE, ADC, carte horloge, discriminateur etc...) sont installés sur un châssis VME (Versa Module Eurocard). La communication entre l'ordinateur et les cartes se fait par l'intermédiaire du bus VME. Les éléments utilisés sur le banc de test de validation sont pilotés par ordinateur avec le logiciel LabView. Ce dernier permet un développement graphique puissant et simple pour les applications de test, de mesure et de contrôle et dont on a vu des exemples dans les parties précédentes de ce mémoire. Avant toute manipulation du banc de test, une initialisation du VME est nécessaire. On contrôle ensuite par ordinateur la quantité de lumière arrivant sur la fenêtre du photomultiplicateur, le déplacement du sélecteur de voies (sélection d'un masque de lumière permettant de lire simultanément 16 voies du photomultiplicateur). Les alimentations en haute tension des photomultiplicateurs de référence et à analyser sont délivrées par un générateur de tension Lecroy 1451 piloté sous LabView par le port série du PC.

4.7 Les résultats du banc de test de validation

La qualification des 120 photomultiplicateurs de la compagnie Hamamatsu est effectuée à l'aide du banc de test précédemment décrit. Après avoir défini le protocole de mesure, nous reportons dans cette section les performances de ces tubes en terme de linéarité, uniformité, dérive à court terme et diaphonie entre les voies du photomultiplicateur.

4.7.1 Les mesures d'Hamamatsu

Les mesures de certaines caractéristiques du tube ne sont pas possibles en dehors de la compagnie qui les produit. C'est le cas de l'efficacité quantique du tube. Nous avons par conséquent demandé que nous soient envoyés 10 tubes présélectionnés sur la base de ces mesures directement faites auprès de la chaîne de production. La question du champ magnétique a été traité au niveau de la présérie. Ces dix tubes ont été mesurés avec le système de Helmholtz décrit précédemment et les résultats ont été comparés avec ceux de la compagnie productrice. L'accord était excellent et nous avons convenu que les mesures d'acceptation en champ magnétique se feraient à la production. Par ailleurs, il est capital d'avoir des éléments de comparaison pour les valeurs critiques d'acceptation des tubes. Les mesures croisées et leurs protocoles ont été négociés avec la compagnie au moment de la définition de la procédure d'acceptation des tubes. Par exemple, Hamamatsu nous fournit le gain moyen du tube ainsi que la réponse relatives des 64 anodes, quantités que nous mesurons également.

4.7.2 Le protocole des mesures du banc de validation

La première étape consiste, après l'insertion du tube sur le banc de test, à vérifier, par ordinateur, l'alignement de ce dernier. On envoie une lumière (équivalent à 100 MIP) sur le photomultiplicateur à l'aide des quatre masques, chacun permettant de lire 16 voies différentes simultanément. Le test consiste à s'assurer que les voies adjacentes à celle illuminée ne présentent pas de diaphonie. A l'issue de cette phase, nous nous sommes rendu compte d'un problème de diaphonie pour quelques tubes et nous avons développé des utilitaires permettant d'étudier de façon fine ce problème qui sera présentés en détail dans la suite. Ensuite, nous enlevons la lumière et nous regardons la réponse du photomultiplicateur dans cette configuration. Nous nous assurons alors que toute la chaîne de mesure est correcte en contrôlant la valeur des piedestaux électroniques. La lumière envoyée sur le photomultiplicateur est telle que le nombre de photoélectrons est au maximum de 2000. On doit ajuster la haute tension appliquée aux bornes du MAPMT étudié pour obtenir environ 1200 coups d'ADC ². Cela évite d'avoir des voies saturées. Finalement, on doit attendre la stabilisation du photomultiplicateur pour commencer les mesures ³

4.7.3 Uniformité des voies

Pour cette mesure, on envoie pour chaque masque trois lumières différentes correspondant respectivement à 1, 10 et 100 MIPs. Une cartographie complète du photomultiplicateur est ainsi effectuée et une analysés en ligne de cette cartographie est réalisée au moyen d'un programme LabView illustré sur la figure 4.31. Par la suite, nous analysons les données sauvegardées dans les fichiers texte à l'issu de cette cartographie. L'analyse de ces dernières consiste à calculer un rapport d'uniformité qui est le rapport entre la voie mesurée la plus haute et celle mesurée la plus basse. Nous déterminons également la corrélation entre nos résultats de mesure et ceux fournis par Hamamatsu. La figure 4.32 donne un exemple de cette corrélation pour un photomultiplicateur : le ZA2136. Pour ce photomultiplicateur, on obtient une très bonne corrélation de 87% ainsi qu'un rapport d'uniformité de 1.6 (1.8 pour Hamamatsu). En termes d'uniformité, ce photomultiplicateur est accepté puisque son rapport d'uniformité rentre dans les spécifications requises (un rapport de 3 a été retenu pour qualifier les photomultiplicateurs).

Toutefois, la figure 4.33 met en évidence une divergence de mesure d'uniformité avec la compagnie Hamamatsu. On peut voir sur cette figure qu'Hamamatsu mesure huit voies du photomultiplicateur systématiquement plus basses que celles obtenues sur notre banc de test. Trois hypothèses ont été avancées pour expliquer cette caractéristique :

- un problème de mesure sur le dispositif expérimental d'Hamamatsu,
- une différence de protocole de mesure entre les deux bancs de test. Notre dispositif envoie la lumière sur les pixels du photomultiplicateur par l'intermédiaire de deux fibres contre une seule pour Hamamatsu,
- un problème de mesure sur notre banc de test.

Pour s'assurer que le problème ne vient pas du protocole de mesure, nous avons envoyé un tube à Barcelone qui possède un banc de test envoyant de la lumière par l'intermédiaire d'une seule fibre et donc conforme au protocole utilisé par Hamamatsu. Nos résultats

²Cela correspond à une tension typique de 530 V.

³Cela correspond à environ 1 heure avec la haute tension appliquée aux bornes du photomultiplicateur.



FIG. 4.31 – Capture d'écran de l'interface utilisateur obtenue à l'issue de la cartographie du photomultiplicateur. Sur la gauche est représenté un tableau 8×8 dans lequel sont reportées les valeurs, soit relatives soit absolue, de la réponse des 64 voies du photomultiplicateur ainsi que le nombre de photoélectrons. On est également capable d'ajuster ces distributions avec la figure en bas à droite.

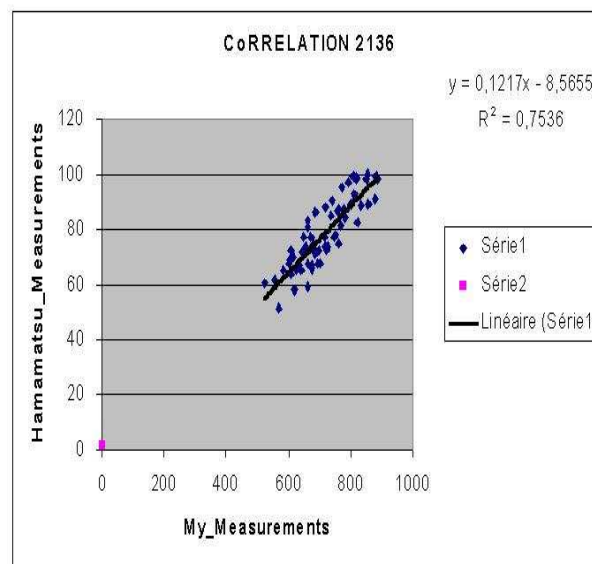


FIG. 4.32 – Nos mesures écrites en termes de charge collectée à l'anode exprimée en unité arbitraire sont représentées en abscisse. L'axe des ordonnées vaut pour les données d'hamamatsu normalisées à la valeur de l'anode avec le plus grand gain (on affecte à cette dernière la valeur 100).

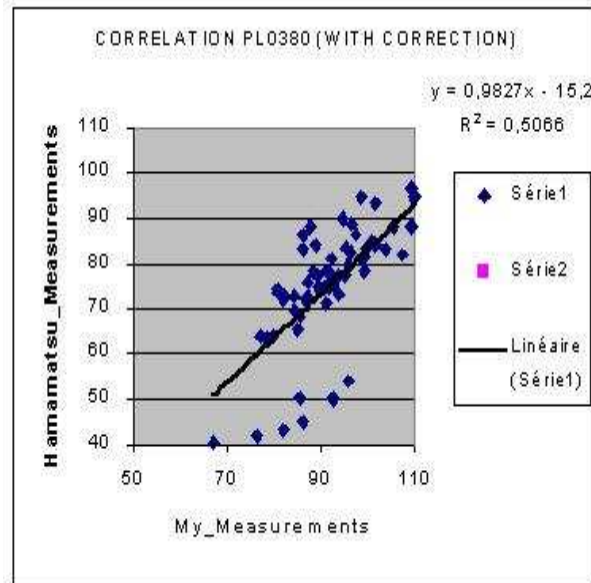


FIG. 4.33 – Distribution montrant la corrélation entre les mesures faites par le laboratoire de Clermont-Ferrand et celles d'Hamamatsu pour le photomultiplicateur PL0380. La charge collectée à l'anode est représentée, en unité arbitraire, sur l'axe des abscisses. L'axe des ordonnées donnant les valeurs fournies par Hamamatsu normalisées à la valeur de l'anode avec le plus grand gain. On distingue très clairement les huit voies mesurées plus basse par la compagnie.

ayant été confirmés par ce test, cette hypothèse a été écartée.

La mise en cause du banc de validation de Clermont-Ferrand a été également écartée dans la mesure où nous avons effectué un test de stabilité de ce dispositif. Le principe de ce test est le suivant. Nous avons sélectionné un photomultiplicateur issu de la présérie et que nous avons mesuré à intervalles réguliers. Aucune différence n'a été observée.

Au final, la figure 4.34 montre qu'aucun des photomultiplicateurs n'a été rejeté sur la base de ce critère puisque la totalité d'entre eux ont un rapport d'uniformité inférieur à 3.

4.7.4 La linéarité

L'émission photoélectrique et l'amplification des photoélectrons permettent d'établir une loi de proportionnalité entre le nombre de photons incidents et le nombre d'électrons recueillis à l'anode du photomultiplicateur. Le domaine où cette proportionnalité est vérifiée, définit le domaine de linéarité du tube.

Les données recueillies à l'issue de la phase de cartographie, sont exploitées pour mesurer la linéarité du photomultiplicateur. La déviation à la loi de la linéarité est alors déterminée comme le montre la figure 4.35. Si cette déviation est inférieure à 5%, le tube est qualifié. A l'issue de ce test, l'ensemble des 120 tubes présentent un comportement linéaire très satisfaisant et aucun d'entre eux n'a été rejeté. A noter que l'opération du tube à bas gain fait que cette spécification est moins sensible.

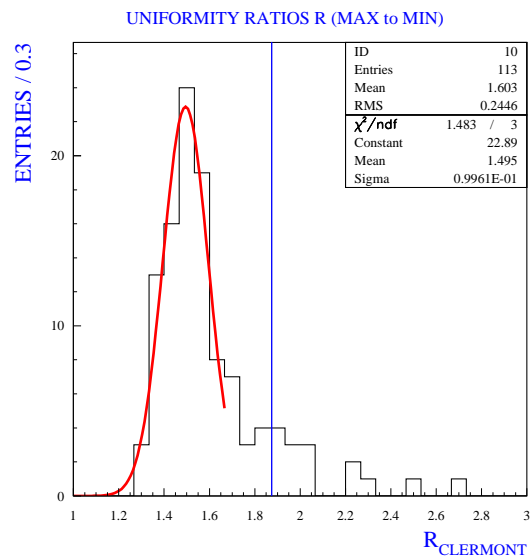


FIG. 4.34 – Distribution des rapports d'uniformité sur la totalité des photomultiplicateurs testés.

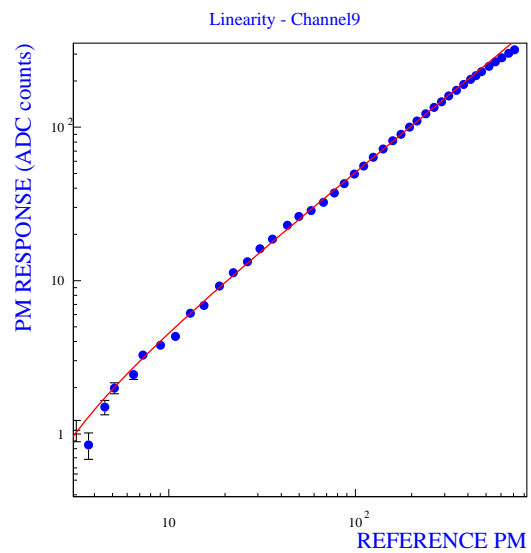


FIG. 4.35 – Capture écran montrant la courbe de linéarité typique d'un photomultiplicateur mesuré sur le banc de test de validation.

4.7.5 La dérive à court terme

La dérive caractérise la variation de la réponse d'un photomultiplicateur en fonction du temps. Cette dérive est mesurée sur 16 voies du tube. Le photomultiplicateur ne reçoit aucune lumière pendant une heure puis il est illuminé trois fois quinze minutes (c'est à cette étape que l'on effectue les mesures) avec 15 minutes d'obscurité entre chaque période d'illumination. La figure 4.36 montre le résultat de la dérive d'un tube mesuré sur le banc de test de validation. Si on se réfère aux spécifications élaborées, la totalité des

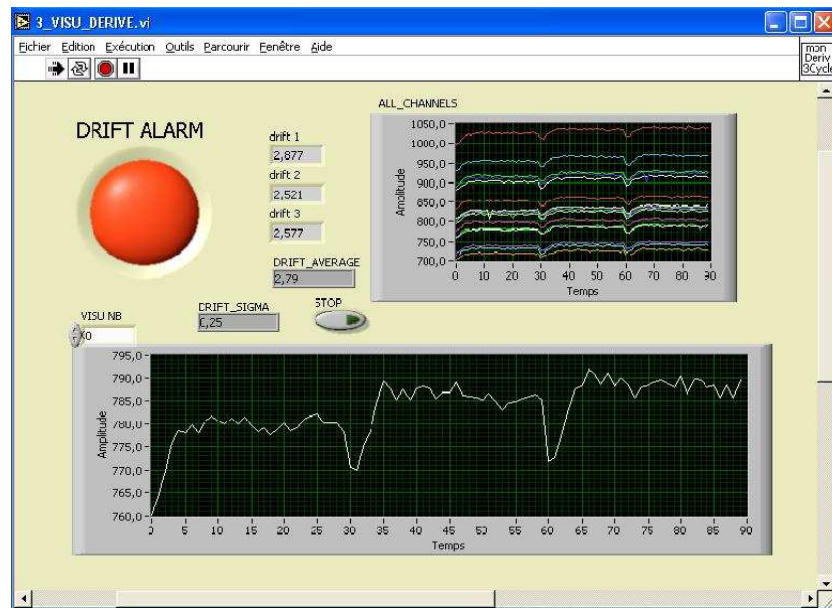


FIG. 4.36 – Capture d'écran montrant le résultat de la dérive d'un photomultiplicateur en fonction du temps. La distribution au haut de la capture d'écran représente la dérive en temps de 16 voies du photomultiplicateur. L'axe des abscisses correspond au temps de la mesure et l'ordonnée est la réponse des 16 voies.

tubes testés serait rejetés. Cependant nous constatons un comportement très similaire pour tous les tubes. Lors de la phase de R&D, nous avons observé que la dérive à court terme sous illumination était toujours positive. Cette caractéristique est en fait attendue pour ce genre d'appareillage. En effet, sous illumination, la couche de césium en excès tend à disparaître et le nombre d'électrons secondaires qui s'y recombinaient diminué. Le résultat net est une augmentation de l'émission secondaire. La spécification initiale réclamait que la dérive à court terme soit inférieure à $\pm 5\%$. Elle a été modifiée en une requête plus stricte (inférieure à $\pm 2,5\%$). Comme tous les tubes présentent le même comportement, il a été décidé de revenir à la première spécification.

4.8 Première observation de diaphonie optique sur les photomultiplicateurs

Le dernier paramètre de qualification de ces tubes est celui de diaphonie optique entre les voies du photomultiplicateur. Lors du test d'alignement, quelques tubes présentaient

des valeurs de diaphonie supérieures aux spécifications requises. Nous avons alors développé des outils qui nous permettent de faire une étude plus fine de cette diaphonie et qui fait l'objet de ce chapitre.

Cet effet fut observé pour la première fois lors de la campagne de tests des photomultiplicateurs suivant ceux de la présérie. Lors du test d'alignement, deux tubes présentaient un désalignement horizontal important produisant une diaphonie de l'ordre de 10% sur les voies adjacentes à celle illuminées. En amont des tests, une procédure de montage des photomultiplicateurs est effectuée permettant de fixer les tubes sur un support. C'est l'objet de la section suivante.

4.8.1 La procédure de montage des photomultiplicateurs

Avant d'être inséré sur le banc de test, les photomultiplicateurs sont siliconnés sur un support plastique. Pour cette procédure, un outil a été dessiné permettant de positionner le photomultiplicateur à l'intérieur du support plastique. L'alignement du tube est réalisé à l'aide de quatre marques du constructeur situées sur le photomultiplicateur comme l'indique la figure 4.37 et de quatre points de référence précisément placés sur l'outil utilisé. L'alignement consiste à surimposer les points de référence de l'outil avec ceux positionnés sur le photomultiplicateur à l'aide d'une loupe binoculaire. Notons ici que la tolérance réclamée sur la position des marques sur le tubes est de $\pm 100 \mu\text{m}$. Une fois que le photomultiplicateur est en place, celui-ci est fixé permettant alors de commencer la procédure d'installation dans son support. Le contrôle de la qualité de l'alignement est strictement visuel.

4.8.2 Analyse des données

Lorsque les premiers tubes avec des diaphonies élevées sont apparus, on a supposé que la procédure de montage du photomultiplicateur était mauvaise et plus particulièrement l'alignement des repères de l'outil et/ou ceux situés sur le photomultiplicateur. La première étape a donc consisté à démonter les tubes fautifs puis de les remonter sur leur support plastique en s'assurant que la superposition des repères était correcte. Malgré cela, lors de leur remise sur le banc de test, ils présentaient toujours des valeurs élevées de diaphonie, privilégiant ainsi l'hypothèse d'une diaphonie intrinsèque.

Pour mener cette étude, nous avons défini différentes catégories de mauvais alignement reposant sur la définition des directions illustrées sur la figure 4.37. Sur cette figure, le photomultiplicateur est vu de dessus avec la broche située sur la droite. Les quatre repères ainsi que la position des 64 voies du tubes sont représentés sur ce schéma.

Les catégories définies sont les suivantes :

- mauvais alignement gauche/droite,
- mauvais alignement haut/bas,
- aplanéité de la fenêtre du photomultiplicateur,
- éloignement du toron de fibre par rapport à la fenêtre du tube,
- une combinaison des catégories précédentes.

Pour l'analyse des données de cross-talk, nous avons construit des estimateurs permettant de considérer les catégories définies ci-dessus. Un premier estimateur rend compte de la

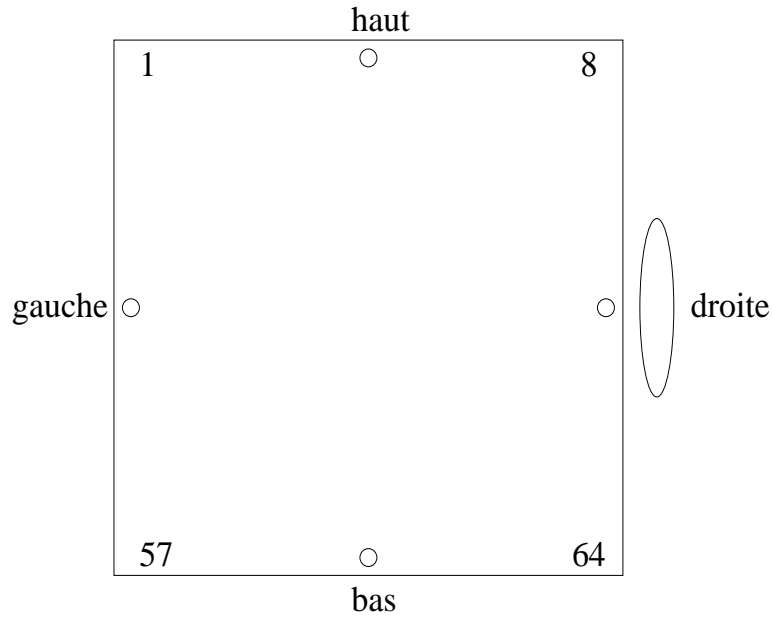


FIG. 4.37 – Schéma définissant les directions utilisées pour l'étude du cross-talk. Le photomultiplicateur est vu de dessus avec la broche située à droite. Les quatre points de repères sont également représentés sur le schéma. Nous avons également noté sur la figure les numéros de voies.

somme des valeurs moyennes du cross-talk gauche/droite, et un deuxième de la somme des valeurs moyennes haut/bas pour chaque voie du photomultiplicateur. L'estimateur suivant calcule la différence de valeur de cross-talk entre les huit pixels du bord gauche et les huit pixels du bord droit. L'équivalent est calculé pour les valeurs de cross-talk haut et bas. Enfin les deux derniers estimateurs calculent les valeurs moyennes de cross-talk pour la partie gauche et pour la partie droite. Les valeurs de diaphonie sont normalisées à la réponse du canal illuminé. Ceci permet de prendre en compte les non uniformités du photomultiplicateur.

4.8.2.1 La somme des valeurs moyennes

La figure 4.38 représente les distributions de la somme des valeurs moyennes de diaphonie gauche et de diaphonie droit ainsi que celle des cross-talk haut et bas. La valeur moyenne de la première distribution est de 6.4% et celle de la seconde distribution est de 6.1%. Etant donné que la voie illuminée est entourée de deux voisins dans chacun des deux cas, nous avons 3% de la lumière qui illumine les voies adjacentes, valeur en accord avec les données du faisceau test. On constate malgré tout un comportement pathologique pour certains tubes avec des valeurs de diaphonie très élevées. A ce stade de l'analyse, on ne peut rien conclure car nous avons besoin des pixels de bord pour arriver à comprendre les causes de ce problème. Néanmoins, si l'on regarde la figure 4.39 qui montre la corrélation entre les deux estimateurs, on peut tout de même émettre plusieurs hypothèses. On observe une corrélation importante entre les deux estimateurs, une grande diaphonie gauche/droite donnant de grandes valeurs de diaphonie haut/bas. Une première hypothèse est de considérer que la fenêtre du photomultiplicateur se trouve loin du toron

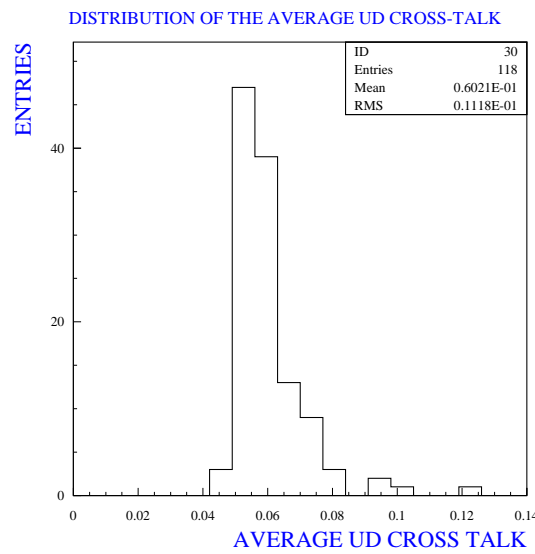
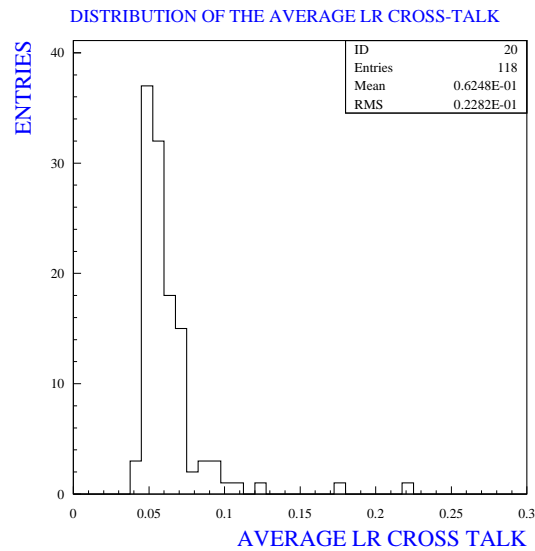


FIG. 4.38 – *Distribution des valeurs moyennes de diaphonie gauche et droite pour chaque photomultiplicateur ainsi que les valeurs moyennes de diaphonie haut et bas. Ces distributions sont faites avec toutes la statistique de photomultiplicateur.*

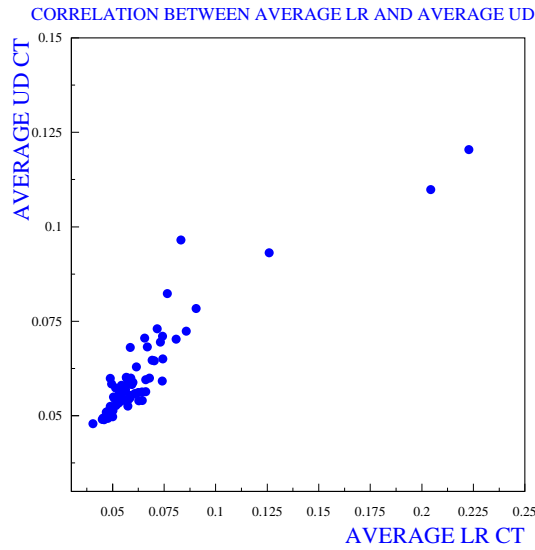


FIG. 4.39 – *Distribution de la corrélation entre les deux estimateurs précédent.*

de fibres. En d'autres termes, il existe un espace rempli d'air entre les fibres claires et la fenêtre du tubes qui peut être la cause de ces grandes valeurs. La seconde hypothèse suppose que l'on ait un désalignement général du photomultiplicateur qui mettrait donc en cause la procédure de montage en aval des tests. Cette dernière a été écartée lors du démontage et remontage des photomultiplicateurs. Finalement, on doit considérer que le tube présente peut-être une diaphonie intrinsèque, par exemple due à un défaut des lignes de focalisation vers la première dynode.

4.8.2.2 Estimateurs Δ_{gd} et Δ_{hb}

Pour les deux estimateurs suivant, nous calculons la différence entre les huit pixels de bord situés à gauche selon la définition adoptée et les huit pixels de droite (Δ_{gd}) et la même chose pour les pixels qui se trouvent en haut et en bas (Δ_{hb}). La figure 4.40 montre les distributions correspondant à ces deux quantités. Nous obtenons une valeur moyenne $\Delta_{gd} = 2\%$ et $\Delta_{hb} = 0.5\%$. La valeur concernant la diaphonie haut/bas est correcte, mais il semble qu'il y ait un désalignement gauche/droit systématique responsable des grandes diaphonies observées. Une coupure sur la diaphonie gauche/droite a été appliquée et fixée à 3%. Cependant des valeurs de Δ_{gd} et Δ_{hb} correctes peuvent tout de même donner une diaphonie générale élevée.

4.8.2.3 Estimateurs $\langle CT \rangle_g$ et $\langle CT \rangle_d$

Ces deux estimateurs considèrent respectivement les valeurs moyennes des huit pixels de bord gauche et droite. La figure 4.41 donne les distributions obtenues et montrent que la plupart des photomultiplicateurs semblent correctement alignés. Les parties hachurées vertes représentent les coupures définies à l'issue de l'analyse des données de diaphonie. On observe que certains photomultiplicateurs ont des valeurs de diaphonie droite excellente mais présentent au contraire des valeurs pour la partie gauche qui sont élevées.

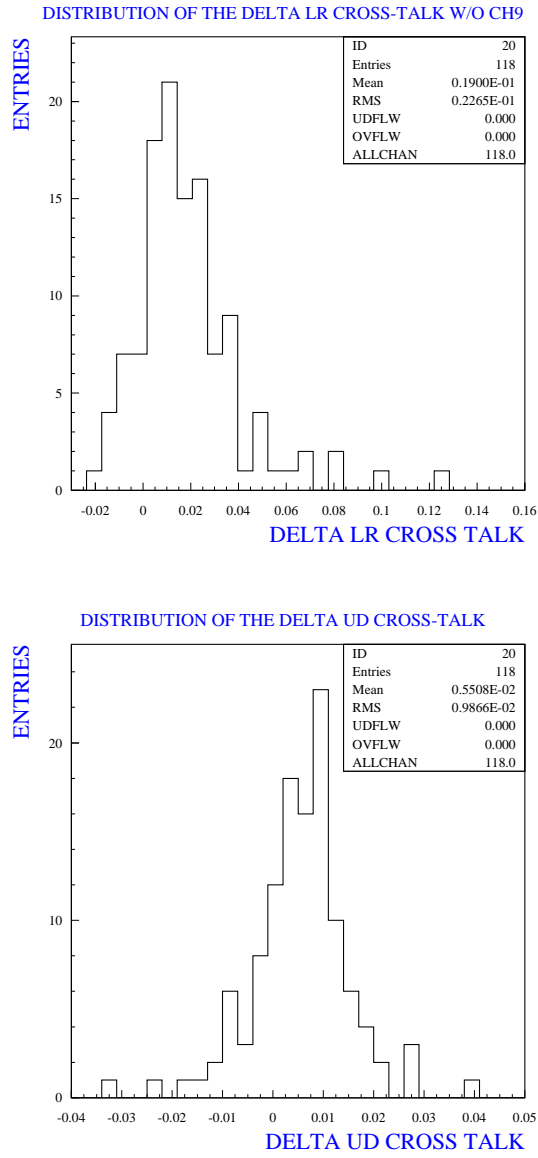


FIG. 4.40 – Différence entre les pixels de bord gauche/droite (a) et haut/bas (b).

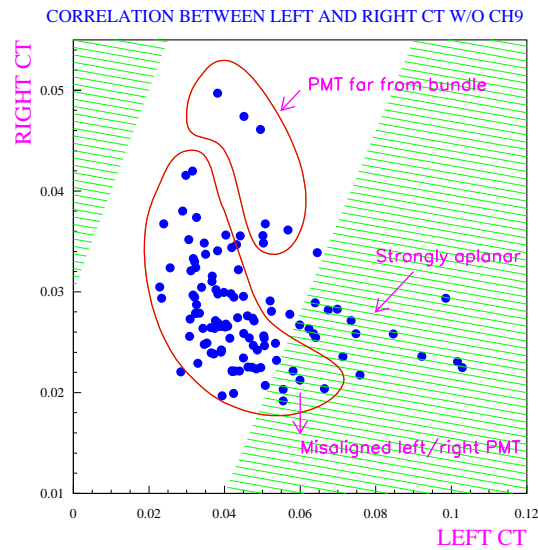


FIG. 4.41 – *Distribution des diaphonie gauche en fonction des diaphonies droites.*

Ces tubes sont labellés sous la catégorie mauvais alignement gauche/droite. La seconde catégorie est celle des photomultiplicateurs dont la fenêtre d'entrée du tube présente une aplanarité importante. Pour cette catégorie de tubes, les valeurs de diaphonie haut/bas sont plus élevées par rapport à la catégorie précédente. Enfin, on distingue les photomultiplicateurs qui donnent des valeurs de diaphonie haut/bas élevées. Pour cette analyse, on considère que le banc de test est parfaitement aligné. Dans notre protocole expérimental, chaque pixel du photomultiplicateur étant éclairé au moyen de deux fibres claires, nous n'avons pas accès aux valeurs de diaphonie telles qu'elles sont définies dans le document de spécification. En effet, les spécifications précisent que le cross-talk mesuré par Hamamatsu est obtenu au moyen d'une seule fibre placée à un millimètre de la fenêtre du tube. Pour s'affranchir de ce problème, nous avons sélectionné les tubes présentant les plus grande valeurs de diaphonie et nous les avons testé sur le banc de test de Barcelone pour lequel le tube est éclairé au moyen d'une seule fibre placée à un millimètre de la fenêtre du photomultiplicateur.

4.8.2.4 Le banc de test de Barcelone

Une LED alimentée par un générateur d'impulsion recevant une porte logique envoie de la lumière sur des fibres optiques. Ces fibres distribuent la lumière d'une part sur un photomultiplicateur de référence et d'autre part au photomultiplicateur multi-anodes étudié. Le signal électrique produit par le photomultiplicateur multi-anodes est alors amplifié puis envoyé sur un convertisseur de signaux analogiques recevant une porte logique en phase avec le signal du MAPMT. Un bloc haute tension, piloté par ordinateur utilisant le programme LabView, alimente, d'un côté le photomultiplicateur de référence et de l'autre, le tube multi-anodes par l'intermédiaire d'un pont diviseur de tension permettant de distribuer la haute tension entre les dynodes du photomultiplicateur. Les signaux du tube sont acquis avec labview via un VME.

4.8.2.5 Définition du protocole

Le protocole expérimental consiste à positionner le photomultiplicateur sur le banc de test et de contrôler la verticalité du tubes. Avant d'effectuer un balayage des 64 voies du photomultiplicateur, on définit une grille 8×8 en recherchant les valeurs maximales à l'intérieur d'un pixel, correspondant au centre géométrique de chaque pixel. Ces 64 centres géométriques sont obtenus en déplaçant une fibre à décalage de longueur de d'onde sur toute la surface du photomultiplicateur par pas de 2.3 mm. Une fois cette étape effectuée, on lance un balayage complet des 64 voies du MAPMT en positionnant une fibre de 1 mm au plus près de la fenêtre du tube. Durant ce balayage, on enregistre la charge des pixels adjacents afin d'évaluer la diaphonie et de normaliser les résultats. La procédure est arrêtée lorsque les valeurs de cross-talk sont inférieures à 2%. Si ce n'est pas le cas, on recommence le test complet, et si les valeurs obtenues sont reproductibles, le photomultiplicateur est un candidat à la rejection. Dans la suite, nous présentons les résultats obtenus sur les photomultiplicateurs présentant des valeurs de diaphonie élevées sur le banc de test de Clermont-Ferrand.

4.8.2.6 Analyse des données et résultats

Pour analyser les données issues du balayage complet du photomultiplicateur, on définit 18 estimateurs.

- $\langle CT_i \rangle$ représentant les valeurs moyennes de diaphonie haut, bas, gauche et droite avec leurs erreurs correspondantes σ_i , soit huit estimateurs,
- $\langle CT \rangle$ et σ , la valeur moyenne dans toutes les directions et l'erreur associée respectivement, soit deux estimateurs,
- la valeur maximale de cross-talk pour chaque direction, soit quatre estimateurs,
- enfin les quatre derniers estimateurs mesurent le nombre de voies qui présentent une diaphonie telle que $\langle CT_i \rangle > (\langle CT_i \rangle + 3\sigma_i)$.

Pour cette campagne de test, 14 photomultiplicateurs dépourvus de leur base et avec des valeurs de diaphonie élevée mesurés sur le banc de test de Clermont-ferrand ont été testés sur le banc de test de Barcelone. Le but de cette analyse du cross-talk optique est de définir deux catégories de photomultiplicateur, une première correspondant aux tubes à rejeter et la seconde contenant ceux dont l'alignement n'était pas correct.

Les figures 4.42 montrent les distributions de diaphonie d'un photomultiplicateur pour les quatre directions définies. Pour ce photomultiplicateur, on observe des valeurs élevées de diaphonie pour les quatre directions haut, bas, droite et gauche. On atteint des valeurs de l'ordre de 14% pour la diaphonie haute (correspondant à la direction gauche pour le banc de test de Clermont-Ferrand). Le tableau 4.3 résume les valeurs des estimateurs obtenus pour ce photomultiplicateur. Dans les spécifications, les valeurs de diaphonie entre les voies du tube devaient être inférieures à 2%. Aucun effet systématique ne pouvant produire de telles valeurs de diaphonie, ce tube est donc rejeté. Nous obtenons le même type de résultat pour le photomultiplicateur PL0408 (Fig 4.43) qui sera donc lui aussi rejeté lors de cette campagne de tests. Enfin deux autres tubes présentent des comportements similaires comme le montrent les figures 4.44. Sur ces distributions, nous observons que le cross-talk haut (ou gauche pour notre banc) est trop élevé. Ces deux tubes sont donc également des candidats à la réjection. Les tests effectués sur le banc de test de Barcelone

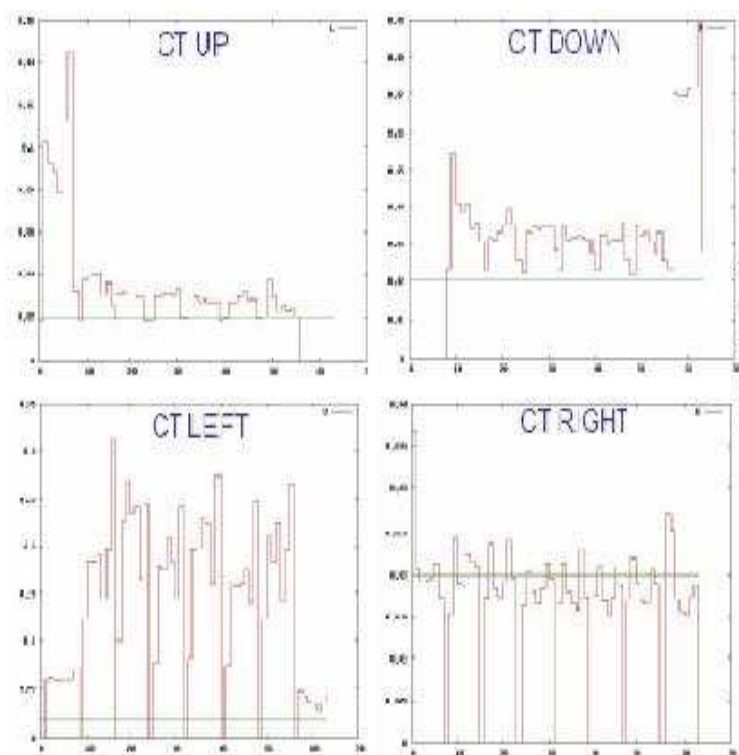


FIG. 4.42 – Distribution de diaphonie pour le photomultiplicateur PL0471 et pour les quatre directions.

Directions	μ	σ	max
Gauche	0.152	0.076	0.313
Droite	0.0194	0.0035	0.0367
Haut	0.036	0.014	0.089
Bas	0.061	0.030	0.144

TAB. 4.3 – Valeurs des estimateurs pour le MAPMT PL0471

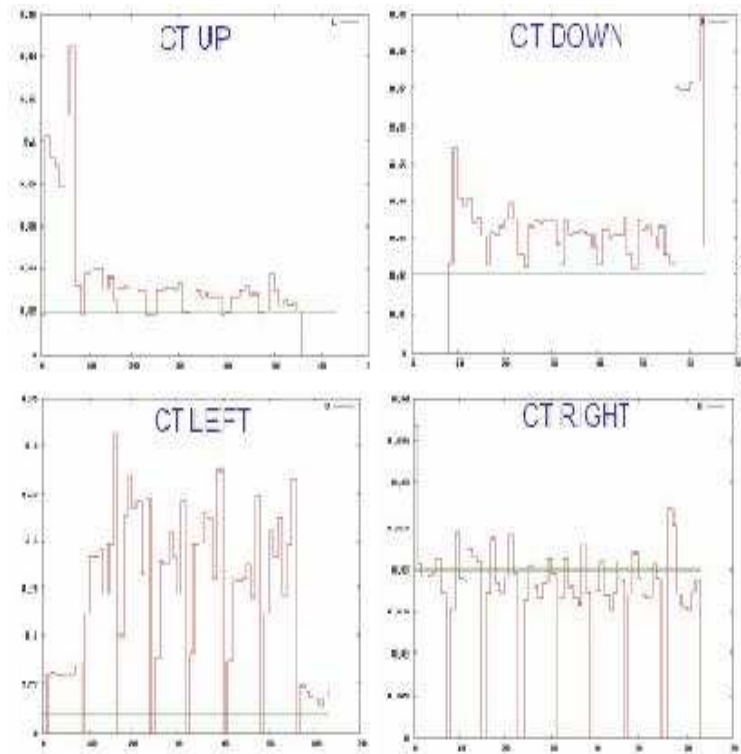


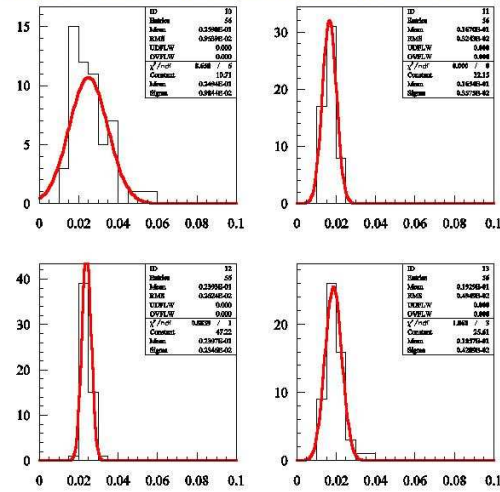
FIG. 4.43 – *Distribution de diaphonie pour le photomultiplicateur PL0408, pour les quatre directions.*

ont confirmé nos résultats et parmi les 14 photomultiplicateurs testés, 4 sont donc rejetés. Les autres tubes ne sont pas satisfaisant du point de vue de la diaphonie mais restent homogènes avec des valeurs de cross-talk normalisées proche de 2%.

4.9 Conclusion sur l'étude des photomultiplicateurs du preshower

Le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand a été en charge de la validation des photomultiplicateurs utilisés pour le détecteur de pied de gerbe de l'expérience LHCb. Cette qualification a été faite à l'aide d'un banc de test développé au laboratoire. La plupart des tubes testés ont été validés en terme de linéarité, d'uniformité, de dérive à court terme et de diaphonie. Le dernier point fut le plus délicat du fait de l'observation de valeurs de diaphonie très grande sur notre banc de test. Il a nécessité le développement d'outils dédiés et d'effectuer une campagne de tests sur le banc de test de Barcelone. A l'issu de cette campagne, 4 photomultiplicateurs ont été rejeté pour le preshower. La compagnie Hamamatsu a été informée de ces résultats et a accepté de remplacer les tubes fautifs qui seront alors analysés.

pi0039 CROSS-TALK U,D,R,L IN ANTI-TRIGO ROTATION



za2269 CROSS-TALK U,D,R,L IN ANTI-TRIGO ROTATION

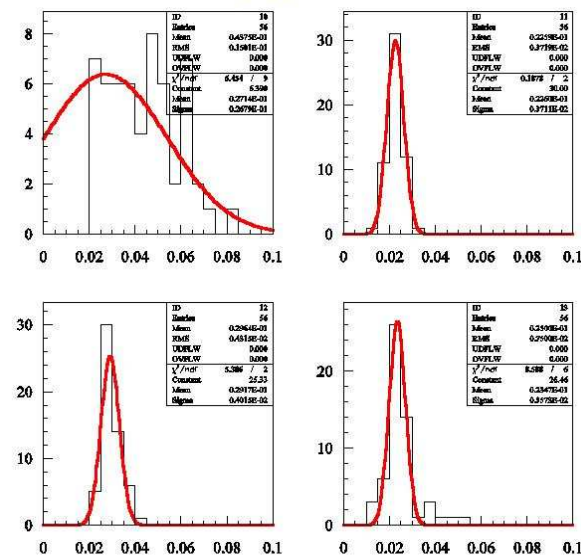


FIG. 4.44 – Distributions des diaphonies pour les photomultiplicateurs PL0039 et ZA2269, pour les quatres directions.

Chapitre 5

Stratégie pour l'analyse du canal

$$B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$$

5.1 Introduction

Nous abordons maintenant la partie principale de ce travail de thèse. Le but des chapitres suivants est de déterminer la capacité de l'expérience LHCb à faire une mesure de temps de vie du B_s^0 short en utilisant la désintégration $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. Comme nous l'avons mentionné dans la partie théorique de ce travail, le mode $D_s D_s$ est **CP** pair et la reconstruction de ce canal permet donc d'accéder directement à la composante courte du temps de vie du méson B_s^0 . Cette mesure permet de déterminer le paramètre $\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s}$ gouvernant la partie absorptive du mélange des B_s^0 , dont l'étude a été présentée dans la section 1.5. Ce premier chapitre est consacré à la sélection des événements et à l'évaluation des performances de leur reconstruction. La sélection a été faite dans le cadre d'une campagne de production massive de données simulées au travers de toute la chaîne logicielle de détecteur et de reconstruction de LHCb que nous avons décrit dans la section 2.2.8. Il s'agissait du Data Challenge 2004 (DC04) dont les premiers événements ont été disponibles au début de 2005. Au premier niveau de la chaîne de simulation, il y a la génération, au moyen d'EVTGEN [104], de la désintégration qui nous intéresse. Afin de s'assurer de la correction des données simulées, nous présentons dans la section 5.2 un travail de vérification systématique des distributions des variables physiques pertinentes pour notre canal d'étude. Dans la section 5.3, nous abordons la sélection des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ dans l'environnement du détecteur LHCb. Enfin, nous terminons ce chapitre par l'étude des performances de cette sélection en terme d'efficacité et de réjection de bruit de fond.

5.2 Analyse des données simulées au niveau du générateur d'événements EVTGEN

Il existe plusieurs générateurs disponibles pour la simulation de la production et des désintégrations de particules en physique des hautes énergies. Parmi les plus connus, on peut citer les logiciels QQ [105] et JETSET [106]. QQ, utilisé jusqu'en 2003 par la collaboration, a finalement été remplacé par le logiciel EVTGEN. Avec le développement

de nouvelles expériences dédiées à la physique du B telles Babar et Belle, ce générateur est devenu une référence en la matière.

Son architecture est faite de modules, appelés “modèles”, écrits en C++. C'est dans ce générateur que sont implémentés les processus physiques utilisés pour la simulation des événements. Dans le cadre de la simulation d'un échantillon de données à l'aide de ce logiciel, notre premier travail a été de vérifier que nous produisions des distributions en accord avec la dynamique liée à notre canal de désintégration.

5.2.1 Topologie des événements $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$

Une première analyse des canaux de désintégration $B_{d(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^+ D_{(s)}^-$ a été conduite dans le cadre de l'expérience LHCb. Dans ce travail, les données ont été simulées avec le générateur QQ mais les distributions angulaires des résonances intermédiaires intervenant dans ces canaux n'ont pas été simulées correctement. Ainsi, pour pallier à ce genre d'erreur avec EVTGEN, dans un premier temps nous nous sommes assurés de la justesse de la simulation de nos événements avec ce nouveau logiciel.

La figure 5.1 montre la topologie typique d'un événement $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. Les mésons D_s

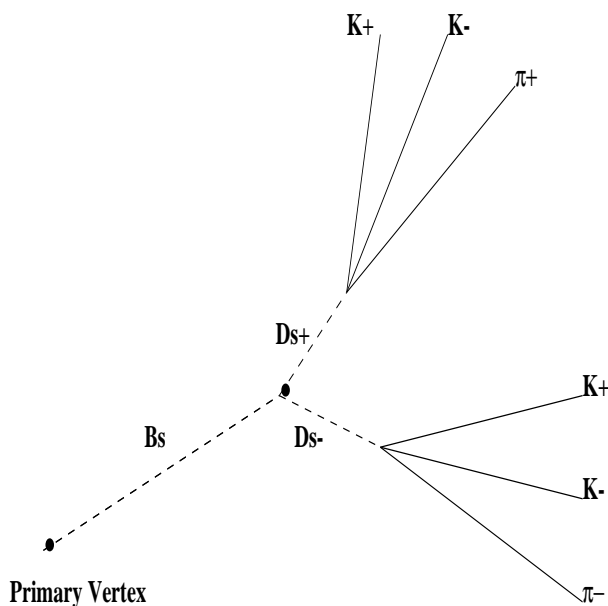


FIG. 5.1 – Topologie typique d'un événement $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$.

sont reconstruits à travers le canal de désintégration $D_s \rightarrow K K \pi$, qui constitue 4.4% de leurs désintégrations. Nous les forçons à se désintégrer dans l'état final $K K \pi$ soit de façon non résonante, soit en passant par des états résonants intermédiaires tels que $K^* K$ et $\Phi \pi$ comme le montre la figure 5.2. Sur cette distribution, on observe les états résonants intermédiaires ainsi que les états non résonants qui peuplent le plan cinématique autorisé de façon uniforme.

Le tableau 5.1 rassemble les propriétés de ces mésons en terme de rapport de branchement.

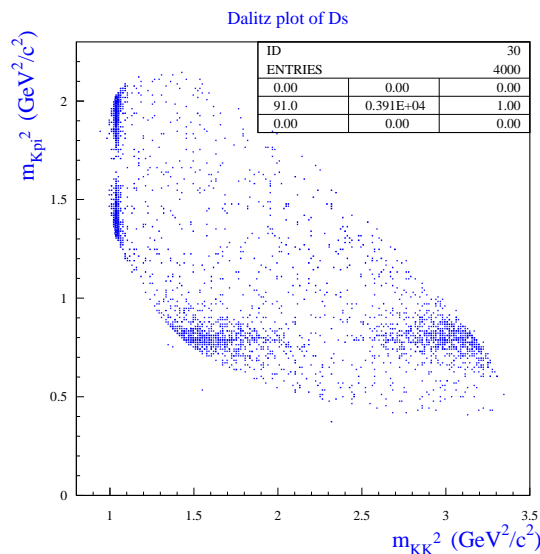


FIG. 5.2 – Diagramme de Dalitz des mésons $D_s^+ D_s^-$ obtenu au niveau du générateur d'événement EVTGEN.

Processus	Hypothèse/mesure	Rapport de branchement
Probabilité($b - \text{quark} \rightarrow B_s$)	mesuré	0.100 [75]
$D_s \rightarrow K K \pi$	mesuré	$(4.4 \pm 1.2) \cdot 10^{-2}$ [23]
$B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$	hypothèse	$8 \cdot 10^{-3}$ [107]
$D_s \rightarrow \Phi \pi$	mesuré	$(3.6 \pm 0.9) \cdot 10^{-2}$ [23]
$D_s \rightarrow K^{*0} K$	mesuré	$(3.3 \pm 0.9) \cdot 10^{-2}$ [23]
$D_s \rightarrow (K K \pi)_{\text{nr}}$	mesuré	$(9 \pm 4) \cdot 10^{-3}$ [23]

TAB. 5.1 – Rapport de branchement des différentes désintégrations utilisées pour notre canal.

5.2.2 Les variables physiques scrutées

Le but de cette section est de s'assurer, par le contrôle de quantités physiques choisies, de la cohérence des processus physiques implémentés au niveau du générateur d'événements.

5.2.2.1 Masses des mésons vecteurs

Comme nous l'avons indiqué précédemment, nous considérons l'état final $K K \pi$ pour les mésons D_s . Il est obtenu soit de manière non résonante soit en passant par les états intermédiaires K^{*0} , \bar{K}^{*0} et Φ (mésons vecteurs). Ces particules possèdent une masse et une largeur naturelle que nous devons reproduire correctement. Les figures 5.3 et 5.4 représentent les distributions de masse de ces particules simulées dans EVTGEN.

Ces distributions, ajustées par une courbe de Breit-Wigner, montrent que la simulation des masses de ces mésons vecteurs est correcte au regard des valeurs moyennes mondiales [23].

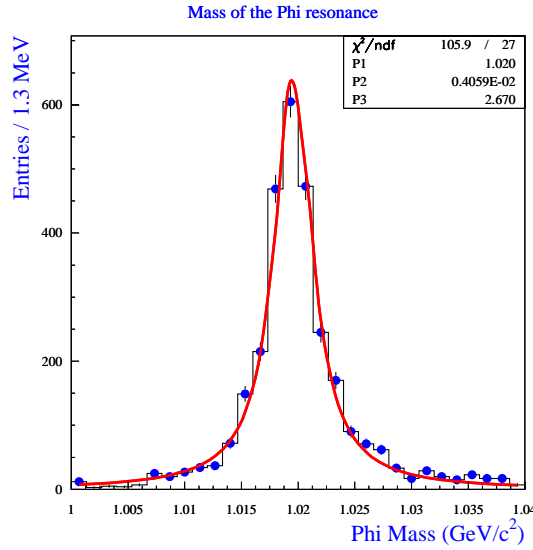


FIG. 5.3 – Distribution de masse obtenue au niveau du générateur, pour le méson vecteur Φ . Les paramètres $P1$ et $P2$ donnent respectivement la valeur de la masse et la largeur du méson Φ .

5.2.2.2 Le paramètre de mélange

Le choix de vérifier ce paramètre dans la simulation est motivé par la physique que l'on veut extraire du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. Le paramètre de mélange est défini par le rapport suivant :

$$\chi_s = \frac{N_{B_s^0}}{N_{B_s^0} + N_{\bar{B}_s^0}}. \quad (5.1)$$

Ce rapport suppose que nous devons avoir autant de B_s^0 que de \bar{B}_s^0 . La valeur moyenne obtenue, dans la simulation, pour ce paramètre de mélange est 0.495 ± 0.023 .

5.2.2.3 Les distributions angulaires

Un des points cruciaux de l'analyse développée concerne la détermination de l'efficacité de sélection des événements. Parmi les sources d'inefficacité, il y a bien sûr l'acceptance du spectromètre, et la justesse de la simulation des distributions angulaires est absolument nécessaire à son estimation. Avant toute chose, commençons par un bref rappel théorique lié aux distributions angulaires. Cette partie n'a pas la prétention de présenter le formalisme théorique complet utile à la détermination des distributions angulaire, mais donne les idées principales permettant de déduire la forme de ces distributions pour des mésons vecteurs et pseudo-scalaires. Pour une description détaillée de ce formalisme, le lecteur pourra se reporter aux références [].

Quelques éléments de théorie

Soit une particule X_0 qui se désintègre en X_1 et X_2 . Une rotation de Wigner, \mathcal{R}_{wigner} , consiste à projeter l'axe de quantification z sur l'impulsion d'une particule. Le système

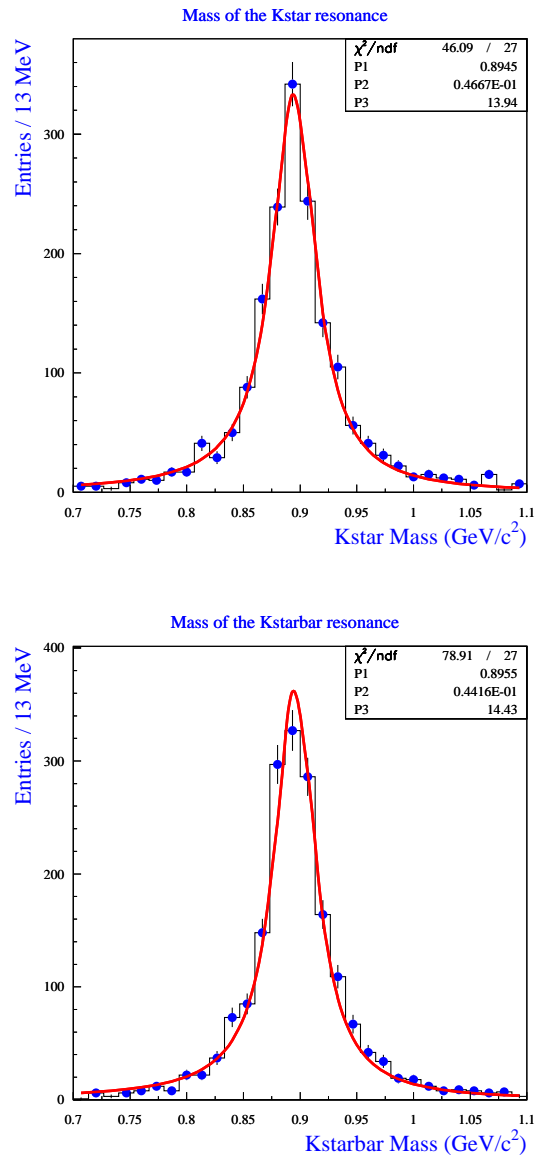


FIG. 5.4 – Distribution de masse obtenues au niveau du générateur, pour le K^{*0} et le \bar{K}^{*0} . Les paramètres P1 et P2 donnent respectivement la valeur de la masse et la largeur des mésons.

se transforme donc de la manière suivante. Notons $|j, m\rangle$ l'état de notre particule. Nous avons :

$$\mathcal{R}_{Wigner}|j, m\rangle = \sum \mathcal{D}_{m,m'}^j |j, m'\rangle, \quad (5.2)$$

avec

$$\mathcal{D}_{m,m'}^j = d_{m,m'}^j(\theta) e^{i|m-m'|\Phi}. \quad (5.3)$$

$d_{m,m'}^j$ est un élément de la matrice de Wigner correspondant à la rotation d'angle θ . m correspond, pour l'état initial, à la projection du spin sur l'axe z . m' correspond, pour l'état final, à la projection du spin sur l'axe z' qui est la direction de vol des deux particules X_1 et X_2 après la rotation d'angle θ (cf figure 5.5). m' est obtenu à partir des hélicités λ_1 et λ_2 de X_1 et X_2 de la façon suivante : $m' = m_1 + m_2 = \lambda_1 - \lambda_2$. Cette

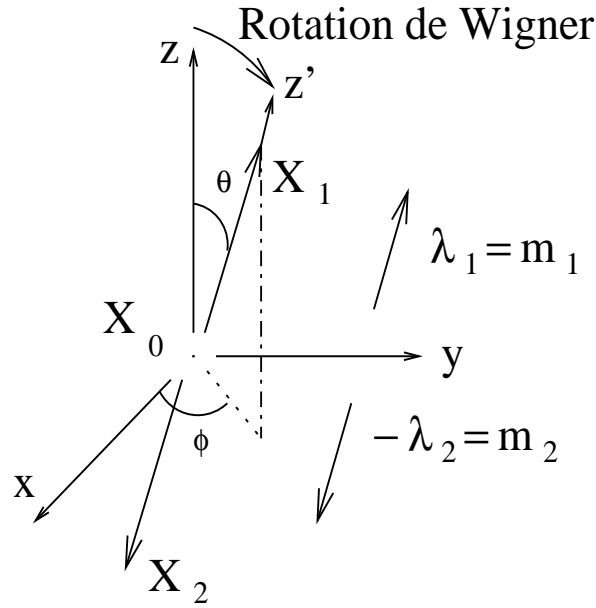


FIG. 5.5 – Définition de la transformation de Wigner.

relation peut être démontrée de la manière suivante. Le moment angulaire total s'écrit :

$$\vec{j}_0 = \vec{l}_{1,2} + \vec{s}_1 + \vec{s}_2, \quad (5.4)$$

où

$$\vec{l}_{1,2} = \vec{r}_1 \wedge \vec{p}_1 + \vec{r}_2 \wedge \vec{p}_2. \quad (5.5)$$

\vec{r}_i est la distance à l'origine de la particule i , et p_i son impulsion.

Comme $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$, alors $\vec{l} = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \wedge \vec{p}$. En projetant \vec{j} suivant la ligne de vol de la particule X_1 , $\hat{p} = \frac{\vec{p}}{\|\vec{p}\|}$, on obtient :

$$\vec{j} \cdot \hat{p} = \vec{l} \cdot \hat{p} + \vec{s}_1 \cdot \hat{p} + \vec{s}_2 \cdot \hat{p}. \quad (5.6)$$

Les hélicités des particules X_1 et X_2 sont définies de la manière suivante :

$$\lambda_1 = \vec{s}_1 \cdot \frac{\vec{p}_1}{\|\vec{p}\|} = \vec{s}_1 \cdot \hat{p}, \quad \lambda_2 = \vec{s}_2 \cdot \frac{\vec{p}_2}{\|\vec{p}\|} = -\vec{s}_2 \cdot \hat{p}, \quad (5.7)$$

d'où

$$m' = \vec{j} \cdot \hat{p} = \lambda_1 - \lambda_2. \quad (5.8)$$

Distributions angulaires

D'un point de vue pratique, regardons comment le formalisme que nous venons de mettre en place permet de décrire la forme des distributions angulaires attendues dans la simulation. A titre d'illustration et pour simplifier les choses, nous ne considérerons dans cette partie, que le mode $D_s \rightarrow K^{*0} K$ avec $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$.

Les distributions angulaires sont déterminées par :

$$\frac{dN}{d \cos \theta} = \sum_m c_m |\mathcal{D}_{m,m'}^j|^2, \quad \frac{dN}{d \cos \theta} = \sum_m c_m |d_{m,m'}^j(\theta)|^2. \quad (5.9)$$

où c_m sont les coefficients de Wigner.

Comme K^+ et π^- sont des particules pseudoscalaires, leur hélicité est nulle, et l'on obtient à partir de 5.8 :

$$m' = \lambda_{K^+} - \lambda_{\pi^-} = 0, \quad (5.10)$$

La détermination de m est plus délicate. A priori, le nombre quantique m prend les valeurs -1, 0, +1 pour le méson vecteur K^{*0} . L'équation 5.9 devient alors :

$$\frac{dN}{d \cos \theta} = c_{0,0} |d_{0,0}^1|^2 + c_{1,0} |d_{1,0}^1|^2 + c_{-1,0} |d_{-1,0}^1|^2, \quad (5.11)$$

où $d_{0,0}^1 = \cos \theta$, $d_{1,0}^1 = \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}}$, $d_{-1,0}^1 = \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}}$.

Dans le mode $D_s D_s$, nous n'avons affaire qu'avec des mésons pseudoscalaires initiaux. L'hélicité du K^{*0} est donc contrainte à la seule valeur 0 et la distribution angulaire de ses produits de désintégration ne dépend donc que du premier terme de l'équation 5.11, i.e. $|d_{0,0}^1|^2$. La figure 5.6 montre les distributions angulaires obtenues au niveau de la simulation pour les mésons vecteurs Φ et K^{*0} . L'accord entre la simulation et les distributions théoriques est tout à fait satisfaisant.

La distribution angulaire liée à l'angle azimutal ϕ , défini sur la figure 5.5, est quant à elle uniforme. En effet, cet angle ϕ étant présent dans $\mathcal{D}_{m,m'}^j$ sous la forme $e^{i\phi}$, sa contribution disparaît en calculant le module au carré dans la relation 5.9.

Le traitement des mésons pseudoscalaires est beaucoup plus simple et conduit à des distributions angulaires uniformes. En effet, si X_0 est un méson pseudoscalaire, $\vec{j} = \vec{0}$ comme c'est le cas pour le B_s^0 et D_s^\pm , alors d'après la relation 5.8 on a $\lambda_1 = \lambda_2$. Les particules issues de la désintégration du B_s^0 doivent avoir la même hélicité. Le terme $d_{m,m'}^j$ sera alors égal à $d_{0,0}^0$ et son module au carré donnera 1, soit des distributions uniformes en θ et ϕ comme l'indiquent les figures 5.7.

5.2.2.4 Les rapports d'embranchement

Afin de ne pas biaiser notre analyse, il convient de simuler correctement les proportions naturelles des différents états finals. Les rapports d'embranchement reportés dans la table 5.1 doivent être multipliés par les rapports d'embranchement des désintégrations $\phi \rightarrow K^+ K^-$ ou $K^{*0} \rightarrow K \pi$. Finalement, les contributions relatives des différents états finals sont les suivantes :

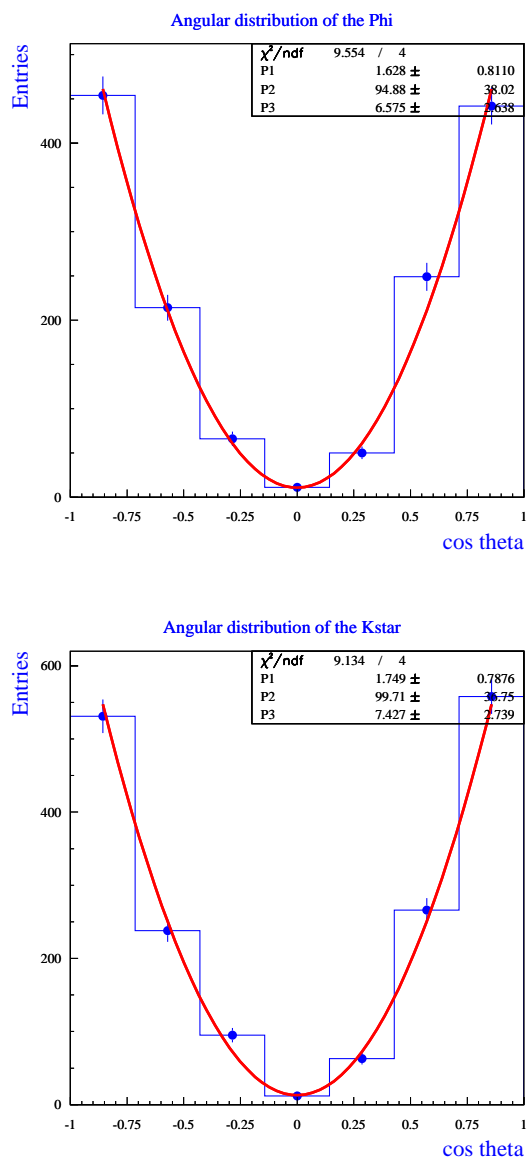


FIG. 5.6 – Distributions angulaires dans le repère d'hélicité pour le méson Φ en haut, et pour le méson K^{*0} en bas.

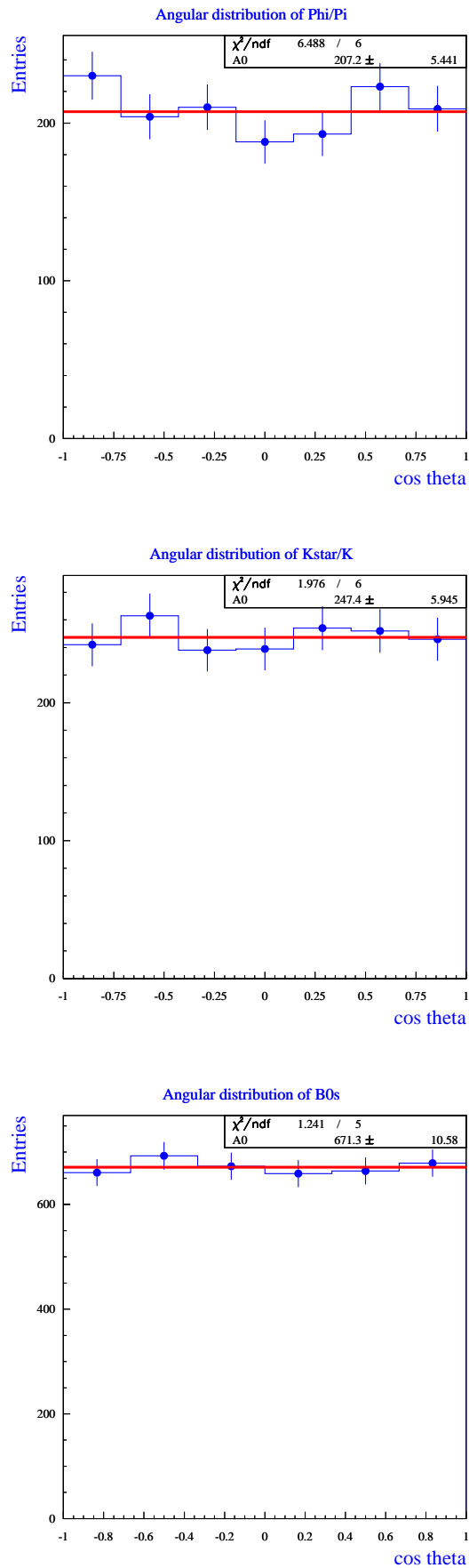


FIG. 5.7 – Distributions angulaires, dans le repère d'hélicité, des produits de désintégration des mésons pseudo-scalaires D_s^\pm et B_s^0 . Les modes de désintégrations passant par les résonances sont inclus.

- 35.3% pour $D_s^\pm \rightarrow \Phi\pi^\pm$,
- 45.9% pour $D_s^- \rightarrow K^{*0} K$ + conjugué de charge,
- 18.8% pour $D_s^\pm \rightarrow K^\pm K^\pm \pi^\pm$,

A l'issue de cette analyse, nous avons vérifié sous de nombreux aspects que nous avons correctement simulé notre mode de désintégration. Cette étape est importante, car un des résultats visé de l'exploration réaliste des performances du spectromètre LHCb pour cette mesure de temps de vie est la détermination de l'efficacité d'acceptance pour laquelle le contrôle des distributions angulaires est un élément clef.

5.3 Sélection du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$

L'un des avantages d'un collisionneur hadronique réside dans le nombre élevé de paires $b\bar{b}$ produites par an. Corrélativement, son principal inconvénient est la quantité élevée de bruit de fond. Ce sont ces deux aspects que nous abordons par la suite, à travers la sélection du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. Dans la première section, après avoir défini nos échantillons de travail Monte-Carlo, nous discuterons de la procédure de présélection. Cette section sera suivie de la description des coupures pour la sélection finale. Finalement, nous terminerons ce chapitre par une section dédiée aux performances de la sélection que nous avons définie en termes d'efficacité, de rapport bruit sur signal et de production annuelle d'événements.

5.3.1 Les échantillons d'événements Monte-Carlo

Pour faire l'analyse du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ dans LHCb, nous disposons d'échantillons Monte-Carlo pour le signal et le bruit de fond complètement simulés au moyen de la chaîne logicielle officielle de la collaboration.

En premier lieu, $3.89 \cdot 10^4$ événements de signal ont été simulés en demandant que le hadron beau dont la désintégration nous intéresse soit produit dans un cône de 400 mrad autour de l'axe du faisceau. Quant aux $28 \cdot 10^6$ événements de $b\bar{b}$ inclusifs, la simulation réclame qu'au moins l'un des deux hadrons beaux soit produit avec un angle de 400 mrad par rapport à l'axe du faisceau. Ces coupures effectuées au niveau du générateur sont prises en compte lors des calculs de l'efficacité de la procédure de sélection par rapport au nombre total d'événements produit dans 4π . Elles ont été adoptées par la collaboration afin de ne pas reconstruire les événements dont les particules issues des désintégrations intéressantes ne sont pas dans l'acceptance du détecteur. Les valeurs des facteurs d'acceptance sont 0.432 et 0.347 pour les événements de type $b\bar{b}$ inclusifs et signal, respectivement.

5.3.2 Généralité sur l'identification de particules chargées

En amont de la sélection, on affecte à chaque trace reconstruite de chaque événement une identification de la nature de la particule associée (PID), basée sur les informations disponibles de chaque sous-détecteurs : les détecteurs RICH, les calorimètres électromagnétique et hadronique ainsi que les détecteurs à muons.

Cette identification est faite à l'aide d'hypothèses de maximum de vraisemblance qui

combinent les informations de tous les sous-détecteurs. A titre d'exemple, les estimateurs pour électrons (e), muons (μ) et hadrons (h) sont définis de la manière suivante :

$$\begin{aligned} L(e) &= L^{RICH}(e).L^{CALO}(e).L^{MUON}(non - \mu) \\ L(\mu) &= L^{RICH}(\mu).L^{CALO}(non - e).L^{MUON}(\mu) \\ L(h) &= L^{RICH}(h).L^{CALO}(non - e).L^{MUON}(non - \mu) \end{aligned}$$

Chacun de ces estimateurs détermine la probabilité pour une particule d'être d'un type donné. L'utilisation de plusieurs de ces fonctions pour un détecteur donné peut être faite en utilisant le produit de leur maximum de vraisemblance individuel.

La quantité pertinente pour les analyses de physique est la différence logarithmique entre deux de ces estimateurs. Ce nouvel estimateur compare alors deux hypothèses différentes et permet de discriminer celle correcte de celle qui ne l'est pas. Cette fonction est définie comme :

$$\Delta \ln L_{AB} = \ln L_A - \ln L_B = \ln \frac{L(A)}{L(B)}, \quad (5.12)$$

où A et B représente l'hypothèse d'avoir une particule de type A ou B . L'estimateur 5.12 tend à être positif pour des particules de type A correctement identifiées et négatif pour des particules de type B correctement identifiées.

5.3.3 La procédure de présélection ou "stripping"

La procédure de stripping de la trentaine de millions d'événements de bruit de fond complètement simulés répond à un double objectif : elle est en premier lieu la seule solution raisonnable pour que des dizaines de physiciens puissent traiter simultanément la totalité des événements produits. Elle épouse ensuite le fonctionnement de l'acquisition et de l'écriture des données dans l'expérience. Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 2, seulement 2 kHz d'événements seront écrits sur bande et parmi ceux-là, quelques centaines seulement seront dédiés à la sélection exclusive de canaux de physique. Il faut par conséquent construire une présélection des canaux d'intérêt dans les hauts niveaux de triggers mais aussi à l'écriture sur bande. Le but de cette présélection est de réduire le lot de données originales en un ensemble de candidats et d'événements plus facilement utilisable pour la sélection finale qui sera détaillée dans la prochaine section.

5.3.3.1 Contexte et stratégie

La procédure d'analyse des données du data challenge 2004 réclame, d'une part de présélectionner les candidats $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ parmi le grand nombre d'événements de $b\bar{b}$ inclusifs génériques avec un facteur de réjection du bruit de fond de 1/1000, et d'autre part de conserver un temps de calcul de l'algorithme de présélection dans des limites raisonnables. Cette dernière contrainte est particulièrement stricte pour la présélection d'événements de type $D_s D_s$ compte tenu de la haute combinatoire due à notre état final à six particules. Le facteur de réjection de 1/1000 a été déterminé de façon à éviter que les événements soient rejetés dans le cas où ce facteur n'est pas atteint lors de la procédure de présélection ¹. Ainsi, des coupures plus dures ont dues être appliquées sur l'identifica-

¹C'est ce que l'on désigne sous le terme de "downscaling factor"

tion des particules pour les candidats kaons et sur la signification du paramètre d'impact minimum (MIPS). Notons ici que les coupures douces définies pour cette première étape constituent le socle de la sélection finale qui sera décrite dans la prochaine section.

Dans cette analyse et conformément aux définitions du type de traces de la figure 2.21, nous ne considérons ici que les traces dites longues qui constituent la majeure partie de notre statistique. En effet, nous avons étudié la possibilité d'utiliser les traces de type "upstream" et nous avons conclu que ces traces n'ajouteraient ultimement que 7% de statistique supplémentaire.

Cette procédure de présélection doit utiliser un ensemble de coupures qui affectera le moins possible le temps de vie de nos candidats B_s^0 . A ce titre, on évitera les coupures sur les paramètres d'impact et les impulsions. A l'opposé, la mesure du temps de vie des candidats B_s^0 passe par un vertexing important comme nous le verrons dans la suite de ce mémoire. En effet, un des avantages de ce canal de désintégration est la présence de trois vertex déplacés construits à partir de six traces chargées, topologie difficile à reproduire parmi les événements $b\bar{b}$ inclusifs.

La stratégie de présélection est simple : la première étape consiste à construire par événement l'échantillon pertinent de traces chargées ; la deuxième étape se résume à reconstruire à partir des traces chargées ainsi prédéfinies les candidats D_s ; enfin, nous reconstruisons au moyen des couples $(D_s^+ D_s^-)$ de chaque événement les candidats B_s^0 .

5.3.3.2 Présélection des traces chargées

- Les différentes particules impliquées dans la désintégration qui nous intéresse doivent tout d'abord être dégagées du bruit de fond. En effet, les candidats D_s étant sélectionnés dans le mode $K K \pi$, une bonne identification (et donc une bonne séparation) des candidats pions et kaons est nécessaire pour rejeter le bruit de fond. Par conséquent, un ensemble de coupures douces sont appliquées sur les traces chargées présentes dans l'événement. Comme indiqué dans la section précédente, cette séparation est obtenue au moyen d'hypothèses de vraisemblance, basée exclusivement sur les informations des détecteurs RICHs. Les kaons sont retenus si $\Delta \ln_{K\pi}$ est positif. Les pions sont sélectionnés si $\Delta \ln_{\pi K} < -5$. Nous avons vérifié que la prise en compte d'informations d'identification spécifiques aux électrons et aux muons ne présente qu'un intérêt marginal pour notre analyse.

- Les particules issues de la désintégration d'un méson beau ont une grande impulsion transverse. L'impulsion transverse minimale pour chacune des six traces de l'événement est fixée à 150 MeV/c. De plus, on ne sélectionne que les traces dont l'impulsion est supérieure à 2 GeV/c. Cette dernière coupure est pratiquement synonyme de la sélection de traces dites longues, c'est-à-dire celles associées à des impact dans la dernière station du trajectographe.

- La coupure suivante met en jeu la notion de paramètre d'impact d'une trace. Le paramètre d'impact est la distance de plus petite approche d'une trace par rapport à un vertex (cf figure 5.8). Pour notre analyse, nous utilisons une quantité dérivée qui est la signification S_{IP} du paramètre d'impact défini comme la valeur de ce paramètre divisée

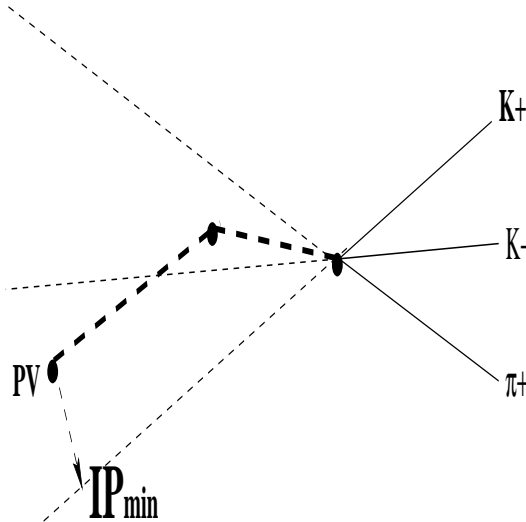


FIG. 5.8 – Illustration schématique de la définition du paramètre d'impact.

par son erreur σ_{IP} par rapport au vertex le plus proche, soit :

$$S_{IP} = \frac{IP}{\sigma_{IP}}. \quad (5.13)$$

Ainsi, les traces sont sélectionnées si $S_{IP} > 1$. Malgré son influence sur le temps de vie des mésons B_s^0 , cette coupure est nécessaire pour des raisons de temps de calcul évoquées plus haut, afin de réduire le nombre de combinaisons à traiter pour construire les particules intermédiaires.

- Toujours pour des contraintes de temps CPU, nous avons restreint le nombre de candidats D_s reconstruits par événement à 400.

- La dernière coupure porte sur la bonne qualité de reconstruction des traces. On réclame ainsi que le $\chi_{trace}^2 < 5$, où χ_{trace}^2 mesure la compatibilité de l'ensemble des hits à la trajectoire reconstruite.

5.3.3.3 Présélection des candidats D_s

- La reconstruction des candidats D_s combine deux kaons de charges opposées et un pion parmi le lot des traces présélectionnées. Le candidat est retenu si sa masse invariante est compatible avec celle du D_s dans une fenêtre en masse de $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse vraie, $M_{D_s} = 1968.3 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$ [23].

- Une coupure sur la somme des impulsions transverses des traces issues de chaque candidat D_s est appliquée. La somme des impulsions transverses des trois traces combinées pour former un méson D_s doit être supérieure à $1.25 \text{ GeV}/c$.

- Ensuite, un ajustement du vertex de désintégration du D_s contraint à la masse de celui-ci, est effectué avec deux kaons et un pion et on réclame que le χ^2 soit inférieur

à 20 pour chaque D_s .

• Enfin, on introduit une contrainte supplémentaire sur la position du vertex du D_s reconstruit. Le spectre en impulsion des D_s issus de la désintégration $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ est donné figure 5.9. Elle indique qu'en moyenne les D_s produits sont très énergétiques

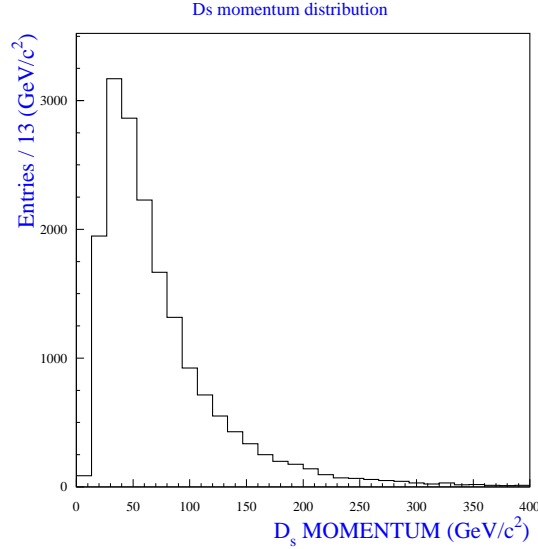


FIG. 5.9 – Impulsion des mésons D_s .

et comme le temps de vie du D_s est loin d'être négligeable ($\tau_{D_s} = 0.5$ ps) devant le temps de vie du B_s^0 , sa distance de vol propre peut être grande. Dans ces conditions, le D_s lui-même participe à la distance au vertex primaire et nous avons choisi de conserver les événements tels que $Z_{vertex D_s} - Z_{vertex primaire} > 1$ mm.

5.3.3.4 Présélection des candidats B_s^0

• La procédure de présélection se termine par la combinaison de deux candidats D_s de charges opposées et ayant répondu aux critères de présélection précédents, pour former un candidat B_s^0 . On peut aussi reconstruire plusieurs candidats par événement. Les candidats B_s^0 sont présélectionnés dans une large fenêtre en masse de ± 500 MeV/ c^2 autour de la masse vraie du B_s^0 , $M_{B_s^0} = 5369.6 \pm 2.4$ MeV/ c^2 [23] afin de pouvoir étudier le rapport bruit sur signal.

• Les kaons et les pions issus de la désintégration du méson B_s^0 doivent avoir de grandes impulsions transverses. De façon similaire à la présélection des D_s , on réclame que la somme des impulsions transverses des six traces issues du B_s^0 soit supérieure à 4.25 GeV/ c .

• Ensuite, pour les candidats sélectionnés, on demande que la somme des 6 MIPS des traces chargées soit supérieure à 50.

- Les six traces chargées sont alors utilisées pour ajuster un vertex non contraint de candidat B_s^0 . On demande alors que le χ^2 de ce vertex soit inférieur à 10.

- Enfin, la dernière coupure de présélection des candidats B_s^0 , concerne l'angle θ_b , défini comme l'angle entre la direction de l'impulsion du B_s et la direction reconstruite formée par le vertex primaire et le vertex du B_s^0 . Cet angle est illustré schématiquement sur la figure 5.10. Les candidats B_s^0 , pour être retenus à l'issue de cette présélection,

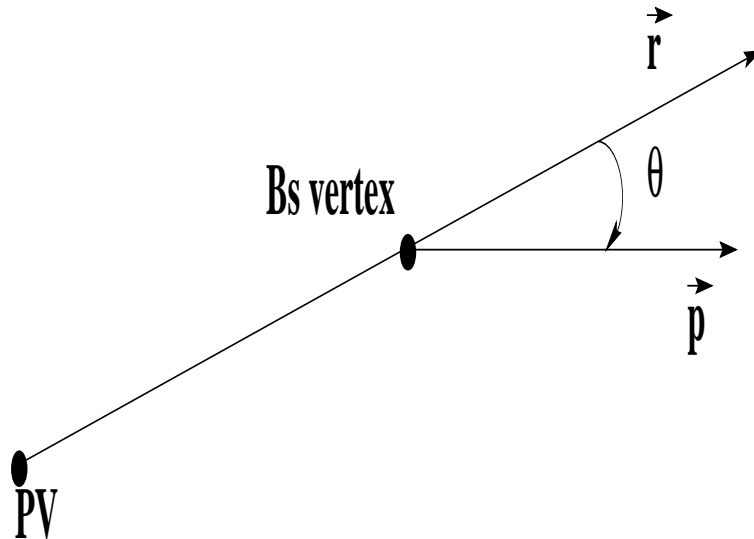


FIG. 5.10 – Définition de l'angle θ_b .

doivent avoir un angle θ_b inférieur à 44.5 mrad.

5.3.3.5 Efficacité de la présélection

Les coupures utilisées pour cette phase de présélection sont résumées dans le tableau 5.2. En termes d'efficacité, nous avons réduit notre lot de signal d'environ un facteur 2, notre efficacité de présélection est alors $\epsilon_{sig}^{preselection} = (48.5 \pm 0.5)\%$.

Pour le bruit de fond $b\bar{b}$ inclusif, un facteur de réduction de 5000 est obtenu, ce qui correspond à une efficacité de $\epsilon_{bdf}^{preselection} = (0.018 \pm 0.006)\%$. Nous sommes très largement au dessus du facteur 1000 réclamé par la procédure de stripping. Ceci répond à un objectif précis. Les événements de bruit de fond $b\bar{b}$ complètement simulés sont analysés par la procédure de présélection commune à tous les groupes de physique par paquets de 40000. Même si le facteur de réduction est inférieur à 1000, les fluctuations statistiques dans les analyses par paquet peuvent supprimer des événements qu'il convient alors d'estimer dans la détermination ultérieure des performances de la sélection (c'est ce que nous appelons downscaling dans les sections précédentes). Un facteur de réduction 5000 permet de ne plus se préoccuper de cet effet.

A partir de ce lot présélectionné, l'analyse consiste à poursuivre l'élimination des mauvais candidats de cet ensemble, afin d'obtenir la meilleure performance possible.

Variabes de coupures	Coupures appliquées
$P_{\perp}^{\text{traces}}$	150 MeV/c
P^{traces}	2 GeV/c
χ_{traces}^2	< 5
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	> -5
$\Delta \ln \mathcal{L}_{\pi K}$	< -5
MIPS	> 1
M_{D_s}	± 20 MeV/c
$\chi_{\text{constraint}}^2$	< 20
$\sum P_{\perp}^{\text{traces des } D_s}$	> 1.25 GeV/c
$Z_{D_s} - Z_{vp}$	> 1 mm
$\sum \text{MIPS}(\text{traces des } D_s)$	> 50
$M_{B_s^0}$	± 500 MeV/c
$\sum P_{\perp}^{6\text{traces}}$	> 4.25 GeV/c
$\chi_{\text{non constraint}}^2$	< 5
θ_b	< 44.5 mrad

TAB. 5.2 – Coupures de présélection utilisées pour notre canal d'analyse $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$, pour les traces chargées, les mésons D_s et les mésons B_s^0 .

5.3.4 Sélection finale du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$

La présélection ayant déjà diminué le rapport bruit sur signal, la procédure de sélection présentée dans cette section vise à rendre ce rapport le plus petit possible tout en gardant une efficacité de sélection pour le signal acceptable. Pour réaliser ce travail, nous avons mis en place la stratégie suivante : certaines coupures définies lors de la phase de présélection seront durcies et de nouvelles coupures seront ajoutées.

Afin de ne pas biaiser les performances de notre sélection, les coupures que nous allons présentée ont été optimisées sur un échantillon de quelques millions de $b\bar{b}$ inclusifs puis appliquées sur le reste de la statistique. Une fois la présélection appliquée sur l'échantillon de 28 millions d'événements $b\bar{b}$ inclusifs, nous obtenons 8797 candidats B_s^0 reconstruits dans ± 500 MeV/ c^2 et 1542 événements de bruit de fond. Ces nombres constituent le point d'entrée des distributions qui seront présentées par la suite.

5.3.4.1 Sélection des traces chargées de l'événement

- Cette partie de la sélection est basée sur les coupures définies dans la section 5.3.3.2 puisqu'aucune nouvelle variable discriminante n'a été rajoutée pour sélectionner les traces chargées. Les deux coupures déjà présentes dans la présélection sont simplement durcies. Pour chaque trace, on réclame ainsi que $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 0$. Cette coupure est illustrée sur la figure 5.11 pour les kaons de l'événement. De plus, la coupure sur l'impulsion transverse des traces chargées est portée à 250 MeV/c.

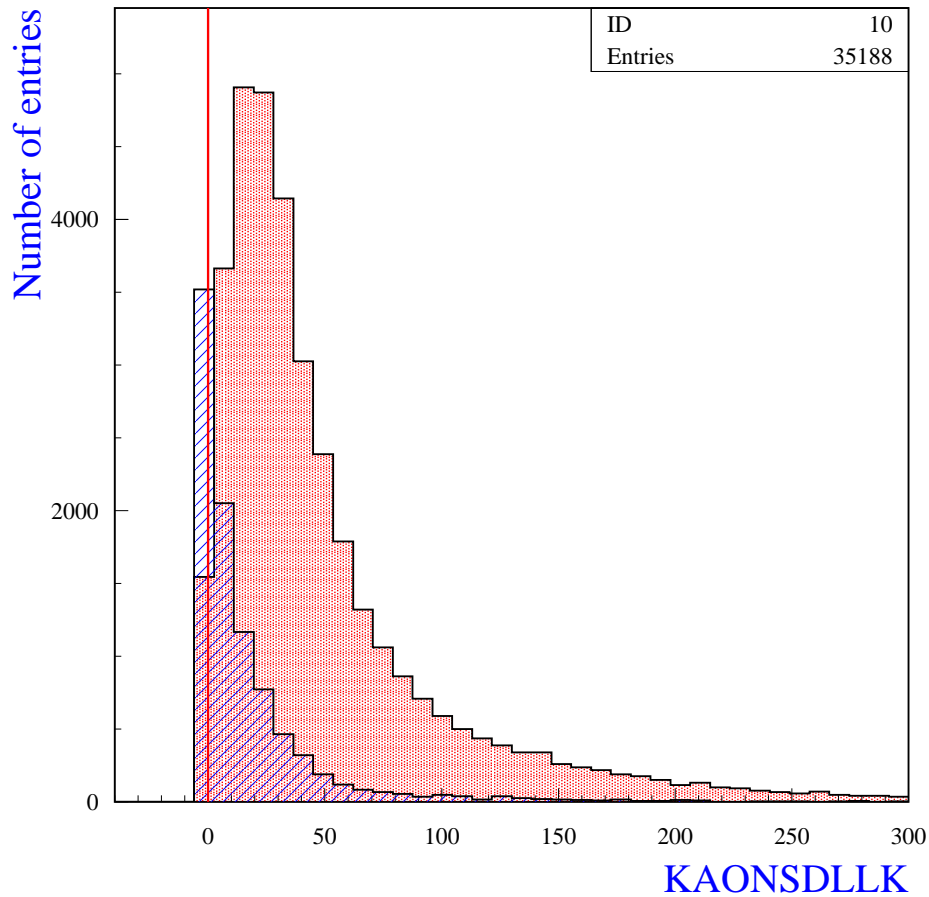


FIG. 5.11 – Distribution des fonctions de vraisemblance pour les 4 candidats kaons de l'événement. Le signal est en rouge et le bruit de fond en bleu. La ligne verticale rouge représente la coupure appliquée. Ces distributions sont normalisées à la même surface. Le nombre d'entrées pour ces distributions sont 8797 et 1542 pour respectivement le signal et le bruit de fond.

5.3.4.2 Sélection des candidats D_s

• Les candidats D_s sont formés par la combinaison de deux kaons et d'un pion pris dans le réservoir de traces chargées précédemment sélectionnées. On associe alors ces trois particules pour reconstruire un vertex de D_s que l'on contraint à la masse vraie du candidat D_s . Cette coupure déjà présente pour la présélection pour chaque candidats D_s est ici utilisée en considérant la somme de leur χ^2 contraint. Ces trois particules forment un vertex contraint à la masse vraie du candidat D_s . Comme nous l'avons souligné en introduction de cette section, la mesure du temps de vie des mésons B_s^0 requiert un vertexing important. La reconstruction de ces vertex est qualifiée par un χ^2 . C'est cette quantité que nous utilisons ici comme coupure de sélection. On réclame également que la somme des χ^2 de chacun des D_s contraint à leur masse soit inférieure à 20. Le pouvoir discriminant de cette variable est montré sur la figure 5.12. On constate (Fig 5.12) que les

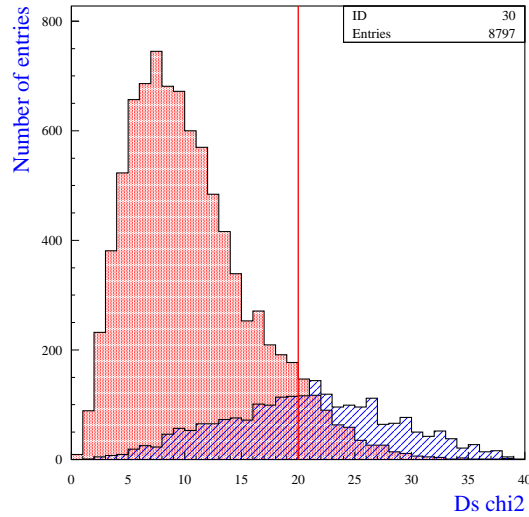


FIG. 5.12 – Distribution de la somme des χ^2 contraints des D_s pour le signal (rouge) et le bruit de fond (bleu). La coupure appliquée sur cette variable est symbolisée par la ligne verticale rouge.

événements de $b\bar{b}$ inclusifs possèdent des χ^2 moins bien reconstruit que pour le signal. Ceci est en partie dû à la contrainte en masse demandée lors de la reconstruction des vertex des candidats D_s .

• La sélection des D_s se poursuit avec l'utilisation d'une variable en relation avec la position des vertex des candidats par rapport au vertex primaire. Pour notre canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ et compte tenu de l'impulsion des particules de l'événement, le vertex des D_s doit être produit en avant du vertex primaire dans la direction z . Une coupure sur la somme entre la différence de position en z de chaque D_s et la position en z du vertex primaire est appliquée. On demande à ce que $\sum (z_{D_s} - z_{vp}) > 7.5$ mm comme il est montré sur la figure 5.13. Cette coupure sélectionne donc les D_s qui volent.

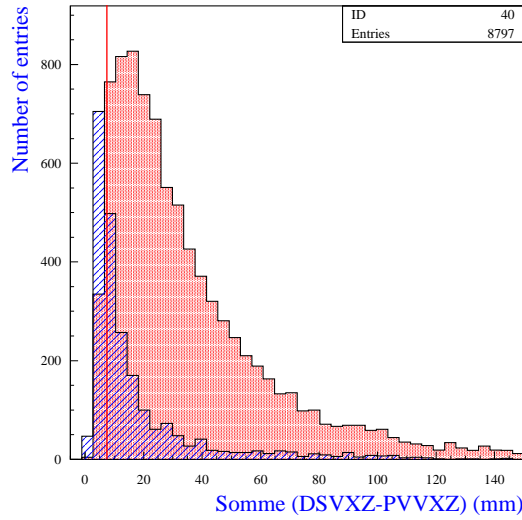


FIG. 5.13 – Distribution de la somme des différences entre la position z des D_s et la position z du vertex primaire. Le signal est en rouge et les événements de bruit de fond inclusifs en bleu. La ligne verticale rouge représente la coupure appliquée pour cette variable.

5.3.4.3 Sélection des candidats B_s^0

Les particules survivantes des coupures de présélection et de sélection sont dès lors utilisées pour reconstruire des candidats B_s^0 . D'une façon similaire à la reconstruction des candidats D_s , on sélectionne les candidats B_s^0 possédant un vertex déplacé par rapport au vertex primaire. En d'autres termes, on requiert que le méson B_s^0 soit produit vers l'avant par rapport au vertex de production. Ce qui se traduit en terme de coupure par la condition suivante : $z_{B_s^0} - z_{vp} > 0$. Cette condition sur la position des deux vertex est illustrée sur la figure 5.14. Les kaons et les pions provenant de la désintégration d'un méson B_s^0 doivent avoir une grande impulsion transverse. On applique alors une coupure sur la somme des impulsions transverses des six traces chargées utilisées pour la reconstruction d'un candidat B_s^0 , à 5 GeV/c (Fig 5.15). Comme nous l'avons souligné dans la section 5.3.3.2, nous avons adopté, pour des raisons de temps de calcul à ce stade de l'analyse, une coupure préliminaire sur la signification du paramètre d'impact minimum. Nous avons choisi de conserver cette coupure pour la sélection des candidats B_s^0 puisque cette variable possède un pouvoir discriminant important comme nous pouvons le voir sur la figure 5.16.

La sélection des candidats B_s^0 se poursuit par une identification du type de particules. En plus de l'identification individuelle effectuée dans la section 5.3.3.2, nous appliquons une coupure supplémentaire sur l'identification des kaons et des pions provenant du candidat B_s^0 . De cette manière, on s'assure de l'identification du type de particule provenant de la désintégration du hadron beau. La figure 5.17 montre la coupure appliquée pour cette variable. Les kaons qui ne sont pas correctement identifiés dans les événements de $b\bar{b}$ inclusifs sont rejetés par cette coupure. La dernière variable de sélection repose sur l'angle θ_b défini lors de la présélection des candidats B_s^0 . Pour la sélection des candidats

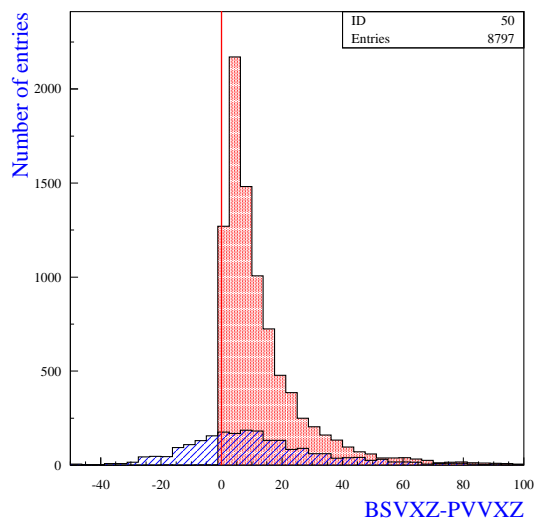


FIG. 5.14 – Différence entre la position en z du vertex du B_s^0 et la position en z du vertex primaire. La ligne verticale rouge traduit la coupure appliquée lors de la sélection entre le signal (rouge) et les événements de bruit de fond inclusif (bleu).

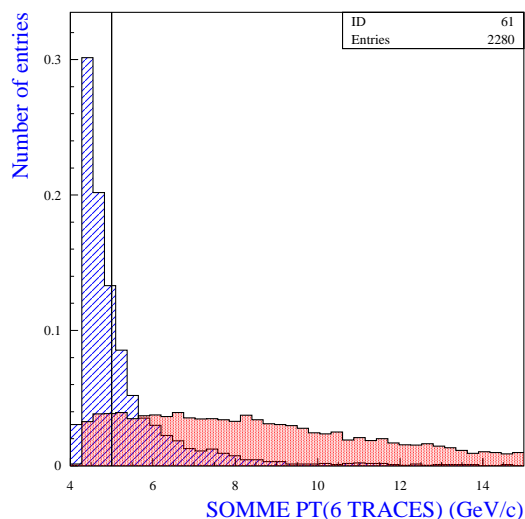


FIG. 5.15 – Somme des impulsions transverses des six traces chargées issues de la désintégration d'un méson B_s^0 . La ligne verticale rouge indique la coupure appliquée pour discriminer entre le signal en rouge et le bruit de fond en bleu.

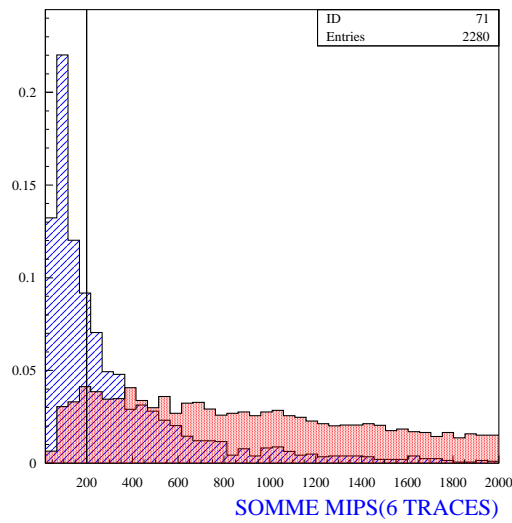


FIG. 5.16 – Somme des significances des paramètres d'impact minimum pour les six traces chargées. La ligne verticale rouge indique la coupure appliquée pour discriminer entre le signal en rouge et le bruit de fond en bleu.

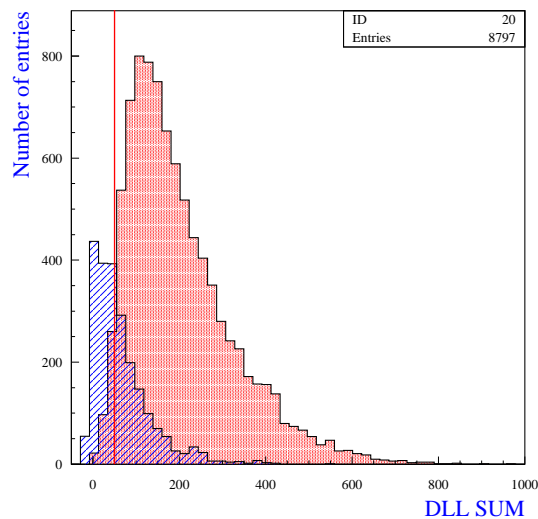


FIG. 5.17 – Distribution de la variable $\Delta \ln \mathcal{L}$ dans l'hypothèse kaons pour les traces provenant du candidat B_S^0 . La ligne verticale rouge représente la coupure appliquée pour cette variable et discrimine le signal (rouge) du bruit de fond (bleu).

B_s^0 , nous conservons cette coupure en réclamant ici que les B_s^0 aient un angle θ_b inférieur à 4.5 mrad. La figure 5.18 montre la distribution en $\cos(\theta_b)$ pour le signal et le bruit de fond reconstruit. Cette coupure possède un pouvoir discriminant appréciable puisqu'elle rejette une grande partie du bruit de fond tout en conservant une grande statistique de signal (distribution piquée à 1 pour le signal alors que pour le bruit de fond, elle est distribuée uniformément dans l'espace de phase).

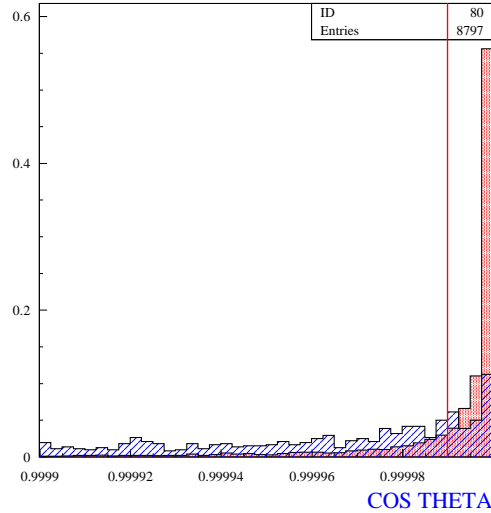


FIG. 5.18 – Distribution en $\cos\theta_b$ pour le signal sélectionné en rouge et les événements $b\bar{b}$ inclusifs.

5.4 Performances de la sélection

Dans cette partie, nous nous proposons de lister les performances de la sélection que nous venons de présenter. Dans un premier temps, nous discuterons des efficacités des coupures pour le signal et le bruit de fond. Puis, nous présenterons les résolutions obtenues sur les masses invariantes des particules reconstruites. Dans la section 5.5.1, nous estimerons à la fois le niveau de bruit de fond et le nombre d'événements de signal attendus. Cette estimation est conjointe et résulte de l'optimisation de l'analyse de la sélection. Le paramètre pertinent qui caractérise simultanément la statistique de signal (notée S) et la contamination de bruit de fond (notée B) est le rapport B/S . Pour une estimation de la signification statistique du signal dans l'échantillon, il conviendrait d'utiliser le rapport $S/\sqrt{S+B}$. Toutefois, les analyses de physiques (violation de \mathbf{CP} et physique du b) réalisées à partir des différentes sélections requièrent individuellement une analyse statistique dédiée. Il a été considéré que le rapport B/S constituait une référence/comparaison simple et adéquate. Nous nous y conformons.

5.4.1 Efficacités des coupures de sélection

Le tableau 5.3 donne les efficacités des différentes coupures appliquées lors de la procédure de sélection, pour les événements de signal et de bruit de fond ainsi que les efficacités finales. Les efficacités individuelles mentionnées dans le tableau sont calculées

Coupures de sélection	$B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$	bb inclusifs
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 0$	$(92.9 \pm 0.3)\%$	$(35.2 \pm 1.0)\%$
$P_{\perp} > 250 \text{ MeV}/c$	$(92.6 \pm 0.3)\%$	$(53.5 \pm 1.0)\%$
$\sum \chi_{\text{constraint}}^2(D_s) < 20$	$(93.0 \pm 0.3)\%$	$(44.9 \pm 1.6)\%$
$\sum z_{D_s} - z_{pv} > 7.5 \text{ mm}$	$(94.4 \pm 0.2)\%$	$(60.8 \pm 1.3)\%$
$z_{B_s^0} - z_{pv} > 0 \text{ mm}$	$(99.9 \pm 0.1)\%$	$(67.3 \pm 1.2)\%$
$\sum P_{\perp}^{6\text{traces}} > 5 \text{ GeV}/c$	$(91.4 \pm 0.3)\%$	$(37.6 \pm 1.7)\%$
$\sum \text{mips}_{6\text{traces}} > 200$	$(95.5 \pm 0.2)\%$	$(51.9 \pm 1.4)\%$
$\sum \Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 50$	$(96.7 \pm 0.2)\%$	$(47.1 \pm 1.5)\%$
$\theta_b < 4.5 \text{ mrad}$	$(73.0 \pm 0.6)\%$	$(8.4 \pm 2.0)\%$
Total(événements préselectionnés)	$(52.7 \pm 0.3)\%$	$(0.04 \pm 0.02)\%$

TAB. 5.3 – Efficacité des coupures de sélection utilisées pour le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$, respectivement pour les traces chargées, les mésons D_s et les mésons B_s^0 et ce pour le signal et les événements $b\bar{b}$ inclusifs.

par rapport au nombre d'événements préselectionnés. A l'issue de cette sélection, nous retenons environ la moitié de notre signal initial et rejettons la quasi-totalité du bruit de fond puisque notre sélection retient 12 événements de l'échantillon $b\bar{b}$ inclusifs dans une fenêtre en masse de $\pm 500 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse du B_s^0 . Le traitement et l'analyse de ces événements sera détaillé dans la section 5.5. L'efficacité finale de la procédure de sélection est obtenue en convoluant celle du tableau 5.3 avec celle de la préselection, $\epsilon_{sig}^{\text{preselection}} = (48.5 \pm 0.5)\%$. L'efficacité totale est alors :

$$\epsilon_{sig}^{\text{selection}} = (25.6 \pm 0.7)\%. \quad (5.14)$$

L'une des coupures les plus sévères pour le signal est celle appliquée sur $\cos \theta_b$. Il convient toutefois de mentionner que les événements de signal rejetés par cette coupure souffrent d'une mauvaise reconstruction de l'impulsion ou du vertex du B_s^0 (ou des deux) qui dans tous les cas conduit à une mesure médiocre du temps propre du B_s^0 . Leur poids statistique dans la détermination du temps de vie est donc faible. Elle est de plus nécessaire à notre analyse car elle permet une forte rejection du bruit de fond. La somme des impulsions transverses des six traces provenant de la désintégration du B_s^0 est une coupure efficace pour la réjection du bruit de fond. De même, l'identification des traces chargées utilisées pour la reconstruction des candidats B_s^0 possède un pouvoir discriminant important. L'ensemble de ces efficacités constitue un ingrédient de base de la détermination du rapport B/S. L'autre élément est l'analyse individuelle des 12 événements de l'échantillon $b\bar{b}$ inclusifs que notre sélection retient. Ce sera l'objet de la section 5.5. Nous pouvons toutefois dès à présent regarder les effets de la sélection pour les événements de signal sur les masses reconstruites.

5.4.2 Résolutions en masse invariante

Les masses invariantes des résonances intermédiaires Φ , K^{*0} et \bar{K}^{*0} sont présentées sur la figure 5.19. Ces distributions sont construites pour les candidats B_S^0 sélectionnés,

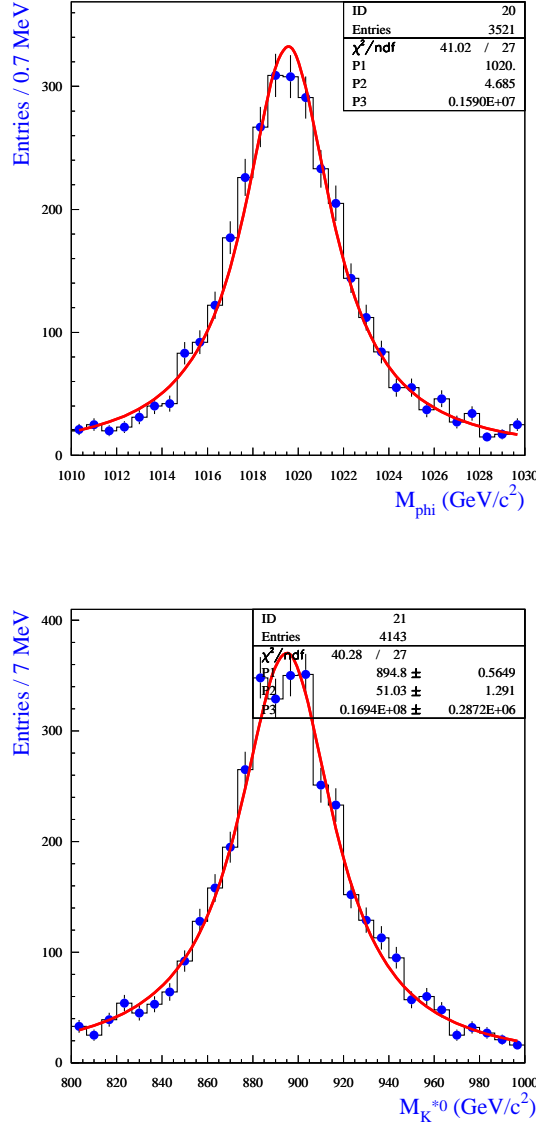


FIG. 5.19 – Distributions en masse invariante pour les candidats Φ , K^{*0} et \bar{K}^{*0} . Elles sont ajustées au moyen d'une Breit-Wigner relativiste.

où toutes les coupures décrites dans la section 5.3.4 ont été appliquées. Les distributions de masse sont ajustées par une fonction de Breit-Wigner relativiste. La valeur moyenne de la distribution en masse du méson vecteur Φ est très proche de la vraie valeur générée et la résolution obtenue est $\sigma_{M_\Phi} = (4.7 \pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$ pour une valeur de masse invariante égale à $M_\Phi = (1020.02 \pm 0.04) \text{ MeV}/c^2$. Ces résultats indiquent qu'il n'y a pas de biais dans la reconstruction des traces chargées. Le fait que la largeur expérimentale

du Φ soit proche de sa largeur naturelle signifie que les effets de résolution du trajectographe, estimés par Monte Carlo, sont négligeables pour la reconstruction des mésons Φ . Bien sûr, il s'agit de données Monte Carlo mais ce sont les performances attendues du détecteur et de la reconstruction de ses informations, aussi réaliste que possible, qui sont à la base de l'analyse de ces données complètement simulées. En ce qui concerne les deux autres résonances intermédiaires K^{*0} et $K^{\bar{*}0}$, les résolutions obtenues sont respectivement $\sigma_{M_{K^{*0}}} = (49.1 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2$ et $\sigma_{M_{K^{\bar{*}0}}} = (52.1 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2$. Ces valeurs correspondent à la largeur naturelle de ces deux états et dans ce cas les effets du détecteur sont complètement noyés. Les valeurs moyennes des masses de ces résonances données par l'ajustement sont encore une fois en accord avec la valeur générée. On obtient respectivement pour le K^{*0} et le $K^{\bar{*}0}$, $M_{K^{*0}} = (894.3 \pm 0.8) \text{ MeV}/c^2$ et $M_{K^{\bar{*}0}} = (895.1 \pm 0.8) \text{ MeV}/c^2$.

La figure 5.20 montre la distribution en masse invariante des candidats D_s^\pm de l'événement à l'issue des coupures de sélection. Après ajustement par une double gaus-

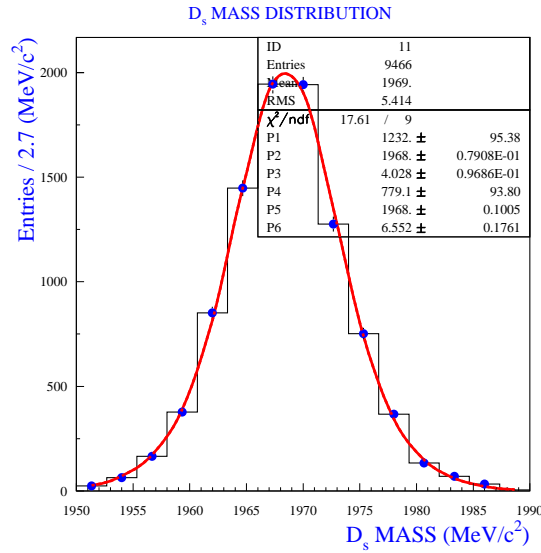


FIG. 5.20 – Distribution en masse invariante pour les candidats D_s^\pm , ajustée par deux gaussiennes.

sienne, nous obtenons une valeur de la masse invariante de $M_{D_s} = (1968.0 \pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$ avec une résolution de $\sigma_1^{M_{D_s}} = (4.0 \pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$ pour la gaussienne centrale. Cette fois-ci, la résolution mesurée est strictement d'origine expérimentale et qualifie les performances du système de trajectographe dans son ensemble (en y incluant le détecteur de vertex). L'ajustement par deux gaussiennes permet de prendre en compte les queues de distributions qui correspondent à des événements mal reconstruits. La résolution pour cette seconde gaussienne demeure très satisfaisante, $\sigma_2^{M_{D_s}} = (6.6 \pm 0.2) \text{ MeV}/c^2$. Notons l'excellent accord entre les valeurs générées et les valeurs obtenues au moyen d'un ajustement gaussien.

La masse du méson B_s^0 reconstruit après sélection est représentée sur la figure 5.21. L'ajustement par deux gaussiennes, effectué pour les mêmes raisons que précédemment, donne pour la gaussienne centrale, une valeur de masse invariante égale à $M_{B_s^0} = (5370.0 \pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$ avec une résolution $\sigma_{M_{B_s^0}} = (6.1 \pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$. Notons de plus que

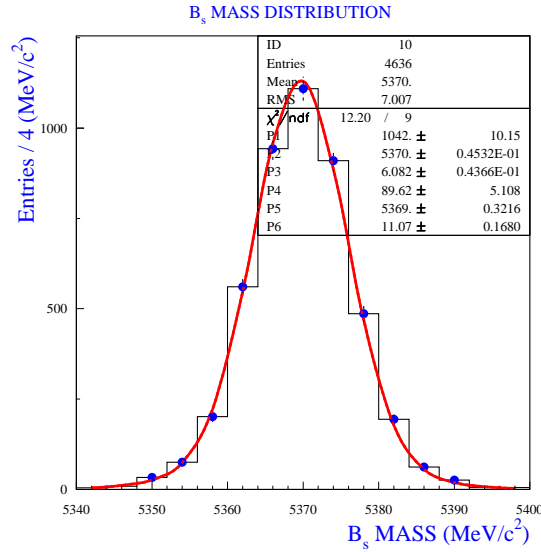


FIG. 5.21 – Distribution en masse invariante pour les candidats B_s^0 reconstruits. Cette distribution est également ajustée par deux gaussiennes.

la fraction d'événements répondant à la seconde gaussienne est faible et que la valeur de leur résolution l'est aussi, indiquant que les événements sont bien reconstruits. Ces valeurs de résolution sur la masse reconstruite sont les meilleures parmi tous les canaux de physique étudiés par la collaboration LHCb. Cette observation mérite un commentaire. La topologie de l'état final que nous reconstruisons met en jeu deux mésons pseudoscalaires D_s lourds que l'on reconstruit avec une grande précision via des modes de désintégration impliquant uniquement des traces chargées et qui forment une part importante de la contribution à la masse invariante. La précision sur la mesure de l'impulsion des D_s joue par conséquent un rôle moindre que pour les autres modes de désintégration étudiés dans LHCb. Ainsi, la résolution sur la mesure du temps propre du B_s^0 reposera en particulier sur la qualité de la détermination des vertex de désintégration des D_s qui volent dans le détecteur. Il est évident que le vertex formé à partir de particules intermédiaires qui volent est moins bien défini que celui formé directement à partir de traces reconstruites et il faut s'attendre à ce que la résolution en temps propre soit moins bonne pour notre canal. Nous verrons toutefois dans la section suivante que les performances en terme de temps propre demeurent tout à fait satisfaisantes pour notre propos.

5.5 Traitement du bruit de fond

Dans cette partie, nous voulons estimer le niveau de bruit de fond attendu à l'issue de l'analyse définie précédemment. Rappelons tout d'abord que la sélection $D_s D_s$ a été définie du point de vue de la réjection du bruit de fond à partir d'un échantillon de quelques millions d'événements $b\bar{b}$ inclusifs (ce qui représente quelques secondes du LHC!) et que ces performances sont estimées sur un échantillon indépendant de 30 millions d'événements, pour éviter tout biais.

Ces ordres de grandeur montrent la difficulté du problème. L'optimisation de la sélection a donc consisté à rejeter la totalité des événements $b\bar{b}$ inclusifs. Mais ceci n'est pas suffisant. En effet, tous les modes de désintégration des particules belles ne sont pas simulés (il faut pour cela que leur rapport d'embranchement soit supérieur à 10^{-4}) et il convient d'étudier spécifiquement ceux qui nous apparaissent les plus dangereux. Ainsi, pour cette estimation, nous avons considéré les sources de bruit de fond suivantes :

- les événements $b\bar{b}$ inclusifs.
- deux modes à la topologie similaire au signal, à savoir les canaux $B_d^0 \rightarrow D^+ D^-$ où les mésons D se désintègrent dans l'état final $K \pi \pi$, ainsi que les événements $B_d^0 \rightarrow D_s D$ qui comportent également un état final à six traces chargées.

La sélection décrite précédemment a été appliquée à ces échantillons. Nous sélectionnons 1 événement de signal $D_s D_s$ sur le lot d'événements de $b\bar{b}$ inclusifs et ceci est conforme au rapport d'embranchement utilisé dans la simulation. Pour le lot de bruits de fond inclusifs, la sélection a été appliquée sur 28 millions d'événements. Sur cet échantillon, notre sélection retient 12 événements de bruit de fond dans une fenêtre en masse de $\pm 500 \text{ MeV}/c^2$ autour de celle du B_s . La figure 5.22 montre la distribution en masse de ces candidats. Parmi ces 12 événements, 8 présentent une topologie similaire à notre

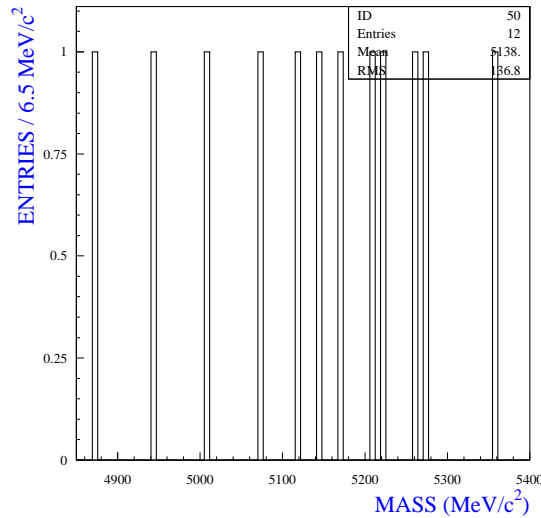


FIG. 5.22 – Distribution en masse invariante des candidats correspondants au bruit de fond $b\bar{b}$ inclusifs.

signal :

- $D_s^{*\pm} D_s^{*\mp}$ (3 événements) : la topologie de ce mode est identique à $D_s D_s$ du point de vue des traces chargées. Le méson vecteur D_s^* décroît en $D_s \gamma$ ou $D_s \pi^0$ et les photons ne sont pas reconstruits par notre analyse. Il ne s'agit pas d'un bruit de fond à proprement parler. En effet, le mode $D_s^{*\pm} D_s^{*\mp}$ est essentiellement **CP** pair [62] et il pourra être intéressant dans une étude ultérieure de tenter de reconstruire les photons pour additionner cette contribution à celle de $D_s D_s$.

- $D_s^* D_s$ (5 événements) : c'est un cas tout à fait similaire au précédent et nous pouvons en fait le considérer comme du signal. En tout état de cause, aucun événement $D_s^* D_s$ ne rentre dans la fenêtre de masse réduite.

Les quatre événements restant sont considérés comme du bruit de fond véritable :

- $D_s^{*\pm} D^{*\mp}$ (1 événement) et $D_s^{*\pm} D^\mp$ (1 événement) : les $D^{(*)}$ que nous sélectionnons dans la fenêtre élargie ont un état final $K \pi \pi$. Ils correspondent par conséquent à une mauvaise identification d'un pion en kaon. Ces événements ne seront pas considérés dans l'estimation du bruit de fond car ils ne peuvent pas cinématiquement peupler l'intervalle de masse réduit.
- $D_s^+ D^-$ cet événement est celui qui rentre dans la fenêtre en masse réduite. Celui-ci reste problématique. Si nous le prenions en compte sans autre forme de procès dans l'estimation de B/S, ce rapport pourrait être artificiellement dégradé. Cet événement est le résultat d'une mauvaise identification d'un pion en kaon (cf cas précédent). Pour nous assurer du caractère malchanceux de cette mauvaise identification, nous avons généré un échantillon d'événements Monte Carlo simulant le mode de désintégration $B_d^0 \rightarrow D_s^\pm D^\mp$. L'étape suivante consiste alors à appliquer 100% de mauvaise identification sur les kaons et de regarder l'impact que cela a sur la distribution en masse des candidats D_s (cf figure 5.23). 10% de ces événements

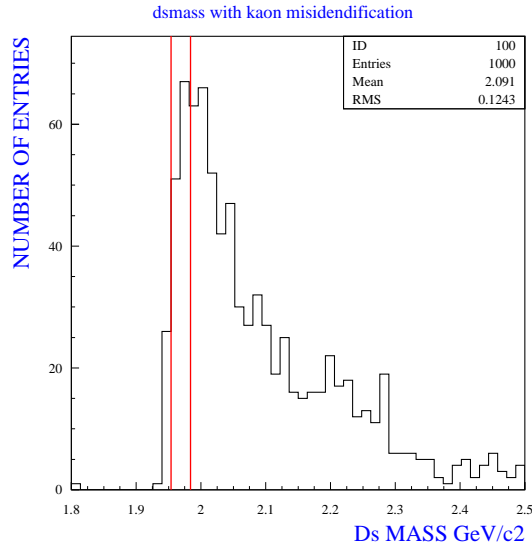


FIG. 5.23 – Distribution en masse invariante des candidats D^+ lorsque l'un des pions est identifié kaon. Les lignes rouges correspondant à la fenêtre de masse du D_s sélectionnent environ 10% des événements.

sont dans la fenêtre de masse du D_s , ce qui implique que seul 1% des événements $D_s D$ se retrouve dans la fenêtre en masse réduite, notre mode de désintégration possédant 2 mésons D_s . Nous verrons lors de l'estimation du B/S spécifique à ce bruit de fond, que cet ordre de grandeur est bien vérifié.

5.5.1 Estimation du nombre d'événements de signal attendus pour une année de prise de données. Rapport B/S

L'intérêt d'un collisionneur hadronique réside dans le nombre élevé de paires $b\bar{b}$ produites par an. Son principal inconvénient est la quantité élevée de bruit de fond. Nous abordons ces deux aspects dans cette section en déterminant, d'une part, le nombre de désintégrations $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ reconstruites par an, et, d'autre part, la contribution du bruit de fond à travers l'estimation du rapport B/S pour une année de prise de données.

5.5.1.1 Production annuelle de $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$

Le nombre de paires de quarks $b\bar{b}$ produites par an sera, à la luminosité nominale de 2 fb^{-1} , de 10^{12} . Le nombre de désintégration $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ produites par an est donné par la formule :

$$N_{B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-}^{1an} = L_{int} \cdot \sigma_{b\bar{b}} \cdot 2f_{B_s^0} \cdot Br_{vis}(B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-) \cdot \theta_{acc}^{signal}, \quad (5.15)$$

où

- L_{int} est la luminosité intégrée sur une année. $L_{int} = L * t = 10^7 * 2.10^{32} = 2.10^{39} \text{ cm}^{-2} = 2 \text{ fb}^{-1}$.
- $\sigma_{b\bar{b}}$ est la section efficace de production de paires $b\bar{b}$. $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$.
- $f_{B_s^0}$ est la fraction de quarks b qui s'hadronisent en méson B_s^0 . $f(B_s^0) = 0.10$.
- $Br_{vis}(B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-)$ est le rapport de branchement visible du mode considéré. $Br_{vis}(B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-) = \text{Br}(B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-) \times \text{Br}(D_s \rightarrow K K \pi) = 15.10^{-6}$.
- θ_{acc}^{sig} est le facteur d'acceptance prenant en compte la coupure au niveau du générateur de $\pm 400 \text{ mrad}$. $\theta_{acc}^{sig} = 0.347$.

On obtient alors $N_{B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-}^{1an} = 1.08 \times 10^6$ événements.

On constate ainsi qu'une section efficace de production de paires $b\bar{b}$ élevée, pour des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, permet d'obtenir un nombre important de désintégrations $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$.

5.5.1.2 Efficacités de l'analyse et nombre d'événements attendus par an

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

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{det} \times \epsilon_{rec/det} \times \epsilon_{sel/rec} \times \epsilon_{trg/sel}, \quad (5.16)$$

où

- ϵ_{det} est l'efficacité de détection.
- $\epsilon_{rec/det}$ est l'efficacité de reconstruction des événements "vus" par le détecteur, c'est-à-dire laissant suffisamment de points de mesure pour être reconstituable ².
- $\epsilon_{sel/rec}$ est l'efficacité de sélection sur les événements reconstruits.

²Une particule est dite reconstituable lorsque la trace qui lui est associée est susceptible d'être reconstruite

- $\epsilon_{trg/sel}$ est l'efficacité du système de déclenchement pour les événements sélectionnés. On ne considère ici que les deux premiers niveaux de ce système de déclenchement (L0 et L1).

Le tableau 5.4 montre les efficacités pour les différentes composantes de l'équation 5.16. L'efficacité du système de déclenchement se décompose en deux parties, une pour le niveau

ϵ_{det}	$\epsilon_{rec/det}$	$\epsilon_{sel/rec}$	$\epsilon_{trg/sel}$	ϵ_{tot}
7.0 ± 0.1	66.5 ± 0.3	25.7 ± 0.7	34.1 ± 0.4	0.40 ± 0.08

TAB. 5.4 – Efficacité, en %, de détection, reconstruction, sélection et déclenchement correspondant à l'équation 5.16.

0 du système, pour lequel on obtient une efficacité de $(42.3 \pm 0.5)\%$ et une seconde pour le deuxième niveau du système de déclenchement, pour lequel on obtient une efficacité de $(80.6 \pm 0.4)\%$.

Pour obtenir le nombre d'événements attendus sur une année de prise de données, il suffit alors de multiplier l'efficacité totale obtenue par le nombre d'événements produits par an et donné par l'équation 5.15.

$$N_{phys}^{1an} = N_{B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-} \times \epsilon_{tot} = (4.3 \pm 0.2) \times 10^3 \quad (5.17)$$

5.5.1.3 Contribution du bruit de fond

La sélection décrite dans ce mémoire a été appliquée sur les trois échantillons de bruit de fond discutés dans la section 5.5 : l'échantillon $b\bar{b}$ inclusifs et deux bruits de fond spécifiques à notre canal et présentant la même topologie que notre canal d'analyse : $B_d^0 \rightarrow D^+ D^-$ et $B_d^0 \rightarrow D_s^\pm D^\mp$. La raison est historique. Le premier canal ($D^+ D^-$) n'est sélectionné que si deux pions sont identifiés comme kaons alors qu'une seule mauvaise identification est nécessaire pour le second mode de désintégration ($D_s^\pm D^\mp$), rendant ce dernier canal le plus dangereux. Cependant, aucun événement n'avait été simulé dans la première production DC04, au contraire du mode $D^+ D^-$ pour lequel 400000 événements avaient été engendrés par un autre groupe, et ce n'est que dans la seconde phase du data challenge que nous avons produits des événements $D_s^\pm D^\mp$.

La contribution du bruit de fond $b\bar{b}$ inclusif peut être estimée à partir de la formule :

$$\frac{B}{S} = \frac{\epsilon_{acc}^{b\bar{b}}}{\epsilon_{acc}^{sig}} \times \frac{1}{Br(B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-) \times 2 \times f_{(B_s^0)}} \times \frac{N_{sel}^{bdf}}{N_{sel}^{sig}} \times \frac{N_{tot}^{sig}}{N_{tot}^{bdf}} \times \theta_{win}, \quad (5.18)$$

où

- $\epsilon_{acc}^{b\bar{b}} = 43.21\%$ correspond à la coupure d'acceptance de ± 400 mrad pour les événements $b\bar{b}$,
- $\epsilon_{acc}^{sig} = 34.7\%$ correspond à la coupure d'acceptance de ± 400 mrad pour les événements de signal,
- $f_{B_s^0}$ est le facteur d'hadronisation des quarks b en méson B_s^0 ,
- $Br_{vis}(B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-)$ est le rapport de branchement visible,

- N_{sel}^{bdf} est le nombre d'événements de bruit de fond inclusif passant les coupures de sélection, dans une fenêtre en masse de $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$,
- $N_{tot}^{bdf} = 28.10^6$ est le nombre d'événements de bruit de fond inclusif analysés,
- $N_{sel}^{sig} = 4636$ est le nombre d'événements de signal sélectionnés,
- $N_{tot}^{sig} = 387500$ est le nombre d'événements de signal générés et analysés.

Nous estimons alors le niveau de bruit de fond à partir de l'équation 5.18. Dans cette équation, θ_{win} représente le rapport des deux fenêtres en masse ³. Le nombre de bruit de fond sélectionné par notre analyse répond à une loi Poissonienne. Etant donné que ce nombre est inférieure à 10, nous utilisons un intervalle de confiance à 90% de niveau de confiance. Ainsi, nous obtenons pour le bruit de fond $b\bar{b}$ inclusif, une limite supérieure de :

$$\frac{B}{S} < 0.2 @ 90\% C.L \quad (5.19)$$

On constate ainsi que le bruit de fond provenant des événements de $b\bar{b}$ inclusifs est à un niveau acceptable.

Cependant, comme nous l'avons montré dans la section 5.5, d'autres sources potentielles de bruit de fond peuvent détériorer notre sélection. Parmi les plus dangereuses pour notre mode de désintégration, nous avons identifiés le canal $B_d^0 \rightarrow D_s^+ D^-$. Rappelons que cet événement est le résultat d'une mauvaise identification d'un kaon en pion. Pour estimer sa contribution au rapport bruit sur signal, nous avons soumis notre analyse à 400000 événements de ce type afin de confirmer l'hypothèse émise dans la section 5.5, à savoir que ces événements ne contribuent pas de manière significative au rapport B/S .

L'estimation du B/S spécifique de ce bruit de fond est calculée de façon similaire à celle du bruit de fond $b\bar{b}$ inclusif :

$$\frac{B}{S_{D_s D}} = \frac{BR_{vis}(B_d^0 \rightarrow D_s^+ D^-) \cdot BR_{vis}(D \rightarrow K \pi \pi) \frac{N_{B_d^0}^{sel}}{N_{B_s^0}^{sel}} \cdot f_d}{BR_{vis}(B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow K K \pi) \frac{N_{B_s^0}^{sel}}{N_{B_d^0}^{sel}} \cdot f_s} \quad (5.20)$$

où

- $BR_{vis}(B_d^0 \rightarrow D_s^+ D^-)$ est le rapport de branchement visible du canal de contrôle,
- $BR_{vis}(D \rightarrow K \pi \pi)$ est le rapport de branchement visible des mésons D^\pm ,
- $BR_{vis}(B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-)$ est le rapport de branchement visible de notre canal d'étude,
- $BR_{vis}(D_s^+ \rightarrow K K \pi)$ est le rapport de branchement visible des mésons D_s^\pm ,
- $N_{B_d^0}^{sel}$ est le nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés dans $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$,
- $N_{B_s^0}^{sel}$ est le nombre d'événements de signal sélectionnés dans $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$.
- f_s et f_d les fractions de quarks b qui s'hadronisent en meson B_s^0 et B_d^0 respectivement. $f_s = 0.10$ et $f_d = 0.40$.

Finalement, nous obtenons un rapport spécifique $B/S_{D_s D} = 0.03$. Comme nous l'avons supposé, on constate que la contribution de ce canal est négligeable.

³Le rapport des deux fenêtre en masse est $1/25 : 20 \text{ MeV}/c^2$ pour le signal et $500 \text{ MeV}/c^2$ pour le bruit de fond.

5.6 Performances de la sélection en terme de temps propre

L'objectif de ce travail est in fine de réaliser une mesure de la composante de temps de vie courte du méson B_s^0 . Pour cela nous avons développé une analyse du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. Les performances de cette analyse en terme de résolution en masse invariante et d'efficacité des coupures faites ont déjà été traitées dans la section 5.4. Dans cette section, nous nous proposons de lister les performances de notre sélection en terme de temps propre reconstruit. Celle-ci servira de point de départ au chapitre suivant consacré à la mesure de temps de vie proprement dite. Après avoir discuté de la façon dont on mesure les temps de vie dans l'expérience LHCb, nous présenterons les performances propre à notre sélection. Un des points cruciaux à prendre en compte pour le chapitre suivant est la fonction d'acceptance. Cette dernière sera également discutée dans cette section.

5.6.1 Mesure du temps de vie dans LHCb

Nous discutons ici de la façon dont est mesuré le temps de vie dans le cadre de l'expérience LHCb. Quelque soit le méson considéré, le temps propre est reconstruit au moyen d'algorithmes implémentés dans le logiciel d'analyse de l'expérience. Le principe de la méthode est le suivant [108]. Se dotant d'une particule reconstruite (i.e connaissant son vertex de désintégration et son impulsion à ce vertex) et de son vertex de production, nous pouvons extraire le temps propre de la particule ainsi que son erreur par un simple ajustement d'une fonction de χ^2 . Supposons que le vertex et la particule soient indépendants, nous pouvons décrire la distance de vol de la particule avec 7 paramètres par la relation :

$$\mathcal{P} = (\tilde{v}, \tilde{p}, \tilde{\tau}), \quad (5.21)$$

où \tilde{v} représente le point de désintégration, \tilde{p} l'impulsion et $\tilde{\tau}$ le temps propre.

Au total nous avons 9 observables :

$$\mathcal{O} = (\vec{v}, \vec{p}, \vec{x}) \quad (5.22)$$

où \vec{v} est le point de désintégration mesuré, \vec{p} représente l'impulsion mesurée et \vec{x} est le point de production mesuré (le vertex). De plus, nous avons la contrainte suivante :

$$\vec{x} = \vec{v} - \tau \cdot \frac{\vec{p}}{m}. \quad (5.23)$$

Des 9 observables à notre disposition, nous pouvons déterminer les 7 paramètres de l'équation 5.21 en minimisant la fonction de χ^2 suivante ⁴ :

$$\chi^2(\mathcal{P}) = \mathcal{R}^T W_{\mathcal{OR}}, \quad (5.24)$$

où \mathcal{R} sont les résidus des mesures par rapport aux paramètres,

$$\mathcal{R} = \begin{pmatrix} \vec{v} - \tilde{v} \\ \vec{p} - \tilde{p} \\ \vec{x} - (\tilde{v} - \tilde{\tau} \cdot \frac{\tilde{p}}{m}) \end{pmatrix}, \quad (5.25)$$

⁴Ce χ^2 devrait être distribué selon une distribution de χ^2 avec deux degrés de liberté

et où $W_{\mathcal{O}}$ est le poids correspondant aux observables \mathcal{O} . Cette matrice est supposée être de la forme :

$$W_{\mathcal{O}} = \begin{pmatrix} W_v & W_{v,p} & 0 \\ W_{v,p} & W_p & 0 \\ 0 & 0 & W_x \end{pmatrix}. \quad (5.26)$$

Les composantes individuelles intervenant dans cette dernière matrice sont obtenues soit à partir de la particule reconstruite ($W_v, W_p, W_{v,p}$), soit à partir du vertex de production reconstruit (W_x). On suppose ici que la particule reconstruite ainsi que le vertex de production reconstruit ne sont pas corrélés.

Les erreurs sur les 7 paramètres de l'équation 5.21 sont donnés par les dérivées seconde du χ^2 de l'équation 5.24 par rapport à la valeur de \mathcal{P} au minimum.

La figure 5.24 représente la distribution du temps de vie des mésons B_s^0 remplissant les critères de la sélection décrite au chapitre précédent. Afin de s'assurer une fois de plus de la justesse de la simulation de nos événements, nous avons ajusté cette distribution par une simple fonction exponentielle sans prendre en compte les bas temps propres. Ces derniers correspondent aux effets de l'acceptance du spectromètre et des coupures de sélection appliquées et seront discutés dans la section 5.6.3. Cet ajustement donne alors

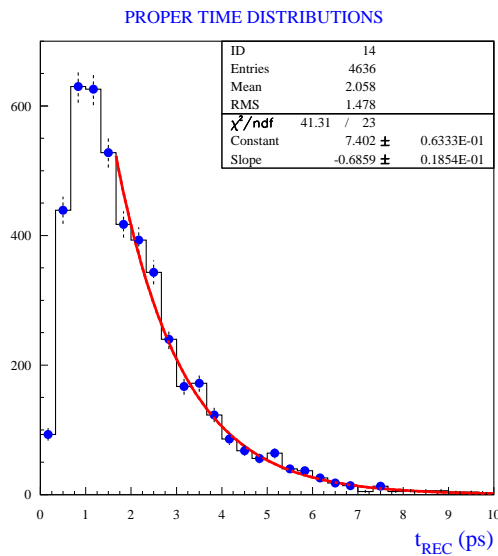


FIG. 5.24 – Distribution en temps de vie “brute” des candidats B_s^0 après application de nos coupures de sélection. Les premiers bins de cette distribution ne sont pas pris en compte dans l’ajustement.

$\tau_{B_s^0} = (1.458 \pm 0.019)$ ps, valeur compatible avec celle du temps propre utilisée dans la génération Monte Carlo des événements, $\tau_{MC} = 1.461$ ps.

Le but du chapitre suivant sera d’ajuster la totalité de la distribution de la figure 5.24. Cet ajustement fait intervenir la fonction d’acceptance ainsi que la résolution en temps propre obtenue pour la sélection de notre canal de désintégration.

5.6.2 Résolution en temps propre

Nous avons d'ores et déjà discuté des performances de notre analyse en terme de résolution en masse invariante et d'efficacité des coupures appliquées, regardons dès à présent celles concernant le temps propre reconstruit. Cette résolution sera alors incluse dans la procédure d'ajustement finale.

La résolution en temps propre obtenue est représentée sur la figure 5.25. Cette distribu-

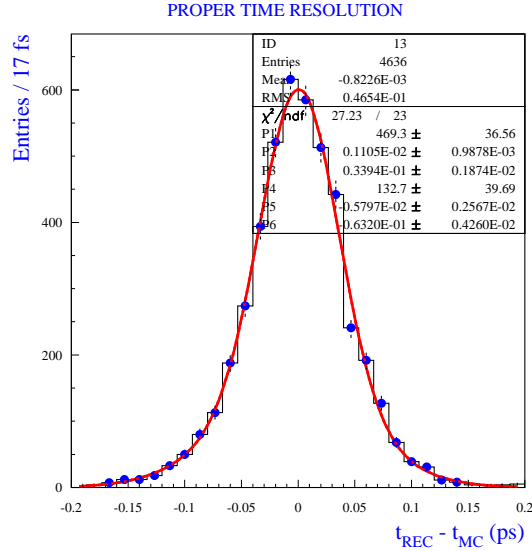


FIG. 5.25 – Distribution de la résolution en temps propre obtenue pour les événements sélectionnés. La gaussienne centrale possède une résolution de 34 fs et on obtient une résolution de 63 fs pour la seconde gaussienne.

tion est obtenues en regardant la différence entre le temps propre reconstruit et le temps propre Monte Carlo pour les événements de signal sélectionnés. Elle est ajustée par une double gaussienne. Cet ajustement est fait avec le soucis de prendre en compte les queues de distributions correspondant à des événements dont le temps propre est mal reconstruit. La résolution σ_1 pour la gaussienne centrale correspondant à 65% de la statistique est de (33.9 ± 0.2) fs et pour la seconde gaussienne, correspondant à 35% de la statistique, nous obtenons $\sigma_2 = (63.2 \pm 0.4)$ fs. Cette résolution est tout a fait satisfaisante pour notre propos. En effet, la résolution en temps propre du B_S^0 repose sur la qualité de la détermination des vertex de désintégration des mésons D_s qui volent dans le détecteur. Or, notre sélection est basée sur une utilisation importante du vertexing au niveau des vertex D_s , ces derniers étant ajustés avec une contrainte en masse expliquant en partie la résolution satisfaisante obtenue.

La résolution en temps propre ne constitue pas l'élément clef de la détermination du temps de vie du B_S^0 même si sa prise en compte dans la procédure d'ajustement finale est nécessaire. L'autre élément, crucial pour la suite, est la prise en compte de la fonction d'acceptance que nous nous proposons d'étudier.

5.6.3 Acceptance en temps propre

Les coupures de sélection que nous avons définies sont essentiellement basées sur la topologie spécifique de notre canal d'étude $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ et réclament deux vertex secondaires détachés. Bien que nous ayons défini nos critères de sélection avec le soucis de ne pas biaiser la distribution en temps propre, il est clair que nos coupures affectent les bas temps de vie comme on peut le voir sur la figure 5.24. Ceci est dû à des contraintes de temps de calcul qu'il a fallu réduire en appliquant des coupures supplémentaires, notamment sur la signification du paramètre d'impact minimum. La probabilité de sélectionner les événements de signal n'est pas uniforme mais dépend du temps propre. Cette probabilité est définie par la fonction d'acceptance qui est une efficacité de sélection bin-à-bin dépendante du temps. La figure 5.26 représente cette fonction d'acceptance pour notre canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. Cette dernière compare la distribution en temps propre des

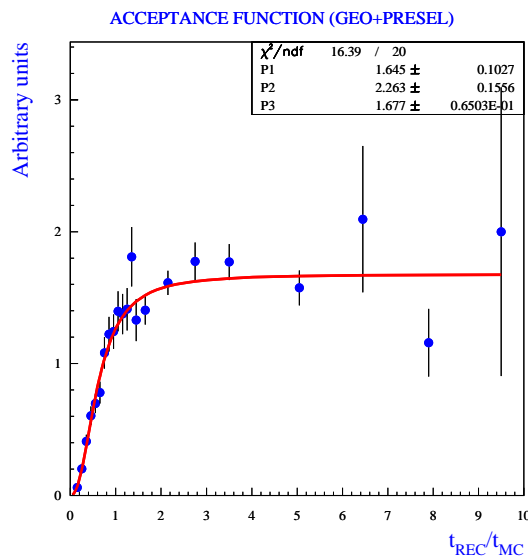


FIG. 5.26 – Fonction d'acceptance ajustée sur les données du rapport biaisée sur non biaisée avant le système de déclenchement.

événements après sélection à la même distribution sans aucune coupures (temps propre Monte Carlo).

Le comportement de cette fonction d'acceptance peut être ajustée par une fonction dépendante du temps $A(t)$ tel que :

$$A(t) = N \frac{(\alpha t)^\beta}{1 + (\alpha t)^\beta} \quad (5.27)$$

où N est un facteur de normalisation, α paramétrise le comportement général de la fonction d'ajustement. L'ajustement de la distribution de la figure 5.26 par cette fonction donne $\alpha = 2.26 \pm 0.16$ et $\beta = 1.68 \pm 0.07$. Comme le facteur de normalisation est arbitraire, N est également un nombre arbitraire.

5.6.4 Distribution de la variable de “pull”

La variable de “pull” d’une variable x est définie comme le rapport :

$$\frac{x_{rec} - x_{vraie}}{\sigma_x} \quad (5.28)$$

Elle est utilisée afin de s’assurer que les erreurs sont correctement estimées. Dans notre cas, on devrait obtenir une fonction gaussienne de moyenne 0, dont la largeur doit être l’unité.

La variable de “pull” pour l’estimation du temps propre est montrée sur la figure 5.27. Cette distribution est ajustée par une seule gaussienne et nous obtenons $\sigma_{pull} = 1.18 \pm$

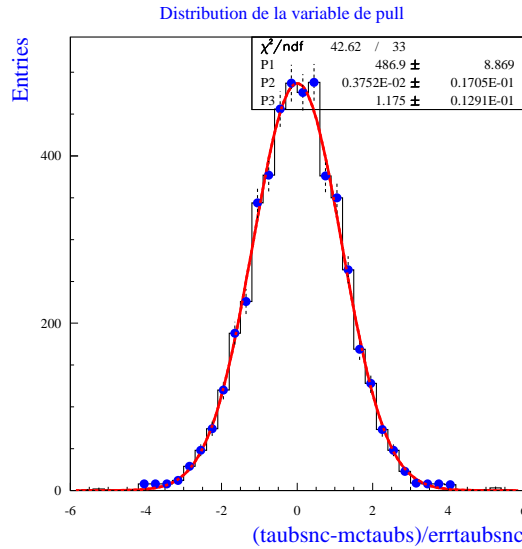


FIG. 5.27 – Distribution de la variable de pull pour la mesure du temps propre. Cette distribution est ajustée par une seule gaussienne.

0.01 pour le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. σ_{pull} est supérieure à l’unité ce qui traduit une sous-estimation des erreurs sur le temps propre.

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la sélection du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ dans LHCb. Cette sélection est basée sur les caractéristiques topologiques et cinématiques de cette désintégration et a été optimisée en considérant le bruit de fond $b\bar{b}$ inclusifs. La contribution du canal de désintégration $B_d^0 \rightarrow D_s^+ D^-$, identifié comme une source de bruit de fond potentiellement dangereuse, s’est avérée être négligeable. Notre sélection possède une efficacité pour les événements de signal de 26%. Avec cette efficacité, nous obtenons 4300 événements pour une année de prise de données à la luminosité intégrée de 2 fb^{-1} . Le rapport bruit sur signal correspondant est $\frac{B}{S} < 0.2 @ 90\% C.L.$ Cependant le nombre d’événements utilisés pour estimer le niveau de bruit de fond reste limité.

Dans la dernière section de ce chapitre, nous avons présenté les performances de notre analyse en terme de temps propre reconstruit, ceci afin de jeter les bases pour la mesure proprement dite du temps de vie du méson B_s^0 . Après avoir discuté de la mesure du temps de vie au sein de l'expérience LHCb, nous avons scruté les paramètres importants et nécessaires à la procédure d'ajustement qui sera décrite au prochain chapitre. Les deux paramètres d'intérêt sont, la résolution en temps propre obtenue à l'issue de notre analyse et dont la valeur est 33.9 ± 0.2 fs, ainsi que la fonction d'acceptance.

Chapitre 6

Faisabilité de la mesure du temps de vie de la composante **CP** paire au moyen d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$

Dans ce chapitre, nous présentons la mesure du temps de vie que nous avons réalisé à l'aide du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ dans le cadre de l'expérience LHCb. Après avoir introduit la problématique, nous décrivons la procédure d'ajustement utilisée pour cette mesure.

6.1 Position du problème

L'analyse présentée dans le chapitre précédent nous a permis de sélectionner les événements $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$, et c'est sur la base de ces événements que nous allons effectuer la mesure du temps de vie de la composante **CP** paire du méson B_s^0 .

6.1.1 Contexte de la mesure

Rappelons ici que l'expérience LHCb est en cours d'installation au CERN et donc que les événements que nous utilisons dans ce chapitre sont issus de la simulation officielle de l'expérience. Cette dernière essaie de reproduire aussi fidèlement que possible la réalité. Ceci passe par la simulation complète du détecteur mais également par la simulation des événements de signal et de bruit de fond. Cette mesure donne donc une idée du potentiel de l'expérience à faire une mesure de temps de vie pour un canal de désintégration strictement hadronique et dans un environnement comportant un très grand nombre de particules ne participant pas à la physique qui nous intéresse.

Nous avons effectué cette mesure en utilisant à deux logiciels. Dans un premier temps, nous avons utilisé un logiciel développé au sein de la collaboration LCG minuit. L'utilisation de fonction de densité de probabilité complexe associée à un développement jeune ont montré les limites de ce logiciel pour notre propos. Nous avons donc opté pour une seconde solution : l'utilisation du logiciel d'analyse RooFit [109]. Ce dernier a été développé dans le cadre de la collaboration BaBar pour des analyses de violation de la symétrie **CP**. Il a été et est encore maintes fois utilisé par les physiciens. C'est un logiciel écrit en C++ contenant beaucoup de fonctionnalités. Il comprend toutes les fonctions de

base (exponentielle, gaussienne, landau, etc...) permettant d'écrire des fonctions densité de probabilité complexes qui peuvent apparaître dans des analyses de violation de **CP**.

6.1.2 Position du problème

Notre mesure repose sur la définition d'une fonction densité de probabilité, que l'on peut écrire de façon générique sous la forme suivante :

$$\mathcal{F} = f_{sig} \cdot S + (1 - f_{sig}) \cdot B. \quad (6.1)$$

Celle-ci se compose d'une partie qui rend compte de la contribution des événements de signal et d'une seconde qui rend compte de la contribution des événements de bruit de fond.

Dans la partie signal notée S dans l'équation 6.1, intervient le temps de vie du méson B_s^0 , variable principale de notre problème. La plupart des informations nécessaires à notre ajustement pour la partie signal seront issues de la sélection présentée dans ce mémoire, en particulier la résolution en temps propre obtenue lors de la phase de sélection, et l'acceptance en temps propre décrite dans la section 5.6.3. La fraction de signal intervenant dans l'équation 6.1 sera déterminée par un ajustement simultané du temps de vie et de la distribution en masse pour le signal. Par conséquent, cette dernière remarque nous oblige à intégrer un modèle de masse pour le signal qui lui aussi sera extrait de la sélection de notre canal d'analyse. Le paramètre f_{sig}^{masse} sera lui, directement extrait de l'ajustement. La partie concernant le bruit de fond est plus délicate à traiter. En effet, à ce stade de l'analyse, tous les paramètres concernant les fonctions de distribution en masse et en temps de vie du bruit de fond sont inconnus, car il ne subsiste aucun événement de bruit de fond à la fin de notre analyse. Nous avons fait le choix d'un modèle de masse du bruit de fond exponentiellement décroissant, qui sera explicité par la suite. Pour le modèle de temps de vie du bruit de fond, nous avons procédé en deux étapes. La première a consisté à considérer un modèle simple suivant une simple exponentielle avec comme paramètre de temps de vie τ_{bdf} . Afin d'être plus réaliste dans notre ajustement, un deuxième modèle considère la distribution en temps propre de ces événements obtenue à l'issue de notre présélection. Ainsi, nous considérons la distribution en temps propre comme nous le ferions avec les vraies données. L'utilisation de cette distribution permet aussi de prendre en compte l'effet d'acceptance pour ces événements. Avec l'arrivée des véritables données, cette distribution en temps propre pourra être extraite des "side-band".

6.2 Mesure du temps de vie

Dans cette section, nous présentons la procédure d'ajustement pour la mesure de la durée de vie du méson B_s^0 . Cette mesure est basée sur les événements de signal sélectionnés dans le chapitre précédent (4300 événements).

6.2.1 Description de l'ajustement

Comme nous l'avons indiqué, il convient de modéliser à la fois la distribution en masse et la distribution en temps de vie des événements sélectionnés. Evidemment, bruit de fond et signal ne sont pas gouvernés par les mêmes lois.

Pour la procédure d'ajustement, nous utilisons une fonction densité de probabilité prenant en compte tous les paramètres présents dans la distribution de la figure 5.24.

6.2.1.1 Description du modèle de masse du B_s^0

La fonction densité de probabilité utilisée pour décrire la distribution en masse se compose de la somme de deux fonctions de maximum de vraisemblance formées par deux gaussiennes pour le signal et un modèle exponentiel pour le bruit de fond :

$$\mathcal{L}_m = f_{sig}^m G(m_{B_s^0}, \mu_1, \mu_2, \sigma_1, \sigma_2) + (1 - f_{sig}^m) \mathcal{L}_{bdf}, \quad (6.2)$$

où :

- f_{sig}^m représente la fraction de signal dans le lot d'événements considérés,
- G représente la double gaussienne,
- $m_{B_s^0} = 5.369 \text{ GeV}/c^2$ est la masse du B_s^0 ,
- μ_1, μ_2 sont les valeurs moyennes de chaque gaussienne,
- σ_1 et σ_2 sont les résolutions associées à chacune d'elle,
- \mathcal{L}_{bdf} représente le modèle exponentiel utilisé pour l'ajustement.

Pour la contribution du bruit de fond, nous avons généré des événements avec une pente exponentiellement décroissante, $\lambda = -4$ incluse dans l'ajustement ¹. Ce choix répond à un soucis de simplicité. Il est très probable que cette modélisation soit satisfaisante à haute masse (supérieure à celle du B_s). Nous savons d'ores et déjà que dans la région des basses masses, le spectre sera redoutablement plus compliqué en raison des événements de pseudo-signal $D_s^{(*)} D_s^{(*)}$ pour lesquels un (ou deux) photons issus des D_s^* ne sera pas reconstruit. La distribution en temps propre sera prise dans la région des hautes masses. Le nombre d'événements de bruit de fond générés est tel que le rapport B/S soit égal à une valeur arbitrairement fixée à 0.8 dans une fenêtre en masse de $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$. La figure 6.1 représente la projection de la fonction densité de probabilité pour la distribution en masse. Les événements de signal présents dans la distribution 6.1 sont ceux issus de la procédure de sélection détaillée dans le chapitre 4. Le résultat de cet ajustement est en accord avec les paramètres de la sélection :

$$\sigma_1 = (6.2 \pm 0.2) \text{ MeV}/c^2, \quad m_{B_s^0} = (5.36978 \pm 0.00014) \text{ MeV}/c^2.$$

Pour les autres paramètres, les valeurs ajustées correspondent aux valeurs générées. Ces résultats valident notre procédure d'ajustement de la fonction densité de probabilité pour notre distribution en masse incluant une contribution arbitraire de bruit de fond.

6.2.1.2 Description de la partie temps de vie du B_s^0

La distribution 5.24 suggère d'utiliser un modèle exponentiel pour décrire les grand temps de vie comme nous l'avons montré dans la section 5.6.1. Cependant, au regard de cette distribution, il est nécessaire de prendre en compte les valeurs à bas temps de vie. Ces dernières sont le résultat des coupures de sélection et de l'acceptance géométrique du

¹Cette génération ainsi que toutes celles intervenant dans la mesure de la durée de vie du B_s^0 ont été développées en C++ avec l'utilisation du logiciel RooFit interfacé avec ROOT.

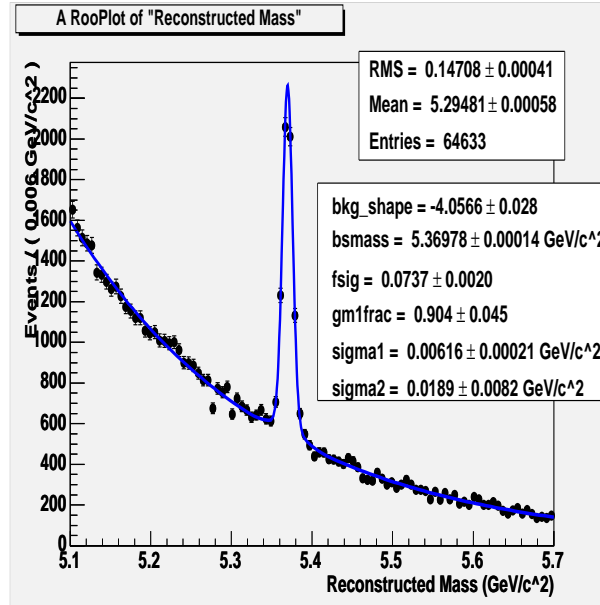


FIG. 6.1 – Fonction densité de probabilité pour la distribution en masse. La courbe bleue est le résultat de l'ajustement, somme des deux contributions signal et bruit de fond.

détecteur. Afin de décrire correctement cette partie de la distribution, nous avons inclu la fonction d'acceptance définie dans la section 5.6.3. De plus, nous devons rajouter dans la fonction densité de probabilité, la résolution en temps propre décrite dans le chapitre précédent et paramétrée par deux gaussiennes comme indiqué dans la figure 5.25.

Pour la contribution de temps de vie pour le bruit de fond, et compte tenu du fait qu'aucun des paramètres du bruit de fond n'est connu, nous avons choisi dans un premier temps d'utiliser un modèle exponentiel. En résumé, la partie temps propre de la fonction densité de probabilité se présente sous la forme suivante :

$$\mathcal{L}_t = f_{sig} \cdot A_{sig}(\alpha, \beta) \cdot \frac{1}{\tau_{B_S^0}} e^{\frac{-t}{\tau_{B_S^0}}} \otimes G(\mu_1, \sigma_1), \quad (6.3)$$

où :

- f_{sig} rend compte de la fraction de signal à l'intérieur du lot considéré,
- A_{sig} représente le modèle d'acceptance que nous utilisons dans notre procédure d'ajustement et qui dépend de deux paramètres α et β ,
- $\frac{1}{\tau_{B_S^0}} e^{\frac{-t}{\tau_{B_S^0}}}$ décrit la partie des grands temps de vie de la distribution,
- $G(\mu_1, \sigma_1)$ est une gaussienne qui rend compte de la résolution sur la mesure du temps propre reconstruit.

La figure 6.2 représente l'ajustement de la distribution en temps de vie obtenue à l'issue de la sélection, obtenu avec la fonction densité de probabilité définie ci-dessus et dans laquelle seuls les paramètres de la fonction d'acceptance sont laissés libres. Les autres étant fixés aux valeurs générées. Notons également que seule la partie signal est prise en compte dans cet ajustement. La contribution du bruit de fond sera rajoutée par la suite. Avec ces hypothèses, on constate que notre modèle d'acceptance reproduit de façon satisfaisante nos données simulées.

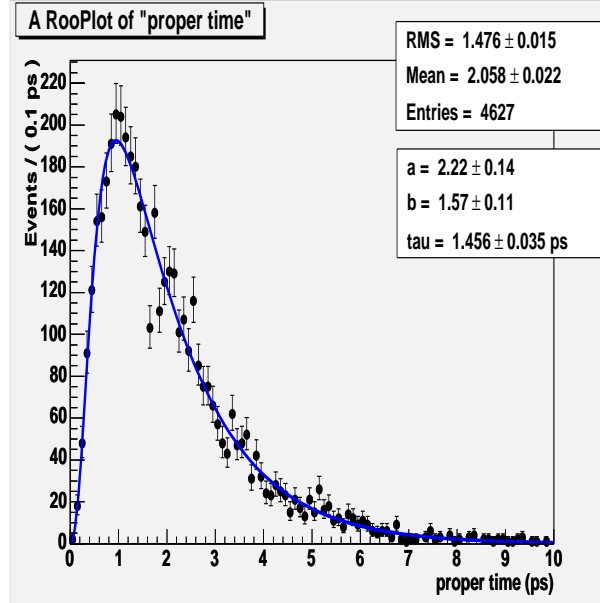


FIG. 6.2 – Projection de la fonction densité de probabilité pour la distribution en temps de vie pour la partie signal, i.e en utilisant le premier terme de la relation 6.3

6.2.1.3 La fonction de maximum de vraisemblance complète et la procédure d'ajustement

La fonction de maximum de vraisemblance complète utilisée pour générer et ajuster les événements $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ est donnée par :

$$\mathcal{L}_{tot} = f_{sig} \cdot A_{sig}(\alpha, \beta) \cdot \frac{1}{\tau_{B_s^0}} e^{\frac{-t}{\tau_{B_s^0}}} \otimes G(\mu_1, \sigma_1) + (1 - f_{sig}) \mathcal{L}_{bdf}^t + f_{sig}^m \cdot G(m_{B_s^0}, \mu_1, \mu_2, \sigma_1, \sigma_2) + (1 - f_{sig}^m) \mathcal{L}_{bdf}^m, \quad (6.4)$$

et où les différents termes ont été expliqués ci-avant.

Dans l'équation 6.4, les termes décrivant la partie temps de vie et la partie modèle de masse sont reliés par une relation de proportionnalité :

$$f_{sig} = \epsilon \cdot f_{sig}^m, \quad (6.5)$$

où le coefficient de proportionnalité ϵ exprime le rapport entre le nombre d'événements de signal dans la distribution de masse reconstruite et le nombre total d'événements (signal + bruit de fond) dans la même distribution mais dans une fenêtre en masse de $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$. Cette relation nous permet d'ajuster simultanément la distribution en masse et celle en temps de vie. Pratiquement, on détermine le nombre d'événements de bruit de fond sous le pic de masse du signal (dans $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$), puis cette valeur est utilisée pour générer des événement de bruit de fond selon le modèle de temps de vie utilisé dans l'équation 6.4. Cette relation entre les deux parties de la fonction de maximum de vraisemblance se traduit dans l'ajustement par la détermination du rapport B/S ainsi que celle du nombre d'événements de signal correspondants présents dans la distribution de temps propre reconstruit.

Dans ce qui suit, nous reportons les résultats de l'ajustement effectué.

6.3 Résultat de l'ajustement

6.3.1 Utilisation d'un modèle simple

Avant toute mesure utilisant des modèles réalistes, nous avons ajusté la distribution de temps de vie à l'aide de l'équation 6.4. Comme nous l'avons montré précédemment, l'équation 6.4 se divise en deux parties, une rendant compte de la partie temps de vie des événements de signal et de bruit de fond et une seconde rendant compte de la distribution en masse du signal et du bruit de fond. Lors de cette première étape, les paramètres liés au bruit de fond sont inconnus. Ainsi, nous avons choisi de modéliser un bruit de fond avec un temps de vie de 1 ps selon une simple exponentielle décroissante. Quant à la distribution de masse du bruit de fond elle a été générée selon une exponentielle décroissante selon un paramètre $\lambda = -4$. On ajuste alors simultanément la distribution en masse et celle en temps propre reconstruit. La figure 6.3 montre cet ajustement. La courbe du haut

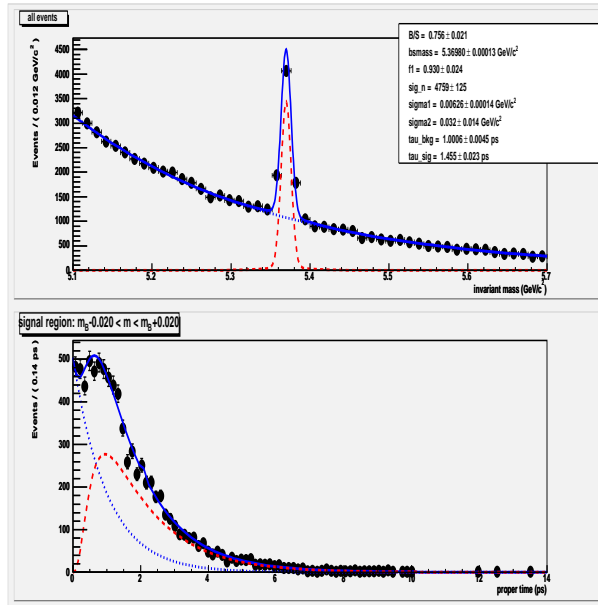


FIG. 6.3 – Projection de la fonction densité de probabilité pour la distribution en masse et pour le temps de vie reconstruit. Le bruit de fond est la ligne bleue pointillée, le signal est représentée par la ligne rouge et la somme des deux contributions est symbolisée par la courbe bleue pleine.

représente la distribution en masse pour tous les événements (signal + bruit de fond.). La courbe pointillée bleue représente la distribution en masse du bruit de fond. La courbe en rouge représente le signal et la courbe bleue en traits plein rend compte de la somme des deux contributions signal et bruit de fond.

Concernant le résultat de l'ajustement, nous obtenons pour le temps propre reconstruit :

$$\tau_{B_S^0} = (1.45 \pm 0.02) \text{ ps} \quad (6.6)$$

Dans cet ajustement, la description du temps de vie du bruit de fond par une simple exponentielle n'est pas satisfaisante au regard de la distribution montrée Fig 6.4. On constate que cette distribution est, à l'instar du signal, également affectée par l'acceptance du détecteur (prise en compte des premiers bins de la distribution à bas temps propres).

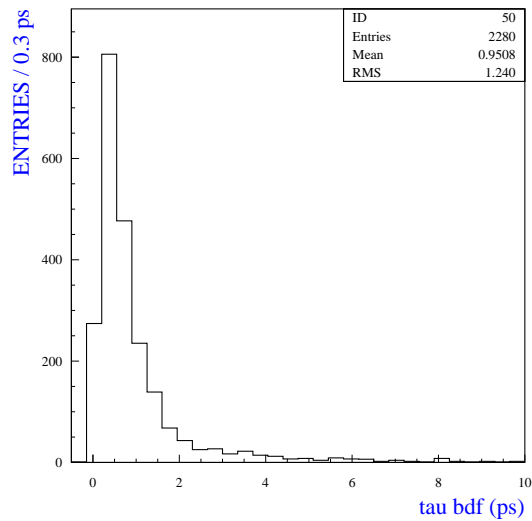


FIG. 6.4 – *Distribution en temps propre reconstruit pour les événements de bruit de fond issus de la présélection.*

C'est pourquoi nous devons utiliser, dans notre procédure d'ajustement, une description du temps de vie pour le bruit de fond plus réaliste.

6.3.2 Utilisation d'un modèle plus réaliste pour le bruit de fond

Afin d'avoir un ajustement plus réaliste, nous avons inclus la distribution 6.4 dans la procédure d'ajustement. Le principe est de générer le temps de vie du bruit de fond selon cette distribution puis de l'inclure dans l'ajustement. Une fois que les événements ont été simulés, le nombre d'événements de bruit de fond qui se trouvent dans une fenêtre en masse de $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$ sous le pic de masse est injecté dans la distribution en temps de vie. La figure 6.5 représente le résultat de l'ajustement selon cette méthode, et l'on obtient :

$$\tau_{B_s^0} = (1.47 \pm 0.02) \text{ ps} \quad (6.7)$$

Dans cet ajustement, le rapport B/S simulé est tel qu'il correspond à celui obtenu pour la procédure de sélection calculé dans la section 5.5.1.3. Dans cet exercice, tous les paramètres ayant une influence sur la mesure du temps de vie ont été pris en compte : acceptance du détecteur, résolution sur la mesure du temps propre reconstruit, événements de signal et de bruit de fond. Ainsi, le résultat de cet ajustement correspond à une mesure du temps de vie sur une année de prise de donnée et pour une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} . On constate alors que l'expérience LHCb est susceptible de mesurer ce temps de vie à 2% près (erreur statistique).

Il reste maintenant à considérer les erreurs systématiques susceptibles d'affecter cette mesure. La suite de ce mémoire est dédié à l'étude de quelques unes d'entre elles que nous avons identifiées.

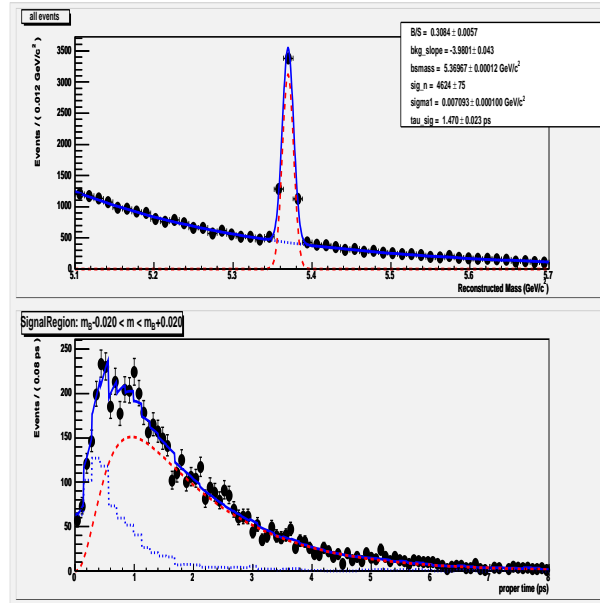


FIG. 6.5 – Projection de la fonction densité de probabilité pour la distribution en masse et pour le temps de vie reconstruit. Le bruit de fond est la ligne bleue pointillée, le signal est représenté par la ligne rouge et la somme des deux contributions est symbolisée par la courbe bleue pleine.

6.4 Etude des erreurs systématiques

Dans cette section, nous avons tenté d'identifier quelles pouvaient être les erreurs systématiques majeures pour la mesure du temps de vie du méson B_S^0 . Nous avons ainsi regardé l'impact de la résolution, du niveau de bruit de fond dans la procédure d'ajustement, et finalement celui de la fonction d'acceptance.

6.4.1 Impact de la résolution

Une condition nécessaire pour mesurer l'oscillation des mésons B_S^0 dans l'expérience LHCb est que la résolution en temps propre soit excellente. Dans le cadre de notre étude, (nous cherchons à mesurer un temps de vie supérieur à la picoseconde), nous n'attendons pas que la résolution en temps propre ait un impact important. Il faudra cependant du temps pour comprendre le détecteur et il convient dans cette étude de traiter cette question. Rappelons ici que la résolution obtenue à l'issue de la sélection du canal $B_S^0 \rightarrow D_S^+ D_S^-$, est $\sigma_{res} = (33.9 \pm 0.2) fs$. Pour l'étude de cette erreur systématique, le principe est de générer les données avec différentes résolutions de temps propre et de réaliser l'ajustement pour chacun de ces choix. Le tableau 6.1 résume ces différentes mesures. Au vu des résultats du tableau 6.1, on constate que pour une résolution 10 fois supérieure à celle obtenue lors de notre sélection, l'impact est négligeable sur la mesure du temps de vie du méson B_S^0 .

Mesures n^o	Résolution (fs)	$\tau_{B_S^0}$
1	40	1.456 ± 0.022
2	100	1.450 ± 0.022
3	200	1.455 ± 0.023
4	400	1.471 ± 0.023

TAB. 6.1 – Résultat de quatre ajustements de la distribution en temps de vie avec différentes valeurs pour la résolution.

6.4.2 Impact du niveau de bruit de fond dans l’ajustement

Une deuxième source d’erreur systématique est le niveau de bruit de fond présent lors de la sélection de notre canal d’analyse. Identiquement à l’étude de la résolution, nous avons ajusté la distribution en temps de vie pour différents niveaux de bruit de fond. Idéalement, nous devrions considérer les événements de bruit de fond présents dans les “side-band”, mais pour cette étape il faudra attendre les véritables données. C’est pourquoi nous avons choisi d’intégrer directement dans la fonction de maximum de vraisemblance la distribution en temps de vie des événements $b\bar{b}$ inclusifs. Nous avons donc ajusté le temps de vie en considérant plusieurs rapport B/S comme l’indiquent les figures 6.6 et 6.7.

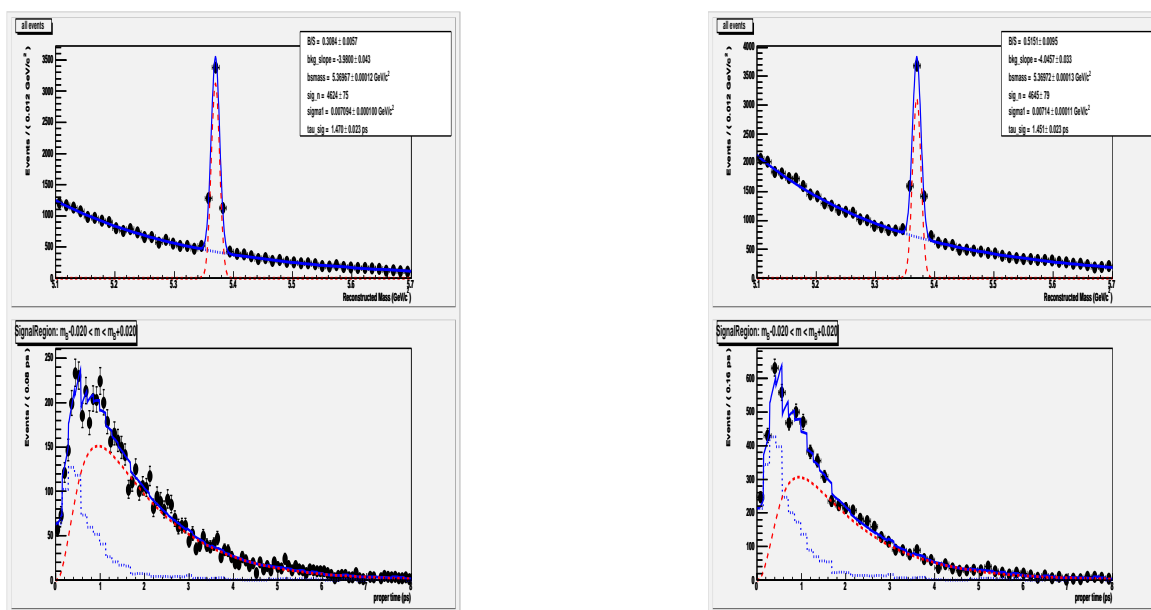


FIG. 6.6 – Ajustement simultané de la distribution de masse (signal + bruit de fond) et de la distribution en temps propre pour un rapport B/S de 0.3 (figure de gauche) et pour un rapport B/S de 0.5 (distribution de droite). L’ajustement de la distribution de temps de vie inclut celle en temps propres reconstruit pour les événements de bruit de fond de la figure 6.4

Pour cette étude, nous avons considéré quatre niveaux de bruit de fond, $B/S = 0.3$, $B/S = 0.5$, $B/S = 0.8$ et $B/S = 1.0$. Le tableau 6.2 rassemble les résultats de l’ajustement avec ces quatre niveaux de bruit de fond. On constate que le niveau de bruit de fond a un impact faible pour des valeurs de B/S de l’ordre de celui obtenu lors de la sélection

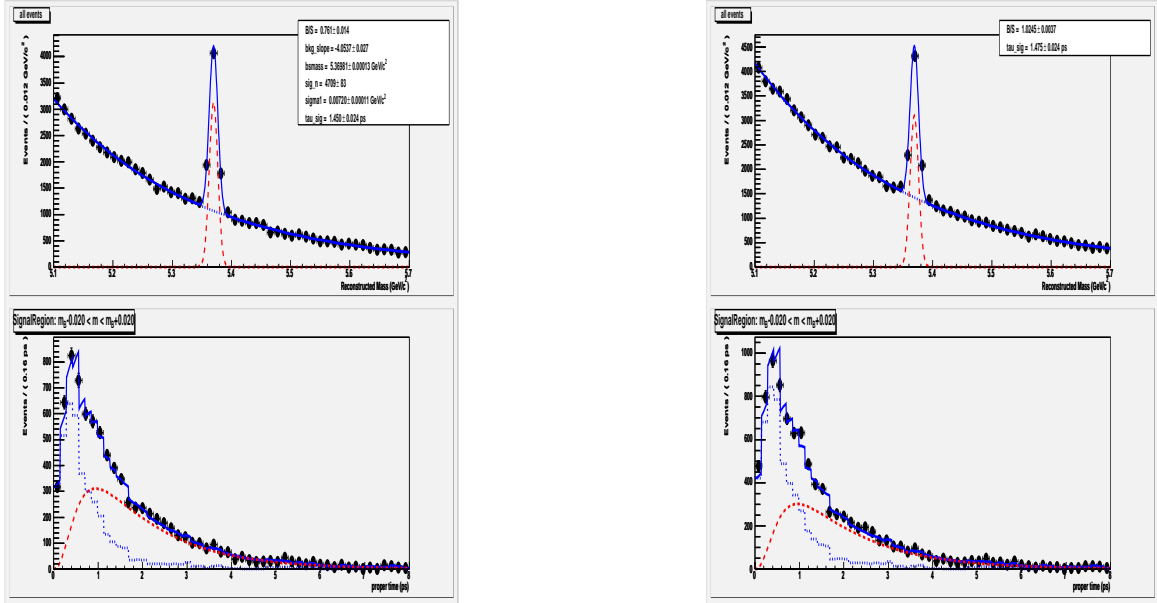


FIG. 6.7 – Ajustement simultané de la distribution de masse (signal + bruit de fond) et de la distribution en temps propre pour un rapport B/S de 0.8 (figure de gauche) et pour un rapport B/S de 1.0 (distribution de droite). L'ajustement de la distribution de temps de vie inclut celle en temps propres reconstruit pour les événements de bruit de fond de la figure 6.4

Mesures n^o	Rapport B/S	$\tau_{B_S^0}$ ps
1	0.3	1.470 ± 0.023
2	0.5	1.451 ± 0.023
3	0.8	1.450 ± 0.024
4	1.0	1.475 ± 0.024

TAB. 6.2 – Résultat de quatre ajustements de la distribution en temps de vie avec différentes valeurs du rapport B/S .

de notre canal d'analyse.

6.4.3 Impact de la fonction d'acceptance

La distribution de la figure 5.26 montre l'acceptance du détecteur lors de la sélection. Nous avons montré que la relation 5.27 décrit correctement le comportement de cette distribution. Cette fonction est paramétrée par deux quantités α et β . Dans la section 6.2.1.2, lors d'une étape préliminaire, nous avons ajusté la distribution en temps de vie des événements de signal en utilisant la fonction de maximum de vraisemblance définie par l'équation 6.3. Lors de cette mesure, seuls les paramètres de la fonction d'acceptance α et β étaient des paramètres libres de l'ajustement :

$$\alpha = 2.22 \pm 0.14$$

$$\beta = 1.57 \pm 0.11.$$

Pour étudier cette erreur systématique, nous faisons varier les deux paramètres de la fonction d'acceptance à l'intérieur de leurs erreurs statistiques respectives tout en laissant les autres paramètres libres. On se retrouve donc avec quatre configurations d'ajustement correspondant à $[\alpha_{min}, \beta_{min}]$, $[\alpha_{min}, \beta_{max}]$, $[\alpha_{max}, \beta_{min}]$ et $[\alpha_{max}, \beta_{max}]$. Les figures 6.8 et 6.9 montrent les résultats de ces quatre ajustements, qui sont résumés dans le tableau 6.3.

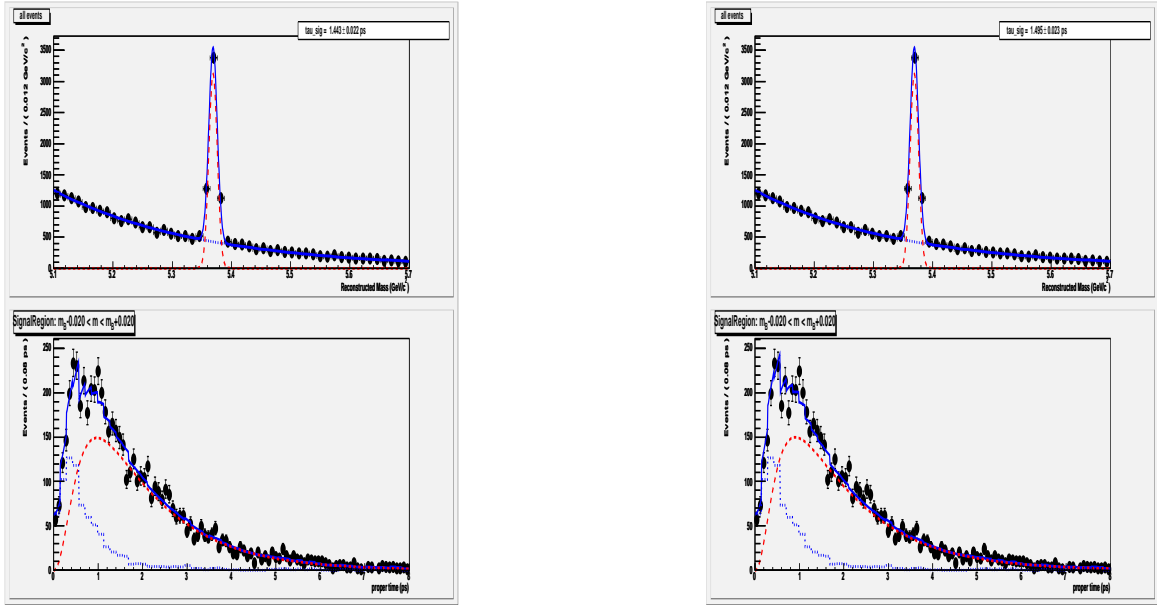


FIG. 6.8 – Ajustement simultané de la distribution en masse et de la distribution en temps propre pour la configuration $[\alpha_{min}, \beta_{min}]$ (figure de gauche) et pour la configuration $[\alpha_{min}, \beta_{max}]$ (figure de droite). Cet ajustement prend également en compte la distribution de la figure 6.4 et où les seuls paramètres libres de l'ajustement sont ceux de la fonction d'acceptance considérée.

Mesures n°	α	β	$\tau_{B_s^0}$ (ps)
1	2.08	1.46	1.443 ± 0.022
2	2.08	1.68	1.495 ± 0.023
3	2.36	1.46	1.441 ± 0.022
4	2.36	1.68	1.496 ± 0.023

TAB. 6.3 – Résultat de quatre ajustements de la distribution en temps de vie avec différentes valeurs des paramètres α et β .

Contrairement aux deux sources d'erreurs précédentes, l'incertitude systématique est ici la déviation à la valeur moyenne mesurée pour les valeurs centrales des paramètres de la fonction d'acceptance, soit $\sigma = 0.03$ ps.

6.4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous venons de présenter la mesure du temps de vie du méson B_s^0 à l'aide du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. Ce canal étant un mode propre \mathbf{CP} pair, il permet

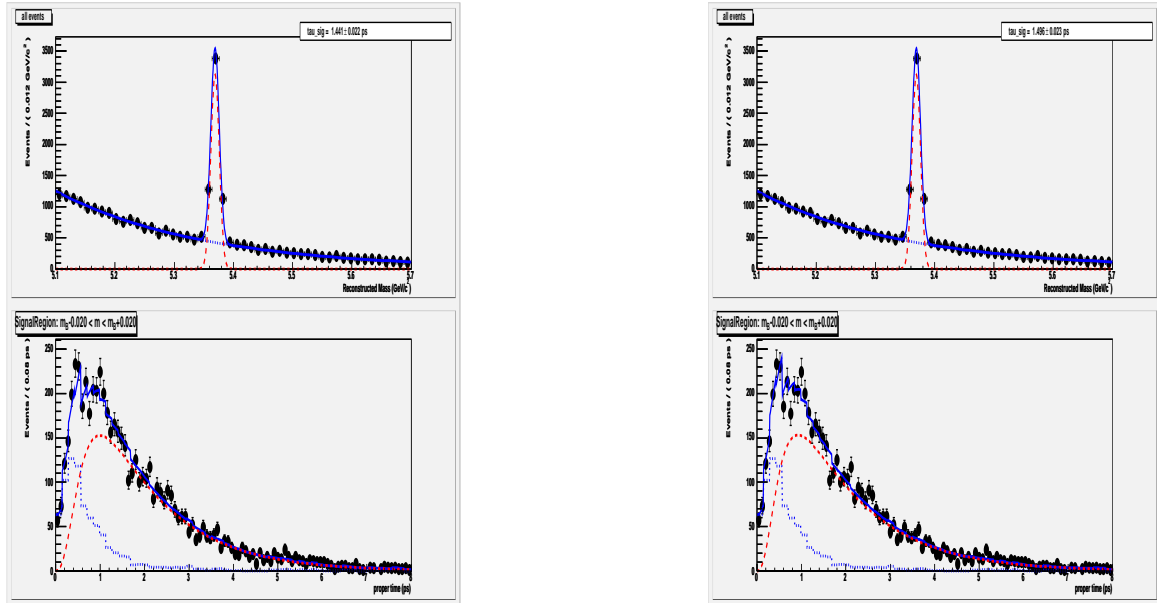


FIG. 6.9 – Ajustement simultané de la distribution en masse et de la distribution en temps propre pour la configuration $[\alpha_{min}, \beta_{min}]$ (figure de gauche) et pour la configuration $[\alpha_{min}, \beta_{max}]$ (figure de droite). Cet ajustement prend également en compte la distribution de la figure 6.4 et où les seuls paramètres libres de l'ajustement sont ceux de la fonction d'acceptance considérée.

d'avoir directement accès à la composante de plus court temps de vie du B_s^0 . À l'aide des événements complètement simulés et sélectionnés par la procédure décrite au chapitre précédent, nous avons construit une technique de mesure du temps de vie du B_s^0 court, incluant une description aussi réaliste que possible de la contamination de l'échantillon sélectionné. La méthode est un ajustement événement par événement par maximum de vraisemblance. Nous obtenons pour une année de prise de données et pour une luminosité intégrée de $2 fb^{-1}$,

$$\tau_{B_s^0} = (1.47 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.03(\text{syst})) \text{ ps} \quad (6.8)$$

L'erreur systématique résulte d'une étude préliminaire qui montre que l'erreur la plus importante est celle concernant l'acceptance du détecteur.

Il reste maintenant à réinvestir le résultat de cette mesure de temps de vie dans une analyse permettant d'extraire le paramètre physique $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$.

6.5 Estimation de $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ dans le cadre de l'expérience LHCb

Comme nous l'avons vu dans la partie théorique, le mode $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ est un état propre de CP pair permettant d'avoir directement accès à la composante courte du temps de vie. Ce canal dont nous venons de présenter la sélection ainsi que la mesure du temps de vie va nous permettre d'évaluer les performances de l'expérience LHCb à la mesure du paramètre $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$.

$\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ est relié au temps de vie de la composante courte, $\tau_{B_s^0(L)}$, à travers l'expression :

$$\Delta\Gamma_s/\Gamma_s = 2\left(\frac{1}{\Gamma_s\tau_{B_s^0}} - 1\right) \quad (6.9)$$

Dans cette expression, on considère $1/\Gamma_s = \tau_{B_s^0(\text{semi-leptonique})} = (1.47 \pm 0.07)$ ps. Actuellement, les valeurs théoriques et expérimentales pour le paramètre $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ sont respectivement $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s = 0.12 \pm 0.05$ et $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s = 0.31 \pm 0.10$. Ces deux valeurs constituent nos valeurs centrales pour nos calculs sur l'estimation de la sensibilité de l'expérience LHCb à la mesure de ce paramètre. A partir de la relation 6.9, l'erreur relative sur $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ s'écrit sous la forme :

$$\frac{\sigma_A}{A^2} = \frac{\tau_{B_s^0(sl)}^2}{\tau_{B_s^0(L)}^2} \left[\frac{\sigma_{\tau_{B_s^0(sl)}}^2}{\tau_{B_s^0(sl)}^2} + \frac{\sigma_{\tau_{B_s^0(L)}}^2}{\tau_{B_s^0(L)}^2} \right]. \quad (6.10)$$

où pour des raisons de lisibilité, nous avons posé $A = \Delta\Gamma_s/2\Gamma_s$. Dans cette expression intervient le temps de vie semi-leptonique $\tau_{B_s^0(sl)}$ et son erreur $\sigma_{\tau_{B_s^0(sl)}}$, le temps de vie de la composante courte du B_s^0 $\tau_{B_s^0(L)}$ et son erreur associée $\sigma_{\tau_{B_s^0(L)}}$. Rappelons ici que notre ajustement de la distribution en temps de vie des candidats B_s^0 est :

$$\tau_{B_s^0} = (1.47 \pm 0.02 \pm 0.03) \text{ ps}$$

. Dans l'état de l'art actuel des mesures de temps de vie semi-leptoniques (1.47 ± 0.07) et en appliquant la relation 6.10, nous obtenons la sensibilité suivante :

- $\sigma_{\Delta\Gamma_s/\Gamma_s} = 0.10$.

On constate que notre estimation possède le même poids que tout ce qui a été fait aujourd'hui.

Un second exercice consiste à faire l'hypothèse que l'expérience LHCb sera en mesure d'extraire une mesure de temps de vie semi-leptonique du B_s^0 avec une grande précision. Avec cette hypothèse, nous obtenons :

- $\sigma_{\Delta\Gamma_s/\Gamma_s} = 0.05$.

Avec cette hypothèse, nous réduisons l'erreur d'un facteur 2.

Bien sûr, il s'agit d'une méthode parmi d'autres permettant d'extraire ce paramètre. Dans LHCb, d'autres canaux sont envisagés tel que $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$. L'avantage de ce canal est qu'il est composé d'un mélange d'état court et long et donc possède des informations sur la composante longue du B_s^0 . L'inconvénient majeur qui en découle est la nécessité de faire une analyse angulaire compte tenu de ce mélange. Néanmoins, nous pouvons envisager une mesure précise de la composante courte via notre canal d'analyse présenté dans ce mémoire et de réinjecter cette mesure dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ afin d'améliorer le résultat final.

Pour conclure l'expérience LHCb sera en mesure d'apporter des informations sur d'une part, la valeur du temps de vie de la composante courte du méson B_s^0 , et d'autre part, sur le paramètre $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ dans la mesure où l'erreur systématique sur l'acceptance est comprise et contrôlée puis en combinaison avec d'autres analyses. Pour cela, il faut attendre les véritables données.

Conclusions

A un an du démarrage prévu du collisionneur LHC et de l'expérience LHCb dédiée à la violation de **CP**, les usines à B de première génération ont déjà réalisé une précieuse moisson d'informations, n'ayant, jusqu'à présent, laissé entrevoir aucun signe fort d'inconsistance du scénario CKM. Par ailleurs, l'étude du mélange des mésons B_s^0 était jusqu'à récemment, une question ouverte. Deux paramètres gouvernent le mélange : la fréquence d'oscillation Δm_s , mesurée par la collaboration CDF au printemps dernier $\Delta m_s = 17.33 \pm 0.25$, et la différence de largeur $\Delta\Gamma_s$, pour laquelle les expériences CDF et D0 viennent d'annoncer $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s = 0.65_{-0.33}^{+0.25} \pm 0.01$ [120] et $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s = 0.24_{-0.38}^{+0.28} {}_{0.04}^{0.03}$ [119]

Ce travail de thèse est articulé autour de deux axes : le premier axe concerne l'analyse d'un canal de physique $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ au sein de l'expérience LHCb, le second est un volet plus expérimental portant sur la validation des photomultiplicateur du détecteur de pied de gerbe de l'expérience.

L'étude présentée dans ce manuscrit aura permis de montrer la capacité de l'expérience LHCb à, d'une part, reconstruire un canal possédant un état final à haute multiplicité $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ (6 particules dans l'état final) au sein d'un environnement hadronique et, d'autre part, à faire une mesure de temps de vie de la composante **CP** paire du méson B_s^0 . Il est possible à partir de cette mesure de déduire la différence de largeur des états lourd et léger du B_s^0 . Ce travail s'est déroulé dans le contexte de l'optimisation de l'appareillage débuté en 2000 qui avait pour but de minimiser la matière rencontrée sur le trajet des particules et d'optimiser le système de déclenchement.

La sélection du mode de désintégration $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ est basée sur les caractéristiques topologiques et cinématiques de la désintégration du méson B_s^0 qui sont les impulsions transverses, paramètres d'impact et distances de vol. Cette sélection a été optimisée afin de garder une efficacité de reconstruction de signal acceptable tout en rejetant au mieux le bruit de fond. La difficulté majeure pour l'analyse de ce canal est due à la reconstruction de la chaîne de désintégration, qui inclut les modes $D_s \rightarrow \Phi\pi$, $D_s \rightarrow K^*K$ et $D_s \rightarrow KK\pi$ non résonant, et qui se traduit par un état final à grande multiplicité. Cette dernière a nécessité lors d'une phase de présélection de réduire notre lot d'événements de signal de départ d'un facteur 2 avant d'appliquer la sélection proprement dite et ceci pour des raisons de temps de calcul dues à notre état final à 6 particules. L'étude a montré que le bruit de fond le plus gênant n'est pas le $b\bar{b}$ inclusif, mais un canal spécifique : $B_d^0 \rightarrow D_s D$. Néanmoins, la contribution de ce dernier s'est finalement avérée négligeable avec un rapport B/S pour ce fond est estimé à 0.03 à 90% de degré de confiance. Le nombre d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ sélectionnés, est estimé sur la base d'une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} à :

$$N_{B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-}^{1 \text{ an}} = 4.3 \cdot 10^3$$

événements correspondant à un rapport bruit sur signal tel que $\frac{B}{S} < 0.2$ à 90% de degré de confiance.

Le second objectif de ce travail, portait sur la mesure du temps de vie de la composante **CP** paire du B_s^0 en utilisant les événements de signal issus de notre sélection. La mesure de temps de vie est faite à l'aide d'une méthode de maximum de vraisemblance en considérant l'ensemble des dilutions expérimentales envisageables conjointement à la présence de diverses sources de bruit de fond. Dans l'hypothèse de la maîtrise de la fonction d'acceptance résultant du dessin du détecteur mais aussi de l'application de nos coupures de sélection, nous avons évalué le temps de vie du méson B_s^0 à :

$$\tau_{B_s} = (1.47 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.03(\text{syst})) \text{ ps.}$$

Cette mesure est alors réinvestie dans une analyse estimant la sensibilité de l'expérience LHCb à la mesure du paramètre $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$. Pour notre estimation de $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ nous avons considéré deux cas. Dans l'état de actuel l'art des mesures du temps de vie semi-leptoniques du méson B_s^0 , nous obtenons une sensibilité de $\sigma_{\Delta\Gamma_s/\Gamma_s} = 0.10$. Le second exercice consiste à faire l'hypothèse que l'expérience LHCb sera capable de mesurer le temps de vie semi-leptonique du B_s^0 avec une grande précision, ce qui donne la sensibilité de mesure de $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$ telle que $\sigma_{\Delta\Gamma_s/\Gamma_s} = 0.05$. Ces estimations sont faites après une année de prise de données pour une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} .

Le second volet de ce travail de thèse a été la qualification et l'acceptation des photomultiplicateurs produits pour le détecteur de pied de gerbe de l'expérience. Le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand avait en charge cette validation. Nous avons, après une phase de R&D, mis en place un banc de test permettant de tester de façon automatique les principales caractéristiques des photomultiplicateurs. Tous les photomultiplicateurs testés répondent aux spécifications réclamées par la collaboration. Cependant, durant notre campagne de tests, nous avons mis à jour un problème de diaphonie optique pour certains d'entre eux. Nous avons alors développé une analyse en différé pour comprendre et résoudre ce problème. Nous avons obtenu, suite aux résultats de cette analyse, le remplacement de 21 photomultiplicateurs par la compagnie Hamamatsu. Aujourd'hui, tous les photomultiplicateurs sont testés et prêts à être installés sur le détecteur.

Bibliographie

- [1] AMS Collaboration, J. Alcaraz *et al.*, “Search for antihelium in cosmic rays, *Phys.Lett.* **B461** 387 (1999).
- [2] A.D. Sakharov, “Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry in the universe”, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 5 32 (1967).
- [3] T.D. Lee and C.N. Yang, “Question of parity conservation in weak interactions, *Phys. Rev.* **104** 257 (1956).
- [4] C. Wu *et al.*, “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay, *Phys.Rev.* **105** 1413 (1957).
- [5] S. Weinberg. “A Model of Leptons” *Phys.Rev.Lett.*, **19** 1264 (1967).
- [6] S. Glashow, *Nucl.Phys.*, **22**, 569 (1961).
- [7] A. Salam, “Elementary Particle Theory”, ed. N.Svaratholm : Almquist and Forlag, (1969).
- [8] S. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, “Weak Interactions With Lepton-Hadron Symmetry” *Phys.Rev.* **D2** 1285 (1970).
- [9] M. Herrero, “The Standard Model”, hep-ph/9812242 (1998).
- [10] P.W. Higgs, “Spontaneous Symmetry Breakdown Without Massless Bosons”. *Phys.Rev.*,**145** 1156 (1966).
- [11] H. Yukawa, *Prog.Phys.Math.Soc. of Japan*, **17** 48, (1935).
- [12] N. Cabibbo, “Unitary Symmetry and Leptonic Decay”. *Phys.Rev.Lett.*, **10** 413 (1963).
- [13] M. Kobayashi et K. Maskawa, “CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction”. *Prog.Theor.Phys.*, **49** 652, (1973).
- [14] S. Eidelman *et al.* Particle Data Group. *Phys.Lett.*, **B592** 1, (2004).
- [15] J.H. Christenson *et al.* “Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson”. *Phys.Rev.Lett.*,**13** 138, (1964).
- [16] B. Aubert *et al.*[BABAR]. “Observation of CP Violation in the B^0 Meson System”. *Phys.Rev.Lett.*, **87** 091801, (2001).
- [17] K. Abe *et al.*[BELLE]. “Observation of large CP violation in the Neutral B Meson System”.*Phys.Rev.Lett.*,**87** 091802, (2001).
- [18] L.L. Chau et W.Y. Keung. “Comments on the parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix”. *Phys.Rev.Lett.*, **53** 1802, (1984).
- [19] L. Wolfenstein. “Parametrization of the kobayashi-Maskawa Matrix”. *Phys.Rev.Lett.*, **51** 1945, (1983).

- [20] A.J Buras *et al.* *Phys.Rev.*, **D50** 3433, (1994).
- [21] I.S Towner and J.C Hardy, *J. Phys. G : Nucl.Part.Phys.***29** 197, (2003).
- [22] H. Abele *et al.*, *Phys.Rev.Lett.*, **88** 211801 (2002).
- [23] Particle Data Group (K. Hagiwara *et al.*), *Phys.Rev.* **D66**, 010001 (2001 and 2002 update).
- [24] H. Leutwyler and M. Roos, *Z.Phys.* **C25** 91 (1984).
- [25] N. Cabibbo, E.C. Swallow and R. Winston, APS-123-QED, hep-ph/0307214 (2003).
- [26] CDHS Collaboration (H. Abramowicz *et al.*), *Z.Phys.* **C15** 19 (1982).
- [27] CCFR Collaboration (A.O. Bazarko *et al.*), *Z.Phys.* **C65** 189 (1995).
- [28] CHARM II Collaboration (P. Vilain *et al.*), *Eur.Phys.J.* **C11** 19 (1999).
- [29] T. Bolton, KSU-HEP-97-04, hep-ex/9708014 (1997).
- [30] FNAL-E531 Collaboration (N. Ushida *et al.*), *Phys.Lett.* **B206** 375 (1988).
- [31] CLEO Collaboration (Y. Kubota *et al.*), *Phys.Rev.* **D54** 2994 (1996).
- [32] M. Bargiotti *et al.*, *Riv.Nuovo Cim.* **23** N3 1 (2000).
- [33] N. Igsur and M. Wise, *Phys.Lett.* **B232** 113 (1989); *Phys.Lett.* **237** 527 (1990).
- [34] H. Georgi, *Phys.Lett.* **B238** 395 (1990).
- [35] A. Kronfeld, *Phys.Rev.* **D62**, 014505 (2000).
- [36] J. Harada *et al.*, *Phys.Rev.*, **D65**, 094514 (2002).
- [37] S. Hashimoto *et al.*, *Phys.Rev.* **D66**, 014503 (2002).
- [38] The Heavy Flavor Averaging Group, [http ://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/](http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/) (Summer 2003 and Winter 2004 averages).
- [39] BABAR Collaboration (B. Aubert *et al.*), *Phys.Rev.Lett.* **90**, 181801 (2003).
- [40] CLEO Collaboration (S.B. Athar *et al.*), *Phys.Rev.* **D68**, 072003 (2003).
- [41] ALEPH Collaboration (R. Barate *et al.*), *Eur.Phys.J.* **C6**, 555 (1999).
- [42] OPAL Collaboration (G. Abbiendi *et al.*), *Eur.Phys.J.* **C21**, 399 (2001).
- [43] BABAR Collaboration (B. Aubert *et al.*), *Phys.Rev.Lett.* **89**, 201802 (2002).
- [44] BELLE Collaboration (K. Abe *et al.*), BELLE-CONF-0344, Contributed to 21st International Symposium on Lepton and Photon Interactions at Hight Energies (LP 03), Batavia, Illinois, 11-16 Aug 2003, hep-ex/0308036.
- [45] M. Gronau and D. London, *Phys.Rev.Lett.* **65**, 3381 (1990).
- [46] The CKM Fitter Group, [http ://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/](http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/) hep-ph/0406184 (2005).
- [47] C. Kim and A. Martin “On the determination of V_{ub} and V_{cb} from semileptonique B decay”, *Phys.Lett.*, **B225**, 186 (1989).
- [48] CDF Collaboration *Phys.Rev.Lett.* **97**, 062003 (2006).
- [49] I. Bigi “The QCD perspective on lifetimes of heavy flavour hadrons.” UND-HEP-95-BIG02 (1995).
- [50] K. Anikeev *et al.*, “ B Physics at the Tevatron Run II and Beyond.” FERMILAB-Pub-01, 197 (2001).

- [51] N. Uraltsev, “*Heavy Quark Expansion in Beauty and its Decay.*” UND-HEP-98-BIG1 (1998).
- [52] K. Wilson, “*Non-Lagrangian Models of Current Algebra.*” *Phys.Rev.*, **179**, 1499 (1969).
- [53] I. Bigi “*The Lifetime of Heavy Flavour Hadrons - A Case Study in Quark Hadron Duality.*” UND-HEP-99-BIG07 (1999).
- [54] M. Beneke, G. Buchalla, C. Greub, A. Lenz and U. Nierste, “*The $B^+ - B_d^0$ Lifetime Difference Beyond leading logarithms.*” *arXiv : hep-ph/0202106* (2002).
- [55] A. Lenz, *hep-ph/0412007*; M. Beneke, G. Buchalla, C. Greub, A. Lenz and U. Nierste, “*Next to Leading Order QCD Corrections to the lifetime difference of B_s mesons.*” *Phys.Lett* **B459** 631 (1999).
- [56] E. Franco, V. Lubicz, F.Mescia and C. Tarantino, “*Lifetime Ratios of Beauty Hadrons at the Next-to-Leading order in QCD.*”, *arXiv : hep-ph/0203089* (2002).
- [57] V. Weisskopf and E. Wigner, “*Berechnung der nat urlichen Lienenbreite auf Grund der Diracshen Lichttheorie.*” *Z.Phys.* **63** 54 (1930); Une traduction anglaise peut-être trouvée dans : W.R. Hindmarsh, “*Atomic Spectra.*” Pergamon Press, Oxford, p.304 (1967).
- [58] M. Beneke, G.buchalla and I. Dunietz, “*Width Difference in the $B_s - \bar{B}_s$ system.*” *Phys.Rev.* **D54** 4419 (1996).
- [59] A. Buras, W. Slominski and H. Steger, “ *$B^0 - \bar{B}^0$ mixing, CP violation and the B-meson decay.*” *Nucl.Phys.* **B245** 369 (1984).
- [60] I. Bigi *et al.* “*CP Violation.*” ed C. Jarlskog (Singapore World Scientific) (1989).
- [61] I. Dunietz, “ *$B_s - \bar{B}_s$ mixing, CP Violation and extraction of CKM phases from untagged B_s data samples.*”, *Phys.Rev.* **D52** 3048 (1995).
- [62] R. Aleksan, A. Le Yaouanc, L. Olivier, O. Pène and J.C. Raynal, “*Estimation of $\Delta\Gamma$ for the $B_s - \bar{B}_s$ system. Exclusive decays and the parton model.*” *Phys.Lett.* **B316** 567 (1993).
- [63] M. Beneke, G. Buchalla, A. Lenz and U. Nierste, “*CP Asymmetry in flavour specific B decays beyond leading logarithms.*” *Phys.Lett.* **B576** 173 (2003).
- [64] The BABAR Collaboration, “*Limits on the lifetime difference of neutral B mesons and on CP, T and CPT violation in $B^0 - \bar{B}^0$ mixing* SLAC-PUB-9696 (2003).
- [65] I. Dunietz, R. Fleisher and U. Nierste, “*In Pursuit of new physics with B_s decays.*” *Phys.Rev.* **D63** 114015 (2001).
- [66] P.I. Kemeenes, “*Review of Particle Physics.*” The European Physical Journal, **C15** 274, (2004).
- [67] Collaboration ATLAS, *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/94-43**.
- [68] Collaboration CMS, *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/94-38**.
- [69] Collaboration ALICE, *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/95-71**.
- [70] Collaboration ALICE, *Technical Proposal*, Addendum 1 **CERN-LHCC/96-32**.
- [71] Collaboration TOTEM, *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/99-7**.
- [72] Collaboration TOTEM, *Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2004-02**.

- [73] LHC Study Group, “*The Large Hadron Collider : Conceptual design*”, **CERN-AC-95-05-LHC**.
- [74] <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Index/>
- [75] S. Amato *et al.* [LHCb Collaboration], “*Reoptimized LHCb Detector : Technical Design Report*”, **CERN-LHCC-2003-030**.
- [76] P. Nason *et al.* Bottom Production. In G. Altarelli and M.L. Mangano, editors, “*Proceeding of the 1999 Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC*, Volume CERN 2000-004. *hep-ph/0003142* (2000).
- [77] P.R. Barbosa marinho *et al.* [LHCb] “*Vertex Locator Technical Design Report*”, **CERN-LHCC/2001-011**.
- [78] P.R. Barbosa marinho *et al.* [LHCb] “*Outer Tracker Technical Design Report*”, **CERN-LHCC/2001-024**.
- [79] S. Amato *et al.* [LHCb] “*Inner Tracker Technical Design Report*”, **CERN-LHCC/2002-029**.
- [80] S. Amato *et al.* [LHCb] “*RICH Technical Design Report*”, **CERN-LHCC/2000-037**.
- [81] S. Amato *et al.* [LHCb] “*Calorimeters Technical Design Report*”, **CERN-LHCC/2000-036**.
- [82] P.R. Barbosa marinho *et al.* [LHCb] “*Muon System Technical Design Report*”, **CERN-LHCC/2001-010**.
- [83] S. Amato *et al.* [LHCb] “*LHCb Trigger System Technical Design Report*”, **CERN-LHCC/2003-31**.
- [84] M. Benayoun *et al.* O. Callot, “*The Forward Tracking, an Optical Model Method*”, LHCb/2002-008.
- [85] R. Forty, “*Track Seeding*”, LHCb/2001-109.
- [86] J. Van Tilburg, “*Matching VELO Tracks with Seeding Tracks*”, LHCb/2001-103.
- [87] Y. Xie, “*Short Track Reconstruction with VELO and TT*”, LHCb/2003-100.
- [88] R. Hierck, “*Tracks Following in LHCb*”, LHCb/2001-112.
- [89] R. Hierck, *et al.* “*Performance of the LHCb OO Track-fitting Software*”, LHCb/2000-086.
- [90] R. Kalman, Trans. ASME, J. Basic Engineering (1960).
- [91] P. Koppenburg, *et al.* [LHCb] “*LHCb Computing Technical Design Report*”, **CERN-LHCC/2005-019**.
- [92] I. Belyaev, “*LoKi : Smart and Friendly C++ Physics Analysis Toolkit*”, LHCb/2004-023.
- [93] G. Aguillion *et al.*, NIM A417 266 (1998).
- [94] R. Cornat “*Conception et réalisation de l’électronique frontale du détecteur de pied de gerbe et de l’unité de décision du premier niveau de déclenchement de l’expérience LHCb*”, Thèse de doctorat (2002).
- [95] Z. Ajaltouni *et al.* “*Experimental Study of Preshower Module and its Readout System - Test Beam and Testbench Result*”, LHCb-2003-018 CALO.

- [96] Ann. d. Physik, vol 31, p983 (1887).
- [97] J. J. Thomson, “*Cathode Rays*”, Philosophical Magazine **44**, 295 (1897).
- [98] A. Einstein, Ann. d. Physik, vol 17, p132 (1905).
- [99] Hamamatsu Photonics, “*Photomultipliers tube : Principle and Application*” (1994).
- [100] V. K. Zworykin and J. A. Rajchman : proc. IRE, 27, 558 (1939).
- [101] Communication privée.
- [102] G. Montarou *et al.* “*Characterization of the Hamamatsu 10-stages R5900 photomultiplier at Clermont for the TILE calorimeter*”, Internal Tilecal Note 108 (1997).
- [103] M.Crouau, P. Grenier, C. Hebrard, G. Montarou, “*Characterization of the new 8-stages Hamamatsu photomultiplier for the july 98 Testbeam*”, ATLAS Internal Note (1998).
- [104] “*EVTGEN A Monte Carlo Generator for B Physics*” <http://robbep.home.cern.ch/robbep/EvtGen/GuideEvtGen.pdf>
- [105] Voir : <http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/QQ/qq-expert.html>
- [106] T.Sjstrand, *Comp.Phys.Commun.*, 82 (1994).
- [107] R. Fleischer, “*Extracting γ from $B_{s,(d)} \rightarrow J\Psi K_s^0$ and $B_{d,(s)} \rightarrow D_{d,(s)}^+ D_{d,(s)}^-$.*” **CERN-TH/99-78**, *hep-ph/9903455*.
- [108] G. Raven, $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \phi$ selection, LHCb-2003-118.
- [109] D. Kirkby and W. Verkerke, “*RooFit Users Manual*”, <http://roo-fit.sourceforge.net/docs/index.html> (2006)
- [110] I. Dunietz, R. Fleischer, and U. Nierste, “*In Pursuit of New Physics with B_s Decays*”, *Phys.Rev.* **D63** 114015 (2001).
- [111] K. Hartkorn and H.G. Moser, “*A new Method of measuring $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}$ in the $B_s - \bar{B}_s$ system.*” *Eur.Phys.J.* **C8** 381 (1999).
- [112] M. Acciari *et al.* (L3 Collaboration), *Phys.Lett.* **B438**, 417 (1998).
- [113] ALEPH Collaboration, “*A Study of the decay width difference in the $B_s - \bar{B}_s$ system using $\phi\phi$ correlations*”. *Phys.Lett.* **B486** 286 (2000).
- [114] ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL and SLD Collaborations, “*Combined results on b-hadron production rates, lifetimes, oscillations and semileptonic decays*”. *hep-ph/0009052* (2000).
- [115] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), *Phys.Rev.* **D57** 5382 (1998).
- [116] P. Abreu *et al.* (DELPHI Collaboration), *Eur.Phys.J* **C16**, 555 (2000).
- [117] CDF Collaboration, CDF note 7409, (2004). : <http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/040428.blessed-lft/>
- [118] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Phys.Rev.Lett.* **94** 042001 (2005).
- [119] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Phys.Rev.Lett.* **95** 171801 (2005).
- [120] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), *Phys.Rev.Lett.* **94** 101803 (2005).

Abstract

This manuscript discusses a twofold research : an instrumental work and a prospective physics study both conducted in the framework of the LHCb experiment (Cern, Geneva), foreseen to start at the Spring 2008. The LHC machine is a proton-proton collider clocked at 40 MHz and delivering a center-of-mass energy of 14 TeV. At nominal luminosity, about 10^{12} pairs of b-particles will be produced in LHCb. After the remarkable achievements of the B factories (BaBar and Belle), it is established that the Standard Model (the CKM mechanism) is the dominant source of CP violation in the B system. Moreover, no significant deviation to the Standard Model predictions is observed in the whole Flavour Physics data up to now. In this scope, the large statistics which will be available at LHCb should allow to reach rare decays potentially sensitive to New Physics contribution. It will also allow to perform precision measurements and deeply test the global consistency of the CKM predictions, in particular with the B_0^s particles. This document describes a prospective study about the measurement of the lifetime of the short component of the B_0^s meson, reconstructed in the final state $B_0^s \rightarrow D_s^+ D_s^-$, where the D_s meson decays in $KK\pi$. It has been shown that LHCb should reach a 2% precision on this observable for a nominal year of data taking, yielding interesting constraints on $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$.

On the instrumentation side, the team I belong to has the charge of the entire readout of the PreShower (PS) detector of the LHCb spectrometer (design, construction and qualification). My contribution was devoted to the operation of a dedicated test bench aimed at qualifying the phototubes reading the PS detector. The photodetectors which have been retained are the 64-anodes PMTs produced by thje Hamamatsu company. The main physics specifications for these devices were concerning the uniformity of the response of the 64 channels, their linearity, the control of their drift along time and eventually the cross-talk between the channels. I contributed to the analysis of all the data recorded with the test bench and singularly put on evidence a critical problem of cross-talk for a large fraction of the production and made sure all the tubes eventually selected for the experiment were satisfactorily within the requirements.

Keywords: LHCb, LHC, ElectroWeak Standard Model, CKM matrix, CP violation, B_s mixing, PreShower, Calorimeter, Photmultipliers.

Résumé

Ce document de thèse présente un travail à la fois instrumental et de prospective pour la Physique dans le cadre de l'expérience LHCb, sise auprès de la machine LHC, au Cern, dont la mise en service est prévue au printemps 2008. Collisionneur proton-proton délivrant une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, le LHC produira nominale-ment dans l'expérience LHCb 10^{12} paires de particules belles par an. Après les succès expérimentaux remarquables enregistrés par les usines à mésons B BaBar (SLAC) et Belle (KEK), le Modèle Standard (MS) de la Physique des Particules accomode correctement l'ensemble des données de la Physique des Saveurs et singulièrement le mécanisme CKM est établi comme la source dominante de violation de la symétrie CP dans les systèmes de particules contenant un quark beau ou un quark étrange. La très grande statistique dont disposera l'expérience LHCb devrait permettre à la fois la scrutation de modes rares particuliè-rement sensibles à des contributions de Nouvelle Physique et des mesures de précision pour une métrologie améliorée des paramètres pertinents du MS. Dans ce cadre, il sera possible de faire une exploration systématique des propriétés du méson B_s^0 . Ce travail de thèse porte sur la faisabilité d'une mesure précise du temps de vie de la composante courte de cette particule par l'étude de sa désintégration $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$, dont l'état final est CP pair. Nous avons montré qu'une précision de 2% pouvait être atteinte après une année de prise de données à la luminosité nominale et contraignait significativement la différence de largeur $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$.

L'autre volet de ce travail de thèse concerne la qualification des photodétecteurs qui équipent le détecteur de pieds de gerbe pour lequel l'équipe de Clermont a la responsabilité de l'entièreté de la chaîne de lecture. Le photodétecteur que nous avons retenu est un photomultiplicateur compact 64 anodes produit par la compagnie Hamamatsu. J'ai participé à la caractérisation systématique et à la certification des 100 tubes du détecteur au moyen d'un banc de test spécialement conçu à cette fin. Un élément crucial de ces études a été la mise en évidence d'une diaphonie entre canaux inacceptable au regard des spécifications de physique pour une fraction non négligeable de la production et la sélection finale du nombre de tubes nécessaires qui satisfaisaient tous les critères d'acceptation.

Mots-clefs: LHCb, LHC, Modèle Standard Electrofaible, matrice CKM, violation de CP, Mélange des mésons beaux et étranges, détecteur de pieds de gerbes électromagnétiques, Photomultiplicateurs.