

Université de Savoie

THÈSE

présentée par

Rospabé Gaël

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES

Spécialité: Physique des Particules

**Contribution à la calibration du calorimètre
électromagnétique du détecteur LHCb -
Sensibilité à la mesure de l'angle β_{eff} dans le
canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ et de l'angle χ dans le canal
 $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta$.**

Soutenue le 21 Novembre 2008 devant le jury composé de :

- Brigitte Bloch-Devaux, Rapporteur
- Pascal Perret, Rapporteur
- Marie-Noëlle Minard, Directeur de thèse
- Stéphane Jezequel
- Yannis Karyotakis
- Daniel Decamp

Remerciements

Mon premier remerciement va tout naturellement à une Bretonne qui par deux fois m'a appelé le lendemain de dures soirées pour m'inviter à passer trois ans au LAPP. Merci Marie-Noëlle pour ces trois ans m'a avoir tant apporter à tout niveau, bien sur au niveau de la physique mais aussi au niveau rapport humains, sens de la rigueur que j'ai gagné à travailler avec toi. Deux Bretons à la tête dure et têtus comme des... Bretons.

Merci à ma famille, mes parents Gilles et Michèle-Claude, mes frangins Gui-Gui-les-pattes-folles et Yanouche-Doudouche-Boulouboulouche-qui-dort-dans-la-douche-avec-sa-couche qui m'ont soutenus et se sont intéressés à mon travail. Les liaisons de la physique des particules, l'ésotérisme et l'ostéo sont pour moi évident maintenant :D.

Merci aux gens que j'ai rencontrés sur Annecy et qui sont devenus des amis : Jules-Félix, Filiz, Gato, Rémi et bien sur Jeanne pour son extrême patience de ces derniers mois.

Enorme merci tout particulier à Sabine, pour m'avoir aidé, supporté et même propulsé dans le monde de l'informatique. Comme quoi dans un labo du CNRS un ITA et un physicien peuvent travailler ensemble et avoir un respect total du domaine de l'autre.

Thanks a lot to all other PHD-students and physicists I've met during these three years and excellent physics (and physical :P) exchanges. The list is too long so I can just give an exhaustive one : Kostas, Marcella, Victor, Plamen, Xavier, Magali, Vincent and Vincent, Olivier, Patrick, Catherine, Samuel, Benoît, Valentino...

Merci à tout le personnel du LAPP bien sûr, pour le gang des fumeurs qui par -10 va quand même affronter le froid, au service mécanique pour m'avoir accueilli pour les mesures des câbles, au service info pour leur aide précieuse, moi qui ne connaissais rien à ce domaine avant de venir, à l'administration pour leur aides dans les démarches administratives.

Merci à ceux qui m'ont soutenus le soir après mes dures journées de travail Jej et Faouz et qui m'ont apporté l'étincelle et la chaleur du soir dans leur taverne.

Je n'oublierais pas aussi mon chat qui m'a aidé à écrire ma thèse dans mes moments d'assoupissement. En voici un extrait : "iohuiohvjksandvksjaduhgvqu9erbvs erhjvoq hiahv ieb aejog uhgeqrvqedn nk'ae rqibhqpi ;aeh ;vn ;M D V[0W".

Table des matières

1	Introduction à la violation CP	7
1.1	La physique des saveurs lourdes	7
1.1.1	Le Modèle Standard	7
1.1.2	Les trois symétries C, P et T	13
1.2	Violation CP et asymétrie matière/anti-matière	15
1.2.1	La matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) et ses représentations .	15
1.3	Violation de CP dans le domaine des mésons B	19
1.3.1	Les trois violations CP	20
1.3.2	Premières observations de la violation de CP	22
1.3.3	État actuel de nos connaissances du triangle et perspectives avec LHCb	22
1.4	Extraction des angles du triangle d'unitarité	23
1.4.1	Extraction de l'angle β	25
1.4.2	Asymétries du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$	27
1.4.3	Valeurs actuelles du rapport de branchement, C et S	28
1.4.4	Extraction de l'angle α	32
1.4.5	Extraction de l'angle gamma	32
1.4.6	Extraction de l'angle β_s	32
1.4.7	Sensibilités attendues dans LHCb	33
1.4.8	Le domaine des mésons B_s^0	35
2	Le LHC et le détecteur LHCb	37
2.1	Le LHC	37
2.1.1	La machine	37
2.1.2	Les détecteurs du LHC	40
2.1.3	Production des mésons B dans les collisions p-p	40
2.2	LHCb	42
2.2.1	Le tube de faisceau	44
2.2.2	Le VELO (VErtex LOcator)	45
2.2.3	Identification des particules chargées avec les RICH	48
2.2.4	Le trajectographe : tracking et aimant	52
2.2.5	Mesure des énergies neutres et chargées et identification des électrons et des γ	58
2.2.6	Les chambres a muons	64
2.3	Le système de déclenchement (Trigger)	67
2.3.1	Le L0	67
2.3.2	Le HLT	70

2.4	Les outils informatiques de l'expérience LHCb	73
2.4.1	De la simulation à la reconstruction	73
2.4.2	L'analyse dans LHCb : Logiciel et Grille	75
3	Reconstruction et identification des particules dans LHCb	77
3.1	Reconstruction des traces	77
3.1.1	Conditions de reconstruction	79
3.1.2	Stratégie de reconstruction	79
3.1.3	Performances	80
3.2	Identification des particules	86
3.2.1	Identification avec les RICH	86
3.2.2	Identification avec tous les sous-détecteurs	88
3.2.3	Identification des muons	89
3.2.4	Identification des électrons	92
3.2.5	Identification des photons	94
4	Reconstruction et identification des photons et des π^0	95
4.1	Reconstruction et identification des photons	95
4.1.1	Développement d'une gerbe électromagnétique	95
4.1.2	Des cellules à un amas ou "cluster"	97
4.1.3	Clusters neutres	99
4.1.4	Corrections appliquées aux clusters neutres	100
4.2	Identification des photons	107
4.3	Reconstruction des π^0	113
5	Reconstruction des photons et des π^0 du Run Pilot (RP) et à 14TeV avec et sans trajectographe	115
5.1	Reconstruction des photons et des π^0 pendant le Run Pilot	115
5.1.1	Conversion des photons	116
5.1.2	Run Pilot avec trajectographe	116
5.1.3	Les effets d'acceptance du détecteur	116
5.1.4	Efficacité de reconstruction des photons	117
5.1.5	Enseignements du Run Pilot	122
5.2	Reconstruction des photons et π^0 sans information du trajectographe	124
5.2.1	Sans trajectographe	124
5.2.2	Masse invariante des π^0	125
5.2.3	Identification des photons par un discriminant de fisher	125
5.3	Reconstruction des photons et des π^0 à 14TeV	133
5.3.1	Reconstruction des π^0 Avec le trajectographe	133
5.3.2	Reconstruction des π^0 sans trajectographe à 14TeV	135
5.4	Conclusions	140
6	Contribution à la calibration du calorimètre électromagnétique	143
6.1	Les méthodes de calibration absolue	143
6.1.1	Méthode du flux de particules	144
6.1.2	Calibration avec des électrons	144
6.2	Calibration avec les π^0	146

6.2.1	Échantillons choisis	146
6.2.2	Dé-calibration	151
6.2.3	La méthode de re-calibration	152
6.2.4	Conclusion	164
7	Analyse du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$	167
7.1	Etude du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ dans LHCb	167
7.1.1	Estimation du nombre d'événements par an dans l'expérience LHCb . .	167
7.1.2	Désintégration et canaux contribuant au bruit de fond	168
7.1.3	Reconstruction du B_d avec un échantillon pur de $B_d \rightarrow J/\psi\pi^0$	173
7.1.4	Ajustement des coupures pour la détermination des paramètres des B_d^0 .	183
7.2	Etude du bruit de fond	189
7.2.1	$B_d^0 \rightarrow J/\psi X$	189
7.2.2	$b\bar{b}$ réduits	190
7.2.3	$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$	190
7.2.4	J/ψ Inclusif	190
7.3	Étiquetage de la saveur	190
7.3.1	Principe général	191
7.3.2	Étiquetage du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$	192
7.4	Détermination du temps propre	193
7.4.1	Résolution sur les vertex	193
7.4.2	Détermination du temps propre	193
7.5	Sensibilité aux mesures de $\sin(2\beta_{eff})$ et λ_f	195
7.6	Les erreurs systématiques	198
7.7	Conclusion	202
8	Analyse du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$	203
8.1	Estimation du nombre d'événements attendus dans LHCb par an	203
8.1.1	Estimation de $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma))$	203
8.1.2	Nombre d'événements annuel	204
8.2	Désintégration et bruit de fond	205
8.2.1	La désintégration de $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$	205
8.2.2	Bruit de fond	205
8.3	Acceptance géométrique et acceptance du déclenchement	207
8.4	Reconstruction des particules	210
8.4.1	Reconstruction des J/ψ	210
8.4.2	Reconstruction des η	211
8.4.3	Reconstruction des B_s^0	212
8.5	Etude du bruit combinatoire	213
8.5.1	Ajustement des coupures pour la reconstruction des η	213
8.5.2	Ajustement des coupures pour la reconstruction des B_s^0	219
8.6	Etude du bruit de fond	222
8.6.1	$B_s^0 \rightarrow J/\psi X$	223
8.6.2	Etude du bruit $b\bar{b}$	223
8.6.3	$B\bar{b}$ réduits	224
8.6.4	$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$	224
8.6.5	$J\psi$ Inclusif	224

8.7	Mesure du rapport de branchement	224
8.8	Étiquetage de la saveur	225
8.9	Résolutions sur les vertex	226
8.10	Sensibilité aux mesures de $\sin(2\beta_s)$	229
8.11	Les erreurs systématiques	231
8.12	Conclusions	231
9	Appendix	235
9.1	Calibration du détecteur de pied de gerbe (PS)	235
9.2	Calibration des calorimètres électromagnétique et hadronique	237
9.2.1	Dispositif de lecture des signaux des calorimètres électromagnétique et hadronique	238
9.2.2	Système de contrôle avec des signaux de LED	238
9.2.3	Calibration du HCAL avec une source de Cesium 137	240

Introduction

La préparation de cette thèse s'est déroulée pendant que se préparait le démarrage du LHC : un grand moment pour la physique des particules. Le LHC sera le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules jamais construit par l'Homme. Quatre expériences majeures sont présentes auprès du LHC : Alice, Atlas, CMS et celle dans le contexte de laquelle s'est préparée cette thèse : LHCb. Elles permettront pendant plus d'une décennie de prises de données, la recherche et peut être la découverte de nouvelle physique au delà du modèle qui décrit le mieux les particules et leurs interactions : le Modèle Standard. Ce Modèle Standard est le fruit de près d'un siècle de recherche dans l'infiniment petit et l'infiniment grand afin de décrire le comportement de la matière à l'échelle sub-atomique. Mais, dans sa forme actuelle, il présente quelques lacunes, comme le fait qu'il ne prenne pas la gravité en compte. Il ne serait alors que la réalisation à basse énergie d'une théorie plus globale, de la nouvelle physique se cacherait au delà du Modèle Standard.

Une des voies de recherche de nouvelle physique est l'étude de la violation CP. La violation CP est liée directement à l'existence de trois familles de quarks (fait non expliqué par le Modèle Standard) et serait en partie responsable de l'asymétrie matière-antimatière [7]. L'Univers n'est composé pratiquement que de matière, l'anti-matière qui a du être produite en quantité égale quelques instants après le Big-Bang, a aujourd'hui disparue. Cette violation de la symétrie matière-antimatière est un des axes principaux de recherche des physiciens des particules. Elle a été observée pour la première fois en 1964 [6] dans le système des kaons neutres, puis directement en 1999 dans le système des mésons B par les deux expériences BaBar [11] et Belle [12]. Ces deux expériences ont pris des données auprès de collisionneurs e^+e^- à la résonance $\Upsilon(4S)$ et ont pu étudier les désintégrations des mésons B_d . Les mésons B_s n'étant pas accessibles à la résonance $\Upsilon(4S)$, Belle a effectué des mesures à la résonance $\Upsilon(5S)$ où le B_s peut être produit. Les mésons B_c et B_s sont aussi accessibles par des machines hadroniques comme le Tevatron à Chicago ou le LHC à Genève. D'ailleurs des mesures sur l'oscillation des mésons B_s ont été faites dans CDF et D0 [30] au Tevatron. Le cadre théorique de la violation CP ainsi que certains des résultats expérimentaux seront décrits dans le premier chapitre de ce manuscrit.

Les deuxième et troisième chapitres seront dédiés à la description de l'expérience LHCb ainsi qu'à ses performances de reconstruction des trajectoires et d'identification des particules.

Les quatrième et cinquième chapitres se focaliseront sur la reconstruction des photons et la reconstruction des π^0 . Nous nous serviront des π^0 reconstruits pour :

- estimer la calibration du calorimètre électromagnétique de LHCb dès les premières données au chapitre 5.
- calibrer chaque cellule du calorimètre électromagnétique, sujet du sixième cha-

pitre,

La sensibilité de LHCb aux mesures liées à la violation de CP sera estimée pour deux canaux, dont l'analyse n'est réalisable que si la reconstruction des π^0 et η est maîtrisée.

- l'étude du canal $B_d \rightarrow J/\psi\pi^0$ et de la mesure de l'angle β du triangle CKM faits dans le septième chapitre
- et finalement dans le huitième chapitre pour l'étude du canal $B_s \rightarrow J/\psi\eta$ servant pour la mesure de l'angle : χ , accessible uniquement dans le secteur du B_s .

Chapitre 1

Introduction à la violation CP

La violation CP est une des conséquences du Modèle Standard. Le Modèle Standard est la meilleure description que nous ayons à l'heure actuelle de la physique des particules. Mais nous savons que ce modèle est incomplet et que certaines failles ont commencé à s'ouvrir. Dans cette introduction théorique sont présentées les lignes fondamentales du modèle standard à travers les particules, les interactions qu'elles subissent et les symétries qui les régissent : C , P et T . La violation de la symétrie CP sera développée et les derniers résultats du domaine détaillés. L'apport au domaine de la violation de CP dans le secteur des saveurs lourdes par la physique étudiée auprès du LHC par l'expérience LHCb sera précisé.

1.1 La physique des saveurs lourdes

La violation CP a été observée dans l'interaction faible. L'interaction faible est l'une des quatre interactions fondamentales de l'Univers. Trois de ces interactions sont unifiées en un seul modèle théorique appelé le Modèle Standard.

1.1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard explique très élégamment les particules fondamentales et leurs interactions. Il a été développé, comme la généralisation de l'électromagnétisme quantique (décrite par Feynman, Schwinger et Tomonaga), dans les années 1940. Il est basé sur l'unification de deux interactions (électromagnétique et faible) en une seule théorie (l'interaction électrofaible) par le mécanisme GSW dû à Glashow, Salam et Weinberg. La découverte et la structuration de l'interaction qui confine les composants des nucléons (les quarks introduits par Murray Gell-Mann en 1960) et les nucléons entre eux induit l'extension à l'interaction forte (développée par D.J.Gross, H.D.Politzer et F.Wilczek dans les années 1970.) Le Modèle Standard a pris forme dans les années 1970-1980, les mesures effectuées au LEP de 1989 à 2000 sont en accord avec le Modèle Standard sur toutes les observables qui ont pu être testées. Aucune observation ne l'a encore mis en défaut bien que de nombreux domaines de la physique des particules soient encore inexpliqués : la masse des particules, celles des neutrinos, la matière noire et l'énergie noire.

Les particules fondamentales

Les particules fondamentales sont divisées en deux groupes distincts, les fermions et les bosons. Les fermions sont les particules qui possèdent un spin qui est un nombre demi-entier de fois $\hbar$, ils sont soumis au principe de Pauli et forment la matière. Les bosons sont les particules médiatrices des interactions entre les particules et leur spin est un nombre entier de fois $\hbar$.

Les fermions sont eux-mêmes divisés en deux catégories homogènes en nombre de particules et de familles (ou générations) : les leptons et les quarks. Les particules du Modèle Standard sont représentées dans le tableau 1.1.

Les particules du modèle standard ont été découvertes entre 1897 et 2001. Le tableau 1.2

	Leptons	Quarks
Fermions	$(\nu_e)_L, e_R$	$(\begin{smallmatrix} u \\ d \end{smallmatrix})_L, (u, d)_R$
	$(\nu_\mu)_L, \mu_R$	$(\begin{smallmatrix} c \\ s \end{smallmatrix})_L, (c, s)_R$
	$(\nu_\tau)_L, \tau_R$	$(\begin{smallmatrix} t \\ b \end{smallmatrix})_L, (t, b)_R$
Bosons	W^+, W^-, Z^0, γ	gluons (g)

TAB. 1.1 – *Particules fondamentales observées à ce jour. Les lettres L et R désignent respectivement les états d'hélicité gauche et droite.*

résume les dates de ces découvertes ainsi que les noms des physiciens ou des expériences qui en sont à l'origine.

Les deux catégories de fermions, quarks et leptons sont très semblables et même symétriques. La différence vient du fait expérimental que les neutrinos ne sont présents dans la nature que dans un état d'hélicité gauche ; leurs masses ne sont pas mesurées mais ne peuvent plus être considérées comme nulles (différence de masse non nulle) ce qui donnerait aux neutrinos la possibilité d'exister dans un état d'hélicité droit. Ceci est dû à l'observation d'oscillations entre des neutrinos de saveurs différentes.

A chaque particule du tableau 1.1 est associée une particule qui porte une charge et un moment magnétique opposés à ceux de la particule mais de même masse : c'est son antiparticule. On verra dans le deuxième paragraphe la différence entre particule et antiparticule, elles sont reliées entre elles par l'une des trois symétries : la symétrie C. Les fermions sont divisés en trois familles. Ces trois familles diffèrent par les masses des particules les constituant et par les nombres quantiques qu'elles portent (leptoniques pour les leptons et de saveurs pour les quarks).

Les bosons sont aussi divisés en deux catégories tableau 1.1. Les bosons sont les médiateurs des interactions fondamentales. La notion d'interaction n'existe pas sans les bosons car ce sont eux qui permettent l'échange d'informations entre les particules. Ils apparaissent naturellement dans le modèle standard par l'invariance de jauge décrite par le théorème de Noether. Ce théorème dit que tout système est invariant sous des transformations locales (symétries) et que l'on peut choisir n'importe quelle jauge. Ces deux principes font alors apparaître des termes de propagation dans les équations qui sont les bosons.

Particule	année de découverte	découvreur(s) ou expérience
leptons		
e	1897	J.J Thomson
μ	1936	C.D. Anderson
τ	1975	M.L. Perl
ν_e	1956	Cowan, reines
ν_μ	1962	Lederman, Schwartz, Steinberger
ν_τ	2001	Donnut
quarks		
u, d et s	1964	Gell-Mann
c	1974	Ting et Richter
b	1977	Fermilab
t	1995	Fermilab
Bosons		
γ	1923	Compton
$Z^0, W^\pm$	1983	UA1 UA2
gluons	1979	PETRA (DESY, Hambourg)

TAB. 1.2 – *Tableau des particules élémentaires avec leur année de découverte et le(s) scientifique(s) ou l'expérience à l'origine de leur découverte.*

Ces interactions fondamentales sont au nombre de quatre :

- électromagnétique,
- faible,
- forte,
- gravitationnelle

En négligeant l'interaction gravitationnelle, Les leptons électriquement chargés sont sensibles aux deux premières interactions. Les neutrinos ne sont sensibles qu'à l'interaction faible et seuls les quarks sont sensibles aux trois premières interactions. A chacune de ces interactions est (sont) associé(es) une (des) particules messagères : le photon pour l'interaction électromagnétique, les bosons W^+ , W^- et Z^0 pour l'interaction faible, les 8 gluons pour l'interaction forte. Le boson (non représenté dans le tableau 1.1) qui serait responsable de la gravitation est appelé graviton mais reste encore sans preuve expérimentale.

Les particules et leurs interactions sont décrites par la théorie quantique des champs. Elle regroupe les notions de la deuxième quantification et les notions relativistes. Dans cette théorie les particules sont représentées par des champs et donc par des densités de probabilité, leurs interactions et propagations peuvent être alors décrites dans un lagrangien. Un lagrangien se construit à partir du produit des champs impliqués dans une réaction. Les propriétés de ces champs et donc des lagrangiens sont déduites des différentes transformations et symétries de la nature comme on le verra dans les paragraphes suivants.

Ce lagrangien, d'après le théorème de Noether, est invariant sous transformation locale de

jauge comme :

$$\Psi(x) \rightarrow U\Psi(x) = e^{-i\Theta^\alpha(x)T_\alpha}\Psi(x). \quad (1.1.1)$$

Pour un groupe agissant dans un espace de dimension N , $\alpha = 1, \dots, (N^2-1)$, et où les $\Theta^\alpha(x)$ et T_α sont respectivement les paramètres et générateurs de la transformation de jauge des groupes associés à chacune des interactions.

L'interaction électrofaible unifie les interactions faible et électromagnétique

Elle est régie par les groupes de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ respectivement celui de l'interaction faible et celui de l'électromagnétisme.

Cette symétrie de jauge est brisée par le vide et entraîne une brisure spontanée de symétrie du groupe électrofaible vers le sous groupe électromagnétique, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{QED}$. Ce mécanisme de brisure introduit une nouvelle particule : le boson de Higgs. Le boson de Higgs permet aux particules d'être massives et est une particule scalaire. Cette brisure de symétrie fait aussi apparaître les masses et mélanges des fermions et résout un des problèmes du modèle GSW qui est la portée des interactions faible et électromagnétique.

Le lagrangien régissant l'interaction électrofaible peut se décomposer suivant quatre termes :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{Bosons} + \mathcal{L}_{Fermions} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}. \quad (1.1.2)$$

Pour qu'il soit complet il faut sommer sur toutes les familles de leptons et de quarks.

Le premier terme correspond au terme cinétique des bosons libres sans masse :

$$\mathcal{L}_{bosons} = -\frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}^\alpha \vec{W}^{\alpha\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (1.1.3)$$

ou $\vec{W}$ et B sont les bosons de jauge. Les 2 premiers termes de $\vec{W}$ interviennent dans les courants chargés et le troisième terme de $\vec{W}$ et B correspond aux courants neutres.

Le deuxième terme du lagrangien électrofaible

$$\mathcal{L}_{Fermions} = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu (\partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma^\mu (\partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \Psi_R \quad (1.1.4)$$

décrit la propagation des fermions libres ainsi que leur couplages aux champs de jauge B et $\vec{W}$. Ψ sont les champs quantiques spineurs des fermions, g et g' sont respectivement les constantes de couplage des groupes $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$, σ est le générateur associé à la représentation 2 du groupe $SU(2)$ (qui sont les matrices de Pauli), enfin Y est l'hypercharge : $Q = \frac{Y}{2} + I_3$ avec I_3 la troisième composante de l'isospin et Q la charge électrique.

Le troisième terme a été introduit pour donner une masse aux particules par brisure de symétrie :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = ((\partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \Phi)^\dagger (\partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \Phi - V(\Phi). \quad (1.1.5)$$

Φ est un doublet de $SU(2)_L$, (ϕ^+, ϕ^0) , ϕ^+ et ϕ^0 des champs scalaires complexes ou $v(\Phi)$, le potentiel de Higgs, est le plus souvent pris comme $v(\Phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2$. Le potentiel de Higgs est représenté sur la figure 1.1. Il possède une infinité de minima car il présente

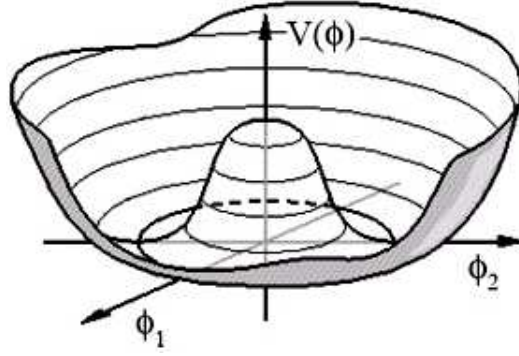


FIG. 1.1 – *Potentiel de Higgs du Modèle Standard*

une symétrie circulaire; on brise la symétrie en choisissant un minimum. Un développement autour de ce minimum du champ de Higgs amène :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.1.6)$$

où $v = \left(\frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}\right)$. En développant le lagrangien les termes de masse des bosons apparaissent. Les termes de masse des fermions se retrouvent dans le lagrangien de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -(1 - \frac{h}{v})(M_l^{jk} \bar{l}^j l^k + M_u^{jk} \bar{u}^j u^k + M_d^{jk} \bar{d}^j d^k). \quad (1.1.7)$$

ou l , u et d sont les champs de spineurs et M_l , M_u , M_d sont les matrices de masse. Ces matrices de masses ne sont pas diagonales. On définit alors les quarks de type u comme étant à la fois état propre de masse et état propre de l'interaction faible contrairement aux quarks de type d . La matrice de passage des états propres aux états de masse des quarks de type d est appelée la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Comme on le verra dans la section suivante, c'est cette matrice qui est responsable de la violation CP.

L'interaction forte

Le Modèle Standard est une théorie de jauge basée sur le groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les interactions fortes sont gouvernées par le groupe $SU(3)_C$ (où l'indice C indique la symétrie de couleur), c'est la chromodynamique quantique (QCD). On parle de nombre quantique de couleur. Seuls les quarks, portant une couleur, sont sensibles à l'interaction forte. Cette couleur peut être verte, bleue ou rouge; leur somme donnant l'absence de couleur : le blanc. 8 générateurs sont issus du groupe $SU(3)$ et sont les 8 gluons. Le lagrangien de cette interaction s'exprime comme :

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a)(\partial^\mu A^{a\nu} - \partial^\nu A^{a\mu}) - \frac{1}{2}(\partial^\mu A_\mu^a)^2 +$$

$$\bar{\Psi}_\alpha(\gamma^\mu \partial_\mu - m_\Psi)\Psi_\alpha - \frac{g_s^2}{4}F^{abe}F^{cde}A_\mu^a A_\nu^b A^{c\mu} A^{d\nu} -$$

$$\frac{g_s}{2} F^{abc} (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) A^{b\mu} A^{c\nu} - g_s \bar{\Psi}_\alpha T_{\alpha\beta}^a \gamma^\mu \Psi_\beta A_\mu^a, \quad (1.1.8)$$

les indices α correspondent aux trois couleurs, les indices a permettent de distinguer les 8 gluons A_μ^a . Le lagrangien est sommé sur les 6 saveurs de quarks car dans l'équation précédente seul un quark (Ψ) est présent. Les troisième et quatrième terme montrent que les gluons peuvent interagir entre eux.

Une particularité de cette interaction est que la constante de couplage forte croît avec la distance. Les quarks au sein des hadrons sont donc liés par une interaction très intense et y restent confinés, on parle de liberté asymptotique.

Le Modèle Standard a été confirmé au LEP (à 0.1% près) dans les années 90 et continue à être testé avec succès au Tevatron ; les signes de nouvelle(s) physique(s) sont plus que jamais scrutés.

Problèmes et limites du Modèle Standard

La nouvelle génération d'expériences auprès du LHC veut tester si de la nouvelle physique se cache au-delà du Modèle standard.

Le Modèle Standard ne décrit que trois des quatre forces fondamentales de la nature, celui-ci n'inclut pas la gravitation, des extensions de théories super-unifiées incluent cette gravitation. Il n'explique pas la hiérarchie des masses que l'on voit clairement apparaître dans la classification des particules.

Les constantes de couplages associées aux trois groupes de jauge évoluant avec l'énergie ne convergent pas pour une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{16} GeV. Une telle convergence suggérerait une unification des interactions forte et électrofaible. Une solution à cette convergence serait la théorie de la supersymétrie. Cette théorie compliquerait encore le modèle en doublant le nombre de particules et augmenterait dans certains modèles le nombre de paramètres.

Il existe une théorie de la supersymétrie qui pourrait aussi expliquer le problème de la matière noire (et d'autres observations astrophysiques et cosmologiques) par l'existence de la super-particule la plus légère et donc stable (la LSP : lightest super-particle) ; de plus elle introduirait la symétrie bosons/fermions.

Les neutrinos du Modèle Standard ne possèdent pas de masse or dans des expériences récentes (SNO, SuperKamiokande et KamLand) l'observation d'oscillations neutrino implique que certains neutrinos aient une masse, même si ces masses sont très faibles dues au faible couplage des neutrinos avec le potentiel de Higgs. Comme dans le système des quarks, les leptons aussi possèdent une matrice de mélange augmentant ainsi le nombre de paramètres d'un Modèle Standard étendu.

La violation de la symétrie CP est trop faible pour expliquer l'asymétrie matière/anti-matière de l'Univers.

D'autres modèles au-delà du Modèle Standard existent aussi comme la leptogénèse, les dimensions supplémentaires.

Les prédictions et la construction du Modèle Standard (comme celle à l'heure actuelle de la supersymétrie) s'est faite en partie sur la notion de symétrie. Cette notion de symétrie est une des plus importante (sinon la plus importante) de la physique des particules et même de la physique en général. On en a aperçu une des forces avec le théorème d'invariance de jauge qui décrit parfaitement certaines propriétés du Modèle Standard. Dans la section suivante, les trois des symétries connues sont introduites.

1.1.2 Les trois symétries C, P et T

Les symétries existent partout en physique. Elles amènent des conservations de propriétés sous certaines transformations :

- les symétries continues du groupe de Poincaré, comme les translations espace-temps, les rotations et les transformations de Lorentz,
- les symétries de jauge agissant sur les champs quantiques,
- et les trois symétries développées ici que sont les symétries C, P et T.

Ces trois symétries sont toutes trois discrètes et peuvent être combinées entre elles pour donner par exemple les deux plus connues et étudiées : les symétries CP et CPT.

La symétrie C

Cette symétrie est celle associée à l'opérateur conjugaison de charge. Sous cette transformation la charge électrique Q_e est changée en son opposée.

L'opérateur conjugaison de charge (C) agit sur Ψ (bispineur de Dirac) suivant :

$$C\Psi = \Psi^c = \begin{pmatrix} -i\sigma_2\chi_R^* \\ i\sigma_2\Psi_L^* \end{pmatrix} = i\gamma^2\Psi^* \quad (1.1.9)$$

(cette transformation est définie à un facteur de phase, η_C près).

Pour les champs $\Psi(x)$, une convention est choisie pour définir C :

$$C\Psi(x^\mu)C^{-1} = i\eta_C\gamma^2\Psi^*(x^\mu) = i\eta_C\gamma^2\gamma^0\overline{\Psi}^T(x^\mu) \quad (1.1.10)$$

ou γ^0 et γ^2 sont respectivement la matrice zero et la seconde matrice de Dirac. La conjugaison de charge ne change ni l'impulsion ($\vec{P}$), ni l'hélicité ($h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{P}}{|\vec{P}|}$, où $\vec{s}$ est le spin de la particule.) d'une particule. Elle définit la notion d'antiparticule par rapport à celle de particule.

La symétrie P

L'opérateur parité inverse les composantes droite et gauche des spineurs de Dirac :

$$P\Psi = \Psi' = \begin{pmatrix} \Psi'_L \\ \chi'_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_R \\ \Psi_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \quad (1.1.11)$$

Comme pour la symétrie C, la transformation P est définie à un facteur η_P de phase près :

$$P\Psi(x^\mu)P^{-1} = \eta_P\gamma^0\Psi(P^\mu_\nu x^\nu) = \eta_P\gamma^0\Psi(x^\mu_P) \quad (1.1.12)$$

où la notation condensée a été utilisée :

$$x^\mu = (\vec{x}, t), x^\mu_P = (-\vec{x}, t), \quad (1.1.13)$$

L'opérateur parité transforme l'impulsion en son inverse et laisse le spin invariant, transformant ainsi l'hélicité en son opposée.

La symétrie T

La troisième symétrie considérée est le renversement du temps, elle est définie comme :

$$T\Psi(x^\mu)T^{-1} = i\eta_T\gamma^1\gamma^3\Psi(x_T^\mu) \quad (1.1.14)$$

avec $x_T^\mu = (\vec{x}, -t)$. Elle transforme l'impulsion et le spin en leur inverse. L'état initial devient l'état final : $a + b \rightarrow c + d \implies c + d \rightarrow a + b$.

La symétrie CPT

Les trois symétries définies précédemment peuvent être combinées séquentiellement et donnent une des propriétés les plus intéressantes de la théorie quantique des champs : l'invariance sous la symétrie CPT. Cette propriété a été établie par le théorème éponyme [1, 2, 3]. Ce théorème répond à trois considérations :

- localité des interactions
- invariance de Lorentz (causalité)
- unitarité de la théorie (hermiticité).

Ce théorème implique dans le Modèle Standard que les masses et les temps de vie soient identiques pour les antiparticules et les particules. Par contre rien n'interdit une violation individuelle et/ou couplée des trois symétries C, P et T.

C'est d'ailleurs ce que l'on observe et que l'on veut continuer à étudier dans l'expérience LHCb, la violation de la combinaison des deux symétries C et P : la symétrie CP.

Violation de la symétrie CP

La symétrie CP est la combinaison des deux symétries C et P appliquées successivement. Elle change donc une particule en son antiparticule avec une hélicité opposée :

$$CP|\Psi(\vec{P}, h) \rangle = \eta_{CP}|\Psi(-\vec{P}, -h) \rangle \quad (1.1.15)$$

La violation de la symétrie CP a été observée pour la première fois en 1964 dans le système des Kaons [6].

L'expérience consistait à observer la désintégration de kaons neutres états propres de masse ($|K^0 \rangle$ et $|\overline{K}^0 \rangle$). Ces kaons neutres peuvent être dans deux états (combinaisons des deux états de masse) propres de CP, K_1 et K_2 :

$$\begin{aligned} |K_1^0 \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|K^0 \rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|\overline{K}^0 \rangle; [CP = +1] \\ |K_2^0 \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|K^0 \rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|\overline{K}^0 \rangle; [CP = -1] \end{aligned} \quad (1.1.16)$$

K ou $\overline{K}$ se désintègrent suivant deux modes principaux en deux pions (π^+/π^- , π^0/π^0) et deux modes en trois pions ($\pi^+/\pi^+/\pi^0$ et $\pi^0/\pi^0/\pi^0$).

Les états à deux pions sont vecteurs propres de CP avec la valeur propre +1 alors que les états avec deux pions sont vecteurs propres de CP avec la valeur propre -1. On s'attend donc à avoir les deux désintégrations

$$K_1^0 \rightarrow 2\pi \text{ / } CP = +1 \text{ /} \quad (1.1.17)$$

$$K_2^0 \rightarrow 3\pi \text{ /CP} = -1. \quad (1.1.18)$$

L'espace de phase favorise la désintégration en deux pions plutôt que celle en trois, on a donc $\tau(K_1^0) \ll \tau(K_2^0)$ (vérifié expérimentalement).

Les produits de désintégrations étaient observés suffisamment loin du point de production des Kaons pour que le faisceau ne soit composé que de K_2^0 ne donnant alors théoriquement que des désintégrations à trois pions. Or l'expérience a montré que les K_2^0 pouvaient se désintégrer en deux pions, violant ainsi la symétrie CP.

1.2 Violation CP et asymétrie matière/anti-matière

Elle fait partie des trois conditions définies par A. Sakharov pour expliquer et impliquer la prédominance de la matière sur l'antimatière de l'univers [7].

Une observation donne un rapport $p/\bar{p} \simeq 10^{-4}$ qui s'explique par la production secondaire de $\bar{p}$ dans les collisions $pp \rightarrow ppp\bar{p}$. Plus généralement, dans l'univers, une asymétrie baryonique (η) de l'ordre de 10^{-10} est observée ; elle est liée au rapport du nombre de photons et de baryons par unité de volume dans l'univers. Cette asymétrie est bien supérieure à celle prédite (10^{-20}).

Plutôt que de parler de conditions de Sakharov il est préférable d'utiliser le terme de pré-requis, car le scénario reste à être construit. Ces pré-requis sont au nombre de trois :

- violation du nombre baryonique
- violation des symétries C et CP
- évolution suivant un ensemble de processus hors-équilibre.

La première et la dernière de ces conditions sont actuellement établies mais pas la deuxième. La violation de la symétrie CP a bien été observée mais à une intensité inférieure à celle attendue pour expliquer l'asymétrie baryonique observée actuellement. La violation de CP n'a été observée que dans le domaine de l'interaction faible dans le secteur des quarks. On s'attendrait à ce qu'elle soit aussi présente dans le domaine des leptons grâce aux mesures précises effectuées sur les oscillations des neutrini.

1.2.1 La matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) et ses représentations

La violation CP déjà observée dans le système des kaons (et comme on le verra dans la section suivante dans le système des mésons B) trouve son explication dans la théorie électrofaible.

Comme on a vu précédemment (équation 1.1.7), les états de masses sont différents des états propres électrofaibles. Ils sont reliés entre eux grâce à la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [4, 5] (CKM) :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2.1)$$

où d, s et b sont les états propres de masse et d', s' et b' les états propres d'interaction.

Les termes V_{ij} de cette matrice se retrouvent dans le lagrangien électrofaible décrivant les

interactions par courant chargé des quarks :

$$L_{quarks/W^\pm} = -i\frac{g}{2} \left(\sum_{i=u,c,t} \sum_{j=d,s,b} \bar{j}_L V_{ij} \gamma^\mu W_\mu^+ i_L + \bar{i}_L V_{ij}^* \gamma^\mu W_\mu^- j_L \right). \quad (1.2.2)$$

Les amplitudes de ces interactions sont donc proportionnelles aux éléments de V_{CKM} . L'application de la transformation CP sur ce lagrangien change les termes V_{ij} en V_{ij}^* . Ce sont donc des termes complexes de V_{CKM} qui seront responsables de la violation CP.

Paramètres et conditions de Jarlskog

Jarlskog [8] a déterminé des conditions plus générales pour avoir une violation de CP. Elles imposent des contraintes sur la dégénérescence des masses des quarks de type u, d et la complexité de la matrice CKM :

$$\det[M_u, M_d] = -2FF'J \neq 0 \quad (1.2.3)$$

où M_u et M_d sont les matrices de masse de l'équation 1.1.7 et

$$F = (m_t - m_c)(m_t - m_u)(m_c - m_u)/m_t^3, \quad (1.2.4)$$

$$F' = (m_b - m_s)(m_b - m_d)(m_s - m_d)/m_b^3. \quad (1.2.5)$$

J est le paramètre de Jarlskog et est égal à :

$$J = \pm \text{Im}[V_{ij} V_{kl} V_{kj}^* V_{il}^*] \neq 0 \text{ avec } i \neq j \text{ et } l \neq k.$$

Paramétrisation de la matrice CKM

La matrice CKM peut se paramétrer de deux façons.

La première est la paramétrisation standard, sous forme du produit de trois rotations successives dans l'espace des quarks d. Ceci est la généralisation de la matrice de rotation de Cabbibo pour deux familles de quarks à trois familles de quarks :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{13}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} =$$

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.2.6)$$

où $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ et $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$, avec θ_{ij} l'angle de mélange entre deux différentes familles, et δ_{13} la phase à l'origine de la violation CP.

Le paramètre de Jarlskog dans cette paramétrisation devient alors :

$$J = c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13} \sin\delta_{13} \quad (1.2.7)$$

imposant que les angles de mélange et δ_{13} soient différents de 0 et π .

La matrice CKM est donc à priori complexe et possède $2n^2$ paramètres réels (avec n la dimension de la matrice donc le nombre de familles de quarks). L'unitarité de cette matrice

permet de réduire le nombre de paramètre(s) à n^2 . Par un choix de phase des champs des quarks, $2n-1$ phase(s) peuvent aussi être absorbées. On obtient un nombre final de paramètres indépendants égal à $(n-1)^2$ avec $\frac{1}{2}n(n-1)$ angles d'Euler et $\frac{1}{2}(n-1)(n-2)$ phases. Dans le cas $n=3$, la matrice CKM possède donc trois angles et une phase responsable de la violation CP.

Une deuxième notation est celle de Wolfenstein [9, 10]. C'est cette paramétrisation que nous utiliseront par la suite. C'est un développement des éléments de la matrice CKM en puissance de $\lambda \equiv V_{us} = \sin\theta_{12} = 0.2237$, où θ_{12} est l'angle de Cabibbo, de A avec $s_{23} \equiv A\lambda^2$ et du couple (ρ, η) où $s_{13}e^{-i\delta_{13}} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta)$:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \delta V \quad (1.2.8)$$

avec

$$\delta V = \begin{pmatrix} -\frac{1}{8}\lambda^4 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}A^2\lambda^5(1 - 2(\rho + i\eta)) & -\frac{1}{8}\lambda^4(1 + 4A^2) & 0 \\ \frac{1}{2}A\lambda^5(\rho + i\eta) & \frac{1}{2}A\lambda^4(1 - 2(\rho + i\eta)) & -\frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + O(\lambda^6). \quad (1.2.9)$$

Sous cette paramétrisation $J = A^2\lambda^6\eta(1 - \frac{\lambda^2}{2}) + O(\lambda^{10}) \sim 10^{-5}$.

La paramétrisation de Wolfenstein permet de faire apparaître une hiérarchie dans la matrice CKM. On voit que les termes diagonaux sont proches de 1 et représentent les transitions entre première et deuxième famille. Les termes de transition entre la deuxième et la troisième famille sont du même ordre de grandeur ainsi que ceux entre la première et la troisième famille. Les mesures expérimentales (à 90% de niveau de confiance [73]), confirment ces observations :

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0.9739 - 0.9751 & 0.221 - 0.227 & 0.0029 - 0.0045 \\ 0.221 - 0.227 & 0.9730 - 0.9744 & 0.039 - 0.044 \\ 0.0048 - 0.014 & 0.037 - 0.043 & 0.9990 - 0.9992 \end{pmatrix} \quad (1.2.10)$$

Les triangles d'unitarité

En supposant que la matrice CKM est unitaire avec trois familles de quarks, on a la relation suivante :

$$V_{CKM}^\dagger \cdot V_{CKM} = I = V_{CKM} \cdot V_{CKM}^\dagger. \quad (1.2.11)$$

Ceci nous amène à 12 équations qui correspondent à 12 combinaisons linéaires d'éléments de la matrice CKM : six équations de normalisation et six d'orthogonalité. Ces conditions d'orthogonalité peuvent être représentées par des triangles (de même aire : $J/2$) dans le plan complexe. Seules deux de ces six équations sont reliées à la physique des mésons B. La première de ces deux équations s'obtient à partir de la première et de la troisième colonne et concerne le système des mésons B_d^0 . La seconde s'obtient à partir de la première et de la troisième ligne et concerne les mésons B_s^0 . Ces deux relations d'unitarité sont

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.2.12)$$

$$V_{tb}V_{ub}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{td}V_{ud}^* = 0. \quad (1.2.13)$$

La représentation de ces deux équations est montrée sur la figure 1.2. On définit alors deux

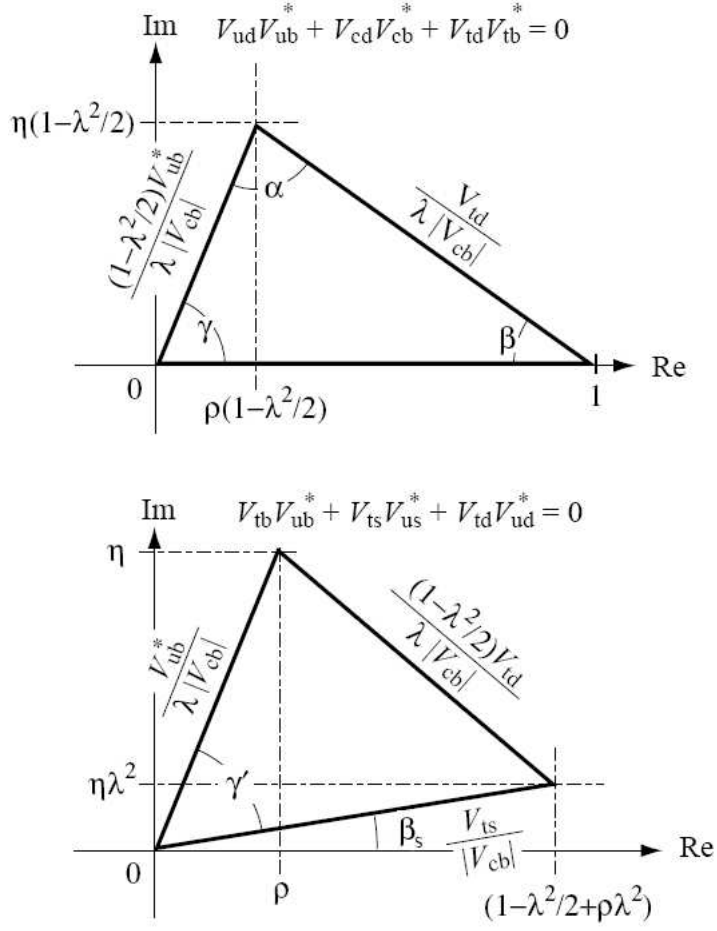


FIG. 1.2 – Deux triangles d'unitarité correspondant aux équations 1.2.12 a) et 1.2.13 b), jusqu'à l'ordre 3 en λ

nouveaux paramètres, $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$. Ils sont reliés à ρ et η par les relations suivantes :

$$\bar{\rho} = (1 - \frac{\lambda^2}{2})\rho, \quad \bar{\eta} = (1 - \frac{\lambda^2}{2})\eta. \quad (1.2.14)$$

Les trois angles du triangle dans le système des mésons B_d sont alors définis comme :

$$\alpha \equiv \phi_2 \equiv \arg(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}), \beta \equiv \phi_1 \equiv \arg(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}) \text{ et } \gamma \equiv \phi_3 \equiv \arg(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}) \quad (1.2.15)$$

Et l'angle (χ) est défini comme

$$\chi \equiv \phi_4 \equiv \arg(-\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{tb}V_{ts}^*}) \quad (1.2.16)$$

Il est seulement présent dans le système des mésons B_s^0 . On remarquera aussi la relation :

$$\alpha + \beta + \gamma = \pi \text{ (modulo } 2\pi). \quad (1.2.17)$$

On déduit des équations 2.10 précédentes les relations suivantes :

$$\sin(2\alpha) = \frac{2\bar{\eta}(\bar{\eta}^2 + \bar{\rho}^2 - \bar{\rho})}{(\bar{\eta}^2 + \bar{\rho}^2)((1 - \bar{\rho}^2)^2 + \bar{\eta}^2)}, \quad (1.2.18)$$

$$\sin(2\beta) = \frac{2\bar{\eta}(1 - \bar{\rho})}{(1 - \bar{\rho}^2) + \bar{\eta}^2} \quad (1.2.19)$$

$$\sin(2\gamma) = \frac{2\bar{\eta}\bar{\rho}}{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2}. \quad (1.2.20)$$

De la même façon on peut déduire les relations entre cotés du triangle :

$$R_b \equiv \left| \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| = (1 - \frac{\lambda^2}{2}) \left| \frac{V_{ub}^*}{V_{cb}^*} \right|, R_t \equiv \left| \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{td}}{V_{cb}} \right| \quad (1.2.21)$$

1.3 Violation de CP dans le domaine des mésons B

La violation de la symétrie CP a été découverte en 1964 dans le domaine des Kaons [6] et en 1999 dans le domaine des mésons B dans les expériences Babar et Belle [11, 12].

Les mésons B sont des états liés d'un quark b (ou $\bar{b}$) avec un des autres quarks. Ils furent découverts par les expériences CUSB et CLEO en 1981 [13, 14, 15]. Dans le tableau 1.3 sont représentés quelques uns de ces mésons avec certaines de leurs propriétés.

Comme dans le domaine des kaons, les états neutres des mésons B ($|B^0 >$ et $|\bar{B}^0 >$) ne sont

Mésons	Masse (MeV/ c^2)	Durée de vie (ps)
B_u^+ ($\bar{b}u$)	5279.0 ± 0.5	1.671 ± 0.018
B_d^0 ($\bar{b}d$)	5279.4 ± 0.5	1.536 ± 0.014
B_s^0 ($\bar{b}s$)	5369.0 ± 2.4	1.461 ± 0.057
B_c^+ ($\bar{b}c$)	6276.0 ± 0.4	$0.46^{+0.18}_{-0.16}$

TAB. 1.3 – Masse et durée de vie de différents mésons B [73]

pas vecteurs propres de l'hamiltonien H. Les états propres de H sont des combinaisons de ces deux états :

$$\begin{aligned} |B_1^0 > &= \alpha |B^0 > + \beta |\bar{B}^0 >; [CP = +1] \\ |B_2^0 > &= \alpha |B^0 > - \beta |\bar{B}^0 >; [CP = -1] \end{aligned} \quad (1.3.1)$$

avec $\alpha^2 + \beta^2 = 1$, α et β représentent le taux de mélange des états neutres.

Cet hamiltonien (non hermitien) se décompose en deux parties : $H = M - \frac{i}{2}\Gamma$. M est la matrice de masse et Γ la matrice de désintégration. Contrairement à l'hamiltonien chacune de ces matrices est hermitienne.

Plus généralement on écrit l'équation dépendante du temps :

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \mathbf{X} = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21}^* & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}. \quad (1.3.2)$$

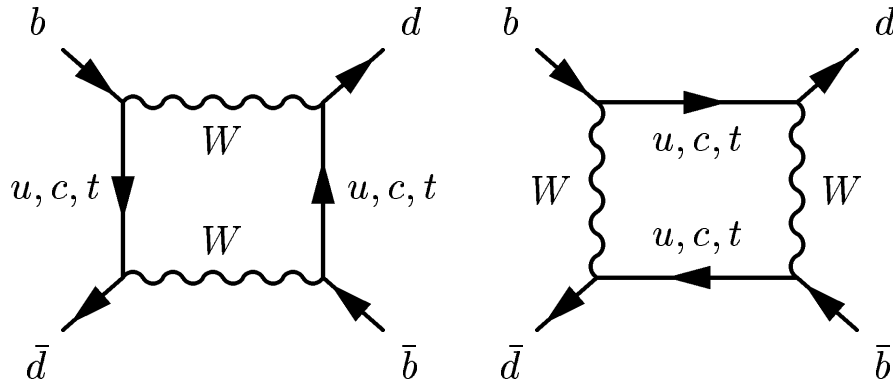


FIG. 1.3 – Diagrammes en boîte du mélange $B_q^0 - \overline{B}_q^0$ avec $q = s$ ou d .

Cette équation se simplifie grâce au principe d'invariance de la symétrie CPT, on a $M_{11} = M_{22} = M$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$. On obtient une relation entre les valeurs propres :

$$\frac{\alpha}{\beta} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}. \quad (1.3.3)$$

Les équations d'évolution en fonction du temps s'écrivent alors :

$$|X_{1,2}(t)\rangle = |X_{1,2}\rangle e^{-i(M_{1,2} - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2})t}, \quad (1.3.4)$$

ou $M_{1,2}$ et $\Gamma_{1,2}$ sont respectivement la masse et la largeur de désintégration des deux états X^1 et X^2 .

On peut réécrire ces équations pour les deux états X^0 et $\overline{X}^0$:

$$\begin{aligned} |X^0(t)\rangle &= f_+(t)|X^0\rangle + \frac{\alpha}{\beta}f_-(t)|\overline{X}^0\rangle \\ |\overline{X}^0(t)\rangle &= f_+(t)|\overline{X}^0\rangle + \frac{\beta}{\alpha}f_-(t)|X^0\rangle \end{aligned} \quad (1.3.5)$$

avec $|f_{\pm}(t)|^2 = \frac{1}{4}[e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} \pm 2e^{-\overline{\Gamma}t} \cos(\Delta M t)]$ où $\overline{\Gamma} = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}$ et $\Delta M = M_2 - M_1$.

Les probabilités d'oscillation peuvent alors être déduites des équations 1.3.5 :

$$\begin{aligned} P(X^0 \rightarrow X^0 : t) &= |\langle X^0 | X^0(t) \rangle|^2 = |f_+|^2 = P(\overline{X}^0 \rightarrow \overline{X}^0 : t) \\ P(X^0 \rightarrow \overline{X}^0 : t) &= |\langle \overline{X}^0 | X^0(t) \rangle|^2 = \left|\frac{\beta}{\alpha}f_-\right|^2 \\ P(\overline{X}^0 \rightarrow X^0 : t) &= |\langle X^0 | \overline{X}^0(t) \rangle|^2 = \left|\frac{\alpha}{\beta}f_-\right|^2 \end{aligned} \quad (1.3.6)$$

Ces transitions $B^0 \Leftrightarrow \overline{B}^0$ sont dues à l'interaction faible, Elles sont représentées par des diagrammes en boîte de la figure 1.3.

1.3.1 Les trois violations CP

Il existe trois formes de violation de la symétrie CP dans les expressions de probabilité 1.3.6 : violation CP directe, dans le mélange et dans l'interférence.

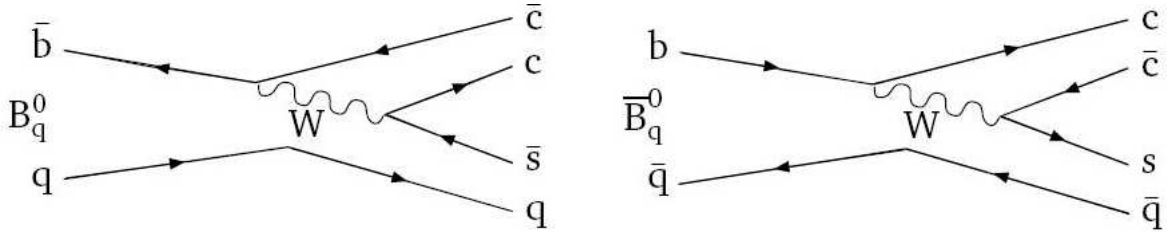


FIG. 1.4 – Diagrammes de violation directe de la violation CP si les deux amplitudes de désintégration sont différentes.

Violation de CP directe

Elle se manifeste dans les systèmes des mésons chargés ou neutres, états propres de CP (pour les mésons chargés, c'est la seule voie de violation possible). Elle exprime la différence de probabilité entre les deux canaux $B \rightarrow F$ et $\bar{B} \rightarrow \bar{F}$. On définit alors le paramètre d'asymétrie comme :

$$a_{cp} = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{F}) - \Gamma(B \rightarrow F)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{F}) + \Gamma(B \rightarrow F)}, \quad (1.3.7)$$

où Γ représente la largeur de désintégration de la particule B vers l'état final F. On écrit ce rapport en fonction des amplitudes de probabilité :

$$a_{cp} = \frac{|A(\bar{B} \rightarrow \bar{F})|^2 - |A(B \rightarrow F)|^2}{|A(\bar{B} \rightarrow \bar{F})|^2 + |A(B \rightarrow F)|^2}. \quad (1.3.8)$$

L'asymétrie est représentée sur la figure 1.4.

Violation de CP dans le mélange

La violation de CP apparaît dans l'équation 1.3.6 avec le terme $|\frac{\alpha}{\beta}|$, si ce rapport est différent de 1. Les deux particules B et $\bar{B}$ sont alors de masse et/ou de temps de vie différents, ce qui expérimentalement est mesurable mais n'a pas encore été mis en évidence. La valeur actuelle est de [19] :

$$|\frac{\alpha}{\beta}| = 1.0003 \pm 0.0035. \quad (1.3.9)$$

On s'attend dans le Modèle Standard à un effet d'ordre de 10^{-3} et 10^{-4} pour respectivement les systèmes des mésons B_d et B_s [20].

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

Ce type de violation de CP intervient quand deux états initiaux B et $\bar{B}$ se désintègrent vers le même état final F. Il existe deux productions possibles de l'état final F : soit la désintégration directe de B vers F, soit l'oscillation de B vers $\bar{B}$ se désintégrant vers F. Le paramètre d'asymétrie s'écrit alors :

$$a_{cp}(t) = \frac{|A(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{F})|^2 - |A(B^0(t) \rightarrow F)|^2}{|A(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{F})|^2 + |A(B^0(t) \rightarrow F)|^2}. \quad (1.3.10)$$

En prenant l'hypothèse $\frac{\alpha}{\beta} = 1$ (car comme on l'a vu auparavant cette hypothèse est vérifiée expérimentalement) et $\Delta\Gamma = 0$ ($\Delta\Gamma = \Gamma_1 - \Gamma_2$). Cette dernière hypothèse n'est valable que pour les mésons B_d^0 l'équation 1.3.10 peut se réécrire comme :

$$a_{CP} = a_f^{dir} \cos(\Delta mt) + a_f^{mix} \sin(\Delta mt) \quad (1.3.11)$$

où

$$a_f^{dir} = \frac{|\lambda_f|^2 - 1}{|\lambda_f|^2 + 1} \quad \text{et} \quad a_f^{mix} = \frac{2\text{Im}(\lambda_f)}{|\lambda_f|^2 - 1}. \quad (1.3.12)$$

a_f^{dir} paramétrise la violation de CP directe et a_f^{mix} la paramétrise dans l'interférence entre les désintégrations avec ou sans mélange; elle est représentée sur la figure 1.5. L'équation 1.3.12 nous montre que toute l'information relative à la violation de CP est contenue dans le paramètre λ_f .

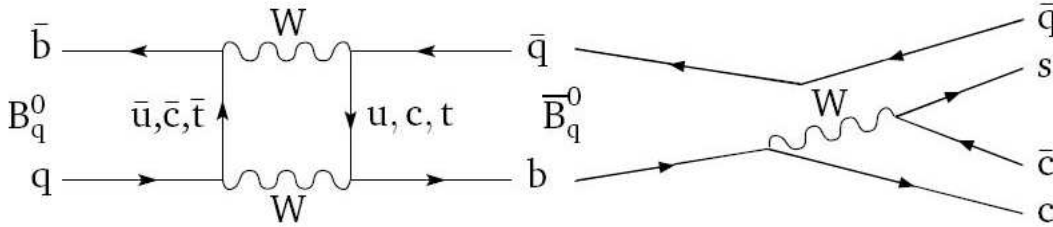


FIG. 1.5 – Diagrammes de violation CP dans l'interférence.

1.3.2 Premières observations de la violation de CP

Les premières observations de ces oscillations dans le secteur des mésons B_d^0 furent obtenues par les expériences UA1 et ARGUS [17, 18] en 1987, dans les canaux semi-leptoniques. Depuis, de nombreuses mesures ont été faites par les expériences ALEPH, BABAR, BELLE, CDF, DELPHI, D0 et OPAL [73]. Ce sont les expériences BABAR et BELLE qui ont donné les valeurs les plus précises à ce jour :

$$\Delta m_d = (0.507 \pm 0.004) ps^{-1} [21] \quad (1.3.13)$$

Le secteur des mésons B_s^0 est en dehors du domaine de production de BaBar et Belle qui opèrent à la résonance $\Upsilon(4s)$. CDF et D0 au Tevatron ont pu donner une mesure :

$$\Delta m_s = (17.77 \pm 0.1 \pm 0.07) ps^{-1} [30] \quad (1.3.14)$$

1.3.3 État actuel de nos connaissances du triangle et prospectives avec LHCb

Le programme de physique de LHCb a pour but de mesurer les angles et les côtés du triangle CKM avec une grande précision. L'état de nos connaissances actuelles est montré sur la figure 1.6 par le groupe CKMFitter [21]. Ceci nous permet d'extraire les paramètres du triangle CKM avec les valeurs suivantes :

Paramètre	Canal(ux)	Valeur actuelle
$ V_{ud} $	désintégrations β des nuclear/pion/neutron	0.97377 ± 0.00027
$ V_{us} $	$K \rightarrow \pi l \nu_l$	0.2257 ± 0.0021
$ V_{ub} $	$B \rightarrow \pi l \bar{\nu}_l$	$(4.10 \pm 0.03 \pm 0.39) \times 10^{-3}$
$ V_{cb} (incl.)$	$B \rightarrow X l \bar{\nu}_l$	$(41.70 \pm 0.70 \times 10^{-3})$
$ V_{cb} (excl.)$	$B \rightarrow D^* l \bar{\nu}_l$	$(39.7 \pm 2.0 \times 10^{-3})$
$ V_{ts} (V_{ts} V_{tb}^*)$	$B \rightarrow X_s \gamma$	$ V_{ts} V_{tb}^* = 0.047 \pm 0.008$
$ \epsilon_K $	mélange $K^0 \bar{K}^0$, violation CP indirecte et directe	$(2.221 \pm 0.008) \times 10^{-3}$
Δm_d	oscillations de $B^0 \bar{B}^0$	$(0.507 \pm 0.004) ps^{-1}$
Δm_s	oscillations de $B_s^0 \bar{B}_s^0$	$17.77 \pm 0.1 \pm 0.07 ps^{-1}$
$\sin(2\beta)_{[c\bar{c}]}$	$b \rightarrow c c \bar{s}$	0.672 ± 0.023
$\sin(2\alpha)$	$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \rho^\pm \pi^\pm et \rho^+ \rho^-$	$(100_{-9}^{+15})^\circ$
γ	$B^+ \rightarrow D K^+$	$(62_{-25}^{+35})^\circ$
$2\beta + \gamma$	$\bar{b} \rightarrow \bar{c}(u\bar{d}), \bar{u}(c\bar{d})$	$\gamma = 71_{-20}^{+19}$

TAB. 1.4 – Table récapitulative des paramètres, des canaux associés ainsi que des valeurs actuelles servant à contraindre le triangle CKM [21].

- $A = 0.795_{-0.015}^{+0.025}$,
- $\lambda = 0.2252 \pm 0.0008$,
- $\bar{\rho} = 0.135_{-0.016}^{+0.033}$ et
- $\bar{\eta} = 0.345_{-0.018}^{+0.015}$.

A ces mesures s'ajoute un paramètre ($|\epsilon_K|$), obtenu dans le système des kaons neutres et chargés. Ce paramètre contraint le sommet du triangle CKM mais reste avec de grandes incertitudes. La prédiction du MS pour m_K (qui est, comme dans le système des mésons B, la différence de masse entre les deux états de masse K_L^0 et K_S^0) est mal déterminée dû aux effets à longue distance entrant dans les amplitudes de mélange.

Une liste exhaustive d'autres paramètres pouvant être mesurés et servant à contraindre le triangle CKM sont résumés dans la table 1.4.

Une remarque importante concerne la mesure de l'angle γ . Cete mesure peut être obtenue de manière directe ou indirecte. La façon indirecte nous donne le meilleur intervalle d'erreur mais la mesure directe sera déterminée précisément dans LHCb et la confrontation entre mesure directe et indirecte pourrait mettre en évidence des signes de nouvelle physique.

1.4 Extraction des angles du triangle d'unitarité

L'extraction des angles β et χ sont l'objet d'étude des deux canaux d'analyse étudiés dans cette thèse et vont être développés dans les chapitres traitant de ces analyses. L'extraction des deux autres angles du triangle CKM, γ et α est brièvement résumée.

Les quatre angles du triangle CKM s'extrait de manière différente pour chacun d'eux à travers plusieurs canaux d'analyse, certains canaux donnent une mesure plus directe et plus "pure" dans le modèle électrofaible, on parle de "canal en or".

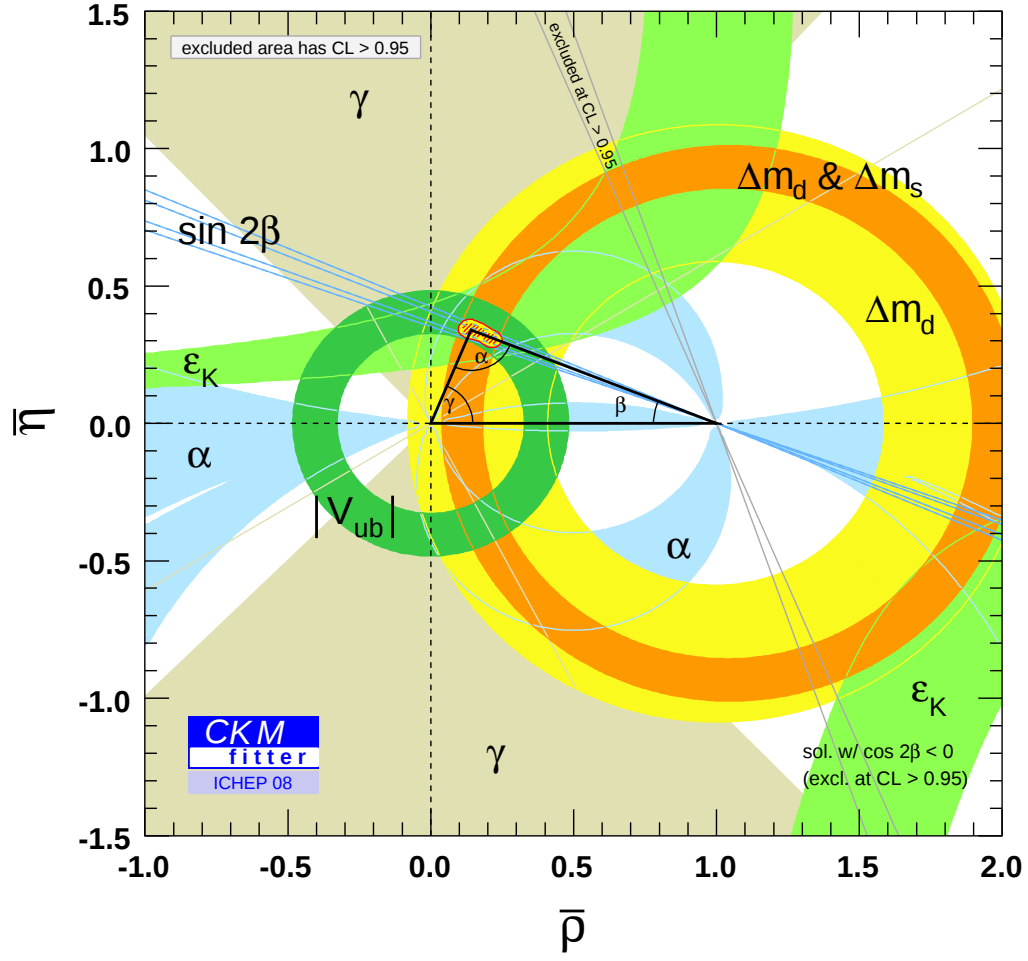


FIG. 1.6 – Triangles d'unitarité correspondant au système des mésons B_d^0 dans le plan complexe. Il a été recentré sur $(0,0)$, $(1,0)$ et $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ avec les contraintes expérimentales. Figure tirée de [21]

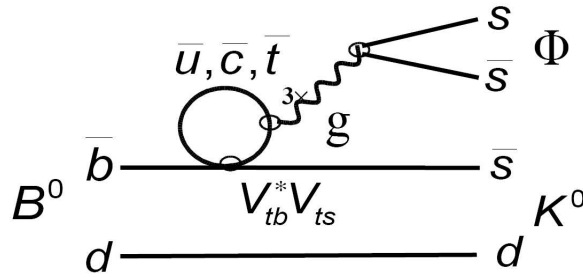


FIG. 1.7 – Exemple d'un diagramme pingouin.

1.4.1 Extraction de l'angle β

En fonction des diagrammes qui contribuent différentes informations peuvent être extraites de la mesure de l'asymétrie d'un canal : étude du modèle électrofaible ou sensibilité à de la nouvelle physique.

Dans le premier cas on s'orientera vers l'étude des canaux ayant une phase forte petite et donc des processus pingouins (décrit plus bas) le plus inexistant possibles, ce sont pour la mesure des éléments de la matrice CKM des canaux "en or". L'étude des canaux contenant des diagrammes pingouins, des diagrammes en boîte est aussi faite mais les incertitudes dues à la méconnaissance des processus QCD adjacents sont à quantifier. Dans le deuxième cas la mesure de ces canaux pourra être un indicateur de nouvelle physique. Les diagrammes pingouins sont des diagrammes en boucle avec émission de gluon comme on peut le voir sur la figure 1.7.

Dans le canal "en or"

Actuellement l'angle le mieux mesuré est l'angle β : $\sin(2\beta)_{[c\bar{c}]} = 0.675 \pm 0.026$. Le canal "en or" pour cette mesure est le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ qui peut être produit par les diagrammes de fig 1.8 [44].

Ce canal est un état propre de CP, avec la valeur propre -1. En effet, en négligeant la violation CP indirecte dans le système des Kaons neutres, J/ψ et K_s^0 sont des états propres de CP avec les valeurs propres +1 et ces mésons sont produits avec un moment angulaire $L = 1$. On a donc :

$$CP(J/\psi K_s^0) = CP(J/\psi)CP(K_s^0)(-1)^L = (+1)(+1)(-1)^1 = -1. \quad (1.4.1)$$

On voit sur la figure 1.8 que le quark d est spectateur et donc que la désintégration correspond à la transition $\bar{b} \rightarrow c\bar{c}s$.

L'amplitude du diagramme en arbre de la figure 1.8 (en haut à gauche) est égale à $AV_{cb}^*V_{cs}$ où A est l'amplitude dont on a extrait les paramètres de la matrice CKM. La contribution du diagramme pingouin gluonique (en haut à droite) comprend au moins deux gluons car l'état final $c\bar{c}$ doit être un singlet de couleur. Les autres diagrammes pingouins sont supprimés par un facteur de boucle, ces deux diagrammes s'annulent à l'ordre de $10^{-3} - 10^{-4}$ [69]. De plus le diagramme pingouin avec un quark u dans la boucle est supprimé de Cabbibo (intervient un terme en λ^4), celui avec le quark c n'apporte aucune phase faible et celui avec le quark t comporte une phase faible qui est supprimée de Cabbibo. Négliger toutes ces contributions amène à une erreur de l'ordre de 1% entre les quantités mesurées et théoriques. On obtient

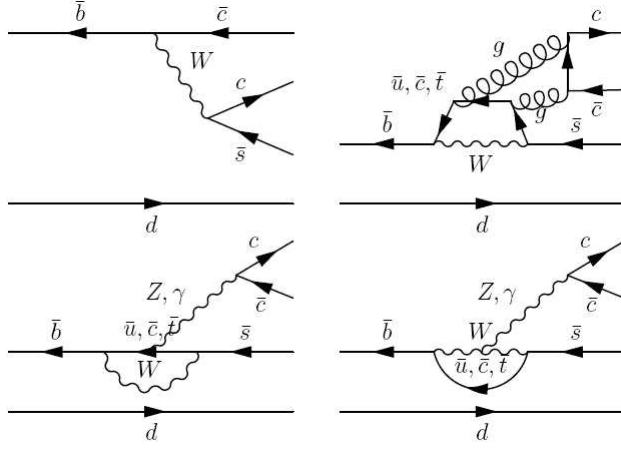


FIG. 1.8 – Diagrammes de Feynman contribuant à la désintégration $\bar{b} \rightarrow c\bar{c}s$

alors pour ce canal [22]

$$\lambda_{B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0} = -\text{sign}(B_B) \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \frac{V_{us}^* V_{ud}}{V_{us} V_{ud}^*} \frac{V_{cb}^* V_{cs}}{V_{cb} V_{cs}^*} \quad (1.4.2)$$

où $\text{sign}(B_B)$ est le rapport entre les contributions à petite distance du mélange B^0 - $\bar{B}^0$ et leur valeur dans l'approximation de l'insertion du vide.

$B_B = 1.10 \pm 0.15$ [23], calculé par des méthodes de QCD sur réseau. On obtient grâce aux équations 2.10

$$\lambda_{B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0} = -e^{-2i(\beta - \chi')} \quad (1.4.3)$$

où

$$\chi' \equiv \arg\left(-\frac{V_{us} V_{ud}^*}{V_{cs} V_{cd}^*}\right) \approx A^2 \lambda^4 \eta. \quad (1.4.4)$$

Or on voit que dans 1.4.3 $|\lambda_{B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0}| = 1$, on a donc pas de violation de CP directe. χ' peut être négligé on obtient finalement 1.3.12 :

$$A_{CP}(t) = \sin(2\beta) \sin(\Delta m_d t) \quad (1.4.5)$$

avec $\Delta m_d = (0.507 \pm 0.005) \text{ps}^{-1}$.

La mesure de l'asymétrie permet de mesurer $\sin(2\beta)$ mais pas de différencier entre les quatre solutions β : $\frac{\pi}{2} - \beta$, $\pi + \beta$ et $\frac{3\pi}{2} - \beta$. Pour lever cette ambiguïté la mesure de $\cos(2\beta)$ nécessaire a été faite par BABAR [24] dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^*$ par une analyse angulaire dépendante du temps :

$$\cos(2\beta) = +2.72_{-0.79}^{+0.50} \pm 0.27, \quad (1.4.6)$$

ce qui exclu une valeur négative de $\cos(2\beta)$ à 89% de niveau de confiance. Plus de données nous permettrons de lever l'ambiguïté entre les valeurs $\frac{\pi}{2} - \beta$, $\frac{3\pi}{2} - \beta$ et β . D'autres canaux existent pour déterminer l'angle β mais les contributions des diagrammes pingouins ou en boîte ne sont plus négligeables. Parmi eux le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ qui sera développé ici.

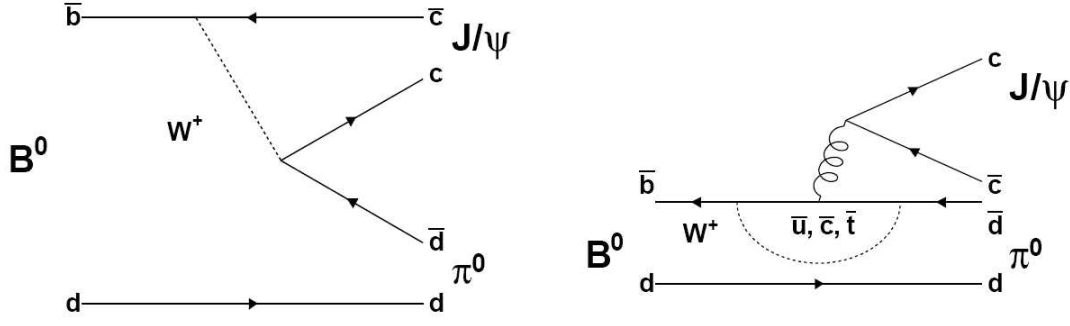


FIG. 1.9 – Gauche : diagramme en arbre supprimé de couleur. Droite : diagramme pingouin gluonique.

1.4.2 Asymétries du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$

Le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ est état propre de CP avec la valeur propre -1 :

$$CP(J/\psi \pi^0) = CP(J/\psi)CP(\pi^0)(-1)^L = (+1)(+1)(-1)^1 = -1. \quad (1.4.7)$$

Il est supprimé de couleur et de Cabbibo par $b \rightarrow c\bar{c}d$. De plus les contributions des diagrammes en arbre de ce canal ont les mêmes phases faibles que pour les canaux en $b \rightarrow c\bar{c}s$, mais par contre les phases faibles des contributions pingouins de $b \rightarrow c\bar{c}d$ diffèrent de celles des diagrammes à l'arbre. Les diagrammes en arbre et pingouins sont représentés sur la figure 1.9.

La transition $b \rightarrow c\bar{c}d$ peut se faire soit par $b \rightarrow c$ dans le diagramme en arbre soit par $b \rightarrow d$ dans le diagramme pingouin.

L'amplitude pour la transition $b \rightarrow d$ à l'arbre s'écrit :

$$A_{b \rightarrow d}(\text{arbre}) = AV_{cb}V_{cd}^* = \mathcal{O}(\lambda^3). \quad (1.4.8)$$

Et celle pour la transition $b \rightarrow d$ pingouin s'écrit :

$$\begin{aligned} A_{b \rightarrow d}(\text{pingouin}) &= P_u V_{ub}V_{ud}^* + P_c V_{cb}V_{cd}^* + P_t V_{tb}V_{td}^* \\ &= (P_c - P_u)V_{cb}V_{cd}^* + (P_t - P_u)V_{tb}V_{td}^* \\ &= \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3). \end{aligned} \quad (1.4.9)$$

Pour passer de la première à la deuxième ligne les relations d'unitarité ont été utilisées. On peut ainsi voir que les diagrammes pingouins n'ont pas de phase faible dominante.

L'amplitude totale s'écrit alors :

$$A_{tot} = (A + F_c - F_u)V_{cb}V_{cd}^* + (F_t - F_u)V_{tb}V_{td}^*. \quad (1.4.10)$$

L'asymétrie

$$a_{cp}(t) = \frac{|A(\overline{B^0}(t) \rightarrow F)|^2 - |A(B^0(t) \rightarrow F)|^2}{|A(\overline{B^0}(t) \rightarrow F)|^2 + |A(B^0(t) \rightarrow F)|^2} \quad (1.4.11)$$

devient

$$a_f(t) = C_f \cos(\Delta m t) + S_f \sin(\Delta m t) \quad (1.4.12)$$

En l'absence des diagrammes en boucles, les deux coefficients représentant l'asymétrie CP, S (interférence entre le mélange et la désintégration) et C (asymétrie CP directe) sont respectivement égaux à $S = -\sin(2\beta)$ et $C = 0$. Avec les diagrammes pingouins S et C sont définis comme :

$$C_f = \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2} \quad \text{et} \quad S_f = \frac{2\text{Im}\lambda_f}{1 + |\lambda_f|^2}, \quad (1.4.13)$$

avec

$$\lambda_f = \eta_{CP}(J/\psi\pi^0) \frac{\bar{A}_{tot}}{A_{tot}} \frac{\alpha}{\beta} \quad (1.4.14)$$

Dans notre cas $\frac{\alpha}{\beta}$ ne dépend que de l'oscillation des mésons B,

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*}. \quad (1.4.15)$$

1.4.3 Valeurs actuelles du rapport de branchement, C et S

La mesure la plus précise du rapport de branchement (BR) du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ vient de la valeur combinée des expériences BABAR et BELLE [73] :

$$B(B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0) = (2.05 \pm 0.24(stat) \pm 0.07(syst)) \times 10^{-5}. \quad (1.4.16)$$

Les coefficients C et S ne prennent en compte aucune contribution pingouin ni de déviation de $\sin(2\beta)$ par rapport aux mesures d'autres canaux [72] :

$$\begin{aligned} C_{J/\psi\pi^0}(BABAR) &= -0.20 \pm 0.19(stat) \pm 0.03(syst) \\ C_{J/\psi\pi^0}(BELLE) &= -0.08 \pm 0.16(stat) \pm 0.05(syst) \\ S_{J/\psi\pi^0}(BABAR) &= -1.23 \pm 0.21(stat) \pm 0.04(syst) \\ S_{J/\psi\pi^0}(BELLE) &= -0.65 \pm 0.21(stat) \pm 0.05(syst) \end{aligned} \quad (1.4.17)$$

Les mesures faites indépendamment par les deux expériences sont compatibles (voir figure 1.10).

S et C sont aussi représentés dans un plan sur la figure 1.11. Les mesures des deux expériences BaBar et Belle sont en accord, leur précision ne permet pas de mesurer une éventuelle déviation par rapport au Modèle Standard pour lequel on attend, en négligeant les contributions pingouins, $C=0$, $S=-0.675 \pm 0.026$. On peut présenter les mesures des contributions pingouins dans les différents diagrammes et leur écart par rapport à leur valeur théorique, montrant qu'il n'y a pas de déviation par rapport au modèle standard (figure 1.12).

C'est cette mesure qui a été la plus contrainte par les expériences Babar et Belle, on peut voir sur la figure 1.13, l'évolution de la mesure de cet angle en fonction de l'année. L'angle β était contraint avant 1999 par les expériences ALEPH et CDF puis BaBar et Belle grâce à leur nombre important de paires $B\bar{B}$ la valeur actuelle mesurée par ces deux expériences est :

$$\sin(2\beta) = 0.672 \pm 0.023. \quad (1.4.18)$$

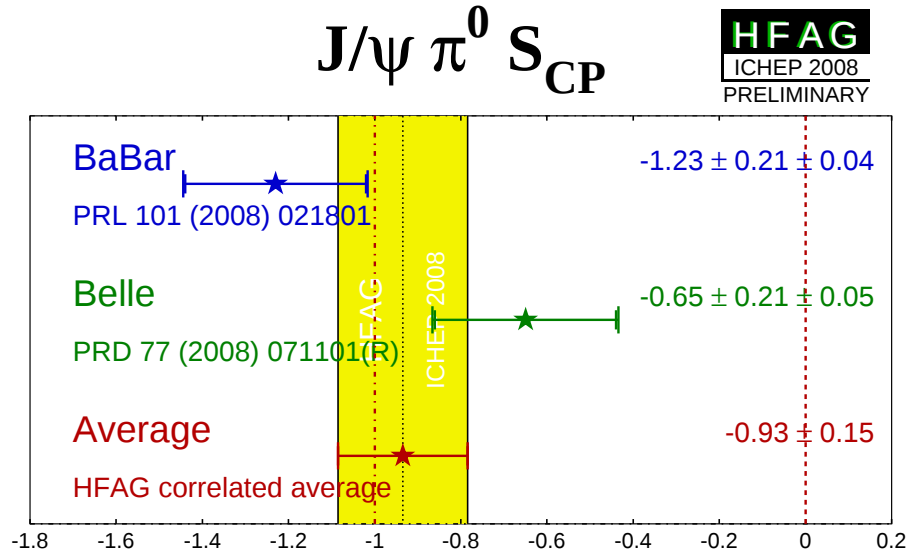
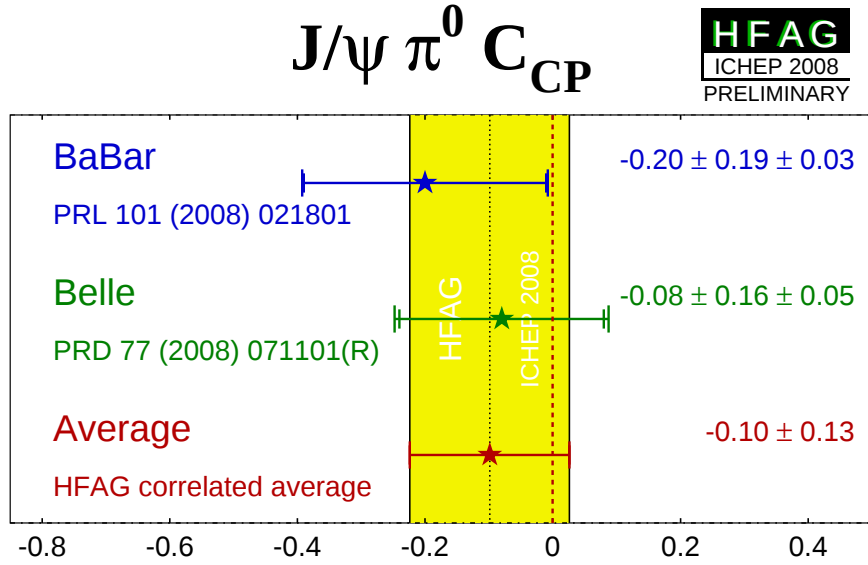


FIG. 1.10 – Mesures expérimentales des coefficients C et S pour les deux expériences *BABAR* et *BELLE* et la valeur moyenne. Graphique tiré de [72]

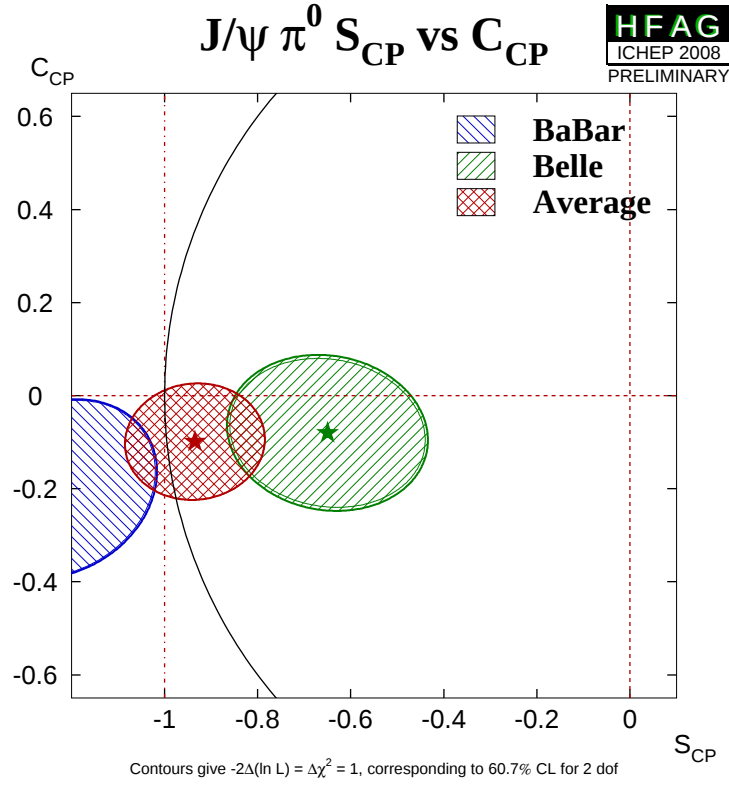


FIG. 1.11 – Mesures expérimentales des coefficients C et S pour les deux expériences *BABAR* et *BELLE* et la valeur moyenne. Graphique tiré de [72].

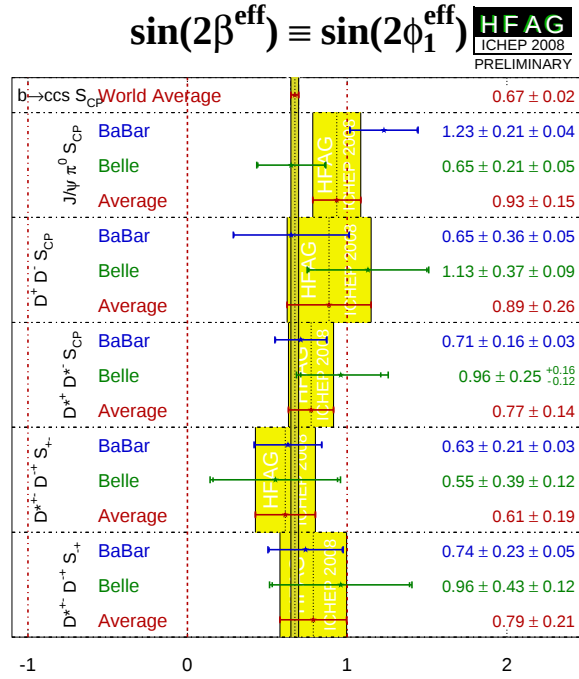


FIG. 1.12 – Contribution penguin pour différents canaux servant à la mesure de l'angle β .

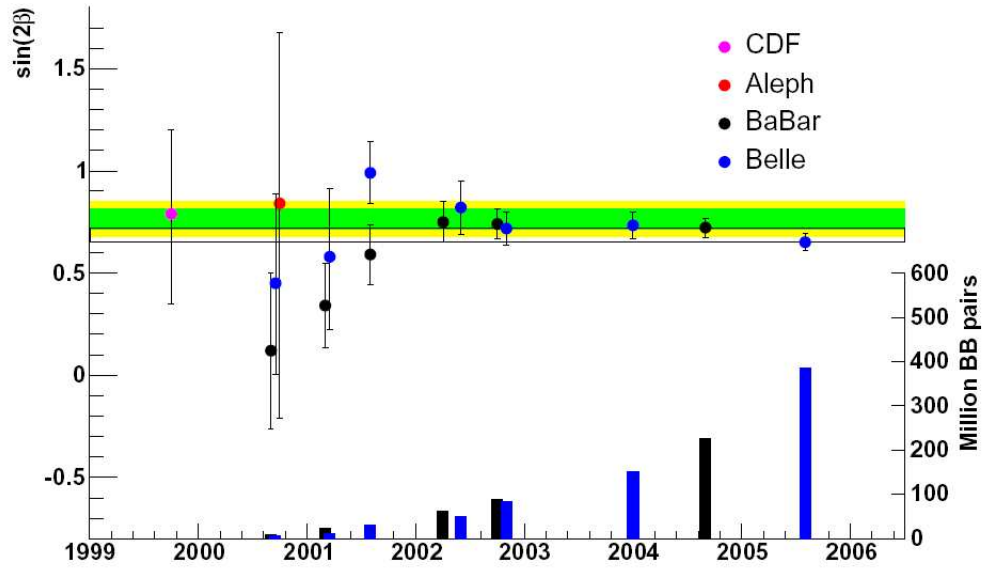


FIG. 1.13 – Evolution de la mesure de l'angle β en fonction des années, depuis le début des expériences BaBar et Belle en 1999.

1.4.4 Extraction de l'angle α

L'angle α peut s'extraire de deux façons différentes : par les analyses en deux corps ou par la méthode de Snyder et Quinn [25].

Les analyses en deux corps utilisent les canaux $B^0 \rightarrow \pi\pi$, $B^0 \rightarrow \rho\rho$ et $B^0 \rightarrow \rho\pi$ via la désintégration du quark $b \rightarrow u\bar{u}d$. Bien que ces deux canaux soient entachés d'incertitudes dues aux diagrammes pingouins (30% dans le premier canal) et par le fait que le deuxième canal n'est pas un état propre de CP pur les collaborations BABAR et BELLE fournissent la valeur [26] à 3 sigma :

$$\alpha = (91.0_{-8.4}^{+19.6})^0 \quad (1.4.19)$$

Une deuxième manière d'extraire α est par l'analyse du corrélogramme de Dalitz dépendant du temps par la méthode de Quinn et Snyder, pour les canaux à trois corps comme $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Cette méthode donne une mesure de α [25] :

$$\alpha = (102.1_{-19.0}^{+8.9})^0. \quad (1.4.20)$$

1.4.5 Extraction de l'angle gamma

Les méthodes de mesure de l'angle γ s'appuient sur les interférences entre les transitions $b \rightarrow c\bar{u}s$ et $b \rightarrow u\bar{c}s$.

Là aussi des mesures basées sur l'analyse de Dalitz sont effectuées dans les désintégrations $B^\pm \rightarrow D^{(*)}K^\pm$ avec D se désintégrant en $K_s^0\pi^+\pi^-$. La combinaison de BABAR et Belle nous donnant [27] :

$$\gamma = (62_{-25}^{+35})^0. \quad (1.4.21)$$

de manière directe. C'est à dire sans prendre en compte les mesures sur les autres angles afin de contraindre le sommet du triangle CKM.

1.4.6 Extraction de l'angle β_s

L'angle β_s est défini comme

$$\beta_s \equiv \chi \equiv \arg\left[\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{tb}V_{ts}^*}\right] \approx \lambda^2\eta + O(\lambda^4) \approx \arg(V_{ts}) - \pi \quad (1.4.22)$$

dans la notation de Wolfenstein étendue à la puissance 6 en λ (angle de Cabibbo : $\lambda = \sin(\theta_c)$). Cet angle devrait être faible d'après les prévisions du modèle standard ($\sim (-0.02 \pm 0.005)\text{rad}$ [81]), d'où la nécessité d'un appareillage dédié pour atteindre cette précision.

Le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$ est représenté sur la figure 1.14. Il se désintègre par le processus $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{c}s$ et l'état $J/\psi\eta$ est un état propre de CP avec la valeur propre CP=+1.

Contrairement au canal étudié précédemment, la contribution majeure est le diagramme en arbre supprimé de couleur, les autres n'intervenant qu'avec des couplages de deux ordres de grandeur inférieurs. La présence des diagrammes en boîte (voir figure 1.14) offre un espace aux contributions de nouvelle physique.

L'asymétrie CP dépendante du temps peut alors s'écrire en prenant en compte les désintégrations avec et sans-mélange (voir figure 1.14) :

$$A_{CP}(t) \equiv \frac{\Gamma(\bar{B}_s^0(t) \rightarrow J/\psi\eta) - \Gamma(B_s^0(t) \rightarrow J/\psi\eta)}{\Gamma(\bar{B}_s^0(t) \rightarrow J/\psi\eta) + \Gamma(B_s^0(t) \rightarrow J/\psi\eta)} = \frac{\sin(2\beta_s)\sin(\Delta M_s t)}{\cosh(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}) - \cos(2\beta_s)\sinh(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2})}, \quad (1.4.23)$$

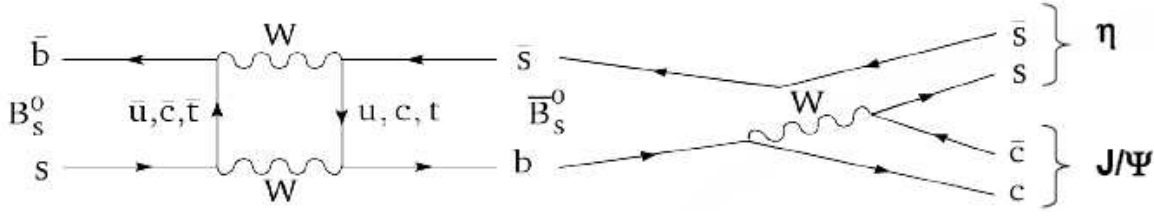


FIG. 1.14 – Représentation de Feynman de la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta$ par la transition $\bar{c}c\bar{s}$. A gauche est représentée l'oscillation $B_s^0/\bar{B}_s^0$. A droite le diagramme à l'arbre.

où ΔM_s et $\Delta \Gamma_s$ sont les différences de masse et de largeur des deux états propre B_{sH}^0 et B_{sL}^0 (H pour "Heavy" et L pour "Light"). Le terme $\Delta \Gamma_s$ ne peut plus être négligé comme dans le cas des mésons B_d^0 où

$$\frac{\Delta \Gamma_d}{\Gamma_d} \approx 0.5\% \text{ mais } \frac{\Delta \Gamma_s}{\Gamma_s} \approx 15\%. \quad (1.4.24)$$

β_s peut se décomposer en

$$\beta_s \equiv \beta_{s,SM} + \beta_{s,NP}, \quad (1.4.25)$$

où $\beta_{s,SM}$ est la valeur prédite par le modèle standard et $\beta_{s,NP}$ une éventuelle contribution de nouvelle physique. Or comme on l'a vu plus haut la valeur prédite par le Modèle Standard pour β_s est de

$$\beta_s = 0.04 \pm 0.01, \quad (1.4.26)$$

l'observation d'une asymétrie plus grande que 10% pourra donc être une indication de nouvelle physique. Cet angle a été mesuré pour la première fois par les collaborations CDF et D0 dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ et donne $0.28 < \beta_s < 1.29 @ 68\% \text{CL}$ [78] et [79]. Résultat encourageant pour observer de la nouvelle physique.

Les valeurs de Δm_s et de $\Delta \Gamma_s$ ont aussi été mesurées dans CDF et D0 :

$$\Delta m_s = (17.77 \pm 0.1 \pm 0.07) ps^{-1} [30] \quad (1.4.27)$$

$$\Delta \Gamma_s = (0.076 \pm 0.063 \pm 0.006) ps^{-1} [77] \quad (1.4.28)$$

1.4.7 Sensibilités attendues dans LHCb

Après un an de prise de données dans des conditions optimales, LHCb devrait atteindre une luminosité intégrée de $2 fb^{-1}$ (10^7 secondes à une luminosité instantanée de $2.10^{32} cm^{-2} s^{-1}$), en supposant une section efficace de production de paires $b\bar{b}$ de $500 \mu b$.

L'angle β

L'angle β devrait être mesuré à mieux que 0.7° en particulier dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$ [53]. D'autres mesures sont envisagées dans d'autres canaux qui peuvent être sensibles à la nouvelle physique comme on le verra dans le chapitre dédié à l'analyse du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$.

Δm_s	15	20				
$\sigma(\gamma)$	4.0	4.9				

$\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$	0	0.1	0.2			
$\sigma(\gamma)$	5.2	4.9	4.5			

γ	55	65	75	85	95	105
$\sigma(\gamma)$	5.8	4.9	4.3	4.7	4.7	4.7

ϑ	120	140	160	180	200	
$\sigma(\gamma)$	3.8	3.8	4.9	6.7	5.2	

d	0.1	0.2	0.3	0.4		
$\sigma(\gamma)$	1.8	2.7	4.9	9.0		

ϕ_s	0	-0.04	-0.1	-0.2		
$\sigma(\gamma)$	4.9	4.9	4.9	5.4		

TAB. 1.5 – Erreurs statistiques attendues après un an de prise de données pour l'angle γ pour différentes valeurs de Δm_s , $\delta\Gamma_s/\Gamma_s$, γ , θ d et ϕ_s . d et ϕ_s sont respectivement le module et la phase du rapport de l'amplitude des diagrammes pingouins-arbres. Table tirée de [45].

L'angle α

Cette luminosité intégrée permettrait d'obtenir une mesure de α avec une erreur statistique $\leq 10^0$ comme par exemple dans le canal $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [28] par une analyse dépendante du temps du diagramme de Dalitz.

L'angle γ

Les asymétries des canaux $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ permettront d'atteindre une sensibilité à l'angle γ entre 4 et 9^0 dans les secteurs du B_d^0 et du B_s^0 . Cette méthode repose sur l'hypothèse de symétrie SU(3) des interactions fortes et sur les mesures des phases de mélange des mésons B_d^0 et B_s^0 . Le tableau 1.5 montre l'erreur statistique après un an de prise de données en fonction des différents paramètres physiques.

La deuxième méthode repose sur les mesures de rapport de branchement des canaux $B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ et $B_d^0 \rightarrow \overline{D^0} K^{*0}$ et leur CP conjugué. Le tableau 1.6 donne l'erreur statistique après un an de prise de données pour différentes valeurs de γ .

La mesure précise de l'angle γ donnera des indications de la présence ou non de nouvelle

$\gamma^{(0)}$	55	65	75	85	95	105
$\sigma(\gamma)^{(0)}$	9.0	8.2	7.6	7.1	7.0	7.0

TAB. 1.6 – Erreur statistique sur la mesure de l'angle γ en fonction de la valeur de γ . Table tirée de [45]

physique dans le domaine des mésons B_d^0 car le sommet du triangle pourra être contraint par

cet angle. On pourra alors voir de manière directe si le triangle est fermé comme prédit par le Modelé Standard, ou s'il est ouvert ou encore les deux cotés libres seront sécants. Finalement le triangle CKM pourrait ressembler à la figure 1.15 en un an de prise de données.

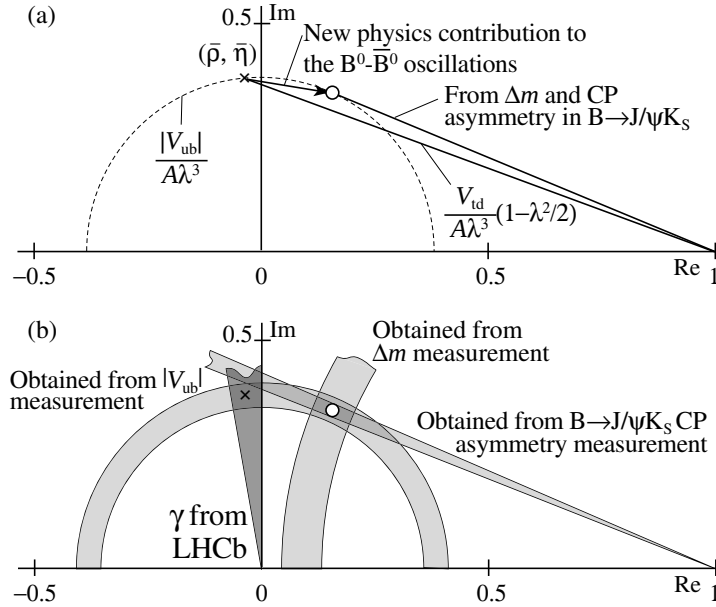


FIG. 1.15 – Erreurs attendues après un an de prise de données sur les angles du triangle CKM. Figure tirée de [45].

1.4.8 Le domaine des mésons B_s^0

Le domaine des mésons B_d^0 est bien connu car étudié depuis 1999 par les expériences BaBar et Belle. Ces deux expériences travaillent à la résonance $\Upsilon(4S)$ (10.58GeV), cette résonance est juste au dessus de deux fois la masse du méson B_d^0 ($(5279.4 \pm 0.5)\text{MeV}/c^2$). De plus Belle est montée en énergie jusqu'à la résonance $\Upsilon(5S)$, au dessus de la masse de deux mésons B_s^0 ($(5367.5 \pm 1.8)\text{MeV}/c^2$). Belle a commencé à mesurer des rapports de branchement, notamment celui du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ [29].

Au Tevatron CDF et D0 avec des collisions proton-antiproton à l'énergie de 1.96TeV , ont accès aux mésons B_s^0 en grande quantité. Elles ont déterminé la mesure de l'oscillation du B_s^0 décrite plus haut. La physique de précision des désintégrations des mésons B_s^0 est le domaine d'étude de LHCb qui aura une grande sensibilité à ces mesures et pourra contraindre les angles du triangle CKM dans le domaine des B_s .

Chapitre 2

Le LHC et le détecteur LHCb

Le détecteur LHCb est un des quatre détecteurs présents auprès du LHC. Le LHC est le plus grand projet actuel de physique des particules, deux faisceaux de protons seront accélérés jusqu'à une énergie de 7TeV. Les collisions de ces protons seront enregistrées par quatre expériences : Alice, Atlas, CMS et LHCb.

Dans ce chapitre l'accélérateur et collisionneur de particules (le LHC) seront décrits ainsi que les collisions proton-proton (p-p), puis les quatre expériences qui y sont présentes seront brièvement introduites, pour me focaliser sur l'expérience LHCb.

2.1 Le LHC

Le LHC sera le plus puissant collisionneur de particules jamais construit par l'Homme. Il se situe dans le bassin genevois à cheval entre la France et la Suisse et a été construit sous l'égide de l'organisation européenne de recherche nucléaire (CERN) avec des contributions de pays non adhérents comme le Japon et les États-Unis. Il a été mis en service le 10 septembre 2008.

2.1.1 La machine

Le LHC produira des collisions protons-protons (p-p) à une énergie de 14TeV dans le centre de masse et plus tard des collision Pb-Pb (pour l'expérience Alice) à une énergie de 2,76TeV par nucléon. L'accélérateur et les détecteurs se trouvent dans le tunnel et les cavernes déjà utilisés par le LEP (Large Electron-Positron) jusqu'en 2000 et situés à une centaine de mètres sous terre. Cette profondeur s'explique aussi par la géomorphologie du bassin genevois.

Dans les collisionneurs p-p (ou p- $\bar{p}$), un large domaine en énergie peut y être atteint mais l'énergie des partons de chaque collision n'est pas déterminée. Par contre les machines e^+/e^- délivrent une énergie précise dans le centre de masse, on connaît précisément l'énergie des collisions. Accélérer circulairement des particules légères telles que les électrons et positrons demande plus d'énergie que pour des particules plus lourdes comme les protons car elles perdent de l'énergie par rayonnement de Bremsstrahlung. L'énergie de ce rayonnement Bremsstrahlung est inversement proportionnel à la masse des particules accélérées à la puissance quatre. Les protons faisant presque 2000 fois la masse des e^- , cette perte d'énergie sera infiniment plus petite pour des protons que pour des e^- . Les protons accélérés au LHC empruntent le tunnel du LEP, mais à des énergies 70 fois plus élevées.

Le LHC est le dernier accélérateur d'une chaîne d'accélérateurs de plus en plus puissants permettant d'atteindre l'énergie de 7TeV/c par faisceau. Les protons sont accélérés à des énergies de plus en plus grandes progressivement dans une succession d'accélérateurs montrés sur la figure 2.1. Ces accélérateurs sont :

- l'accélérateur linéaire (LINAC) qui permet d'obtenir des protons de 50MeV/c
- le Booster qui élève cette énergie à 1.4GeV/c
- le PS (Proton Synchrotron) qui permet de l'augmenter jusqu'à 25GeV/c
- le SPS (Super Proton Synchrotron) qui accélère les protons à 450GeV/c
- et enfin le LHC (Large hadron Collider) où est atteinte l'énergie nominale de 7TeV/c par proton.

Une autre échelle d'énergie est montrée sur la figure 2.1 : en fonction de la célérité de la lumière (c). Pour accélérer les protons à l'énergie de 14TeV/c, le LHC comprend 1232 aimants dipôlaire supra-conducteurs refroidis à l'Helium à la température de 1.9K. Les deux faisceaux sont placés dans deux tubes à vide séparés, le champ magnétique maximal pouvant être atteint est de 8,37Tesla ce qui contraint l'énergie maximale à 7TeV, bien que 9Tesla soit techniquement faisable.

L'énergie utilisée pour atteindre ces énergies est telle que si on prend l'énergie consommée dans le bassin genevois on peut la diviser en trois tiers : un pour l'agglomération genevoise, le deuxième pour les industries et le troisième pour le LHC. Le LHC ne marchera qu'une partie de l'année (printemps-été-automne).

Au LHC, les protons sont produits par paquets, espacés de 25ns (ce qui correspond à une fréquence de 40MHz). Mais certains paquets sont vides ce qui réduit la fréquence nominale à une fréquence effective de 30MHz au niveau des détecteurs. Ceci est dû aux différences de fréquences entre les différents accélérateurs.

La luminosité qui sera atteinte : $L = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$. La luminosité aux points d'interactions est donnée par :

$$L = \frac{N_1 N_2 k_b f \gamma F}{4\pi \beta^* \epsilon} \quad (2.1.1)$$

où N_1 et N_2 sont les nombres de protons par faisceau, k_b le nombre de croisements des faisceaux, f la fréquence de révolution et $\gamma = E_p/m_p$ le facteur relatif. L'émittance transverse (ϵ) caractérise la compacité et la divergence des faisceaux, la fonction d'amplitude β^* mesure la focalisation des faisceaux au point de collision et finalement $F \approx 0.9$ est le facteur qui prend en compte l'angle de croisement des faisceaux. Ces chiffres sont représentés dans le tableau 2.1.

Les faisceaux ont une forme de type gaussienne avec comme dimension longitudinale et transverse respectivement $\sigma_{\parallel} = 7.5cm$ et $\sigma_{\perp} = 75\mu m$.

A cette luminosité nominale de $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$, 23 interactions p-p se produisent à chaque croisement. Cette luminosité sera utilisée par deux des quatre détecteurs présents sur le LHC : CMS et Atlas mais pas par LHCb. Car à cette luminosité l'empilement des événements dans un même croisement simulerait des mésons B ; un fonctionnement à une luminosité de $2 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ (cf figure 2.2) permet d'éviter ces empilements. L'avantage de cette luminosité est que l'on pourra l'atteindre peu de temps après le démarrage du LHC, en maintenant basse la multiplicité des événements tout comme les radiations endommageant le détecteur. Pour

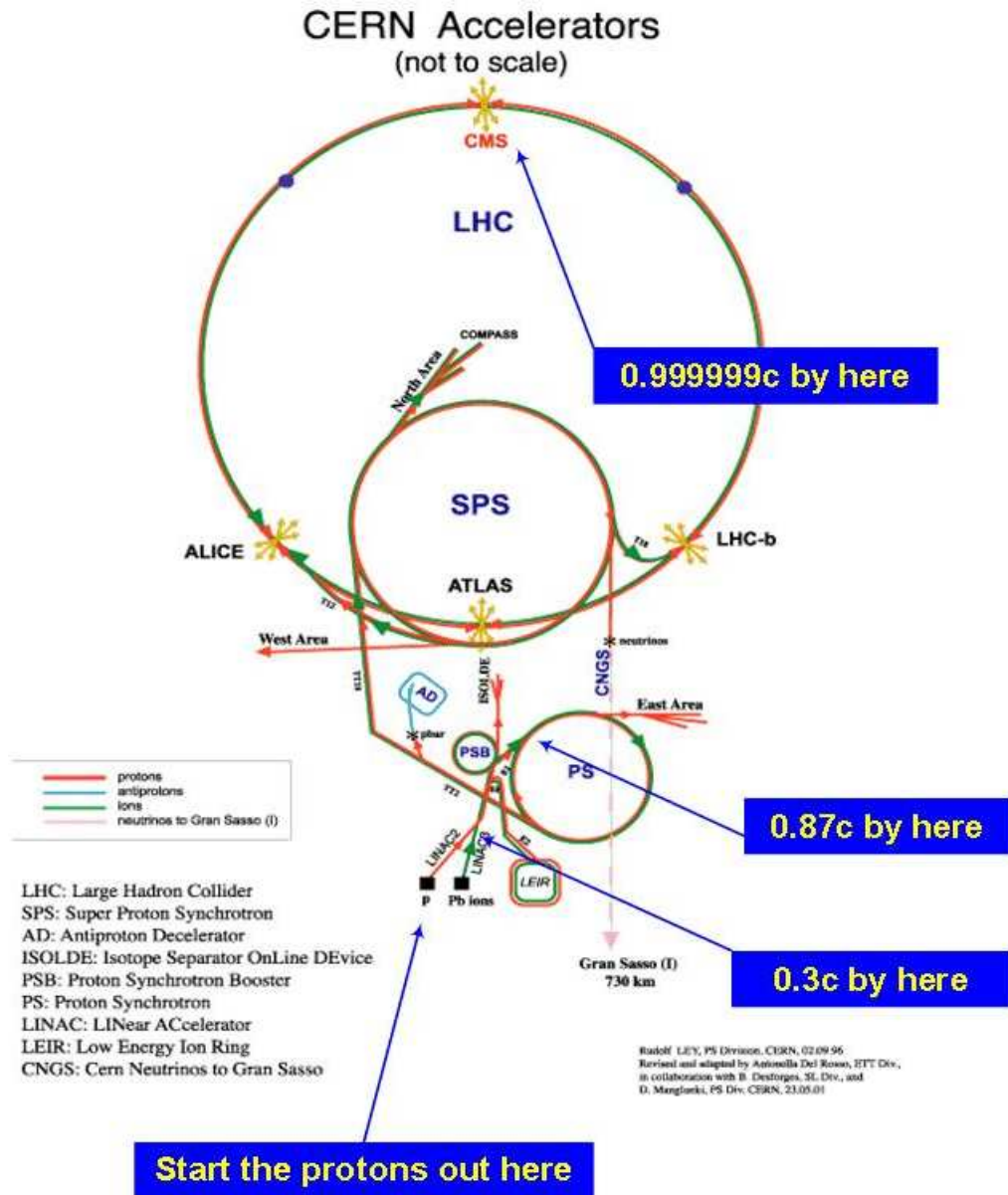


FIG. 2.1 – Schéma du LHC et des pré-accélerateurs qui permettent d'atteindre progressivement l'énergie nominale de 14 TeV, les énergies sont en fonction de la célérité de la lumière (c) (figure obtenue dans [43]).

Paramètres	Valeurs
N1, N2	1.05×10^{11}
k_b	2835
f [Hz]	11245.5
γ	7460.6
$\epsilon [\mu m \times rad]$	3.75
β [m]	0.5

TAB. 2.1 – *Tableau représentant les caractéristiques des faisceaux du LHC pour une luminosité de $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$.*

réduire la luminosité, les faisceaux sont défocalisés avant le point d'interaction de LHCb. Une étude est en cours pour une luminosité de $2 \times 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ pour ce qui pourrait être le futur de LHCb : super-LHCb. On augmenterait ainsi le nombre d'événements et donc la statistique.

2.1.2 Les détecteurs du LHC

Il existe 6 expériences auprès du LHC, deux d'entre elles se focalisent sur la physique vers l'avant : Totem et LHCf, j'évoquerai brièvement 3 des 4 autres. Les deux expériences (Atlas et CMS) utiliseront la luminosité nominale, elles pourront reconstruire cet énorme flot d'événements en identifiant les vertex décalés des différentes collisions. Atlas et CMS sont des expériences dites de "physique généraliste" placées respectivement au point 1 et 5 de l'anneau du LHC, ce sont des détecteurs 4π construits en pelure d'oignon, signifiant que les détecteurs sont disposés en couches autour du point d'interaction. Ces détecteurs sont principalement dédiés à la recherche du boson de Higgs et à la recherche de la physique au-delà du modèle standard.

Alice est au point 2 du LHC et est aussi un détecteur asymétrique sur 4π mais qui utilise les collisions ion-ion pour produire des plasmas de quarks-gluons afin d'étudier l'univers primordial.

Le détecteur LHCb n'est pas un détecteur de physique généraliste. Il est dédié à la physique du b. Son but est d'effectuer des mesures précises des effets de la violation CP dans le domaine des mésons B_d, B_s et B_c .

2.1.3 Production des mésons B dans les collisions p-p

Les protons ne sont pas des particules élémentaires mais composites, lors des collisions proton-proton, les processus observés seront principalement issus de la fusion de gluons. Les interactions gluon-quark et quark-quark (quark ou anti-quark dans les deux cas) auront aussi lieu mais sont moins probables. Les quarks lourds seront principalement produits par la fusion de deux gluons. Les diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas sont représentés sur la figure 2.3. Les sections efficaces représentées à 14TeV ont été obtenues par extrapolation à partir des données de SPS (UA1 et UA2), du Tevatron (CDF et D0) et de Hera (Hambourg).

Pour chacun de ces processus on aura interaction d'une particule "molle" avec une "dure". Dans les deux premiers diagrammes de la figure 2.3 un gluon interagit avec un autre gluon qui lui sera dit dur. Les dénominations "dur" et "mou" signifie que la fraction de l'énergie totale

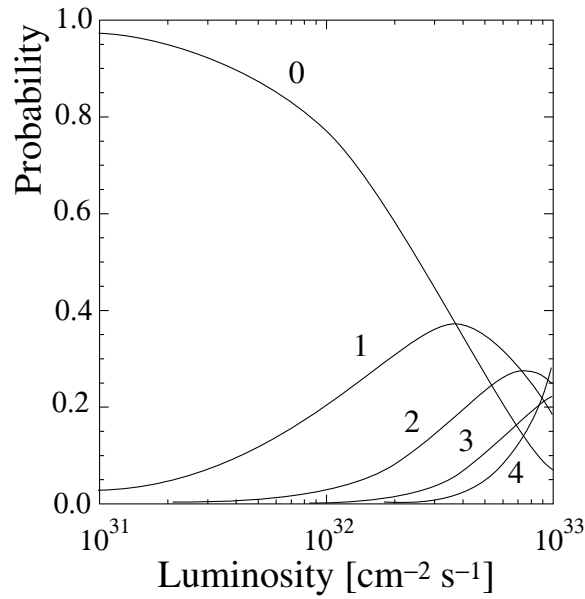


FIG. 2.2 – Probabilité d'obtenir n collisions dans un croisement en fonction de la luminosité du LHC, on voit que pour obtenir environ une collision par croisement LHCb n'a besoin "que" d'une luminosité de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (figure obtenue dans[44]).

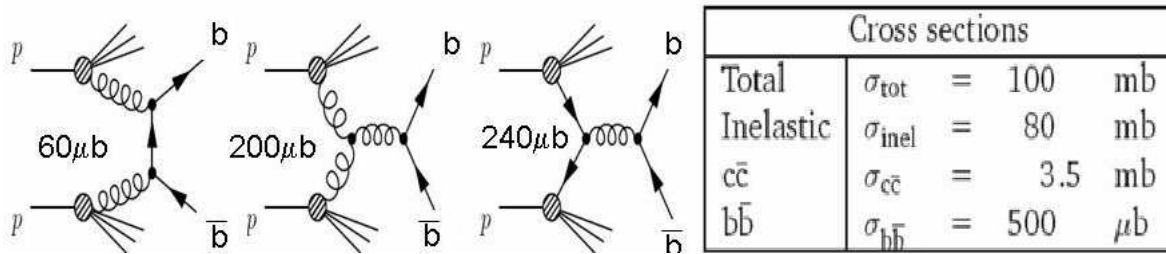


FIG. 2.3 – Gauche : diagrammes de Feynman représentant la production des mésons B dans les collisions proton-proton à l'ordre le plus bas (α_s^2). Droite : section efficaces des différents processus de création au LHC, on peut voir que la production de paires $b - \bar{b}$ est importante (figure obtenue dans [44]).

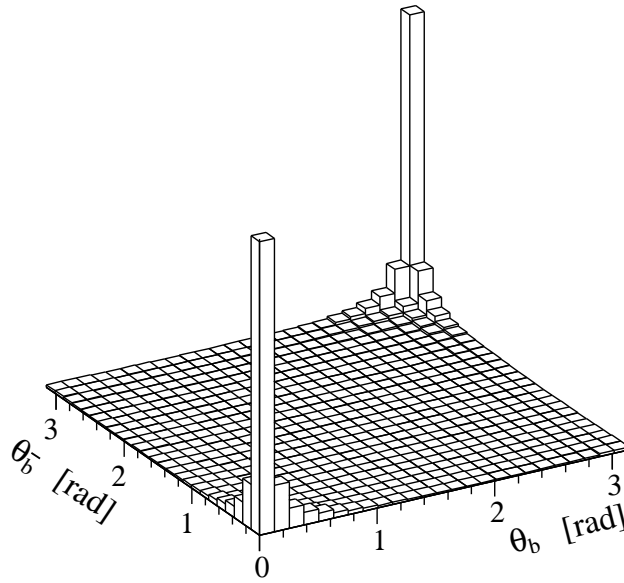


FIG. 2.4 – Angle de production des mésons B issus des paires de quarks $b\bar{b}$, on voit sur cette simulation que LHCb peut être un détecteur à un seul bras (figure obtenue dans [44])

du proton emportée par la particule est importante ($\sim 1/3$) ou faible ($\sim 1/9$). Le troisième processus est l'interaction d'un quark dur avec un anti-quark mou car issu de la mer du deuxième proton. La différence d'impulsion des particules initiales conduisent ces productions à être corrélées et projetées "vers l'avant" comme on peut le voir sur la figure 2.4 ; ce sera la cas de la production de paires $b\bar{b}$ d'où la géométrie choisie pour le détecteur LHCb.

Dans LHCb, on attend la production de 10^{12} paires $b\bar{b}$ en une année de prise de données qui correspondrait à $2fb^{-1}$ pendant $\sim 10^7$ secondes. Le but de LHCb est d'enregistrer dans les cinq premières années $10fb^{-1}$, ce qui devrait permettre de limiter le secteur de la nouvelle physique ou la trouver.

2.2 LHCb

Contrairement à Atlas et CMS qui sont des détecteurs 4π , LHCb est un spectromètre à un seul bras optimisé pour l'étude de la physique des mésons B comme on peut le voir sur la figure 2.5, car comme on a pu le voir sur la figure 2.4 les deux quarks b et $\bar{b}$ sont corrélés et produits vers l'avant.

LHCb doit avoir une bonne acceptance aux mésons et hadrons produits, et couvre donc un angle solide de 300mrad autour de l'axe du faisceau. La sélection des événements se fait à travers les modes de désintégrations des mésons B, et donc sur les leptons (e/μ), les photons ayant une grande impulsion transverse ainsi que les hadrons. Un veto sur la multiplicité des événements afin d'éviter les multi-interactions.

LHCb est un alignement de sous-détecteurs ayant une acceptance géométrique de 10mrad à 250(300)mrad en y (x) voir figure 2.5. On perdra malheureusement la moitié des événements qui nous intéressent à cause du "bras manquant", ainsi que ceux produits vers l'avant à très faibles angles (<10 mrad), qui resteront dans le tube des faisceaux. LHCb est bien adaptée à

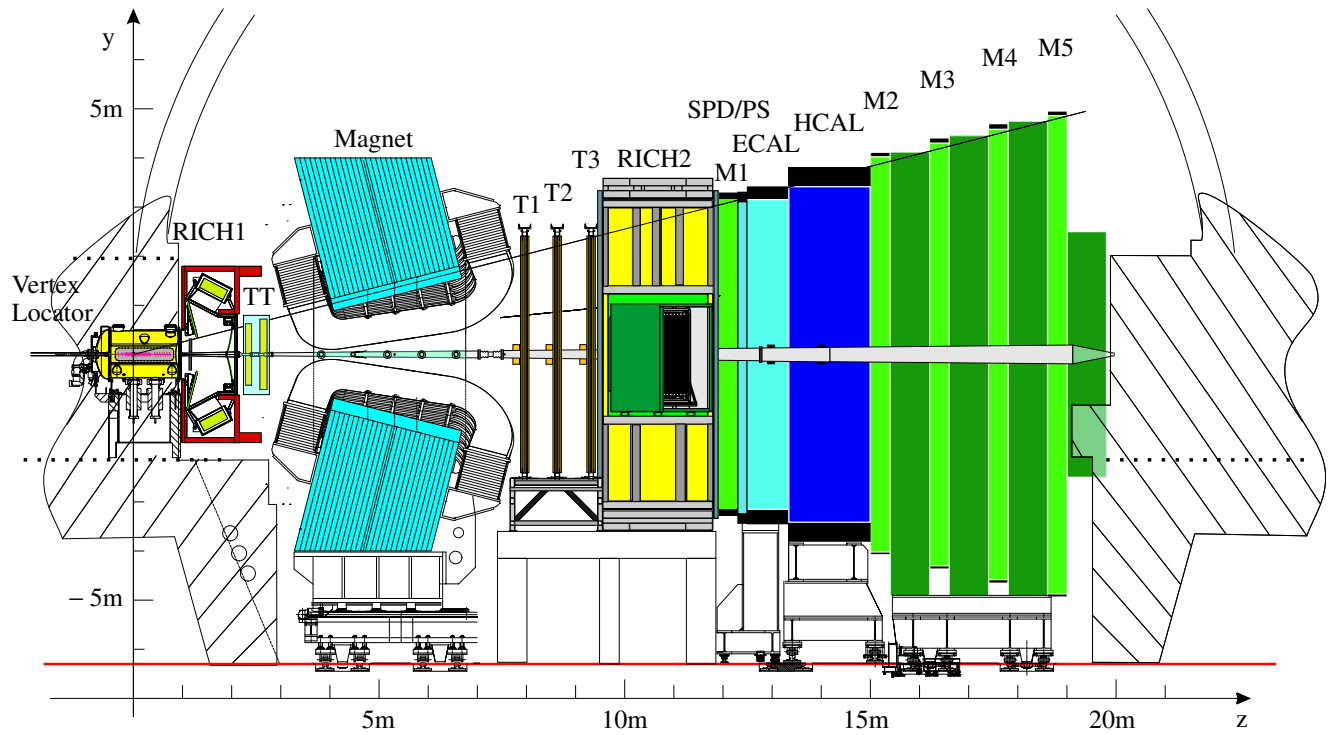


FIG. 2.5 – Le détecteur LHCb est une succession de détecteurs couvrant un angle de 300 mrad autour des faisceaux.

la physique de la beauté au LHC :

- Environ 35% de mésons B produits dans les collisions p-p qui peuvent être étudiés, car les particules issues de leurs désintégrations sont dans l'acceptance du détecteur. La conception du détecteur LHCb est basée sur un excellent trajectographe et détecteur de vertex qui permet d'obtenir une bonne résolution sur l'impulsion, la masse et le temps de vol des mésons pour l'étude des oscillations rapides des mésons B_s^0 et les mesures d'asymétries CP de leurs modes de désintégration.
- une excellente identification des particules est aussi requise, en particulier la séparation entre pions et kaons et l'identification des électrons et des muons.
- une mesure précise des masses basée sur la mesure des impulsions et l'identification des particules issues de la désintégration.
- enfin une sélection des "événements B" des événements du tout venant (MinimumBias), la sélection se fera sur les vertex des mésons B décalés et sur les particules produites à grande impulsion transverse, signature de désintégration de méson B.

Les sous-détecteurs sont (en s'éloignant du point d'interaction (IP) pour aller vers des z plus grands) :

- le détecteur de vertex (VELO),
- le RICH1 (Ring Imaging CHerenkov),
- l'aimant,
- les détecteurs de traces placés de part et d'autre de l'aimant,
- le deuxième RICH,
- la première chambre à muons,
- les calorimètres
- et les quatre autres chambres à muons.

Ces sous-détecteurs entourent le tube du faisceau. On peut aussi inclure comme sous-détecteur à part entière le déclenchement ("trigger"). Il permet de faire une première sélection dans le flot des événements produits pour réduire la taille des données et faciliter leur analyse.

2.2.1 Le tube de faisceau

Le "beam pipe" est le tube à vide où circulent les protons. Il est donc maintenu à un vide très poussé ($\sim 10^{-8} - 10^{-9}$ mbar) pour minimiser les interactions des protons avec les molécules d'un éventuel gaz résiduel qui s'y trouveraient.

Le tube à vide se trouve dans la région centrale du détecteur (à petits angles) là où l'impulsion des particules est maximale ainsi que leur densité voir figure 2.6.

Il se compose de deux parties coniques avec deux angles d'ouverture différents (25 et 10 mrad). La première partie située près du VELO est longue d'environ 1.8m et la deuxième mesure 16m.

Le premier dessin du tube des faisceaux le prévoyait composé uniquement d'aluminium, des études ont montré qu'il aurait été la source de trop de particules secondaires et l'aluminium a été remplacé par du Be d'un millimètre d'épaisseur pour la première partie et un composite

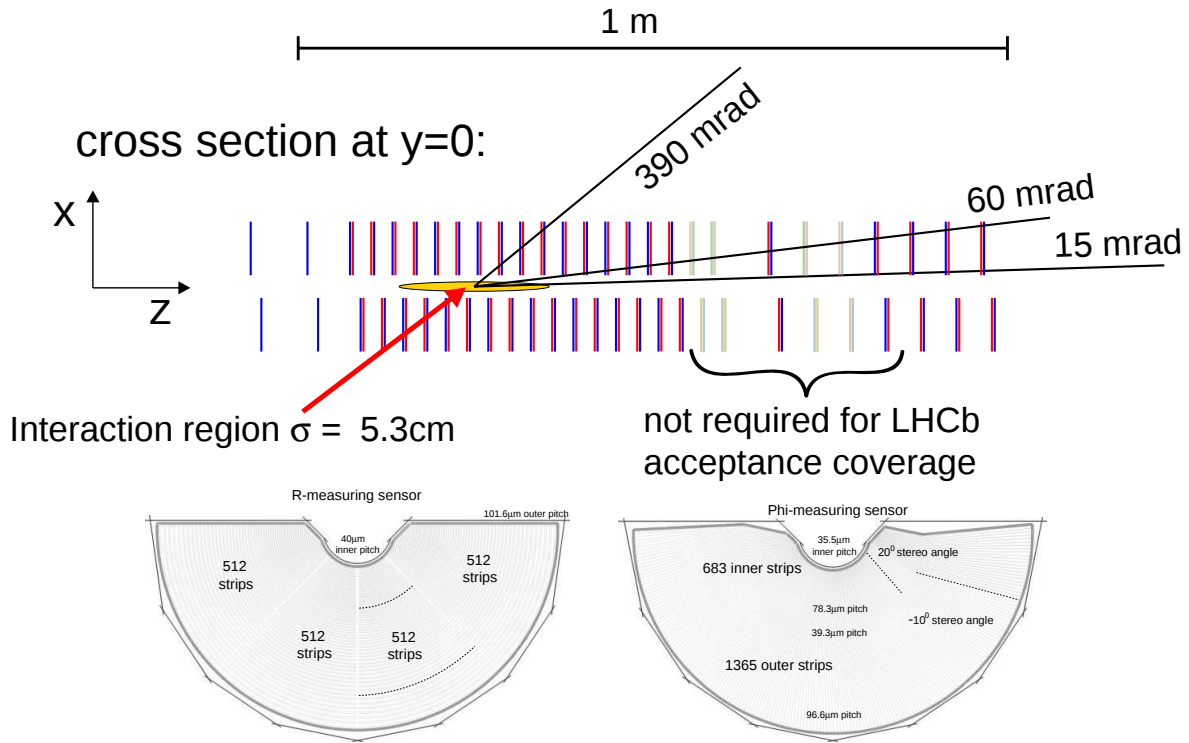


FIG. 2.8 – Le VELO est un ensemble de stations, on peut voir que suivant l'angle par rapport au faisceau le nombre de stations rencontrées n'est pas le même ([45]).

sentées sur les figures 2.8 et 2.9. Chacune de ces stations est constituée de deux demi-disques soutenus par une feuille d'aluminium qui sert à la séparation entre le vide du LHC et celui du VELO ($\leq 10^{-4}\text{mbar}$). Ces deux demi-disques sont mobiles afin de permettre l'ouverture du VELO pendant l'injection du faisceau du LHC et ainsi éviter de détériorer le détecteur pendant cette phase.

Le rayon interne de ces stations est de 8mm dû aux contraintes du tube des faisceaux, le rayon externe est de 42mm, imposé par l'acceptance de l'aimant.

Le nombre de stations est de 25 couvrant l'intervalle en pseudo-rapacité $1.6 < \eta < 4.9$ et pour des vertex primaires ayant $|z| < 10.6\text{cm}$. Elles possèdent une épaisseur de $220\mu\text{m}$. Chacune de ces stations est composée de deux feuillets, chacun segmenté en r et en ϕ . Chaque station couvre un angle de 182° . La taille des pistes en r augmente en fonction du rayon et va de 40 à $92\mu\text{m}$, et celle en ϕ de 37 à $98\mu\text{m}$ avec un angle stéréo entre 10° et 20° . Ceci pour prendre en compte la densité des particules qui augmente avec l'angle θ (angle par rapport au faisceau). Les segmentations en r et ϕ permettent une reconstruction rapide en rz (2D) servant pour le calcul rapide du paramètre d'impact utilisé pour le trigger, la combinaison en ϕ permet une meilleure reconstruction (3D).

Deux stations se trouvent en amont du point d'interaction ; elles servent pour le déclenchement de niveau 0, on obtient grâce à elles le nombre d'interactions par événement : c'est le système "Pile-Up". Un Veto sur le nombre d'interactions peut être appliqué afin de comprendre le détecteur LHCb. La luminosité pourra être augmentée afin d'obtenir une plus grande statistique. Cinq stations sont plus éloignées des autres elles donnent des informations sur les processus à

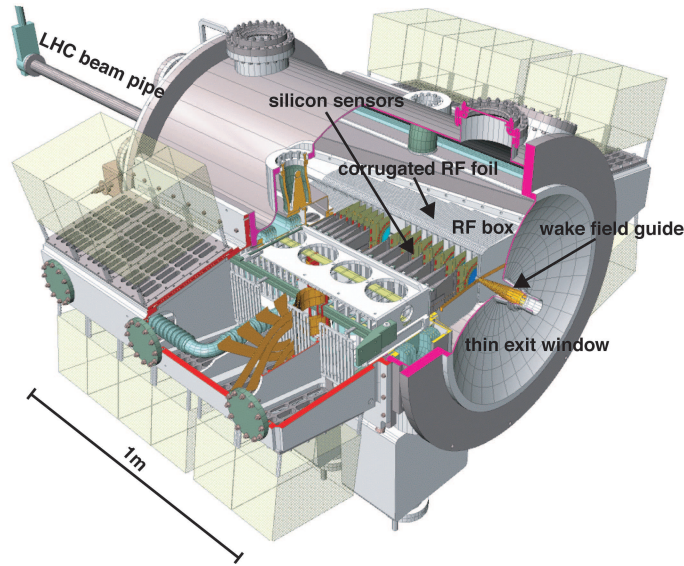


FIG. 2.9 – Le VELO est contenu dans cette cuve où plusieurs vides sont faits, il est posé sur un socle de béton ([45])

petits angles. Ceci constitue en tout environ 220,000 canaux.

Comme on peut le voir sur la figure 2.8, en position fermée les stations se recouvrent. Cela permet de ne pas avoir de zones mortes et facilite l'alignement du détecteur.

A prendre en compte au niveau du VELO est sa résistance aux radiations. Car présent au plus près du point d'interaction, il reçoit en une année dans des conditions normales ($2fb^{-1}$) 1.3×10^{14} particules/ cm^2 . Il est prévu qu'il ne fonctionne que pendant trois ans avant d'être changé. Afin de minimiser les effets des radiations, le VELO est refroidi et maintenu à une température entre -10 et 0°C.

Il est contenu dans une cuve d'un mètre de diamètre et de 1,8m de long représenté sur la figure 2.9. L'extrémité de la cuve donnant sur le RICH1 est une très fine fenêtre en aluminium de 2mm de 800mm de diamètre pour séparer le vide du VELO de l'air de la caverne, elle est la plus fine possible pour minimiser la matière rencontrée par les particules.

Les simulations Monte-Carlo (MC) ont montré que 98% des traces laissent au minimum 3 hits dans les stations. C'est donc ce minimum qui est demandé au niveau de la reconstruction. La résolution en ϕ et en r est fonction de la taille des pistes, on peut voir que la meilleure résolution atteinte est de $7\mu m$ en r comme en ϕ .

La précision sur la position des vertex primaires est de $44\mu m$ en z et de $8\mu m$ en x et y . La précision sur les vertex secondaires dépend du nombre de traces, elle varie entre 150 et $300\mu m$ en z . A partir des vertex primaires et secondaires reconstruits le paramètre d'impact des mésons B est déterminé (utile pour la réjection du bruit de fond). La résolution sur le paramètre d'impact varie comme l'inverse de l'impulsion transverse ($1/p_t$ et est caractérisée par $\sigma_{IP} = 14\mu m + 35\mu m/p_t$ avec p_t en GeV/c.

Une précision de $\sim 50fs$ sur la durée de vie des mésons B est ainsi atteinte. Les performances du VELO sont résumées dans le tableau 2.2.

Mesure	Performance (μm)
Vertex Primaire (x et y)	8
Vertex Primaire (z)	44
Vertex Secondaire (x et y)	150
Vertex Secondaire (z)	300
σ_{IP}	$14+35/p_t$

TAB. 2.2 – *Performance de la reconstruction des vertex primaires et secondaires avec le VELO. Valeurs tirées de [45].*

2.2.3 Identification des particules chargées avec les RICH

Les RICH servent à l'identification des particules chargées, essentielle dans une expérience sur la violation CP pour distinguer les pions des kaons dans les désintégrations des mésons B. Ils fonctionnent sur le principe d'émission de lumière Cherenkov. Une particule émet de la lumière quand sa vitesse dépasse celle de la lumière dans un milieu d'indice n . On définit n comme le rapport $\frac{c}{v} = \beta$ ou c la vitesse de la lumière dans le vide et v dans le milieu considéré. Quand une particule de charge Z traverse ce milieu, elle émet une onde électromagnétique à un angle θ_c par rapport à sa direction de propagation suivant $\cos(\theta_c) = 1/\beta n$. Dans une approximation classique le nombre de photons émis (N) dépend de la longueur du milieu traversé :

$$N = 2\pi Z^2 \alpha L \sin^2 \theta_c (1/\lambda_1 - 1/\lambda_2). \quad (2.2.1)$$

λ_1 et λ_2 sont définis par la gamme des longueurs d'ondes détectées et α est la constante de structure fine. L'énergie perdue par les particules est négligeable ($\mathcal{O}(\text{keV})$). Par exemple un mètre d'épaisseur de radiateur produit ~ 120 photons, en supposant que l'efficacité quantique des photo-multiplicateurs soit de 0.3, on peut obtenir 40 photo-électrons.

Les photons émis le long de la trajectoire de la particule chargée sont alors réfléchis par deux miroirs pour être ensuite captés par les détecteurs de photons (HPDs) et transformés en signal électrique proportionnel à l'énergie du photon incident et donc à l'énergie de la particule qui l'a émis.

L'impulsion ainsi que le point d'entrée dans les RICH des particules nous sont donnés par le trajectographe. Connaissant l'impulsion, on détermine la nature de la particule par sa masse à partir du rayon des cercles Cherenkov émis.

Avec les RICH on a une mesure de l'angle Cherenkov et avec le trajectographe de l'impulsion de la particule, les deux combinés nous permettent de séparer les particules les unes des autres car l'angle d'émission de la lumière Cherenkov dans un milieu dépend, pour une même impulsion, de la masse et la particule détectée comme montré sur la figure 2.10.

On voit que pour balayer un spectre en impulsion en ayant une bonne séparation pions-kaons plusieurs milieux sont indispensables. C'est pour cela que deux RICHs sont présents dans l'expérience LHCb. Le RICH1 est utilisé pour les particules à petites impulsions (de 1 jusqu'à 60 GeV/c) et le RICH2 pour celles à grandes impulsions (de 15 jusqu'à 100 GeV/c). Ces différentes plages de fonctionnement expliquent le fait que le RICH1 se situe avant l'aimant tandis que le deuxième est placé après.

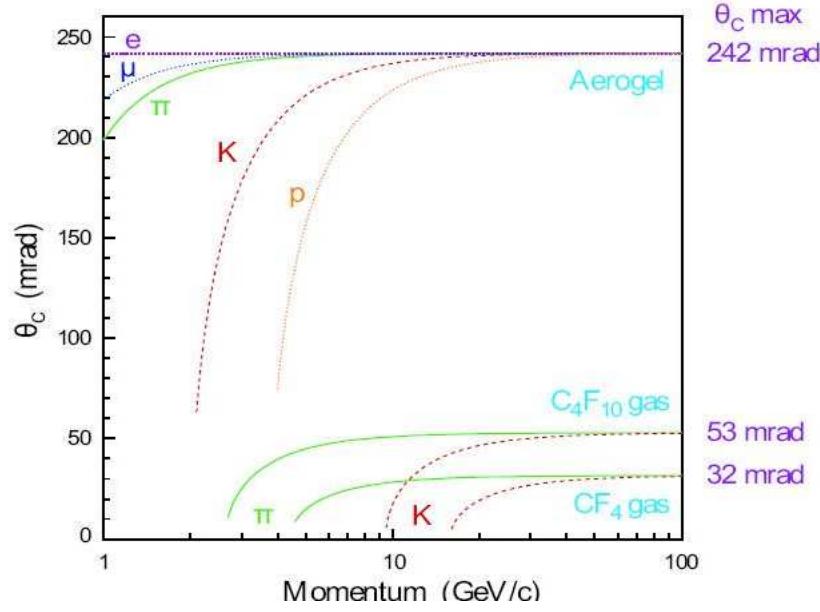


FIG. 2.10 – Angle Cherenkov en fonction de l'énergie pour différentes particules et dans différents milieux, qui sont ici les radiateurs des RICHs. Les deux RICH travaillent dans deux gammes d'énergie différente.

Le RICH1

Le RICH1 va permettre l'identification des hadrons ayant des impulsions comprises entre 1 et 60 GeV/c. Il se situe à $990 < z < 2165$. Des deux types de miroirs du RICH1, seuls les miroirs sphériques se trouvent dans l'acceptance du détecteur, les autres étant en dehors pour ne pas rajouter de matière (voir figure 2.11). Le RICH1 fait $\sim 8\% X_0$ en incluant les radiateurs. X_0 est la longueur de radiation, c'est la longueur au bout de laquelle l'énergie d'un électron est divisée par un facteur e . Les miroirs doivent être à la fois transparents à la plupart des longueurs d'onde mais réfléchir la lumière Cherenkov généralement de plus petites longueurs d'ondes.

Deux radiateurs d'indices différents sont utilisés. Le premier est un fin radiateur à aérogel d'indice 1.03 utilisé pour l'identification des particules de petites impulsions. Le deuxième, qui représente la quasi-totalité du volume du RICH1 est du gaz C_4F_{10} d'indice 1.0014, utile pour les particules de plus grande impulsion.

Le RICH1 est protégé du champ magnétique proche par un bouclier. Il est protégé pour que le fonctionnement des HPDs ne soit pas affecté. Ce bouclier entoure le RICH1 sans pour autant être dans l'acceptance du détecteur pour ne pas ajouter de matière. Il se situe donc autour des HPDs en bas et en haut du RICH1, il permet d'atténuer le champ magnétique d'un facteur 20 passant de 60 mT à 2 mT.

Le RICH2

Le RICH2 fonctionne sur le même principe que le RICH1, avec un seul radiateur, il sert à l'identification de particules de plus grande impulsion (de ~ 15 GeV/c à 100 GeV/c). Le mi-

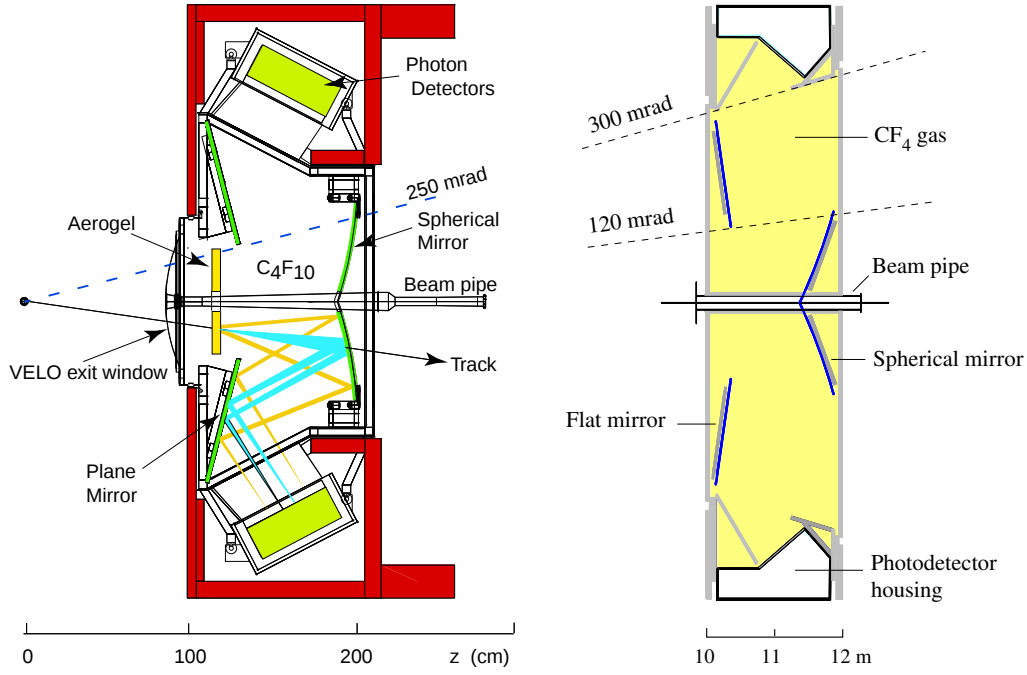


FIG. 2.11 – A gauche : schéma du RICH1, seul le miroir sphérique se trouve dans l'acceptance du détecteur. Les deux radiateurs sont de l'aerogel et un gaz (le C_4F_{10}) ([45]). Droite : schéma du RICH2, un seul radiateur y est présent avec du gaz CF_4 .

lieu est un gaz CF_4 d'indice 1.0005 (plus bas que dans le cas du RICH1). Pour des raisons mécaniques, le miroir plan du RICH2 se trouve dans l'acceptance du détecteur ce qui n'altère pas son efficacité. Le RICH2 contribue plus que le RICH1 à l'amoncellement de matière du détecteur LHCb à raison de 15% de X_0 . Il possède un bouclier protégeant ses HPDs qui se trouve à l'extérieur de l'acceptance géométrique.

La reconstruction des cercles projetés de lumière Cherenkov permet la séparation des contributions des différentes particules. Le programme informatique de reconstruction doit pouvoir faire la différence entre les différents cercles dans l'exemple présenté figure 2.12, puis les associer à des traces déjà reconstruites en fonction de la direction du cône Cherenkov et du point central du cercle créé.

Pour l'identification des particules est construite la variable $\Delta L_{K\pi}$, dans le cas de la séparation pions/kaons, elle s'écrit :

$$\Delta L_{K\pi}^{RICH} = \ln L(K)^{RICH} - \ln L(\pi)^{RICH} = \ln[L(K)^{RICH} / L(\pi)^{RICH}], \quad (2.2.2)$$

où $L(A)^{RICH}$ est le likelihood des hypothèses d'identification de la particule par les RICH. Comme on le verra plus tard, un likelihood est calculé par sous-détecteur et tous sont combinés en un seul pour l'identification finale d'une particule.

L'efficacité d'identification des particules en fonction des coupures sur $\Delta L_{K\pi}$ est montrée sur la figure 2.13 pour la séparation des particules π/K .

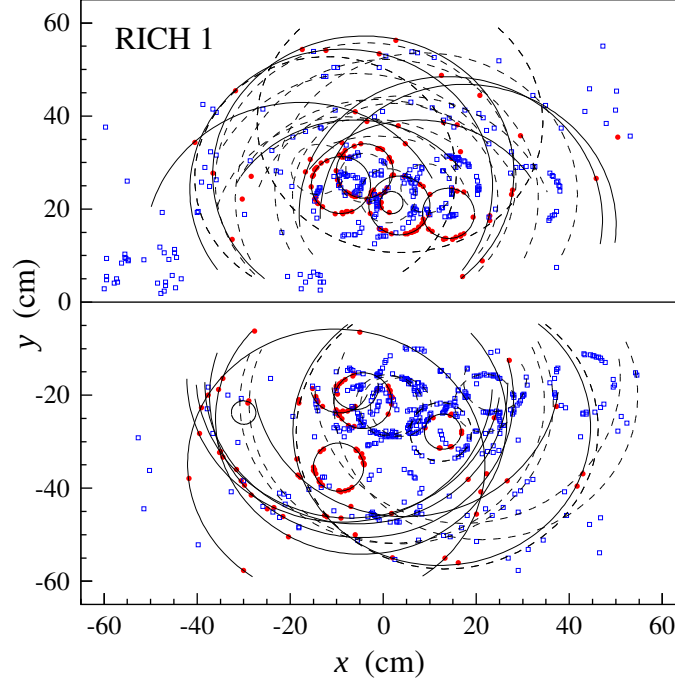


FIG. 2.12 – Exemple d'un événement enregistré dans le *RICH1*. Les cercles Cherenkov reconstruits correspondent à différents types de particules.

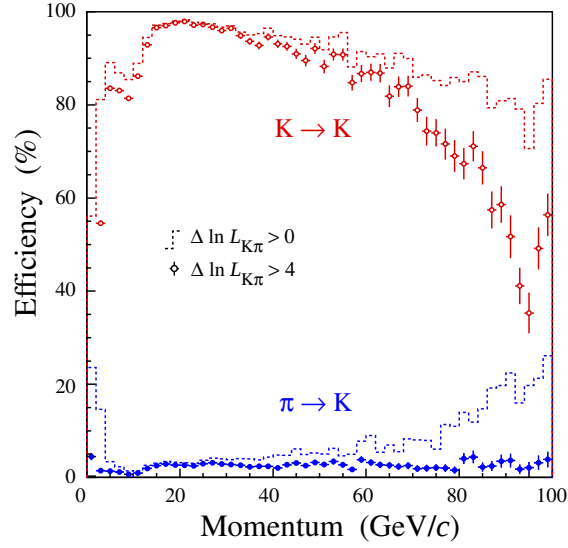


FIG. 2.13 – Efficacité d'identification (et de mis-identification) des Kaons en fonction de leur impulsion. On obtient une identification moyenne des Kaons de 88% et une efficacité d'identification de 97% pour les Pions.

2.2.4 Le trajectographe : tracking et aimant

Le trajectographe est constitué de trois parties :

- les stations situées en amont de l'aimant,
- l'aimant lui-même
- et les stations situées en aval de l'aimant.

Les stations situées avant l'aimant s'appellent TT (pour Trigger-Tracker) elles ont deux fonctions. La première de ces fonctions est de servir pour la reconstruction des traces des particules. La seconde, complémentaire de la première, sert au niveau des algorithmes de déclenchement afin d'effectuer une sélection rapide des événements.

Les trois autres stations placées après l'aimant ne servent que pour la reconstruction des traces, ce sont les stations T1-T2-T3.

Une autre nomenclature est possible en divisant les stations (ou parties des stations) du trajectographe par technologie. Le TT et les parties centrales des stations T1-T2-T3 (IT pour Inner Tracker) sont des trajectographes à silicium tandis que les parties externes de stations T1-T2-T3 sont des "Straw Tubes". C'est cette division qui va servir dans la description du trajectographe et de la reconstruction des traces.

Les stations TT

Leur fonction première est de servir au niveau du déclenchement du trigger HLT1 en effectuant une reconstruction grossière des traces et de l'impulsion transverse des particules, utilisées pour la sélection des événements dans la ferme de calcul. Les stations TT sont aussi utilisées pour la mesure des premiers points des coordonnées des traces issues des désintégrations de particule neutre ayant un temps de vie suffisamment long pour se désintégrer en dehors du VELO. Elles servent aussi à reconstruire les traces des particules qui sont déviées en dehors de l'acceptance du détecteur par le champ magnétique.

Cette partie du trajectographe se compose de deux stations planes, séparées de 30cm, de 150cm de large et 130cm de haut (voir figure 2.14). Chacune des deux stations est composée de deux plans. Ces quatre plans de détection sont arrangés en deux paires (x-u) et (v,x) séparées d'environ 27cm suivant l'axe z. Le TT correspond à environ 4% de X_0 pour les parties externes distribué assez uniformément et 8% pour les parties proches du tube des faisceaux à cause des matériaux isolants.

Les parties en silicium du trajectographe se trouvent dans les régions où la densité de particules est la plus importante. Elles consistent, comme pour le VELO, en quatre parties collées les unes aux autres mais avec des orientations différentes (x-u-v-x). Les tranches x ont des pistes verticales tandis que les deux du milieu, u et v, sont respectivement tournées d'un angle de -5° et $+5^\circ$. Le choix de cette géométrie a été faite pour obtenir une meilleure résolution spatiale dans les zones où la densité de particules est très importante. Pour le TT la densité de particules est de $5 \times 10^{-2}/cm^2$ dans la partie centrale et diminue d'un facteur 100 dans la partie externe : $5 \times 10^{-4}/cm^2$. Différentes segmentations ont donc été choisies pour le TT pour obtenir une densité de particules à peu uniforme sur toute la surface du TT tout en minimisant le nombre de canaux de lecture. Ces stations doivent fonctionner à basse température ($\sim 5^\circ C$) afin de réduire les fuites de courant.

Les pistes en silicium de ces détecteurs ont une segmentation de $183\mu m$.

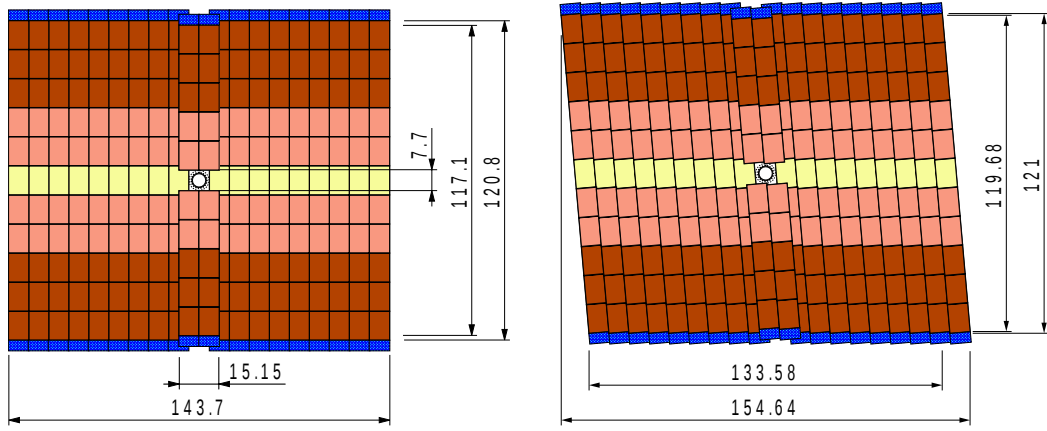


FIG. 2.14 – Vue de face de deux des stations du TT, celle de gauche est verticale tandis que celle de droite est inclinée de 5° (figure obtenue dans [46])

Le trajectographe interne (Inner Tracker)

Le "Inner Tracker" (IT) est la partie centrale des stations du trajectographe présentes après l'aimant (OT). La densité de particules dans les IT reste importante, $1.5 \times 10^{-2}/cm^2$, dans la partie la plus proche du tube des faisceaux et atteint $2 \times 10^{-3}/cm^2$ dans la partie externe. Différentes segmentations ont été choisies pour uniformiser la densité de particules. Le détecteur IT couvre une surface de 120cm de large pour 40cm de haut ce qui correspond à 1.3% de la surface totale des stations T1-T2-T3. Ces parties reçoivent 20% de l'ensemble des particules. Il est monté en stéréo pareillement aux stations TT, comme montré sur la figure 2.15. Il représente une très grande inhomogénéité au niveau matériaux allant de $3.5\%X_0$ à des pic de $30\%X_0$.

La résolution spatiale de ces stations est de $198\mu m$.

Détecteur à dérive (OT pour Outer Tracker)

Une technologie différente est utilisée pour les OT par rapport à leur partie interne (IT) car la densité de particules y est plus faible. Le choix s'est porté sur des tubes à dérive moins coûteux que les pistes en silicium mais aussi moins précis (figure 2.16). Chaque OT représente une surface active de $5971 \times 4850mm^2$.

Comme pour les parties internes, les parties externes sont construites en stéréo arrangées dans la même géométrie x-u-v-x. Ou x est la partie verticale et u et v respectivement inclinée de $\pm 5^\circ$.

Les signaux sont collectés au centre des tubes sur un fil anode. Le rayon de ces tubes a été limité à 5mm afin que le temps maximal de dérive soit de 50ns (deux fois la fréquence de croisement des faisceaux). Il se peut que deux événements soient enregistrés en même temps (Spill-Over). Le gaz présent dans les tubes est un mélange de 70% d'Ar et 30% de CO_2 . Chaque OT représente $3.17\%X_0$ ce qui représente moins de matière que pour les IT fu fait des technologies utilisées.

Une vue d'ensemble de l'IT et de l'OT est représentée sur la figure 2.17. On peut voir que les stations IT et OT sont superposées les unes aux autres, avec, à chaque stations, les deux

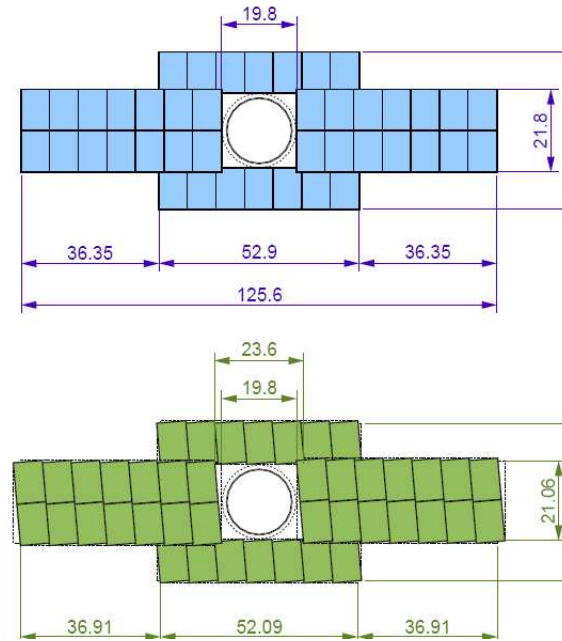


FIG. 2.15 – Vue de face des IT, celle du haut est un plan (x,y) tandis que celle du bas est un plan (u,v) incliné de $\pm 5^\circ$ (figure obtenue dans [46])

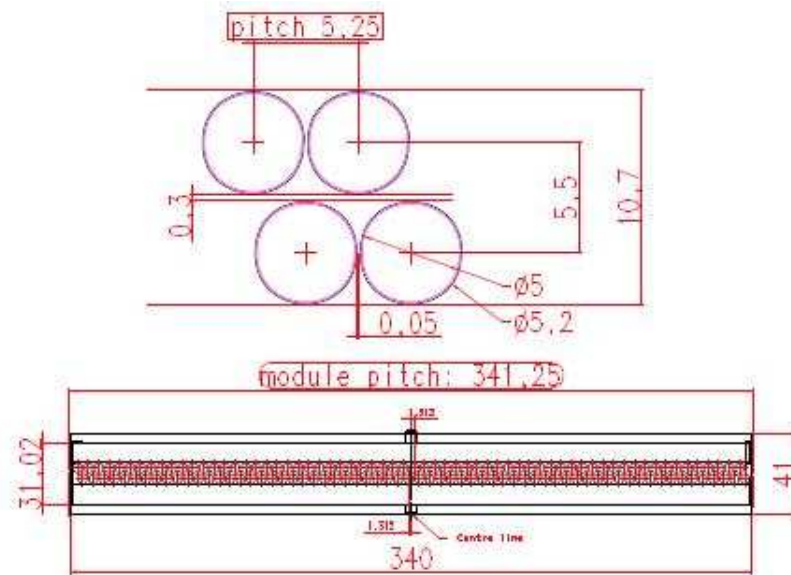


FIG. 2.16 – Vue transverse des chambres a dérive des OT des trajectographes (figure obtenue dans [47])

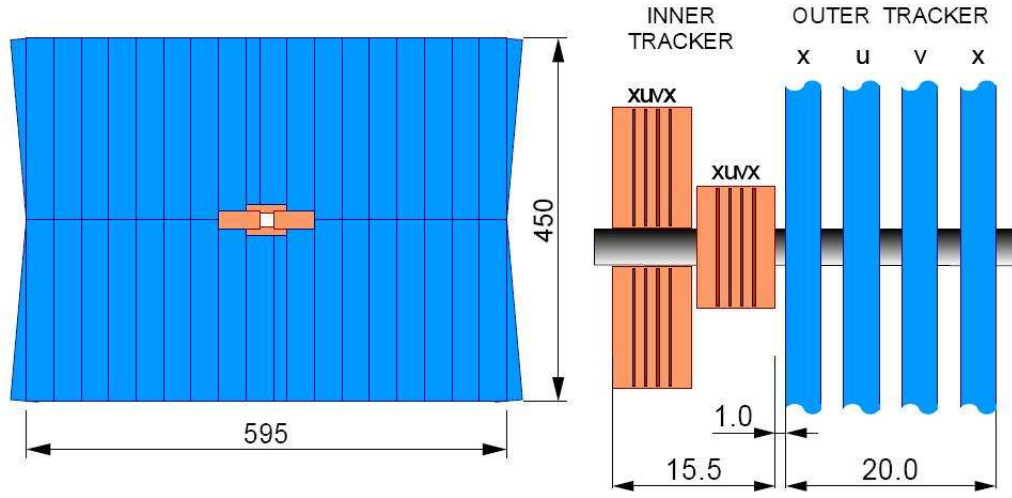


FIG. 2.17 – Gauche : vue de face d'une des stations T1-T2-T3 avec en orange, la partie centrale (IT) et en bleu la partie externe (OT). Droite : vue de dessus de ces mêmes stations, avec les deux plans (u,v) et (x,y) en stéréo. (figure obtenue dans [47])

Mesure	Performance (μm)
TT, IT (x et y)	30
OT (x et y)	200

TAB. 2.3 – Performance de la reconstruction des traces dans le trajectographe. Valeurs tirées de [45].

plans en stéréo.

Les performances de reconstruction des traces sont présentées dans le tableau 2.3.

L'aimant

La précision de reconstruction des impulsions des particules chargées dépend des caractéristiques du champ magnétique. Le champ magnétique de l'aimant courbe les trajectoires des particules chargées suivant l'axe y, c'est pour cela que l'acceptance géométrique de LHCb est différente suivant les deux axes. Elle est de ± 250 mrad en y et ± 300 mrad en x.

L'aimant de LHCb est un dipôle "chaud", un courant de 5,8kA parcourt les 9kms de bobines en aluminium produisant un champ intégré $\int Bdl = 4\text{Tm}$. Ce champ diminue fortement au niveau des détecteurs RICH pour ne pas perturber leur électronique. Le choix d'un aimant chaud par rapport à un aimant supra-conducteur s'est fait pour des raisons financières. Les dimensions de l'aimant sont représentées sur la figure 2.18. Deux bobines identiques sont placées symétriquement dans le support appelé Yoke. Chacune de ces bobines pèse 54T alors que le Yoke pèse 1.5kT. Malgré tel poids et un système de réglage de la position du Yoke permet une précision de 0.2mm sur l'alignement de l'aimant, toutefois à cause des contraintes mécaniques pendant l'application du courant la précision sur l'alignement descend à $\pm 2\text{mm}$.

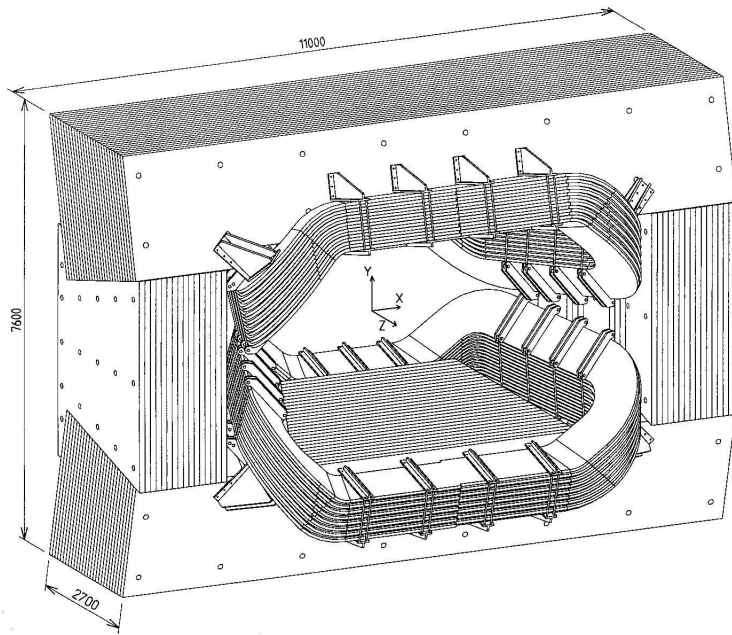


FIG. 2.18 – Dimensions de l'aimant, on remarque que l'acceptance en x est plus importante que celle en y à cause de la courbure des particules avec le champ magnétique (figure obtenue dans [48])

Mesures et précision du champ magnétique

Le champ doit être connu avec une grande précision pour limiter les incertitudes sur la mesure des impulsions et ainsi réduire les effets systématiques du détecteur. La précision désirée est de quelques 10^{-4} en $\int Bdl$ et quelques millimètres sur la position du pic du champ magnétique pour pouvoir avoir une précision relative en impulsion de $\delta P/P \sim 0.35\%$. Des mesures précises, auxquelles j'ai participé, du champ magnétique ont été effectuées durant le mois de décembre 2005. Un balayage en x , y , z de l'aimant a été effectué avec une sonde. La position des sondes était connue avec une précision de 1mm du à la géométrie du système de mesures (voir 2.19). Les sondes étaient déplacées manuellement et positionnées suivant les axes horizontaux et verticaux afin de couvrir tout le volume du champ, le balayage en z était motorisé et assisté par un programme développé sous LabView.

La sonde à effet Hall était composée de 60 senseurs formant une grille de dimensions 80mm×80mm. Chaque senseur était composé de trois sondes à effet Hall pour les trois directions de l'espace, d'une sonde de température et de l'électronique de lecture. Ces sondes avaient été calibrées précédemment avec une précision relative de 10^{-4} .

La mesure du champ magnétique s'est donc effectuée pour les deux polarités de l'aimant dans tout le volume de l'aimant ainsi qu'à l'extérieur de celui-ci dans l'espace du VELO, du trajectographe et des RICHs. Les mesures ont été comparées aux simulations du champ magnétique. La précision atteinte est de 3×10^{-4} . La figure 2.20 représente la mesure de B_y suivant l'axe z pour $x=y=0$.

Ces mesures ont permis la cartographie du champ magnétique qui a été intégré depuis dans les programmes de simulation et de reconstruction de LHCb.

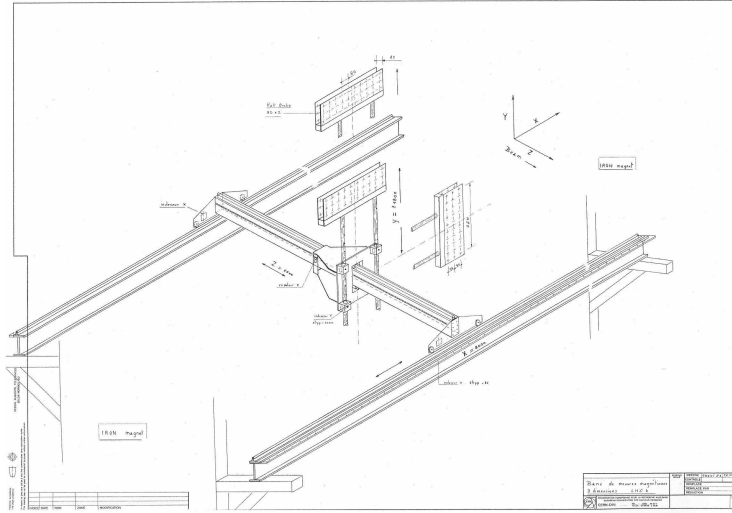


FIG. 2.19 – Système de mesure du champ magnétique. La position de la sonde pouvait être changée suivant les trois axes ainsi que l'orientation des sondes.

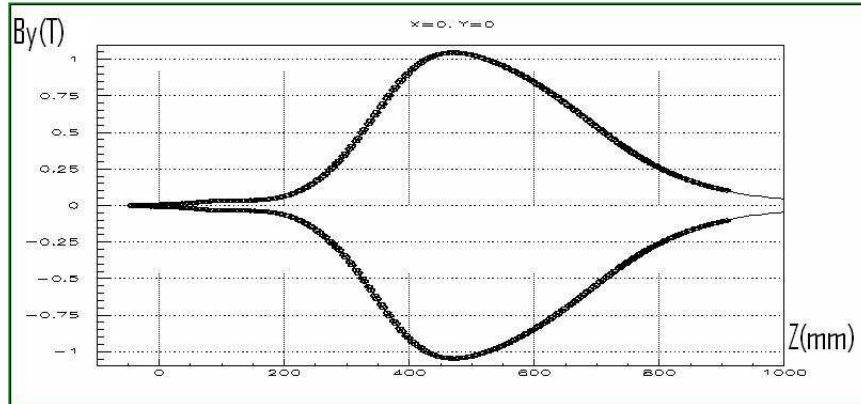


FIG. 2.20 – Cartographie de B_y de l'aimant de LHCb suivant l'axe z en $x=y=0$ pour les deux polarités du champ (figure obtenue dans [49])

2.2.5 Mesure des énergies neutres et chargées et identification des électrons et des γ

La mesure des énergies et l'identification des neutres et chargés se font grâce aux calorimètres. Les calorimètres sont placés après le trajectographe et la première chambre à muons et vont servir à :

- mesurer l'énergie neutre,
- identifier la nature des particules (chargées et neutres),
- obtenir la position des particules,
- filtrer les événements au niveau 0.

Les calorimètres sont de deux types : électromagnétique (Ecal) et hadronique (Hcal) comme montrés sur la figure 2.21.

Le premier servant à mesurer l'énergie déposée par les particules électromagnétiques (photons, électrons...) présentes dans les désintégrations semi-leptoniques ainsi que les photons issus des π^0 présents dans certaines désintégrations de mésons B. Les photons issus de π^0 serviront pour la calibration des différentes parties du Ecal.

Le Hcal sert à mesurer l'énergie des particules hadroniques (protons, neutrons, pions, kaons,...) présentes dans beaucoup des désintégrations des mésons B.

Les éléments du calorimètre électromagnétique

Ils sont au nombre de trois éléments actifs (voir figure 2.21) :

- le plan de scintillateurs (SPD),
- la plaque de plomb et un autre plan de scintillateurs (PS),
- le calorimètre électromagnétique (Ecal).

Ils possèdent tous les trois la même segmentation avec trois régions différentes comme on peut le voir sur la figure 2.22. Ceci pour obtenir à peu près la même densité de particules par surface. Ils possèdent chacun 6016 cellules dont les dimensions sont montrées sur la figure 2.22, ils sont composés chacun de deux moitiés symétriques permettant leur ouverture.

Le SPD est un plan de pavés de scintillateur d'épaisseur 0.03 longueur de radiation (X_0). Ses dimensions sont de $6.2 \times 7.6 m^2$. Ses 6016 cellules sont divisées en trois zones avec 1526, 1792 et 2788 pour respectivement les parties interne, intermédiaire et externe. Ses cellules sont de taille différente pour les trois régions ; elles font respectivement $4 \times 4 cm^2$, $6 \times 6 cm^2$ et $12 \times 12 cm^2$. Le SPD sert à détecter le passage d'une particule chargée, en coïncidence ou non avec un impact dans le Ecal. Seule une particule chargée va laisser un signal qui sera pris en compte et détecté s'il est au-dessus d'un seuil. Le seuil de déclenchement du SPD est ajusté à 0.7MIP (Minimum Ionizing Particle). Une particule chargée y produit en moyenne 25 photo-électrons. Le SPD peut être déclenché par des particules rétro-diffusées estimé à $\sim 0.9\%$ et 1.4% des cas pour respectivement des photons de 20GeV et 50GeV. Ceci est représenté sur la figure 2.23.

Le PS est constitué d'un mur de plomb de $2.5 X_0$ et d'un plan de pavés de scintillateur. L'information sur l'énergie déposée est enregistrée. La différence de taille entre le SPD et le PS n'est que de 0.45%, due à leur proximité. Les gerbes électromagnétiques débutent au sein du plomb, la lumière induite dans les scintillateurs est récoltée grâce à des fibres optiques faisant plusieurs tours à l'intérieur du milieu actif (voir figure 2.24). Le PS sert à l'identification des particules et plus particulièrement à la séparation entre les pions chargés, les électrons, les

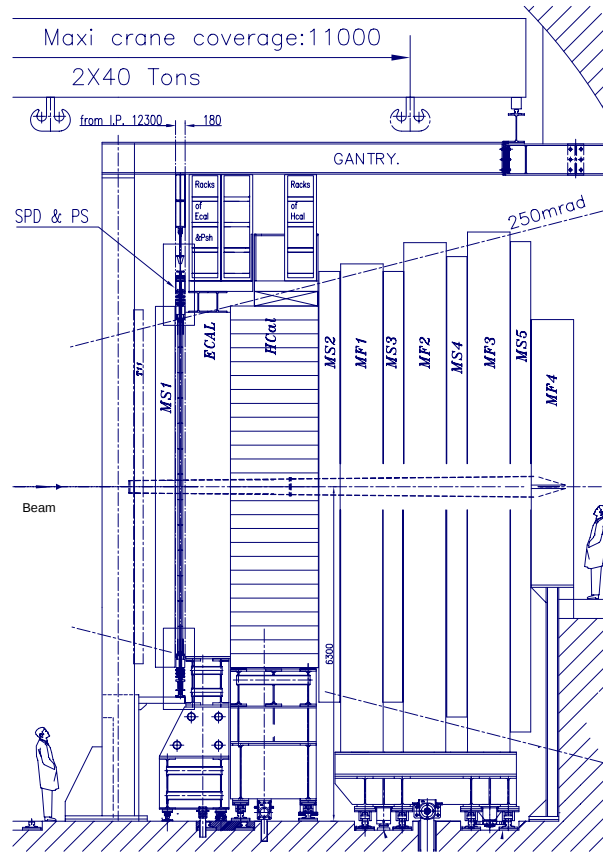


FIG. 2.21 – Schéma de l'implantation des calorimètres de LHCb, en partant du point d'interaction pour aller vers les grands z , on rencontre d'abord le SPD (scintillator pad), puis le PS (Pre-Shower) et enfin les calorimètres Ecal et Hcal (figure obtenue dans [44])

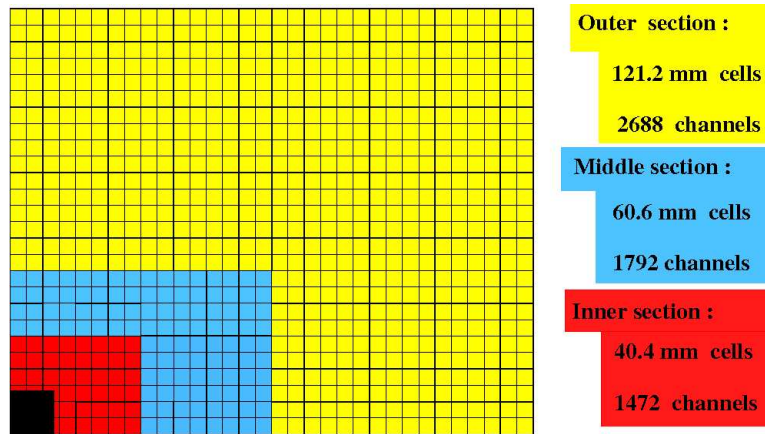


FIG. 2.22 – Segmentation des calorimètres électromagnétiques en trois régions avec la taille des cellules de ces trois régions.

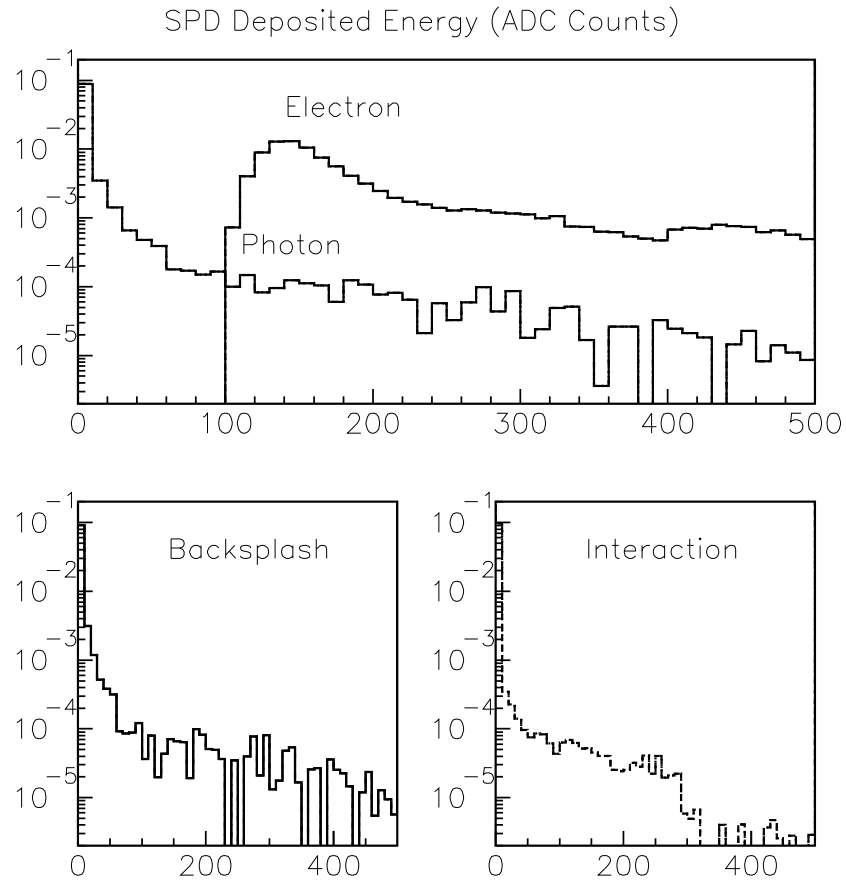


FIG. 2.23 – En haut est représentée l'énergie déposée dans le SPD par des photons et des électrons, les photons (et donc particules neutres) ne déposent quasiment pas d'énergie dans le SPD contrairement aux électrons (particules chargées). En bas à gauche sont montrées, l'énergie des particules rétro-diffusées et à droite l'énergie de celles qui interagissent dans le SPD.

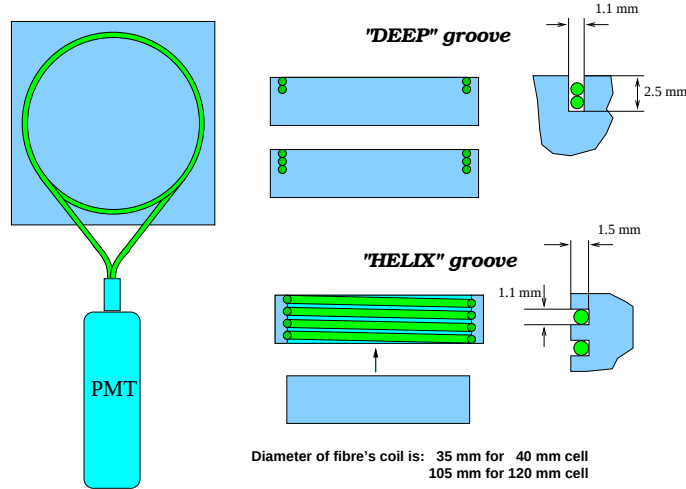


FIG. 2.24 – Fibre optique à l'intérieur du milieu actif.

photons...

La séparation e/π a été testée en faisceau lors de tests au PS du CERN avec des électrons et pions ayant une impulsion entre 10 et 50 GeV/c. La rejection des pions est de 99.6% avec une efficacité de reconstruction des électrons de 93%. Cette séparation est montrée sur la figure 2.25, on voit que les pions ne laissent qu'un dépôt de particule au minimum d'ionisation (MIP) alors que les électrons débutent leur gerbe dans le plomb du PS. Associé au SPD, il sert aussi, comme on va le voir dans le chapitre 5, à la séparation électrons/photons dès le déclenchement.

La dernière partie est le calorimètre électromagnétique (Ecal). Il est représenté sur la figure 2.26 à coté de super-modules, on y distingue bien les trois régions avec des segmentations différentes. Le gain des photo-multiplicateurs est ajusté en fonction de la position de chaque cellule afin de conserver une gamme en impulsion transverse constante sur tout le détecteur. Il est situé à 12490mm du point d'interaction et fait $25X_0$ et c'est dans cette partie que la quasi-totalité de l'énergie des particules électromagnétiques va être déposée. La technologie utilisée pour le Ecal est la technologie dite Shashlik, c'est une alternance milieu actif/milieu scintillateur. Le choix s'est porté sur cette technologie pour son coût, sa réponse rapide, sa résistance aux radiations et sa résolution en énergie. Chaque module est composé de 66 couches, chaque couche étant composée de 2mm de plomb puis de $120\mu\text{m}$ de papier blanc réfléchissant et enfin 4mm de matériau scintillant. Les photons sont collectés par des fibres WLS et détectés par des photo-multiplicateurs situés à l'arrière du détecteur (voir figure 2.26). Ces photo-multiplicateurs possèdent un gain ajustable en faisant varier la tension qui leur est appliquée. Ils sont réglés afin de garder un gain en Pt constant, ils varient en fonction de l'angle θ par rapport au faisceau auquel se trouve chaque cellule du détecteur. Le gain détermine la plage d'énergie mesurée par le détecteur.

Les tests effectués en faisceau donnent une résolution sur l'énergie de

$$\sigma_E/E = 9.5\%/\sqrt{E} \oplus 0.83\% \oplus 0.47\%/E, \quad (2.2.3)$$

ce qui est en très bon accord avec les performances attendues. Ces tests se sont faits sans écran de matière. Dans la réalité l'ensemble SPD/PS dégrade la résolution. Les performances de

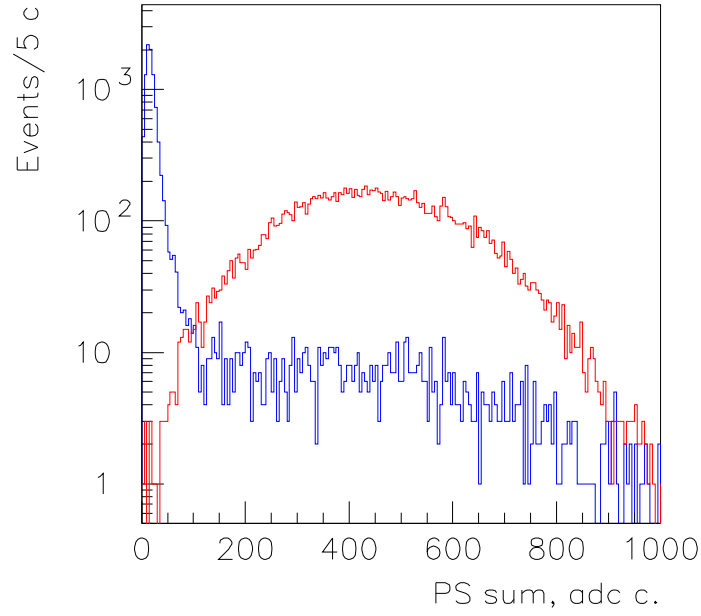


FIG. 2.25 – Énergie déposée (en coup d'ADC), par des pions (a) et des électrons (b) de 50 GeV dans le PS. Les pions ne déposent qu'une MIP alors que les électrons débutent leur gerbe dans le PS.

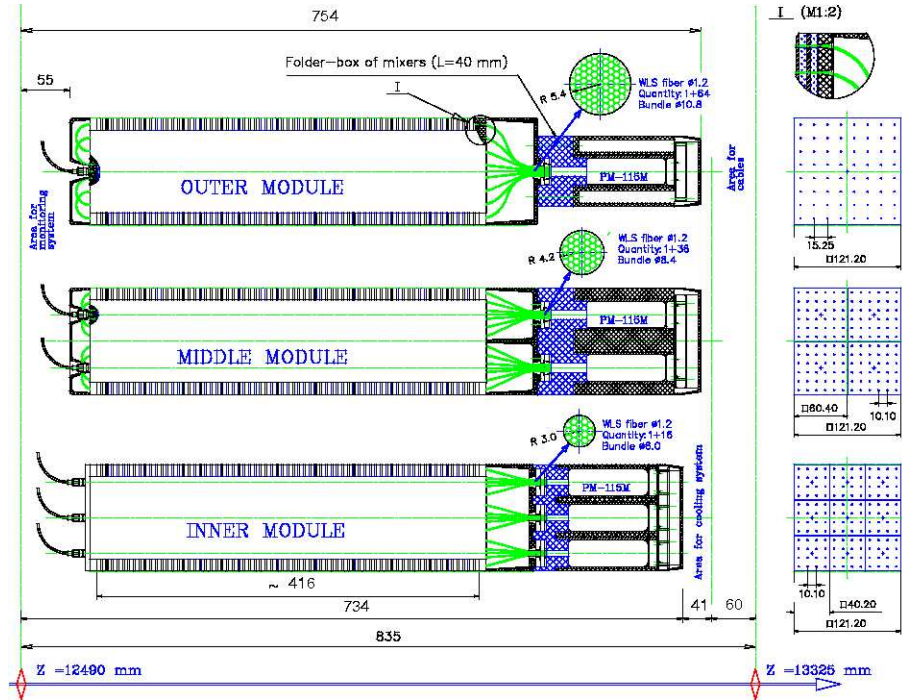


FIG. 2.26 – Module du calorimètre électromagnétique des parties externe, intermédiaire et interne.

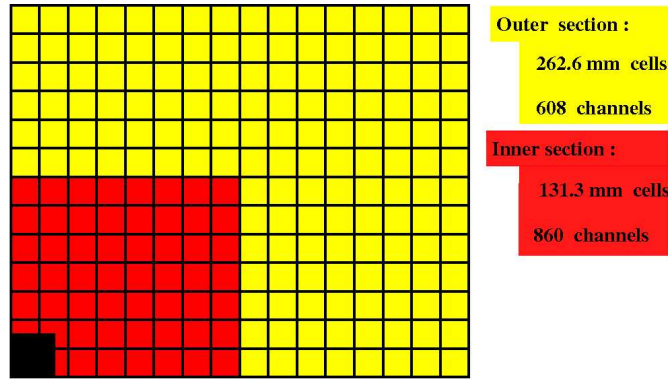


FIG. 2.27 – *Segmentation du calorimètre hadronique en deux régions avec la taille des cellules de ces deux régions.*

reconstruction seront développées dans le chapitre suivant sur la reconstruction des particules dans le calorimètre.

Les méthodes de calibration initiales et de suivi des calibrations sont détaillées dans l'annexe A. Cette calibration sera suivie au mieux à une précision de 1%.

Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (Hcal) est un calorimètre à échantillonnage avec du fer comme absorbeur et des tuiles scintillantes comme matériau actif. La spécificité de ce détecteur est que ces tuiles sont disposées le long du faisceau (voir figure 2.28). Il fait 6.8m de hauteur et 8.4m de largeur.

Le Hcal ne possède que deux tailles de segmentation et donc deux régions : interne et externe. Les cellules sont des carrés de cotés égaux à 131.3mm pour la partie interne et 262.6mm pour la région externe comme on peut le voir sur la figure 2.27. Les dimensions latérales de ces régions sont $\pm 2101mm$ et $\pm 1838mm$ respectivement en x et en y pour la région centrale et $\pm 4202mm$ et $\pm 3414mm$ respectivement en x et en y pour la région externe. Il est composé de deux moitiés symétriques.

Ceci nous donne un total de 1468 cellules ou modules. Chaque module est une succession périodique d'une même structure : 20mm de Fe comme absorbeur suivis de 30mm de scintillateur. Les fibres optiques sont aussi des WLS et les photo-multiplicateurs sont situés à l'arrière du Hcal. Le Hcal fait 1.66m de profondeur ce qui correspond à 7,3 longueurs d'interaction nucléaire ($7,3\lambda$). La résolution en énergie demandée étant de

$$\sigma_E/E = \frac{80\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 5\%. \quad (2.2.4)$$

Les mesures effectuées sur un faisceau test ont donné $\sigma_E/E = (69 \pm 5)\% / \sqrt{E(GeV)} \oplus (9 \pm 2)\%$, toujours en accord avec les performances attendues.

Le Hcal sert à la séparation pions/muons, à la mesure des neutrons et des K_L^0 . La calibration est développée en annexe : la calibration avec une source de Césium est suivie par un système de LED.

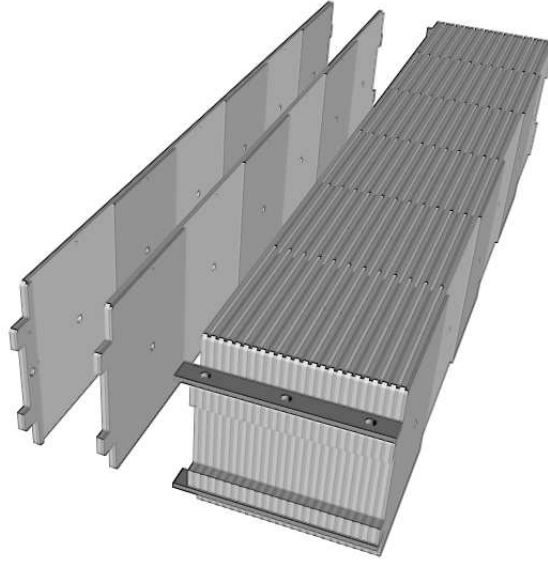


FIG. 2.28 – *Vue d'un module de HCAL (figure obtenue dans [50])*

2.2.6 Les chambres a muons

Les chambres à muons sont d'une très grande importance dans une expérience comme LHCb. Car les muons sont présents dans de nombreux canaux de physique remarquables comme $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Ils sont utilisés dans les canaux dits "en or" comme $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ pour les mesures respectives des angles β et β_s ou le J/ψ se désintègre en 2 muons.

Les muons sont aussi utilisés pour déterminer la saveur du méson B opposé quand il se désintègre suivant un mode semi-leptonique ils sont donc essentiels pour la signature de la saveur. Les stations à muons donnent une information rapide sur les Pt des muons utilisée pour les différents niveaux du déclenchement.

Les stations à muons sont au nombre de 5, une est située avant la calorimétrie et les 4 autres situées après les calorimètres (voir figure 2.29). Les chambres les constituant sont au nombre total de 1392 (de 20 tailles différentes et couvrent une aire totale de $435m^2$ dans une acceptation allant de 20(16)mrad à 306(258)mrad suivant x(y) respectivement.

Entre les stations présentes après la calorimétrie sont intercalés des absorbeurs en fer de 80cm d'épaisseur, destinés à arrêter toutes les particules à l'exception des muons. Au total les chambres à muons représentent 20λ . Un muon a donc besoin d'un minimum de 6GeV/c pour traverser les 5 stations et la calorimétrie.

La première station se situe à 12,15m du point d'interaction juste avant le calorimètre électromagnétique. Les 4 autres sont situées à 15.5, 16.6, 17.7, et 18.8m et se glissent entre les absorbeurs. L'efficacité d'acceptance des stations de muons est de 46% pour les muons issus de désintégrations des b.

Comme pour les autres détecteurs, pour tenir compte de la variation du flux de particules en fonction de la distance au faisceau, les chambres à muons possèdent plusieurs régions avec des segmentations différentes suivant les régions. Ceci permet une bonne résolution sur l'impulsion transverse des muons. A chaque changement de région la taille des pavés est multipliée par 2

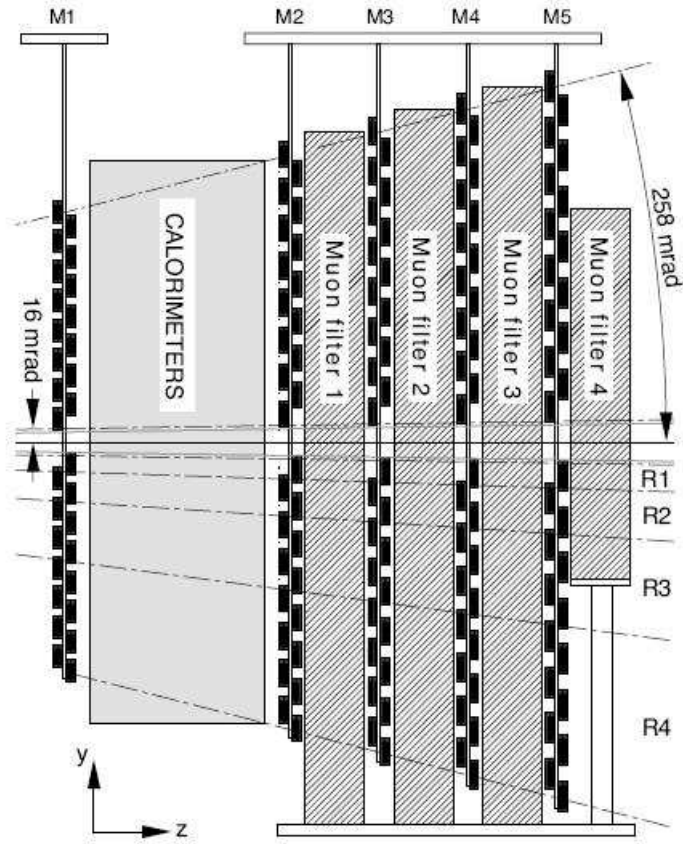


FIG. 2.29 – Vue en coupe des chambres à muons. Seule une chambre est située avant la calorimétrie, les R_i représentent les différentes granularités latérales.

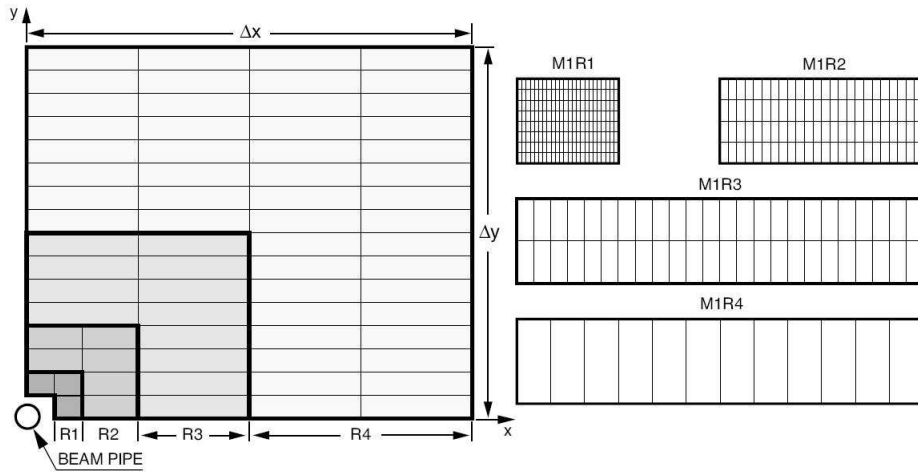


FIG. 2.30 – Gauche : vue de face d'un quart de la chambre M2 où l'on voit les quatre segmentations. Droite : segmentation de chaque partie des stations (figure obtenue dans [51])

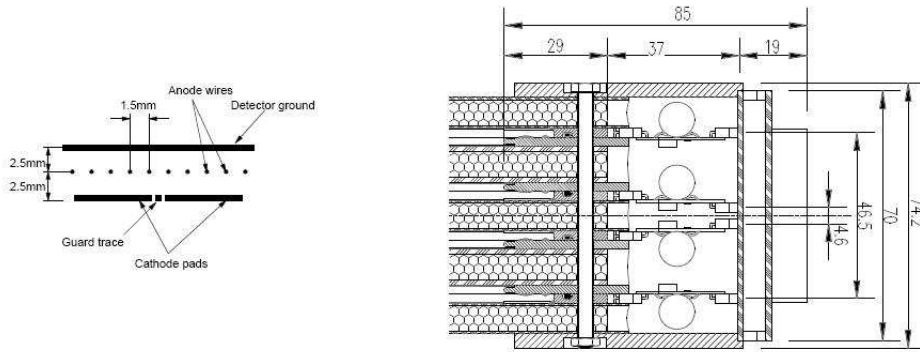


FIG. 2.31 – A gauche : Coupe d'une MWPC. A droite : section d'une chambre comprenant 4 interstices et les connections électroniques (figure obtenue dans [51])

voir la figure 2.30.

Les 4 chambres à muons situées après les calorimètres sont des chambres proportionnelles multifils (MWPC) voir la figure 2.31 de 40cm d'épaisseur. Les anodes sont des fils tendus entre deux plaques, dont l'une est recouverte de pavés et sert de cathode. Le gaz utilisé est un mélange d'Ar (40%), de CO_2 (55%) et de CF_4 (5%). Située avant les calorimètres, M1, pour ne pas avoir trop de matière avant le Ecal, utilise une technologie de type GEM, pour la partie interne de la chambre M1 située en amont de la calorimétrie. Ces chambres sont faites avec des triple étages de GEM. Les tailles des chambres à muons ont été déterminées pour que le flux dans ces chambres n'excède pas $5 \times 10^3 cm^{-2} s^{-1}$.

2.3 Le système de déclenchement (Trigger)

Le système de déclenchement sélectionne des événements de physique potentiellement intéressants. LHCb fonctionne à une luminosité de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et le LHC à une fréquence de 40MHz. A cette luminosité et avec cette fréquence, la fréquence de production des paires $b\bar{b}$ est d'environ 100kHz, la plupart des interactions $p - \bar{p}$ produisent d'autres types d'événements. Sur ces 100kHz seules 30 % de ces paires $b\bar{b}$ produiront un méson B dans l'acceptance du détecteur. Enfin les rapports de branchement des canaux de désintégration des mésons B qui nous intéressent sont au mieux de l'ordre de 10^{-3} . Ceci nous donne finalement une fréquence d'événements intéressants de 30Hz.

Une sélection des événements est nécessaire car le traitement des données à 40MHz est technologiquement difficile. La sélection va donc se faire sur des critères simples caractéristiques des événements que l'on veut sélectionner :

- au moins un lepton à grand Pt dû à la grande masse des mésons B,
- des événements radiatifs donc un photon aussi à grand Pt,
- les désintégrations en deux hadrons venant d'un méson B donc à grand Pt ($B \rightarrow hh$),
- les mésons B ayant une durée de vie assez longue, le vertex secondaire doit se trouver à quelques millimètres du point d'interaction,
- éviter les multi-interactions
- et le Spill-Over.

Le déclenchement a comme fonction de faire une première sélection des événements afin d'éliminer une grande partie du fond tout en gardant le maximum de signal.

Dans LHCb, trois niveaux de trigger ont été définis :

- le trigger 0 (L0),
 - les triggers de haut niveau (HLT1 et HLT2),
- destinés à ramener la fréquence de prise de données dans un premier temps de 40MHz à 1MHz par le L0 puis à 2kHz avec les deux niveaux du HLT (voir figure 2.32).

2.3.1 Le L0

Le L0 a été conçu pour baisser le taux d'échantillonnage de 40MHz à 1MHz dans un temps minimum car "on-line". Il va rejeter 99% des interactions pp inélastiques tout en multipliant par 15 la fraction d'événements B du total (événements MinBias).

Il se base donc sur : l'énergie (ou impulsion) transverse respectivement E_t et P_t des particules produites. Le critère d'énergie est utilisé par le calorimètre pour sélectionner les candidats électrons, photons et hadrons et celui d'impulsion pour les muons. Sont reconstruits les amas avec le maximum d'énergie transverse pour les hadrons, électrons et photons dans les calorimètres ainsi que le ou les deux muons de plus haute énergie transverse. A ceci s'ajoute à partir des informations du PUS (Pile-Up-System) un veto pour rejeter les événements avec trop d'interactions. On dispose également de la multiplicité du SPD qui estime le nombre de traces chargées présentes dans l'événement ; ceci est représenté sur la figure 2.33.

- Le trigger "électron" combine les informations du SPD, du PS et du Ecal afin de chercher le candidat électron de plus grande E_t . L'événement sera sélectionné

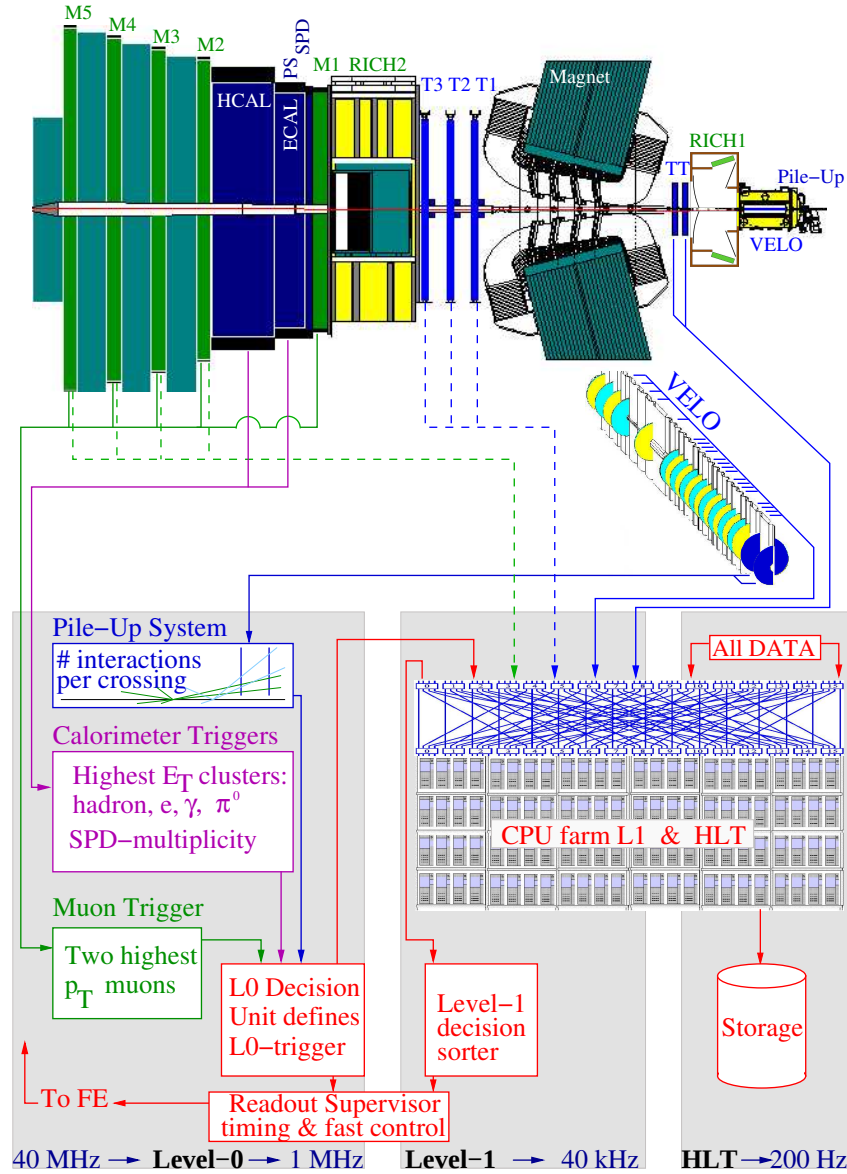


FIG. 2.32 – Schéma du trigger de LHCb. Trois niveaux sont présents réduisant de manière significative la fréquence d'échantillonnage : le L0 et le HLT. Le HLT est divisé en deux parties (HLT1 et HLT2). Le L0 utilise les informations du PUS, Ecal, PS, SPD, Hcal et des stations de muons. Le HLT utilise les informations de tous les détecteurs de LHCb. Le L0 réduit la fréquence d'échantillonnage de 40MHz à 1MHz, et le HLT à 2kHz.

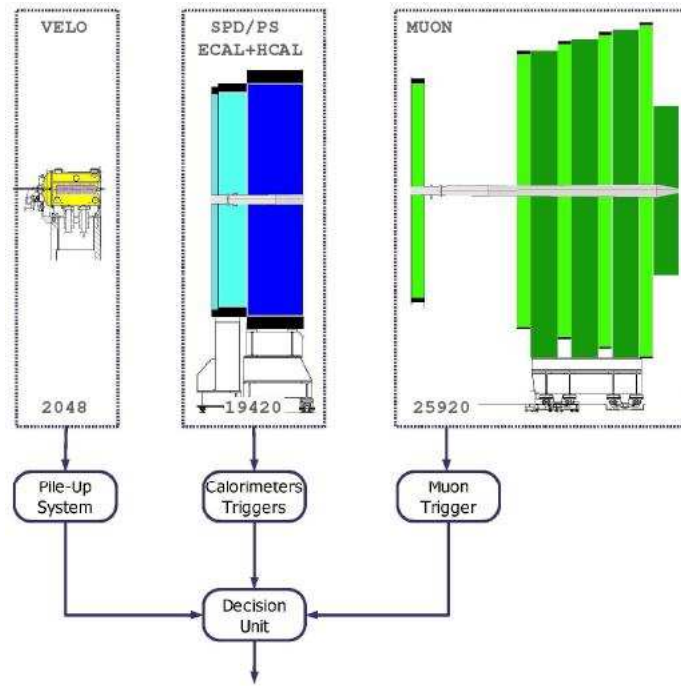


FIG. 2.33 – Schéma du trigger L0. Seuls les informations des calorimètres des chambres à muons et du VELO y sont utilisées.

si $E_t > 2.8 \text{ GeV}$, les seuils étant tous modulables.

- Le trigger photon utilise la signature du PS et la mesure du calorimètre ECAL avec le SPD en Veto. Le candidat doit avoir une énergie supérieure à 2.6 GeV . Il permet d'atteindre un facteur de suppression de 100 sur des événements "biais minimum".

- Le trigger Hadron utilise, la somme des amas du Hcal et du ECAL dans se correspondant spatialement, sont acceptés les hadrons avec $E_t > 3.6 \text{ GeV}$. Le facteur de rejection est alors de 150 pour des événements "biais minimum" (MinBias).

- Le trigger muon reconstruit les traces dans les cinq stations M1-M5 en faisant l'hypothèse qu'elles viennent du point d'interaction. L'événement est accepté si un seul muon a $P_t > 1.1 \text{ GeV}$ ou si plusieurs ont $P_t > 1.3 \text{ GeV}$. Les événements MinBias sont réduits d'un facteur 17.

- Le trigger VELO reconstruit les vertex primaires, une partie des croisements de protons (30%) contiennent plus d'une interaction p-p. Les deux disques du VELO situés les plus en amont, segmentés en r permettent de signer les multi-interactions - et l'unité de décision (L0DU pour L0-decision-unit) gère les différents algorithmes, les seuils y sont ajustés et les différents triggers combinés.

Tout ce traitement est purement électronique, l'ensemble des informations doit être traité et mis en temps, la décision doit être prise en $160 \times 25 \text{ ns}$.

Le L0 est conçu pour délivrer une fréquence d'échantillonnage de 1 MHz , et les événements sélectionnés sont traités par le HLT si la décision du L0 est positive.

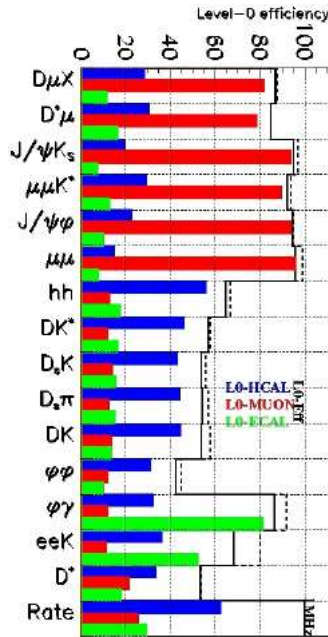


FIG. 2.34 – Résultats du trigger L0 pour différents canaux et pour les différents types de déclenchement du L0.

Les efficacités du L0 sont résumées sur la figure 2.34. On voit que le L0 hadron est le moins efficace, ceux des muons, des électrons et des π^0 sont efficaces.

2.3.2 Le HLT

Le HLT est une application C++ qui tourne sur une ferme de calcul dédiée, la EFF (Event Filter Farm). Tous les programmes utilisés sont présents dans l'environnement de reconstruction de LHCb, c'est à dire le programme Boole dans l'environnement Gaudi, le HLT sera modulable suivant la connaissance plus approfondie que l'on aura du détecteur et de la physique à 14TeV. L'événement est partiellement reconstruit et des algorithmes dédiés pour les différents canaux de physique appliqués. Le HLT a pour but de baisser la fréquence d'échantillonnage à 2kHz.

Il est représenté sur la figure 2.35, on voit qu'il est scindé en deux étapes : HLT1 et HLT2.

Le HLT1

Le HLT1 est la première étape du HLT ; à partir des données complètes enregistrées, il confirme et valide la décision du niveau 0. Une reconstruction partielle des vertex utilise le trajectographe et le VELO et des coupures sur les paramètres d'impact sont ajoutées. Comme montré sur la figure 2.35, le HLT1 est segmenté en "allées" :

- μ -alley,
- $\mu\mu$ -alley,

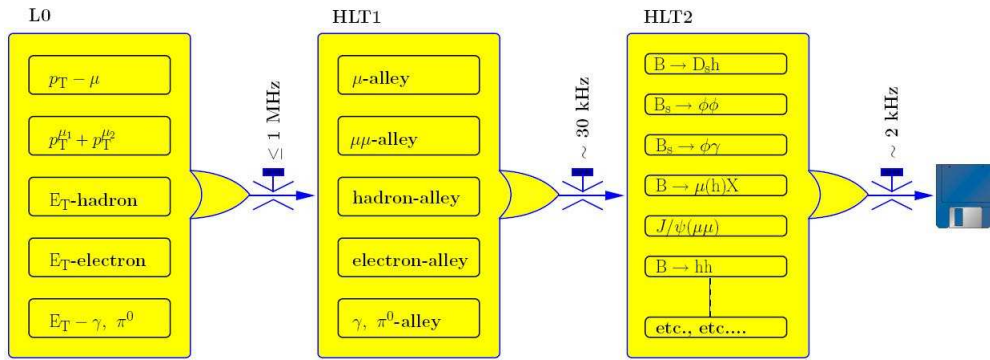


FIG. 2.35 – Schéma du trigger HLT. Il est composé de deux étapes HLT1 et HLT2. HLT1 confirme la décision du L0 et ajoute des coupures sur le paramètre d'impact. HLT2 fait une reconstruction ciblée de l'événement, les sélections se font canal par canal.

- hadrons-alley,
- electron-alley,
- γ, π^0 -alley.

Dans chacune de ces allées est reprise la décision du L0 et le paramètre d'impact est calculé à partir des informations du L0, du VELO et du Trajectographe. Une coupure sur le paramètre d'impact est alors appliquée en fonction de l'allée considérée. En effet les mésons B volant en moyenne $\sim 1\text{cm}$ leur paramètre d'impact par rapport au point d'interaction p-p est important. Comme on l'a vu au paragraphe précédent, la décision du L0 est un "ou" entre les Pt des muons et le Et des hadrons, électrons, π^0 et photons. 15% des événements sélectionnés par le L0 le sont par plusieurs types de déclenchement, ils passeront donc par plusieurs allées.

La figure 2.36 représente un zoom sur une des allées du HLT1. La décision du L0 est confirmée ou non et d'autres informations sont collectées, l'événement y est partiellement reconstruit.

A la sortie du HLT1, la fréquence des événements sélectionnés est de 30kHz.

Le HLT2

La tâche du HLT2 est de sélectionner efficacement les différents canaux de physique étudiés dans LHCb. Une partie des événements sont reconstruits et les algorithmes de sélection des différents canaux appliqués.

Ces algorithmes peuvent impliquer des sélection sur les masses reconstruites comme pour $K^* \rightarrow K^+\pi^-$, $\phi \rightarrow K^+K^-$, $D_s \rightarrow K^+K^-\pi^-$ et bien sur $J/\psi \rightarrow \mu^-\mu^+$ (voir figure 2.37).

Deux types de sélections des événements sont possibles : inclusive ou exclusive.

A la sortie du HLT2 la fréquence des événements sélectionnés est de 2kHz.

Contrairement au L0 le HLT sera amené à évoluer et à se développer avec les connaissances acquises pendant les prises de données sur le détecteur LHCb et la physique que l'on étudiera à 14TeV.

Les résultats du L0 et du HLT sur certains canaux sont présentés sur le tableau 2.38, les canaux les plus simples comme $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$, $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$ sont très bien sélectionnés. La moyenne de

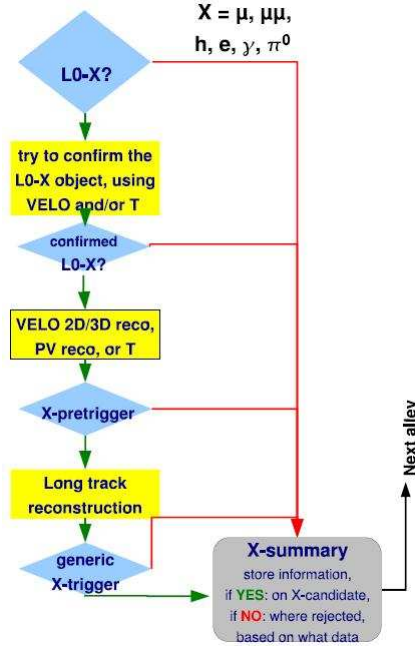


FIG. 2.36 – Schéma d'une allée du trigger HLT. On voit que des informations supplémentaires sont ajoutées à celle du L0 pour la décision finale du HLT.

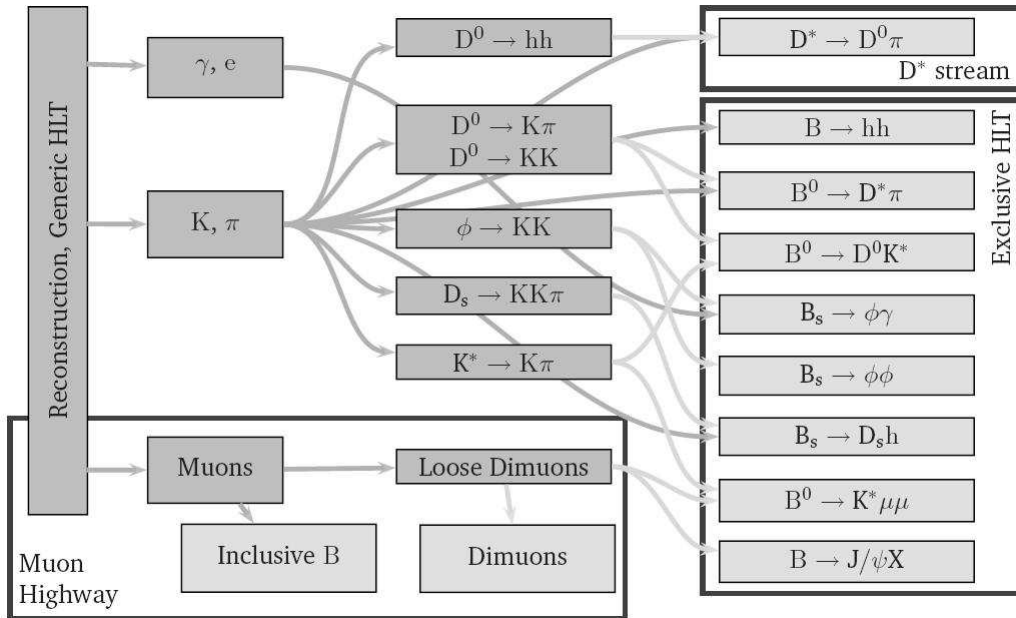


FIG. 2.37 – Schéma de reconstruction des particules pour le HLT2. Les particules sont combinées, des coupures sont effectuées sur la masse des combinaison. Les sélections peuvent être inclusives ou exclusives.

sélection est d'environ 50% pour le signal avec un fond résiduel de 3% d'événements "Minimum Biais".

2.4 Les outils informatiques de l'expérience LHCb

Les outils informatiques de l'expérience LHCb vont être brièvement évoqués dans cette section, ils couvrent : la simulation des événements, la digitisation et la reconstruction des événements. Les outils d'analyse des événements et des futures données ainsi que la grille informatique seront présentés et développée dans une deuxième partie.

2.4.1 De la simulation à la reconstruction

Vont être développés dans ce paragraphe : l'environnement (Gaudi), la simulation d'événements (Gauss), la digitisation des signaux physiques (Boole) et la reconstruction des événements (Brunel). Ceci est représenté sur le diagramme 2.39, les blocs carrés bleus sont amenés à évoluer au fur et à mesure du temps et de nos connaissances du détecteur LHCb et de la physique à l'échelle du TeV. Tandis que ceux ronds en rose, représente le flux de données issus du détecteur LHCb au LHC.

Gaudi est le cadre (environnement) des expériences LHCb et Atlas. Il sert de base au développement des programmes qui s'y interfacent et comme eux il est écrit en C++. Sont définis par exemple les unités, les objects C++ de base et tous les outils de base servant dans tous les logiciels de LHCb et Atlas.

La route de la simulation à la reconstruction commence par Gauss.

Gauss se compose de trois logiciels :

- le premier pour simuler l'interaction p-p à une énergie de 14TeV dans le centre de masse et les produits résultant de ces interactions (Pythia), il est basé sur les résultats de plusieurs modèles QCD, la connaissance de la physique à ce niveau est incluse dans ces programmes.
- le deuxième simulant la physique des désintégrations pour la physique du B, qui se base sur les résultats des expériences précédentes, en particulier BaBar et Belle
- le dernier pour simuler les interactions des particules avec le détecteur (Geant4) ; la géométrie et les matériaux y sont décrits en détail, incluant les matériaux passifs comme le tube des faisceaux, les structures et supports des détecteurs.

Gauss nous permet de ne sélectionner que l'interaction que l'on veut simuler laissant la possibilité de faire des études canal par canal. Gauss nous offre la possibilité de ne sélectionner que les interactions dont les produits de désintégration interagissent dans le détecteur. On a pu ainsi simuler les collisions entre protons à différentes énergies ($\sqrt{s}=900\text{GeV}$ et 14TeV), dans différentes configurations du détecteur (avec ou sans champ magnétique, différents positions des détecteurs (VELO ouvert ou fermé) etc...).

Le résultat de Gauss contient l'information de la réponse du détecteur aux événements simulés, ils vont ensuite passer par le programme de digitisation.

Le deuxième programme utilisé dans cette chaîne est Boole. Boole sert à la digitisation, c'est à dire, à simuler la conversion simulation $\rightarrow$ réponse électronique des différents détecteurs. Les

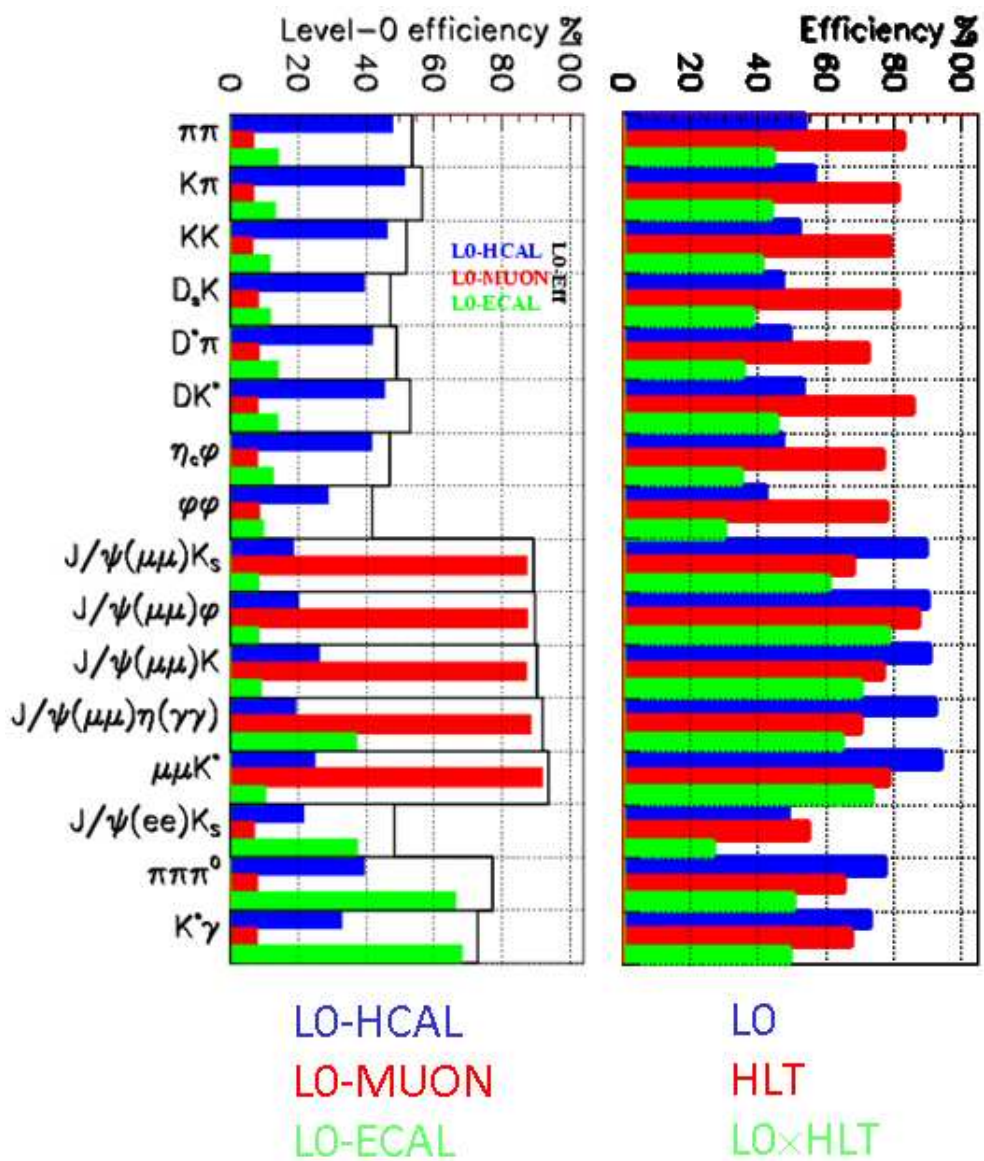


FIG. 2.38 – Efficacités de sélection de certains canaux dans LHCb.

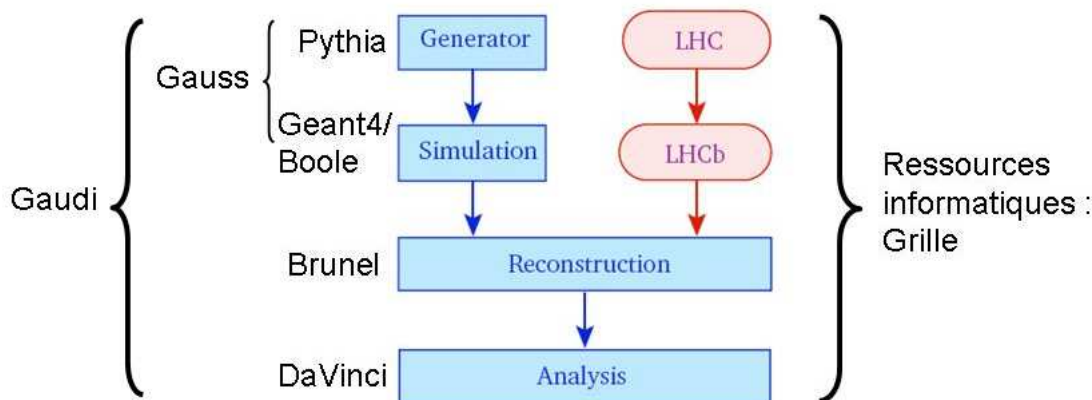


FIG. 2.39 – Diagramme en blocs des outils informatiques de l'expérience LHCb. *Pythia, Geant4 et Boole (Generator et simulation en bleu) sont que des simulations informatiques de la réalité de la prise de données (LHC et LHCb en rose). L'outil informatique sur lequel repose tous les autres est Gaudi. La Grille (noir) permet d'effectuer ces simulations utilisant les ressources informatiques des centres de calcul ouverts à l'expérience LHCb.*

informations sortant de Boole sont similaires à celles que l'on aura en prise de données. Les informations du L0 sont aussi simulées. A cette étape les données simulées sont de format identique à celles collectées dans l'expérience.

Les paramètres seront adaptés pour simuler les différentes réponses et bruits électroniques des détecteurs.

L'efficacité et la résolution du détecteur y sont prises en compte et ajustées par rapport aux tests-faisceaux effectués, ainsi que le bruit électronique et les effets de "cross-talk". Les effets dus à des réponses du détecteur supérieures à 25ns (Spill-Over), sont aussi inclus dans les simulations.

Le programme Brunel reconstruit les traces et les impulsions des particules, leur énergie, les vertex primaires et secondaires ; il prend en compte les corrections à appliquer aux mesures pour avoir les meilleures déterminations de l'ensemble de paramètres de l'événement. Il construit les estimateurs liés aux différents sous-détecteurs et utilisés pour l'identification des particules.

2.4.2 L'analyse dans LHCb : Logiciel et Grille

Le cadre de l'analyse est le logiciel DaVinci. Il permet l'identification et la sélection des particules, leur combinatoire, la sélection des états finaux. Selon l'analyse envisagée, différents éléments standard, issus de la reconstruction avec Brunel, peuvent être sélectionnés avec des critères choisis et des algorithmes appliqués avec des critères ajustés.

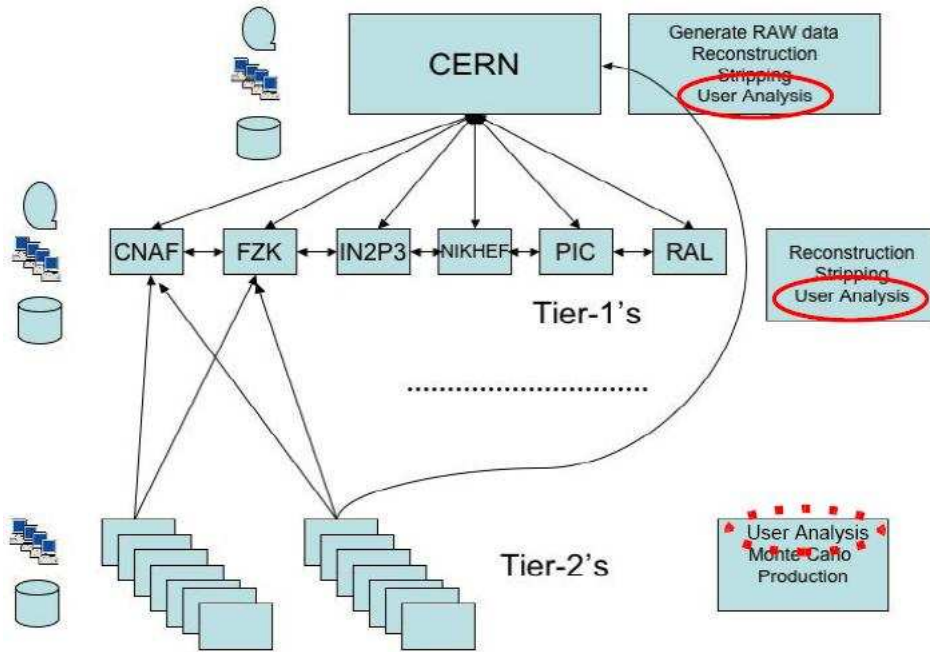


FIG. 2.40 – *Structure de la Grille en différents Tiers. Le Tiers0 étant le CERN, les plus gros centre de ressources informatiques sont Tiers1. La désignation des Tiers2 et Tiers3 étant donnée en fonction des ressources informatiques proposées, c'est à dire stockage de données, puissance de calcul et service offert. La Lapp est par exemple en Tiers2.*

La nouveauté par rapport aux expériences précédentes de physique des hautes énergies, est le nombre considérable d'événements et la taille des fichiers à traiter. La fréquence du LHC est de 40MHz, la luminosité demandée dans LHCb donne en moyenne 0.5 interaction par croisement des faisceaux. Le flux de données enregistré est de 2KHz soit 70 millions d'événements pour 10 heures de prise de données. Pour faire face au flux important, l'outil inventé est la Grille informatique. Elle met en commun les ressources informatiques de tous les centres qui veulent bien les mettre à la disposition du LHC. Le premier centre est au CERN (Tiers0, voir figure 2.40). Les centres secondaires (comme le Centre de Calcul de Lyon) sont appelés Tiers1 et finalement, en fonction des ressources proposées par les autres centres ils sont classés Tiers2 ou Tiers3. Le Lapp est par exemple Tiers2. La collaboration LHCb a choisi de faire ses reconstructions initiales de données sur les Tiers0 et 1, de supporter l'effort de production de Monte-Carlo à partir des des tiers 1 et 2

Chaque cluster de la grille fournit des ressources en calcul et/ou ressources en stockage, le Lapp fournit les deux. D'où l'importance de la compréhension de cet outil informatique. Les canaux spécifiques étudiés dans cette thèse ont été simulés et reconstruits sur la grille informatique.

Une documentation sur l'utilisation de la grille et plus générale des logiciels LHCb au Lapp est présente sur le site [42].

Chapitre 3

Reconstruction et identification des particules dans LHCb

Le chapitre précédent décrivait le détecteur et ses sous-détecteurs. Ces sous-détecteurs sont placés dans un ordre précis pour pouvoir obtenir la meilleure reconstruction et identification des particules produites dans les collisions.

Dans une première partie, sont décrits les algorithmes de reconstruction des traces, des vertex puis des dépôts dans la calorimétrie. Puis dans une seconde partie seront précisées les performances d'identification du détecteur.

3.1 Reconstruction des traces

La reconstruction des traces se fait par la combinaison des hits obtenus dans le VELO, le trajectographe, les dépôts d'énergie dans les calorimètres et/ou les chambres à muons. Les traces nous renseignent sur la nature des particules et en déterminent les paramètres. Différents algorithmes de reconstruction seront décrits et leurs performances précisées.

Dans LHCb on peut définir cinq traces différentes suivant les sous-détecteurs touchés (voir figure 3.1).

Traces longues : les traces les plus importantes dans LHCb, pour l'étude des désintégrations des B, sont les traces longues (long tracks). Elles traversent tout le système de trajectographie du VELO jusqu'aux derniers détecteurs de traces.

Traces montantes : certaines traces ne sont visibles que dans le VELO et le TT car d'impulsion faible et donc trop défléchies par le champ magnétique de l'aimant qu'elles n'arrivent pas à dépasser (upstream tracks). Elles passent quand même par le RICH1 et sont précieuses pour comprendre le bruit de fond. Ces traces peuvent aussi servir pour l'identification des B bien que la résolution en impulsion soit faible.

Traces du VELO : d'autres traces quant-à-elles ne traversent que le VELO car produites à grand angle vers l'arrière du détecteur (VELO tracks). Elles nous renseignent sur le nombre de collisions qu'il y a eu et sont utiles pour la reconstruction des vertex primaires.

Traces du trajectographe : les deux autres traces ne passent pas par le VELO. Les premières ne laissent qu'un signal dans les trajectographes situés après l'aimant (T tracks). Elles proviennent typiquement d'interactions secondaires mais sont utiles pour améliorer l'identification à l'aide du RICH2.

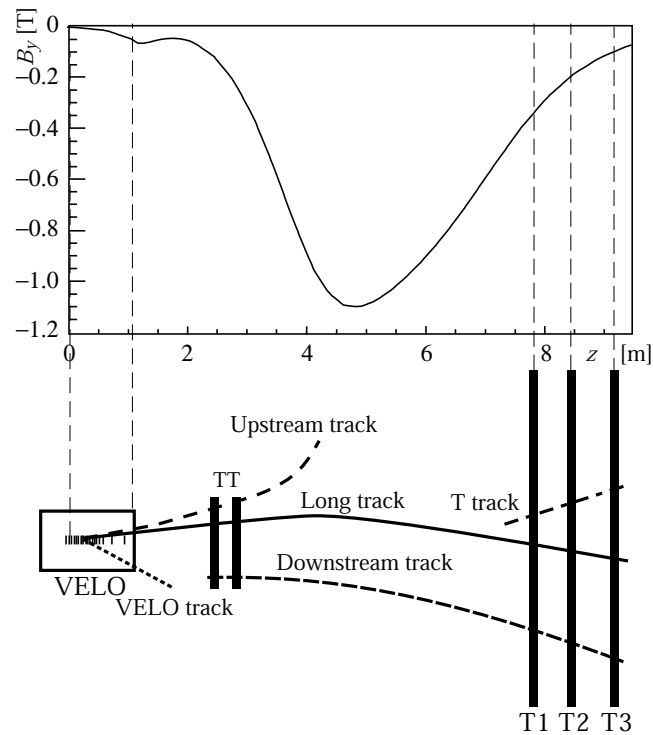


FIG. 3.1 – *Illustration des différentes traces obtenues dans LHCb, chacune traverse des sous-détecteurs différents et est identifiable des autres (figure obtenue dans [45])*

Traces descendantes : les deuxièmes sont celles qui laissent un signal dans tous les trajectographes (Downstream tracks). Elles proviennent la plupart du temps de désintégrations de K_S^0 ou Λ en dehors du VELO.

3.1.1 Conditions de reconstruction

Pour reconstruire une trace certaines conditions sont à réunir :

- une trace VELO doit au moins laisser 3 hits dans les stations r et 3 dans les stations ϕ ,
- une trace T, quant à elle, est reconnue comme telle si elle touche chacune des stations T1-T3 dans le plan x et dans le plan stéréo,
- une trace longue est reconstruite si elle réunit les deux conditions précédentes,
- les traces upstream doivent réunir les conditions de reconstruction du VELO et laisser au moins 3 hits dans les stations TT,
- finalement les traces downstream peuvent être reconstruites en laissant 3 hits dans les stations TT et réunissant les conditions de reconstruction des traces T.

Les traces sont dites reconstruites si les hits laissés dans le VELO ou les stations T1-T3 correspondent à 70% à ceux MC. D'autres conditions sont à ajouter pour les traces up et downstream, elles doivent avoir des hits dans les stations TT correspondants aux MC. Finalement les traces longues doivent réunir les conditions du VELO et des stations T1-T3.

3.1.2 Stratégie de reconstruction

La première étape de la reconstruction est la recherche de traces mères dans le VELO et les trajectographes situées après l'aimant. Ces traces mères sont pour le VELO des traces rectilignes ou segments de droites car le VELO est éloigné de l'aimant. Les traces mères du trajectographe sont, quant à elles, défléchies car ayant subi le champ magnétique et le subissant encore un peu, bien que l'on en soit assez éloigné dans cette partie du détecteur.

Pour le VELO on se sert des coordonnées en r et ϕ . Les traces mères du VELO ne possèdent pas d'information sur l'impulsion, contrairement à celles des trajectographes où une estimation de l'impulsion peut être obtenue en considérant que la trace provient du point d'interaction. Une précision de 1% sur l'impulsion est ainsi atteinte.

L'étape suivante est la mise en comparaison de ces deux informations.

Pour les "long tracks", à partir d'une trace mère dans le VELO, un hit dans une station du trajectographe est choisi et alors une impulsion est estimée. Les hits le long de cette trace sont alors recherchés dans les autres stations du trajectographe. Quand suffisamment de points sont associés la trace est reconstruite. Cette méthode est appelée "forward tracking". 90% des longues traces sont ainsi reconstruites.

Après cette étape certaines traces mères dans les stations du trajectographe n'ont pas encore été utilisées. L'opération inverse de celle effectuée pour les traces mères du VELO est alors mise en route avec les traces mère du trajectographe. Ainsi 50% des longues traces non trouvées sont ainsi reconstruites à partir des traces mères non utilisées dans la première recherche.

Les traces downstream et upstream sont, quant à elles, déterminées en appliquant la même reconstruction que pour les long tracks mais cette fois-ci en utilisant le TT avec les traces mères du VELO puis du trajectographe respectivement. Pour réduire le nombre de traces fantômes reconstruites (traces non-associées à des traces Monte-Carlo), des hits dans TT sont requis dans les deux cas.

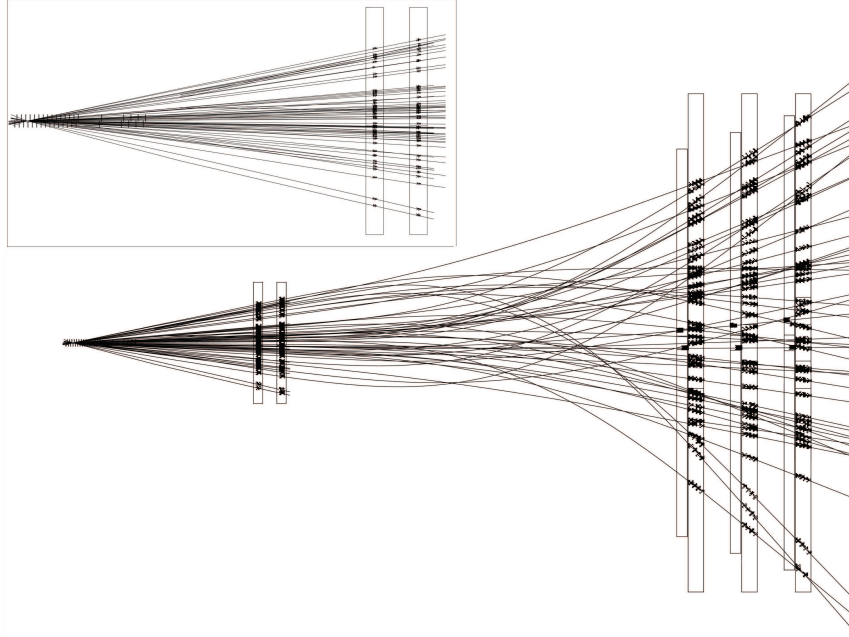


FIG. 3.2 – *Reconstruction des traces d'un événement $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ dans la région du VELO et du trajectographe (avec dans l'encart en haut à gauche un zoom sur la région du VELO et du TT), cet événement contient environ 50% de hits en plus que le nombre moyen de hits dans un événement (figure obtenue dans [45])*

Les traces mères non reconstruites dans le VELO et le trajectographe sont alors considérées comme T-tracks ou VELO-tracks.

Finalement les traces sont réajustées par un filtre de Kalman, pour tenir compte de la diffusion multiple et des pertes par ionisation (dE/dx) lors de la traversée des différents matériaux et donc les éventuels "sauts" pouvant y avoir lieu. Un χ^2 est alors estimé pour chaque trace par cet ajustement.

Un exemple de reconstruction de trace est montré sur la figure 3.2. Elle a été obtenue pour un événement $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Le nombre moyen de traces reconstruites pour un événement $b\bar{b}$ est de 72 dont 26 sont des traces longues, 11 montantes, 4 descendantes, 26 VELO et 5 trajectographe (T). Les hits dans les chambres à muons sont associés aux traces chargées de type Long et Downstream Track.

3.1.3 Performances

Il existe quatre quantités pour définir la performance de reconstruction des traces :

- l'efficacité de reconstruction (ϵ_{Rec}),
- le pourcentage de traces fantômes ($\epsilon_{fantmes}$),
- la précision sur la mesure de l'impulsion ($\delta p/p$) et
- la précision sur le paramètre d'impact ($\sigma(IP)$).

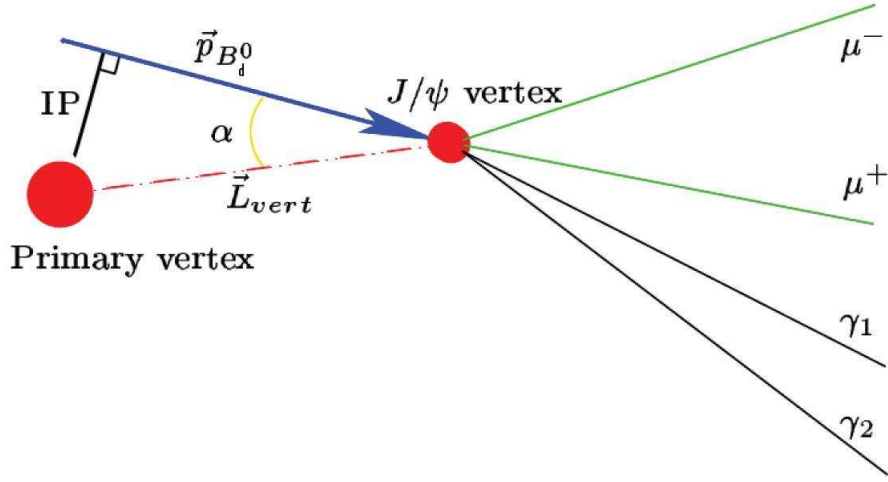


FIG. 3.3 – Paramètre d'impact dans le cas de la désintégration $B_d^0 \rightarrow J\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$. Il est défini par rapport au point d'interaction p-p et la direction du méson B reconstruit.

Les traces fantômes sont des traces reconstruites ne correspondant à aucune traces Monte-Carlo, c'est à dire simulées par Geant4.

Dans la physique du b pour sélectionner les événements contenant des mésons b, le paramètre d'impact des traces est une grandeur caractéristique sur laquelle compter. Il est défini sur la figure 3.3.

Les performances de reconstruction des traces sont évaluées en étudiant l'efficacité de reconstruction des traces et le nombre de traces fantômes. L'efficacité de reconstruction (ϵ_{Rec}) est définie comme le rapport du nombre de traces reconstruites ($\#Traces_{Rec}$) par le code développé par la collaboration LHCb (Brunel) sur le nombre de traces Monte-Carlo ($\#Traces_{MC}$).

$$\epsilon_{Rec} = \frac{\#Traces_{Rec}}{\#Traces_{MC}} \quad (3.1.1)$$

La pollution des traces fantômes ($\epsilon_{fantmes}$) est, quant à elle, le rapport du nombre de longues traces reconstruites ne correspondant à aucune particule Monte-Carlo et $\#Traces_{MC}$.

$$\epsilon_{fantmes} = \frac{\#Traces_{fantmes}}{\#Traces_{MC}} \quad (3.1.2)$$

Performances pour les longues traces

Les performances de reconstruction des longues traces sont montrées sur la figure 3.4.

Sur la figure de gauche de 3.4, on peut voir que pour des particules ayant une impulsion supérieure à 10GeV/c, ϵ_{Rec} est de 94% et diminue pour les petites impulsions. Les traces fantômes sont aussi plus nombreuses aux petites impulsions. On atteint un $\epsilon_{fantmes}$ de 9% pour des impulsions inférieures à 2GeV/c.

Le même effet est observé sur la figure du milieu de 3.4 en fonction de l'impulsion transverse. Mais dans LHCb la majorité des particules issues de mésons B ont des $Pt \geq 0.5GeV/c$ donnant $\epsilon_{fantmes} \sim 3\%$.

La mauvaise reconstruction à basse impulsion s'explique par le fait que des particules de

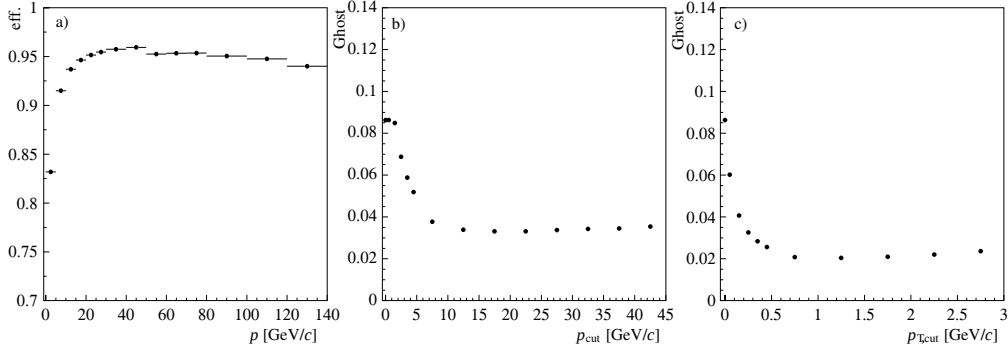


FIG. 3.4 – *Performance de reconstruction des longues traces en fonction de l'impulsion. La figure de gauche représente l'efficacité de reconstruction. Celle du milieu les traces fantômes en fonction d'une coupure en P . Et celle de droite les traces fantômes en fonction d'une coupure en P_t (figure obtenue dans [45])*

faible impulsion sont déviées par les interactions multiples qu'elles subissent le long de leur trajectoire. On pourrait l'améliorer en agrandissant le champ de recherche des traces durant la reconstruction. Mais en faisant cela on augmenterait aussi $\epsilon_{\text{fantmes}}$. Un compromis entre les deux est alors adopté.

Une autre variable de la performance est la résolution sur les différentes mesures : impulsion ($\delta p/p$) et paramètre d'impact (σ_{IP}) (voir figure 3.5 en fonction respectivement de l'impulsion et de l'inverse de l'impulsion transverse.)

On voit que $\delta p/p \geq 0.35\%$ pour de faibles impulsions et augmente linéairement ensuite pour atteindre 0.55% pour les plus grandes. La distribution en impulsion est aussi représentée. On voit que majoritairement les traces sont de faible impulsion, là où $\delta p/p$ est la meilleure mais aussi là où ϵ_{Rec} est la plus faible (voir figure 3.4). σ_{IP} , quant à lui, augmente linéairement comme l'inverse de l'impulsion transverse. Cette dépendance est ajustée par une fonction :

$$\sigma_{IP} = 14\mu m + 35\mu m/P_T, \quad (3.1.3)$$

avec P_T en GeV/c.

Cette dépendance s'explique par le fait que les traces de grande impulsion transverse ne sont que peu déviées le long de leur parcours.

La distribution des particules en fonction de l'inverse de l'impulsion transverse nous montre que la majorité des traces se trouve dans une région en P_t qui correspond à la région de meilleur $\sigma(IP)$.

Les performances de reconstruction des traces peuvent être aussi évaluées par la comparaison de $\delta p/p$ et $\sigma(IP)$ avec le MC (voir figure 3.6).

La résolution moyenne sur la détermination de l'impulsion dans LHCb est $\langle \delta p/p \rangle = 0.37\%$, cela vient du fait que la majorité des traces se trouvent à basse impulsion là où la résolution sur l'impulsion est la meilleure.

La distribution de $\delta(IP)$ pique à $20\mu m$ et sa valeur moyenne est $\langle \delta(IP) \rangle = 40\mu m$, qui s'explique aussi par le fait que la majorité des traces se trouve à grand P_t là où $\langle \delta(IP) \rangle$ est le meilleur.

Les conséquences de ces résolutions seront décrites dans les performances du détecteur LHCb

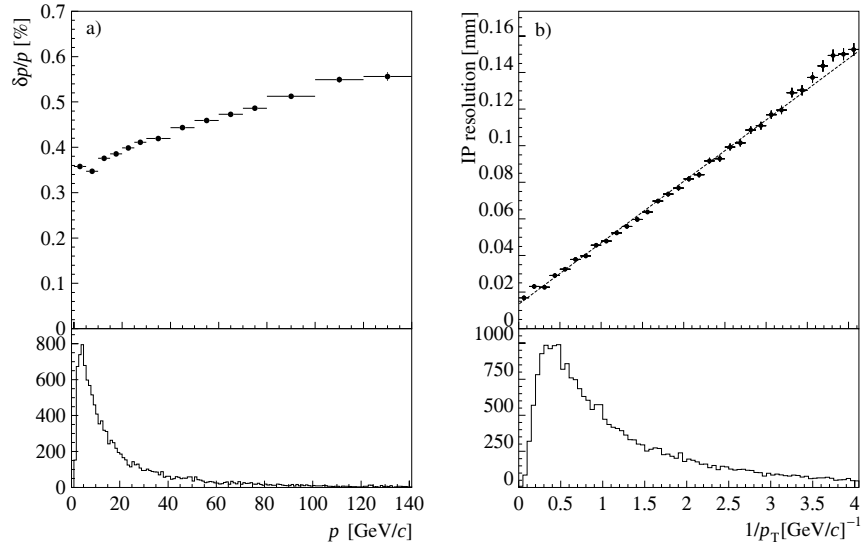


FIG. 3.5 – $\delta p/p$ et $\sigma(IP)$ respectivement en fonction de l'impulsion et de l'inverse de l'impulsion transverse. A gauche est représenté $\delta p/p$ avec la distribution associée. A droite est représentée celle sur $\sigma(IP)$ et la distribution associée (figure obtenue dans [45])

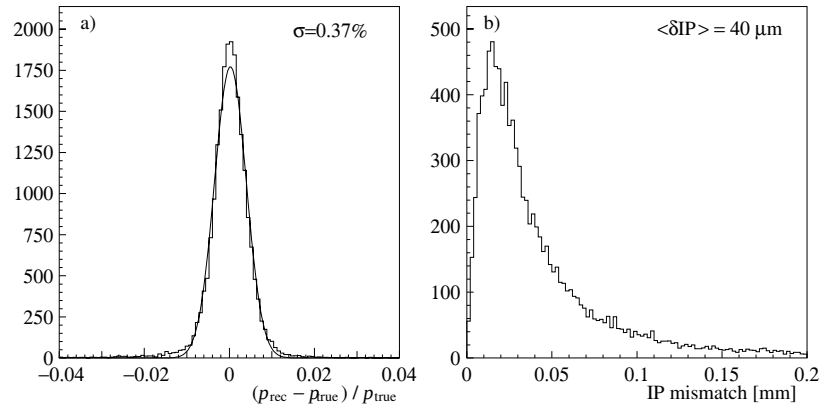


FIG. 3.6 – A gauche est représentée $\delta p/p$ ajusté par une gaussienne. A droite, on peut voir la distribution de $\sigma(IP)$ (figure obtenue dans [45])

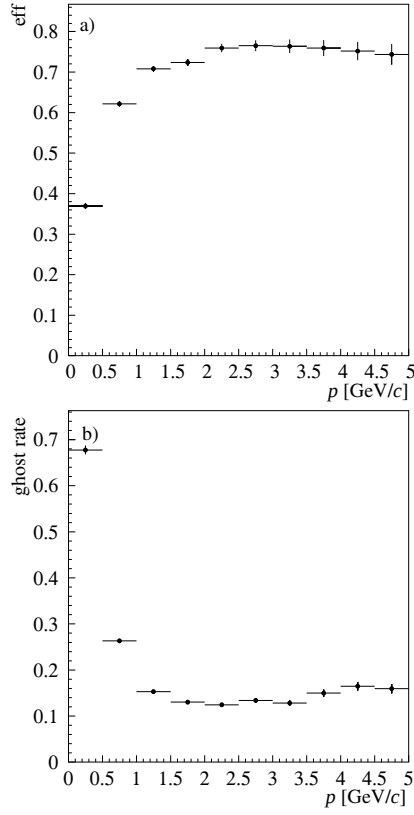


FIG. 3.7 – En haut est représentée ϵ_{Rec} des traces upstream et en bas $\epsilon_{fantmes}$ reconstruites. ϵ_{Rec} est plus faible que pour les longues traces et $\epsilon_{fantmes}$ est plus élevé. (figure obtenue dans [45])

pour les mesures des paramètres du triangle CKM et de certains rapports de branchements.

Performances pour les autres traces

Les autres traces (up et downstream) sont moins bien reconstruites que les longues traces à cause du fait qu'elle ne laissent des hits que dans une partie des sous-détecteurs ne laissant pas de hits dans respectivement les stations T1-T3 et le VELO.

ϵ_{Rec} des traces upstream et $\epsilon_{fantmes}$ trouvées sont représentées sur la figure 3.7. Comme pour les longues traces, ϵ_{Rec} des traces upstream est plus faible aux petites impulsions, et cela pour les mêmes raisons. On peut noter que ϵ_{Rec} est relativement plus basse ($< 75\%$) aux petites impulsions ($< 1\text{GeV}/c$) que pour les traces longues. Cela vient du fait que ces particules ne traversent pas le RICH1 car sont trop déviées par le champ magnétique. Pour des impulsions plus grandes on atteint 75%.

De même que $\epsilon_{fantmes}$ augmente aussi pour ces mêmes petites impulsions pour les mêmes raisons que ϵ_{Rec} baisse. A grandes impulsions $\epsilon_{fantmes}$ atteint la valeur de 15% soit plus de dix fois supérieure à la valeur obtenue pour les longues traces.

La résolution sur l'impulsion aussi est médiocre ($\delta p/p \sim 15\%$) car le champ magnétique ren-

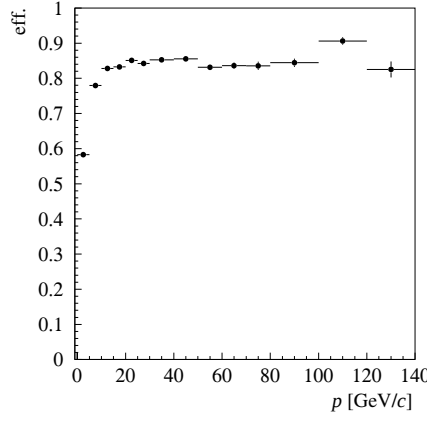


FIG. 3.8 – ϵ_{Rec} des traces downstream en fonction de l'impulsion de ces traces. Comme pour les longues traces et les upstream ϵ_{Rec} est faible à basses impulsions (figure obtenue dans [45])

contré est faible.

La reconstruction des traces downstream est plus efficace que les traces upstream car les sous-détecteurs touchés sont les stations T1-T3 qui servent à identifier, entre autres, les désintégrations secondaires comme celle par exemple du K_S^0 .

Comme pour les deux autres traces celles à basse impulsion sont bien reconstruites comme on peut le voir sur la figure 3.8. En contrepartie la résolution sur l'impulsion est bonne et est égale en moyenne à $\delta p/p = 0.43\%$ par exemple pour des pions issus du K_S^0 venant de la désintégration $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ donc très bien définie. L'efficacité moyenne obtenue pour des impulsions supérieures à 5 GeV/c est de 80%. Afin de maintenir $\epsilon_{fantmes}$ bas et ϵ_{rec} haut, on demande que deux ou trois traces présentes dans le TT ne correspondent qu'à une seule trace mère dans les stations T1-T2-T3. Les traces fantômes sont aussi éliminées à un stade ultérieur, lors de la recombinaison des particules issues de désintégrations.

Les performances de reconstruction des traces et des vertex sont résumées dans le tableau 3.1.

Mesure	Performance
Vertex Primaire (x et y)	$8\mu\text{m}$
Vertex Primaire (z)	$44\mu\text{m}$
Vertex Secondaire (x et y)	$150\mu\text{m}$
Vertex Secondaire (z)	$300\mu\text{m}$
σ_{IP}	$14\mu\text{m} + 35\mu\text{m}/p_t$
$\delta p/p$	0.37%

TAB. 3.1 – Performance de la reconstruction des vertex primaires et secondaires avec le VELO, et des traces avec le trajectographe. Valeurs tirées de [45].

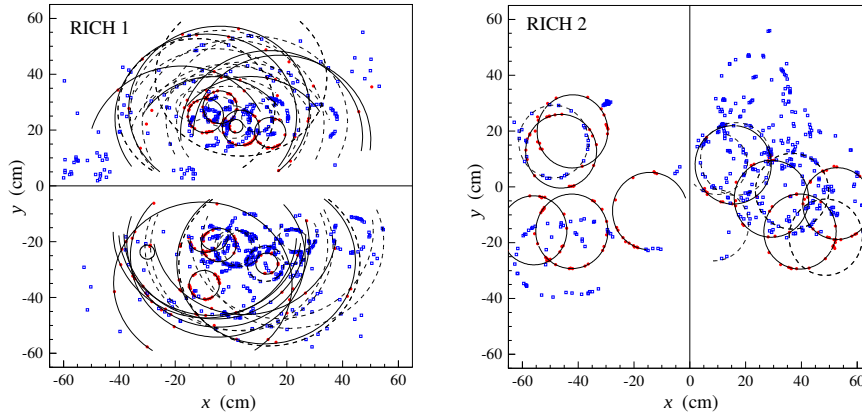


FIG. 3.9 – Exemples de signaux obtenus avec les RICH pour un même événement. A gauche avec le RICH1, et à droite avec le RICH2. Les cercles ont été reconstruits : en traits pleins pour les longues traces et en pointillés pour les courtes. (figure obtenue dans [45])

3.2 Identification des particules

Les sous-détecteurs servant à l'identification des particules sont, en particulier, les calorimètres, les détecteurs à muons et les RICHs.

Les particules chargées (e , μ , π , K , p) sont identifiées avec les informations de la calorimétrie, des RICHs et des chambres à muons, les photons, les pions neutres et les eta (γ , π^0 et η) avec celles de la calorimétrie.

3.2.1 Identification avec les RICH

L'identification des particules chargées avec les RICH suit une certaine procédure. Elle est la suivante. Les différents cercles, ou parties de cercles (voir figure 3.9), obtenus sont comparés à ceux qui auraient été obtenus pour chaque hypothèse de masse avec les impulsions des particules déduites des reconstructions de traces.

Un likelihood de cette comparaison est alors déterminé pour les différentes hypothèses de masse. Il est alors maximisé en faisant varier cette hypothèse sur la masse.

Une étude a été effectuée dans le système $B_S^0 \rightarrow D_S^- K^+$ pour la séparation des pions et des kaons. Pour cela le rapport des Likelihood a été étudié, ou plutôt le logarithme de ce rapport, ce qui est équivalent :

$$\Delta \ln L_{K/\pi} = \ln[L(K)] - \ln[L(\pi)] = \ln[L(K)/L(\pi)] \quad (3.2.1)$$

Ce rapport est représenté sur la figure 3.10.

On voit sur cet exemple que $\Delta \ln L_{K/\pi}$ pour des kaons tend plutôt vers des valeurs positives tandis que pour les π vers des valeurs négatives. On remarque une structure en double pic qui est due aux deux échelles en impulsion des deux RICH.

L'efficacité d'identification des particules et les mauvaises identifications des particules sont représentées sur la figure 3.11.

Des coupures choisies en $\Delta \ln L_{K/\pi}$, dépendent l'efficacité et la mauvaise identification des particules. Un compromis, en fonction de l'étude voulue, entre les deux est à faire.

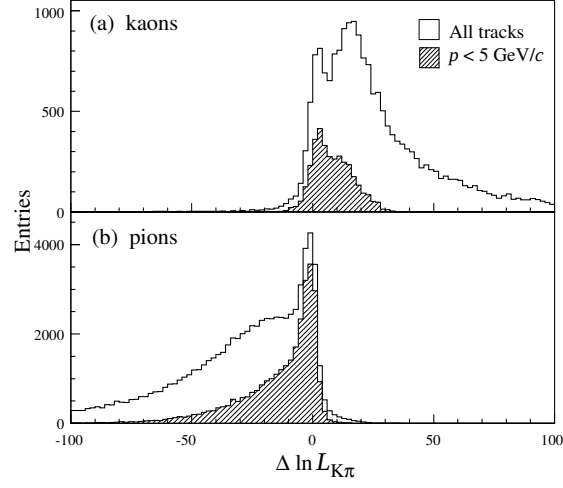


FIG. 3.10 – Différence entre les log-likelihood des hypothèses kaon-pion dans l'échantillon $B_S^0 \rightarrow D_S^- K^+$. Deux histogrammes sont superposés, ceux à petites et grandes impulsions (figure obtenue dans [45]).

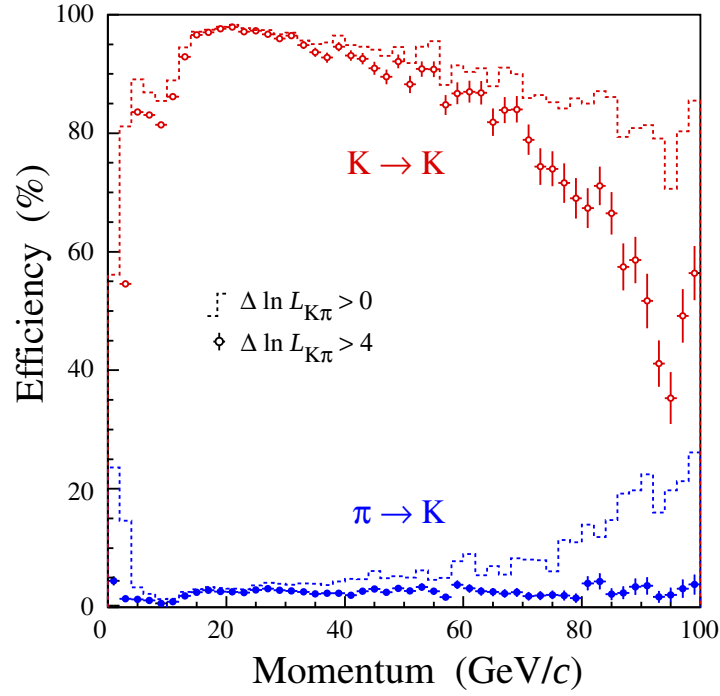


FIG. 3.11 – Efficacité de reconstruction et mauvaises identifications de kaons en fonction de leur impulsion pour deux coupures en $\Delta \ln L_{K/\pi}$ (figure obtenue dans [45]).

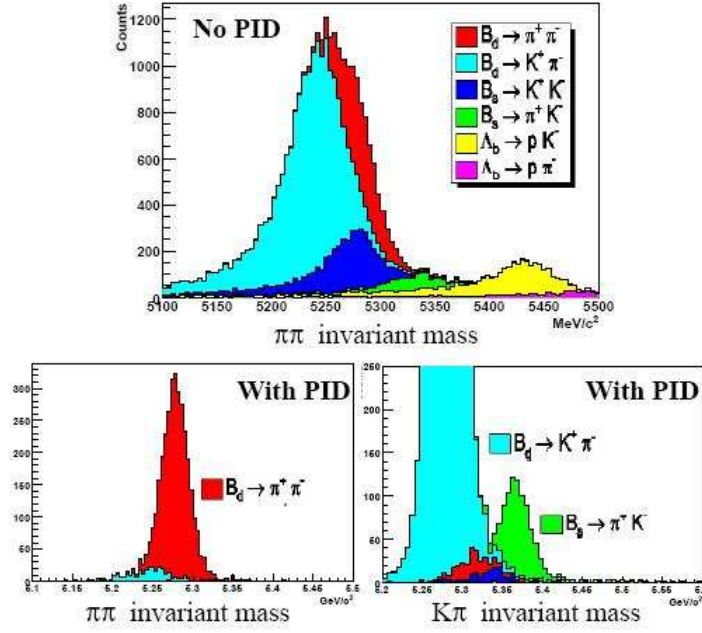


FIG. 3.12 – Efficacité de reconstruction de deux canaux de physique avec et sans application de l'identification des RICH.

Ce compromis sera aussi à faire quand toutes les informations des détecteurs seront combinées en un seul ΔL .

L'effet des RICH est montré sur la figure 3.12 où la séparation de deux canaux est alors possible grâce à l'identification des particules avec les RICH.

3.2.2 Identification avec tous les sous-détecteurs

Les informations de tous les sous-détecteurs sont combinées pour obtenir un ΔL global. En fait on préfère parler d'un likelihood par particule :

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

où h est un hadron et L^{CALO} et L^{MUON} sont des likelihood construit avec les informations des calorimètres et des chambres à muons.

La combinaison de ces informations est représentée sur la figure 3.13, où la séparation (e)-(non e-) a été faite dans un premier temps par le Ecal et ensuite par les RICH.

On peut voir dans ces équations que les chambres à muons nous donnent un likelihood sur l'identification des μ , le calorimètre sur l'identification des électrons et les RICH sur la séparation leptons/hadrons.

Dans les équations du dessus pour l'identification des électrons et des μ on parle de rapport entre l'identification des particules et du fond.

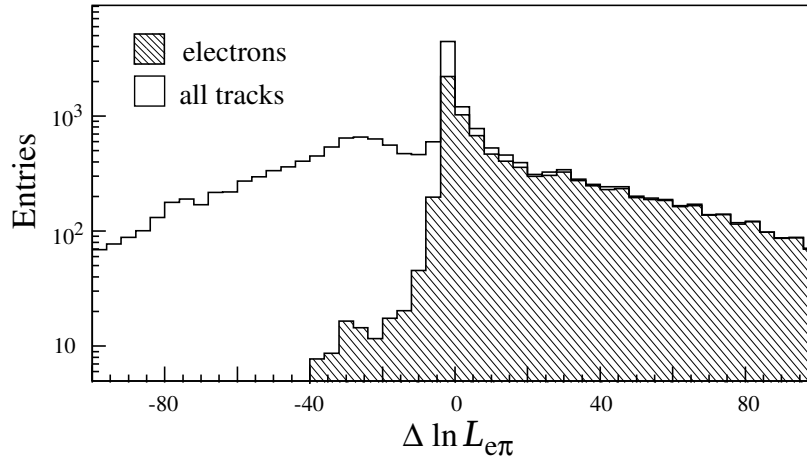


FIG. 3.13 – $\Delta L_{e\pi}$ venant des RICH après une première sélection avec le Ecal lors d'événements $B^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S^0$ (figure obtenue dans [45])

Impulsion (GeV/c)	Stations de muons
$3 < p < 6$	M2+M3
$6 < p < 10$	M2+M3+(M4ouM5)
$p > 10$	M2+M3+M4+M5

TAB. 3.2 – Tableau du nombre de stations minimum touchées pour une impulsion de muon donnée par le trajectographe.

3.2.3 Identification des muons

L'identification des muons se fait grâce aux chambres à muons situées dans le filtre des derniers détecteurs de LHCb. Les chambres à muons sont performantes pour des traces ayant une impulsion $p > 3\text{GeV}/c$ et traversant les quatre chambres M2-M5.

Les traces ont été défléchies précédemment par le champ magnétique. Ces traces sont donc considérées comme des muons si le nombre minimum de stations touchées correspond aux critères sur l'impulsion (table3.2). Ces nombres de chambres touchées ont été choisis pour optimiser l'efficacité de reconstruction. On obtient ainsi par exemple pour la différenciation $\mu - \pi$ l'efficacité et la mauvaise association de trace montrées sur la figure 3.14 en fonction de l'impulsion de la trace (pour $p > 10\text{GeV}/c$.)

On voit que la $\epsilon_{Rec}(\text{muons}) \sim 94\%$ et que $\epsilon_{fond} \sim 2.9\%$.

On construit là aussi un $\Delta \ln(L)$ pour les muons comme montré sur la figure 3.15. Une coupure de $\Delta \ln(L) > -8$ réduit la misidentification (ϵ_{fond}) à 1% tout en gardant ϵ_{Rec} à 93% pour des muons ayant une impulsion supérieure à $3\text{GeV}/c$.

La pureté obtenue par toutes ces coupures est excellente comme montrée sur la figure 3.16. On peut voir que la masse invariante du J/ψ est mieux reconstruite avec la paire μ^+/μ^- qu'avec la paire e^+e^- . Cela vient du fait que les électronsradient par Bremsstrahlung.

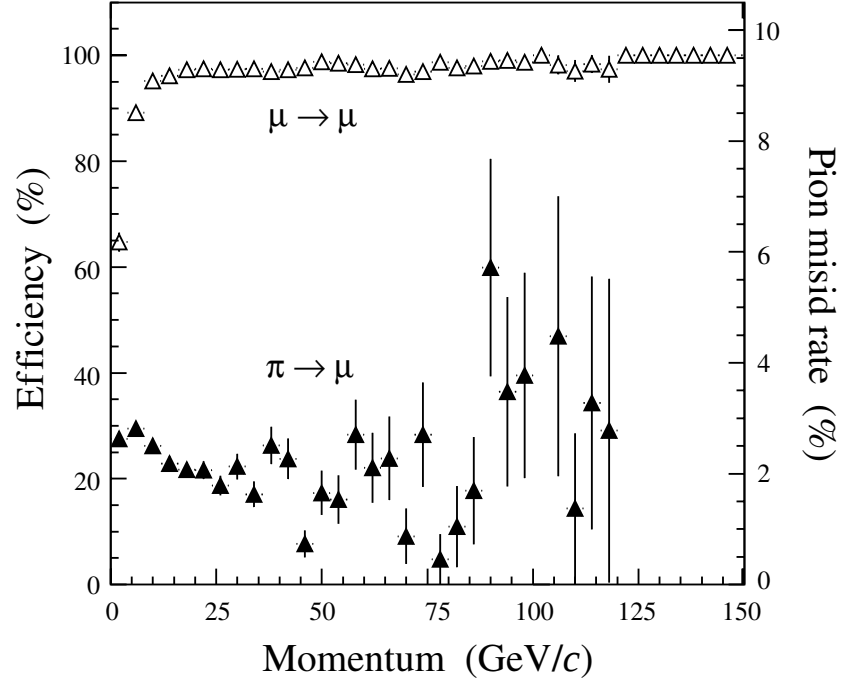


FIG. 3.14 – ϵ_{Rec} et $\epsilon_{fantmes}$ en fonction de leur impulsion. $\epsilon_{Rec} \sim 94$ (échelle de gauche) et $\epsilon_{fond} \sim 2.9\%$ (échelle de droite) (figure obtenue dans [45])

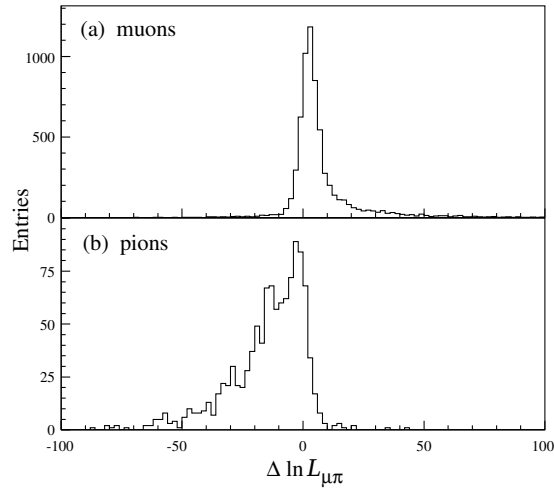


FIG. 3.15 – $\Delta \ln(L)$ entre les muons et les pions obtenu avec un échantillon $B^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_0^S$. En haut sont représentés les muons et en bas les pions (figure obtenue dans [45])

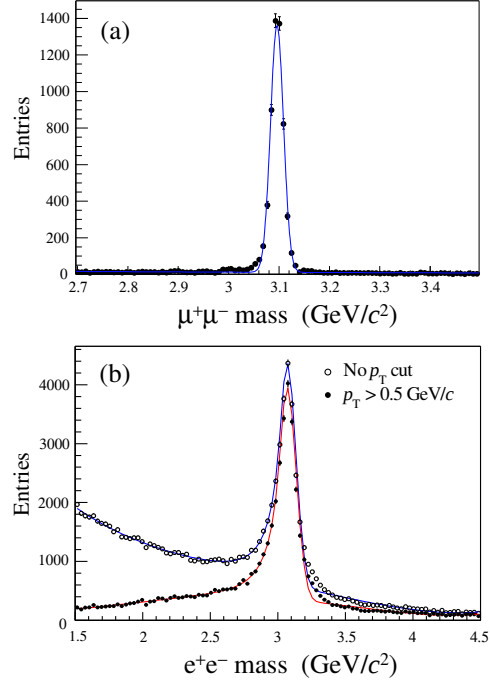


FIG. 3.16 – Comparaison entre la reconstruction de la masse invariante du J/ψ pour deux désintégrations en paires de leptons différentes (e^+e^-) en bas et $\mu^+\mu^-$ en haut (figure obtenue dans [45])

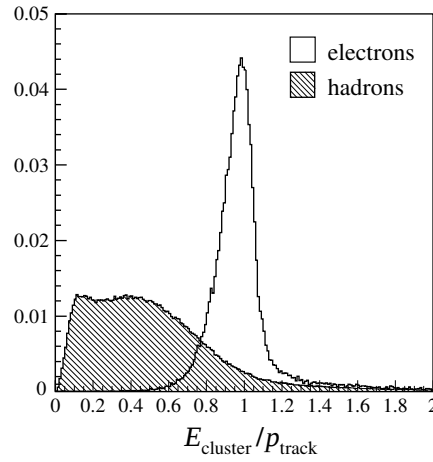


FIG. 3.17 – *Rapport entre l'énergie mesurée dans un cluster chargé et l'impulsion mesurée par le trajectographe pour les électrons en clair et pour les hadrons en hachuré.*

3.2.4 Identification des électrons

L'identification des électrons se fait grâce à la concordance de l'extrapolation de la trace et du barycentre du cluster électromagnétique d'une part et de l'impulsion mesurée par le trajectographe et de l'énergie du cluster de la trace d'autre part (voir figure 3.17). Ces mesures sont indépendantes car provenant de deux détecteurs différents : le calorimètre électromagnétique pour l'énergie des clusters et le trajectographe pour l'impulsion de la trace.

Un deuxième estimateur traite le cas où l'électron a émis un photon de Bremsstrahlung avant l'aimant, qui ne se trouvera alors pas dans le même cluster. Vu le peu de matériau après l'aimant on s'attend à ce que le cluster neutre du photon soit bien défini et que sa position soit donnée par l'extrapolation de la trace après l'aimant comme schématisé sur la figure 3.18. L'énergie de l'électron sera alors définie comme la somme des deux énergies : $E_0 = E_1 + E_2$ avec E_0 , E_1 et E_2 respectivement les énergies de l'électron initial, du photon émis et du cluster de l'électron final. Dans le cas d'un électron qui émet un photon après l'aimant, le photon se retrouvera dans le même cluster que l'électron défléchi et aucune correction du premier ordre ne sera à appliquer.

L'identification des électrons est améliorée ensuite par l'ajout de l'information du PS et du Hcal [53], puis celles des RICHs et des chambres à muons.

Finalement la séparation électron-pion est montrée sur la figure 3.19 dans le cadre d'une désintégration $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. On obtient une efficacité d'identification des électrons de 95% pour une misidentification de 0.7%. Sur la partie droite en trait ouverts de la figure 3.16, est reconstruite la masse invariante du J/ψ en e^+e^- . On voit une queue à basses masses due à l'émission de photons de bremsstrahlung non réintégrés dans la masse de l'électron, elle est principalement due à des électrons de basses impulsions. Elle peut être éliminée avec une coupure en $p_t > 0.5 \text{ GeV}/c$ comme montré sur la partie droite en trait fermés de la figure 3.16.

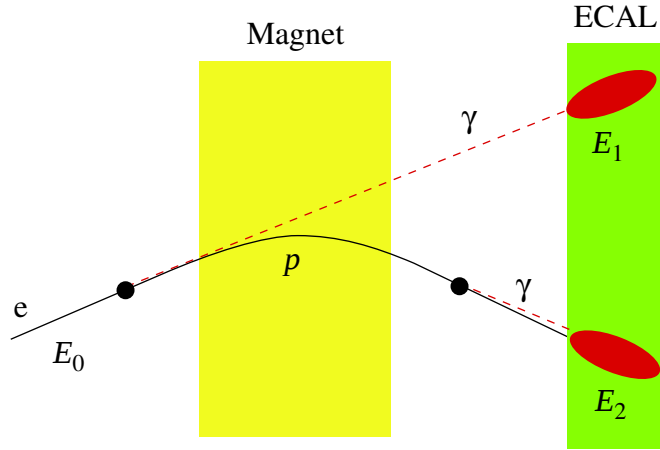


FIG. 3.18 – Schéma montrant la correction due à l'émission d'un photon bremsstrahlung. Un électron est susceptible d'émettre un photon en traversant des matériaux avant ou après l'aimant.

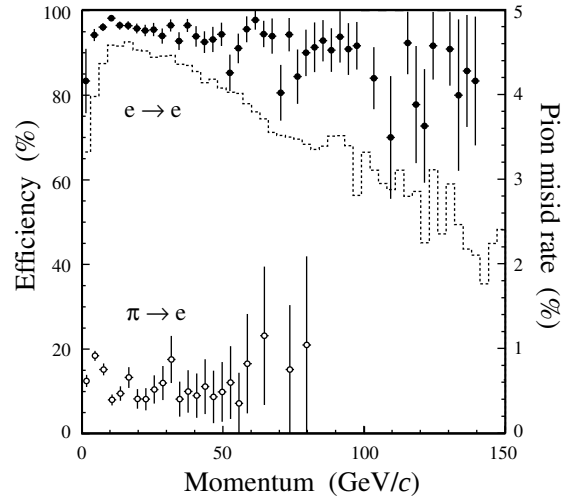


FIG. 3.19 – Efficacité d'identification des électrons et mauvaise identification en fonction de l'impulsion. On obtient en moyenne une efficacité de reconstruction de 95% pour 0.7% de mauvaise identification.

3.2.5 Identification des photons

L'identification des photons et la reconstruction des π^0 a fait l'objet d'une grande partie de ma thèse et sera développée dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Reconstruction et identification des photons et des π^0

Les photons sont abondamment produits via des π^0 ou des η s dans les désintégrations des mésons B, ils sont essentiels dans certains canaux de physique comme les désintégrations radiatives des mésons B.

Les π^0 serviront de base à la calibration du calorimètre électromagnétique (Ecal), un chapitre est consacré à cette méthode de calibration.

Dans ce chapitre la reconstruction des clusters dans le calorimètre sera brièvement décrite, avec plus de détails sur l'estimation de l'énergie des clusters neutres. Enfin l'identification et la reconstruction des photons et des π^0 bouclera ce chapitre.

4.1 Reconstruction et identification des photons

Dans cette partie va être décrite la reconstruction des photons dont la gerbe électromagnétique est mesurée par le calorimètre électromagnétique, en partant de l'objet élémentaire qu'est une cellule du calorimètre pour ensuite reconstruire un amas de ces cellules appelé cluster. Des corrections sont ensuite appliquées à ces clusters prenant en compte les différentes sources de pertes d'énergie.

La majorité des γ viennent des désintégrations des π^0 dont les distributions en impulsion transverse de ceux produits dans des collisions et de ceux qui entrent dans l'acceptance de LHCb sont représentées sur la figure 4.1. On voit que sur 20.000 événements MinBias simulés on a 1.280.735 π^0 produits ce qui en fait 67/événement. De ces π^0 produits 357.727 sont dans l'acceptance ce qui nous donne une acceptance d'environ 27%.

4.1.1 Développement d'une gerbe électromagnétique

Un photon arrivant dans le calorimètre va interagir par interaction électromagnétique. Une gerbe va alors se développer dans le calorimètre le long de la direction de la trajectoire du photon. La gerbe se caractérise par ses profils longitudinal et transverse comme montrés sur la figure 4.2.

La distribution transverse est caractérisée par ce que l'on appelle le rayon de Molière : $R_m = 0.0265 X_0 (Z + 1.2)$ où X_0 est la longueur de radiation et Z est le numéro atomique du matériau utilisé. 90% de la totalité de l'énergie de la gerbe est contenue dans ce rayon de

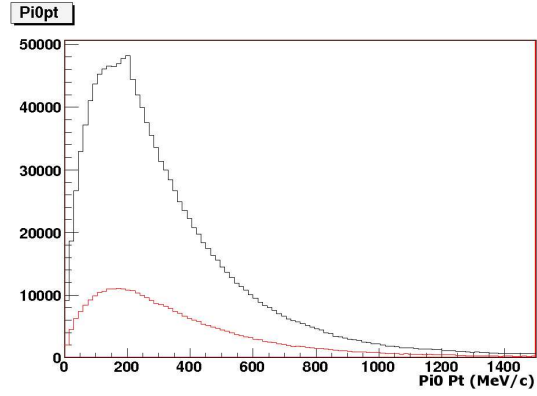


FIG. 4.1 – *Distribution en impulsion transverse des π^0 produits (courbe noire) et de ceux dans l'acceptance (courbe rouge). $67\pi^0$ sont produits par événement Minimum Bias et 27% de ces π^0 sont dans l'acceptance de LHCb.*

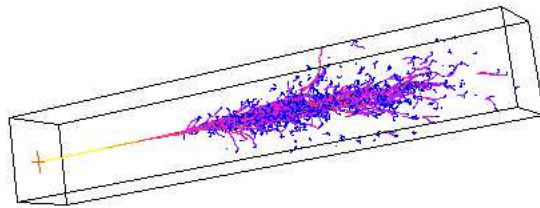


FIG. 4.2 – *Développement d'une gerbe électromagnétique. On la caractérisera par son profil transverse et longitudinal.*

Molière. Dans LHCb le calorimètre est un Shashlik Plomb/Scintillateur, ce qui donne un rayon de Molière de 36mm.

L'étalement longitudinal est caractérisé par la formule

$$\delta E(E, t) = kt^{\alpha(E)} e^{-bt} dt, \quad (4.1.1)$$

où E est l'énergie de la gerbe et $\delta E(E, t)$ l'énergie déposée dans la longueur dt . k est le facteur de normalisation, b et α sont des paramètres qui dépendent de l'énergie la particule incidente et t est la longueur depuis laquelle la gerbe électromagnétique a débuté (t est exprimé en unité de X_0 [55]). On peut voir en exemple les développements longitudinaux de photons de 1 et 5GeV sur la figure 4.3.

On peut caractériser la grandeur principale de ce développement longitudinal : t_{max} le maxi-

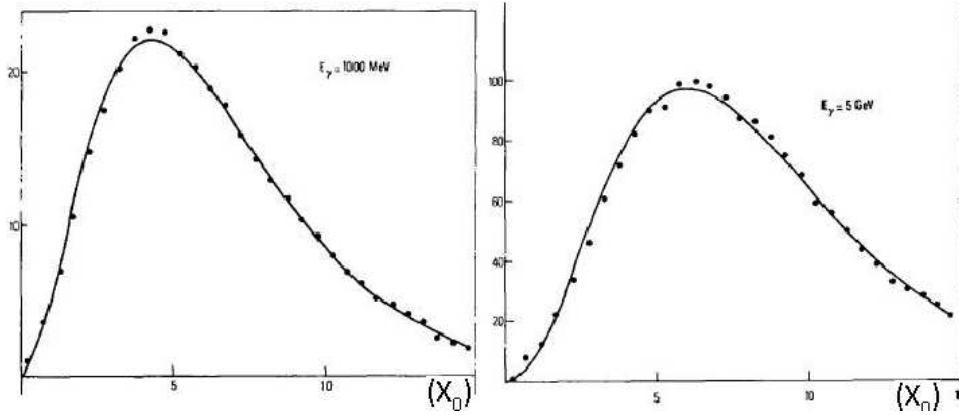


FIG. 4.3 – Profil longitudinal de développement de gerbes de photons de 1 et 5GeV respectivement pour les figures de gauche et de droite. Figure tirée de ([55]).

mum de dépôt de la gerbe :

$$t_{max} = \frac{\alpha(E_\gamma)}{\beta} = 1.01(\ln(\frac{E}{\epsilon}) - 1)X_0 \quad (4.1.2)$$

où ϵ est une valeur caractéristique du milieu, pour le plomb $\epsilon=72\text{MeV}$, t_{max} est exprimé en unités de X_0 [56].

La géométrie n'étant pas projective, les gerbes touchent plusieurs cellules du calorimètre électromagnétique, cela est du d'une part à l'étalement transverse de la gerbe compte tenu de la taille des cellules et d'autre part à l'angle d'incidence des particules par rapport aux cellules du calorimètre. Une particule va alors déposer son énergie dans plusieurs cellules consécutives, elles seront regroupées en amas ou "clusters".

4.1.2 Des cellules à un amas ou "cluster"

La reconstruction des "clusters" débute par la détermination des cellules du Ecal autour desquelles un amas peut être identifié; dans la suite ces cellules seront appelées "Seed" ou racines. L'algorithme faisant cette recherche est appelé "Cellular Automaton Clustering" [54], il ne considère que les cellules sélectionnées après la suppression de zéro d'énergie transverse

supérieure à 50MeV et toutes leurs voisines. L'algorithme s'exécute en plusieurs itérations. Il commence par séparer les différentes racines en recherchant les cellules les plus énergétiques (un maximum local appelés noyaux ou "seed" qui sont des cellules dont $E_t > 50\text{MeV}$) et leurs voisines¹. Un exemple de cette sélection est montré sur la figure de gauche de 4.4 où les énergies des cellules sont représentées par des nombres et les différents clusters par différentes couleurs. Les cellules voisines viennent compléter la seed pour former le cluster comme montré sur la première colonne de la figure 4.4, on parle de cellules étiquetées. Ces cellules étiquetées sont représentées de la même couleur que la seed du cluster auquel elles appartiennent. Certaines cellules ne sont pas étiquetées comme on peut le voir sur la figure 4.4. Si une des cellules voisines est étiquetée alors la cellule prend la même étiquette, mais si plusieurs de ses voisines possèdent des étiquettes différentes elle est partagée entre les deux amas et prend alors deux étiquettes. Le partage en énergie de ces cellules se fait proportionnellement à l'énergie totale de chaque cluster concerné par ce partage. Ceci est répété jusqu'à ce que toutes les cellules soient étiquetées.

A chaque maximum local est ainsi associé un cluster, ces maxima locaux doivent être séparés d'au moins une cellule, cet algorithme traite aussi la reconstruction des clusters sur deux régions du Ecal (figure 4.5).

Le nombre moyen de cellules par cluster pour des photons est représenté dans le tableau 4.1

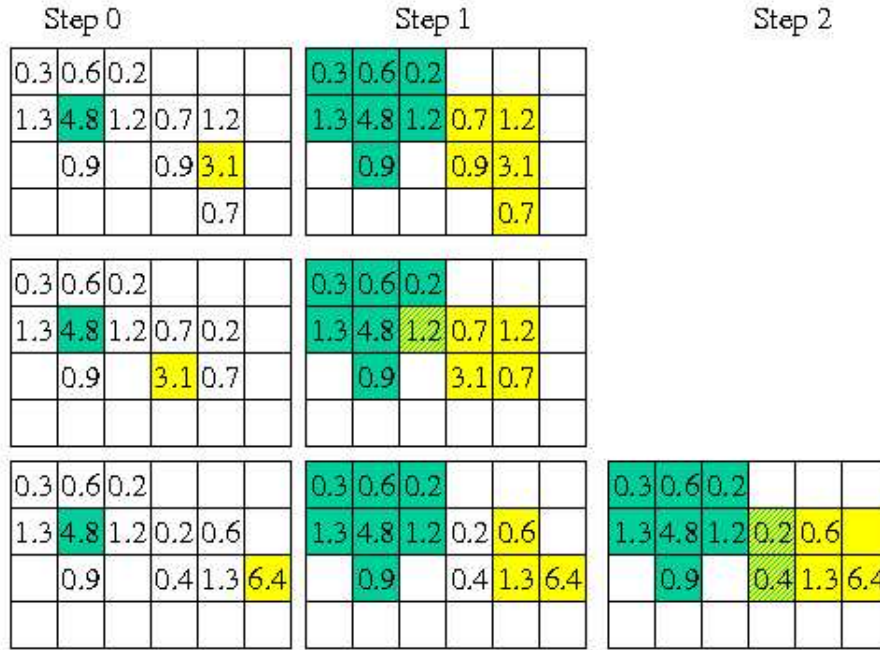


FIG. 4.4 – Exemple de reconstruction de clusters par l'algorithme "Cellular Automaton Clustering". On voit les différentes étapes et itérations. Les différentes couleurs correspondent à deux clusters différenciés et les cellules partagées entre les deux sont hachurées. Les nombres correspondent au dépôt d'énergie dans les cellules ([54]).

¹sont dites voisines les cellules qui ont au moins un coin ou une arête en commun

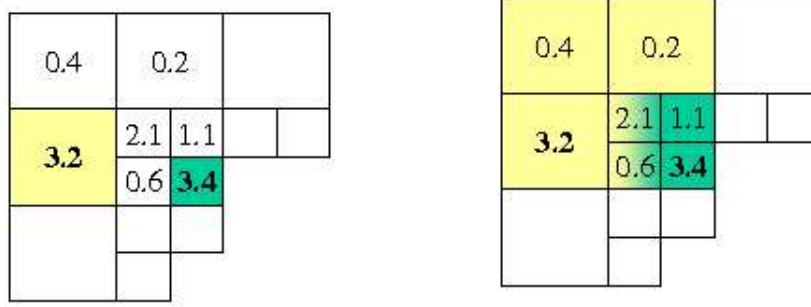


FIG. 4.5 – Exemple de reconstruction de clusters par l'algorithme "Cellular Automaton Clustering" de deux clusters ayant des cellules dans deux parties du Ecal. deux cellules sont ainsi partagées ([54]).

Zone du Ecal	Suppression du zéro		
	2D (50MeV)	1D (50MeV)	1D (10MeV)
Interne	15	5	11
Intermédiaire	18	5	12
Externe	14	4	8

TAB. 4.1 – Nombres moyens de cellules par clusters pour les différentes zones et différentes suppressions de zéros. Les différences sont dues aux différentes tailles des cellules dans chaque région et aux énergies des photons dans ces régions.

pour les trois zones du Ecal et différentes suppressions de zéros. Ces différentes suppression de zéro viennent du fait que l'on veut en gardant une coupure en Pt constante pour tout le détecteur optimiser le temps de reconstruction des clusters tout en ayant une bonne précision sur l'énergie du cluster reconstruit.

4.1.3 Clusters neutres

Les clusters reconstruits sont répartis en deux catégories : neutres et chargés. Cette séparation se fait en regardant si une trace pointe vers le cluster, un χ^2 est ainsi déterminé qui tient compte de la distance au barycentre du cluster des traces extrapolées. Pour déterminer ce χ^2 , le barycentre ainsi que le moment du second ordre sont calculés.

Barycentre et moment du second ordre d'un cluster

Comme on l'a vu dans le dernier paragraphe l'énergie d'un cluster est déterminée par la somme des énergies des cellules (ϵ_i) le composant. Le barycentre (x_b, y_b) est défini en pondérant

la position de chaque cellule (x_i, y_i) par son énergie :

$$x_b = \frac{1}{\epsilon} \sum_i x_i \epsilon_i \quad y_b = \frac{1}{\epsilon} \sum_i y_i \epsilon_i \quad \text{avec} \quad \epsilon = \sum_i \epsilon_i. \quad (4.1.3)$$

Un certain nombre de corrections à cette énergie dépend de l'énergie et de la nature du cluster. Le moment du second ordre (S) est une matrice 2×2 symétrique dont les éléments sont calculés comme :

$$S_{xx} = \frac{1}{\epsilon'} \sum_{\epsilon_i > 0} x_i x_i \epsilon_i - x'_b x'_b \quad S_{xy} = \frac{1}{\epsilon'} \sum_{\epsilon_i > 0} x_i y_i \epsilon_i - x'_b y'_b \quad S_{yy} = \frac{1}{\epsilon'} \sum_{\epsilon_i > 0} y_i y_i \epsilon_i - y'_b y'_b \quad (4.1.4)$$

avec ϵ' , x'_b et y'_b définis par :

$$x'_b = \frac{1}{\epsilon} \sum_{\epsilon_i > 0} x_i \epsilon_i \quad y'_b = \frac{1}{\epsilon} \sum_{\epsilon_i > 0} y_i \epsilon_i \quad \text{avec} \quad \epsilon' = \sum_{\epsilon_i > 0} \epsilon_i. \quad (4.1.5)$$

Sélection des clusters neutres

Les photons sont reconstruits comme étant des clusters neutres. Les clusters neutres sont identifiés à partir de la variable : χ_γ^2 . Cette variable est un estimateur construit à partir de l'extrapolation de toutes les traces reconstruites et des barycentres des clusters du Ecal :

$$\chi_{2D}^2(\vec{\mathbf{P}}) = (\vec{\mathbf{P}}_{tr} - \vec{\mathbf{P}})^T C_{tr}^{-1} (\vec{\mathbf{P}}_{tr} - \vec{\mathbf{P}}) + (\vec{\mathbf{P}}_{cl} - \vec{\mathbf{P}})^T S^{-1} (\vec{\mathbf{P}}_{cl} - \vec{\mathbf{P}}). \quad (4.1.6)$$

$\vec{\mathbf{P}}_{tr}$ est l'impact 2D de la trace extrapolée au calorimètre électromagnétique, C_{tr} est la matrice covariante des paramètres $\vec{\mathbf{P}}_{tr}$, $\vec{\mathbf{P}}_{cl}$ est la position du barycentre du cluster et S est la matrice des moments du second ordre présentée plus haut. Le χ_{2D}^2 est minimisé sur $\vec{\mathbf{P}}$ et c'est cette valeur qui est utilisée pour la détermination des clusters neutres.

La figure 4.6 représente la distribution de χ_{2D}^2 pour les clusters neutres et chargés. Un cluster est considéré comme neutre si $\chi_{2D}^2 > 4$, les clusters chargés piquent à petites valeurs de χ_{2D}^2 . Comme on peut le voir sur la figure 4.6 la rejection est bonne et l'efficacité d'identification des clusters neutres reste grande.

4.1.4 Corrections appliquées aux clusters neutres

Après la reconstruction et l'identification des différents clusters du Ecal, des corrections sont à appliquer pour compenser les dégradations dues à différents facteurs. Ces corrections dépendent de la nature de la particule considérée. Ne seront détaillées ici que celles appliquées aux photons. Ces facteurs sont les pertes d'énergie lors du développement de la gerbe électromagnétique. Elles concernent l'énergie perdue dans la matière avant le calorimètre (plomb et PS), la fraction des gerbes non contenues dans le calorimètre, les pertes entre modules en tenant compte du fait que la gerbe initiée par le photon s'étend sur plusieurs cellules et entre les cellules et différentes régions du calorimètre. La direction du photon reconstruit est corrigée des systématiques sur la détermination du centre de la gerbe. Ces différentes corrections permettent d'améliorer les coordonnées sur le quadri-vecteur du photon.

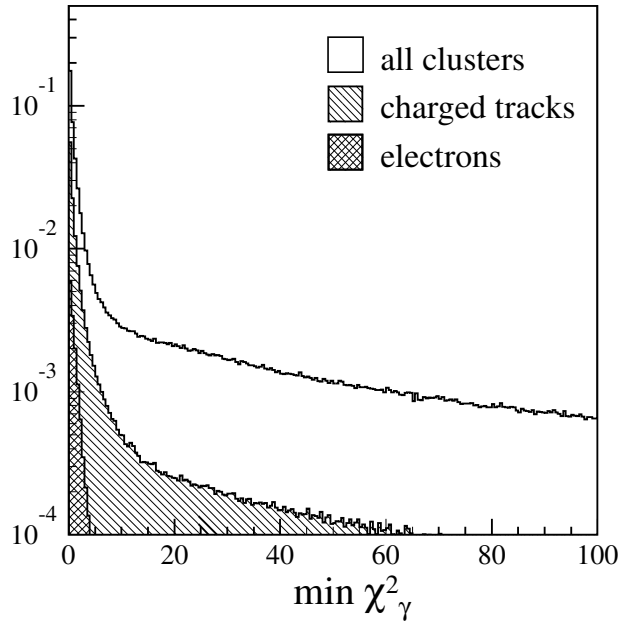


FIG. 4.6 – Estimateur χ_γ^2 de la position d'un cluster dans le Ecal par rapport aux extrapolations des traces du trajectographe : en blanc pour l'ensemble des clusters, en hachuré pour les clusters chargés et en double hachures pour les électrons. Les clusters neutres complètent à la courbe totale ; $\chi_\gamma^2 > 4$ sélectionnera les clusters neutres([59]).

Corrections en énergie

Ces corrections sont les corrections dues aux fuites d'énergie vers le Hcal, les supports des cellules du Ecal, et celle déposée dans le Plomb et le PS et dont une fraction est mesurée par le PS.

L'énergie des photons est déterminée à partir de l'énergie déposée dans les amas de 3×3 cellules ($E_{3 \times 3}$) en y ajoutant l'énergie mesurée dans le PS (E_{PS}) par la formule :

$$E_\gamma = \alpha E_{3 \times 3} + \beta E_{PS}. \quad (4.1.7)$$

L'énergie $E_{3 \times 3}$ en fonction de l'énergie du photon MC incident est représentée sur la figure 4.7. Ceci a été obtenu pour des clusters neutres sans dépôt dans le PS, on voit que l'énergie du cluster ($E_{3 \times 3}$) est surestimée d'environ 25%. Les corrections α et β sont appliquées, elles prennent en compte respectivement les fuites d'énergies dans le Ecal et le PS. Les fuites longitudinales sont représentées sur la figure 4.8, où l'énergie mesurée dans le Ecal est inférieure à celle du photon incident. Le facteur α est obtenu à partir d'un échantillon de photons ne laissant pas d'énergie vers le Hcal ni dans le PS. β est déterminé avec le reste de l'échantillon une fois le paramètre α déterminé.

Le paramètre α est de l'ordre de 2%, 4% et 7% pour respectivement les régions externe, intermédiaire et interne du Ecal. Il prend en compte les fuites longitudinales et transverses d'énergie dans le Ecal et dépend de $E_{3 \times 3}$, de la position du barycentre dans le cluster ($\vec{r}_{b/cluster}$) et de sa position à l'intérieur d'un module du Ecal ($\vec{r}_{b/module}$). α peut donc se mettre sous la forme :

$$\alpha = \alpha_1(E_{3 \times 3}) * \alpha_2(\vec{r}_{b/cluster}) * \alpha_3(\vec{r}_{b/module}). \quad (4.1.8)$$

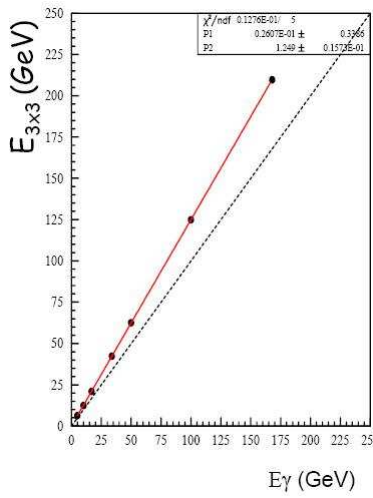


FIG. 4.7 – $E_{3\times 3}$ en fonction de l'énergie du photon MC incident. $E_{3\times 3}$ est surestimée d'environ 25%. Ceci a été obtenu pour des clusters neutres sans dépôt dans le PS et pas de hit dans le SPD ([60]).

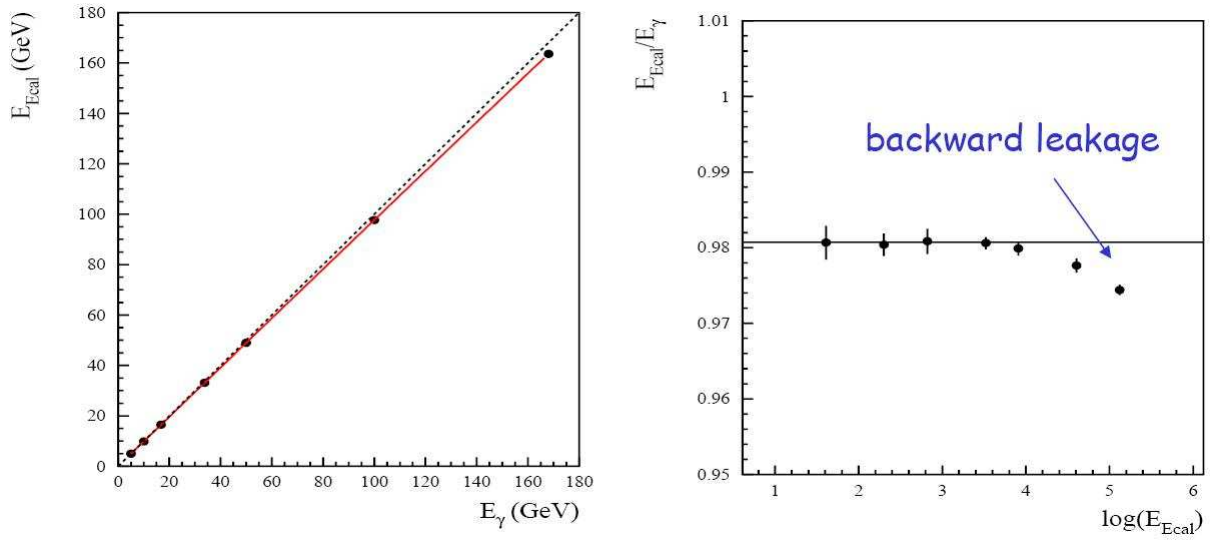


FIG. 4.8 – Corrections à appliquer pour corriger les fuites longitudinales. ([60]).

α_1 prend en compte les fuites longitudinales tandis que α_2 et α_3 l'extension latérale de la gerbe à l'extérieur du cluster et la matière passive entre les modules du Ecal respectivement. Les corrections α_2 et α_3 sont représentées sur la figure 4.9 en fonction de la position relative du barycentre du cluster dans la cellule pour les trois régions du Ecal. On voit que les dépendances sont linéaires et relativement faibles ($\pm 5\%$ et $\pm 3\%$ respectivement pour α_2 et α_3). La pente de correction de α_2 est d'autant plus grande que la taille des cellules est petite, et pour α_3 elle change de signe en fonction de la position du cluster dans le module.

La correction pour l'énergie déposée dans le PS dépend de l'énergie du photon, elle inclut les

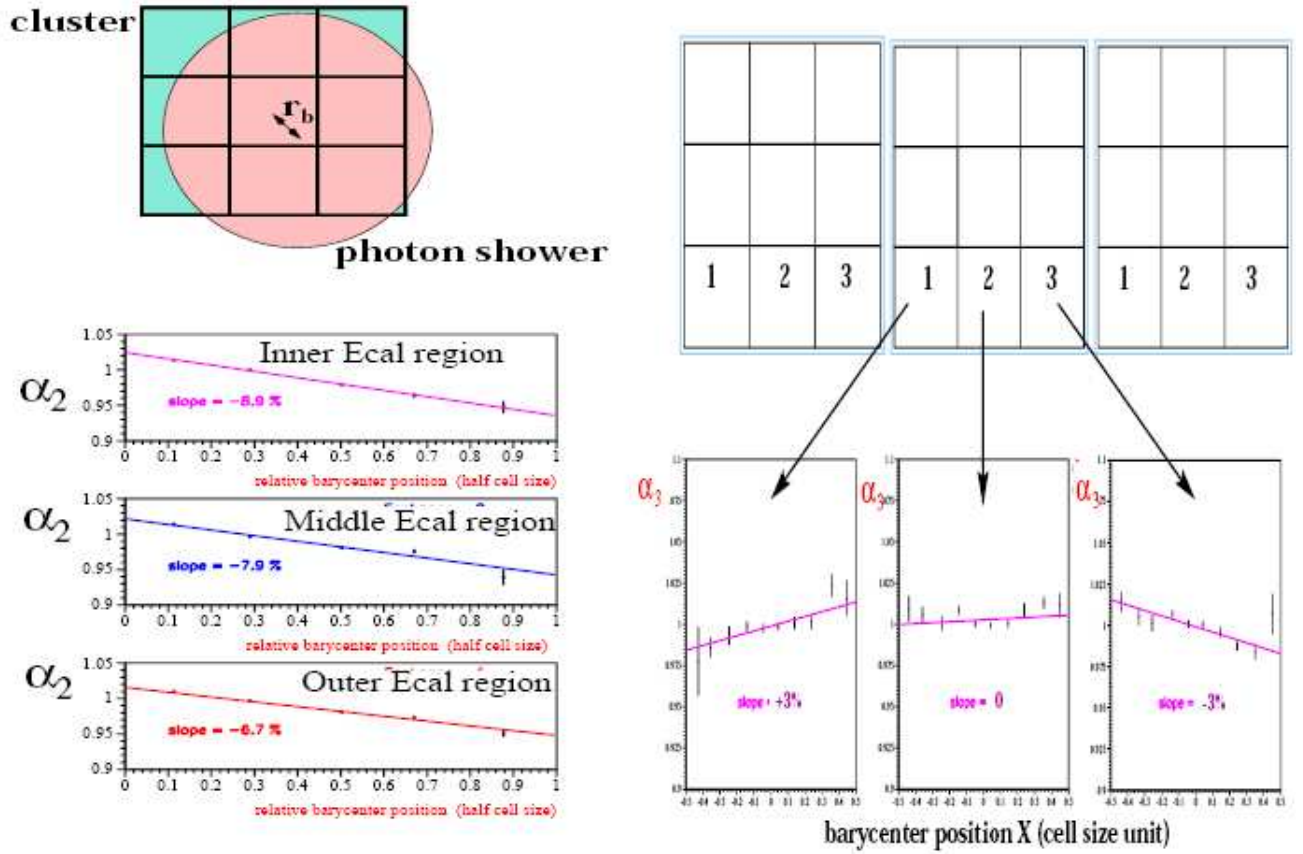


FIG. 4.9 – *Gauche* : Correction α_2 sur de l'énergie des clusters en fonction de la position relative du barycentre pour les trois régions du clusters. *Droite* : paramètre α_3 de correction de l'énergie des clusters pour différentes positions du cluster dans un module de la région interne du Ecal. Figure obtenue dans [59].

fluctuations de la position de démarrage de la gerbe. Le paramètre β varie entre 9 et 14 comme on peut le voir sur la figure 4.10. Il diminue aux grandes énergies car la fraction de l'énergie du photon déposée dans le PS est plus faible à haute énergie. Ces corrections dépendent de la région du Ecal et d'une éventuelle conversion du photon en amont du détecteur. L'information du SPD en face des cellules du cluster électromagnétique permet de s'assurer que les photons ne se sont pas déjà convertis en amont du PS. 90% des photons ne laissent pas de hit dans le SPD et 79% des photons avec un hit dans le SPD correspondent à des photons convertis.

L et S-corrections, corrections sur la position du cluster

Deux corrections sont appliquées à la détermination du barycentre : L et S-correction. Elle se font en trois étapes :

- correction de la position (x,y,z) du cluster (L-correction),
- correction S-shape (S-correction),

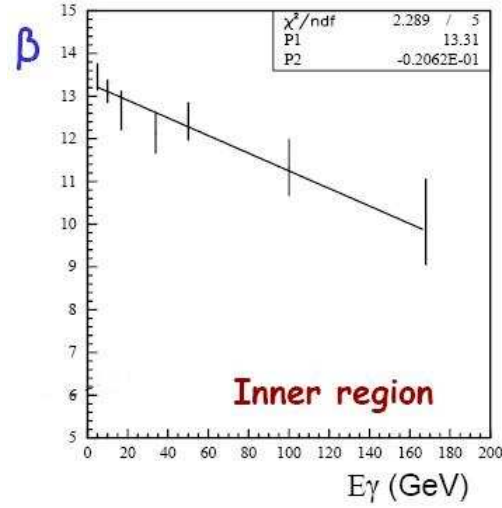


FIG. 4.10 – Paramètre β en fonction de l'énergie du photon. On observe une diminution en fonction de l'énergie car dépendant du commencement de la gerbe électromagnétique. La fraction d'énergie déposée dans le PS varie avec l'énergie du photon incident. ([60]).

- correction angulaire.

La correction en (x,y) se fait par le calcul du barycentre décrit dans les équations 4.1.3 et s'affine grâce à la correction en z (Z_c). C'est une correction longitudinale, elle dépend de l'énergie du photon incident (E_c) et de l'énergie déposée dans le PS (E_{PS}) par la formule :

$$Z_c = Z_{ecal} + \alpha \ln(E_c) + \beta E_{Prs} \quad (4.1.9)$$

Elle se comprend par le schéma 4.11. La dépendance en E_{Prs} est due à la position de l'initiali-

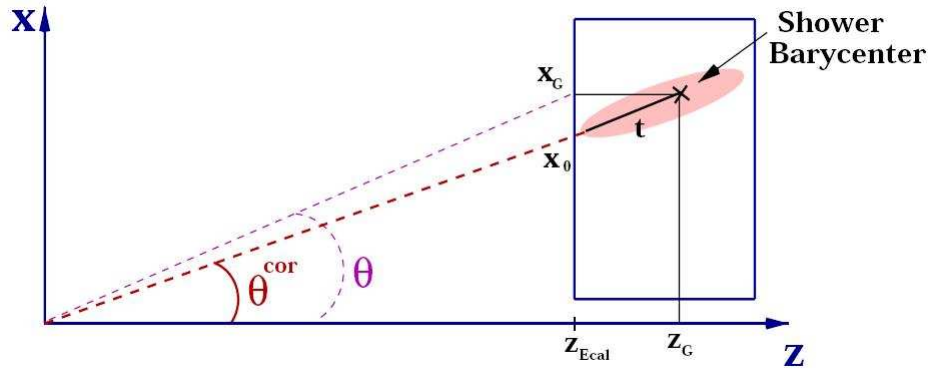


FIG. 4.11 – Schéma du développement d'une gerbe et correction $Z_c = Z_{ecal} + t \cos(\theta_c)$ est prise en compte la longueur de pénétration $t = \alpha \ln(E) + \beta$ ([60]).

sation de la gerbe montrée sur la figure de droite de 4.12. La position en z du barycentre de la gerbe dans le Ecal varie entre 10 et 20cm en fonction de l'énergie du photon incident comme détaillé sur la figure de gauche 4.12, elle dépend de la position où la gerbe commence. La

dépendance est logarithmique et une variation de -4cm est observée pour un commencement de gerbe dans le PS.

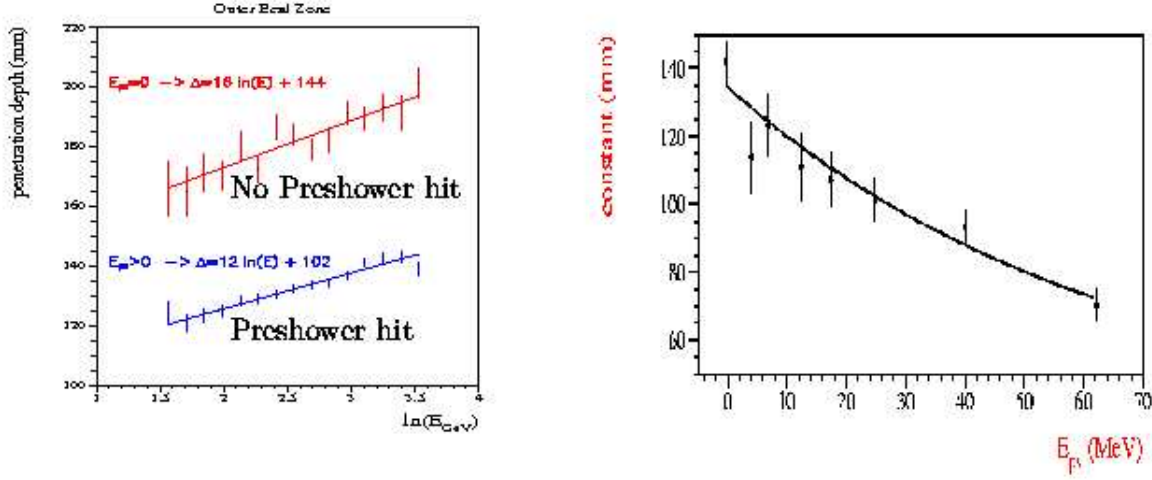


FIG. 4.12 – Gauche : dépendance logarithmique de la position z_c en fonction de l'énergie du photon incident avec ou sans initialisation de gerbe dans le PS. Droite : variation du paramètre β en fonction de l'énergie déposée dans le PS ([59]).

La position du barycentre transverse (x_c, y_c) est évaluée à partir des positions du barycentre (x_b, y_b) calculées par les équations 4.1.3 et du profil transverse du développement de la gerbe (S-shape). En prenant comme paramétrisation du profil transverse $E(r) = E_0 e^{-r/b}$, la position corrigée dépend du paramètre $\mathbf{b}$ par la fonction-S :

$$(x_c, y_c) = S_0[(x_b, y_b), \mathbf{b}] = \mathbf{b} \cdot \text{asinh}\left[\frac{(x_b, y_b)}{\Delta} \cosh \frac{\Delta}{\mathbf{b}}\right], \quad (4.1.10)$$

où Δ est la taille d'une demi-cellule et $\mathbf{b}$ la constante du profil transverse de la gerbe.

La fonction-S s'obtient en résolvant le système décrit dans la figure 4.13.

Le paramètre $\mathbf{b}$ s'obtient à partir du Monte-Carlo en ajustant la position du point d'impact sur la face avant du Ecal : $(x_i, y_i) = (x_c, y_c) \times z_{ecal}/z_c$. On trouve pour le paramètre $\mathbf{b}$ les valeurs 11%, 13% et 15% d'unité de largeur de cellule pour respectivement les régions externe, intermédiaire et interne.

Une dernière correction prend en compte l'angle d'incidence du photon incident et les asymétries (gauche/droite) dans la direction X (haut/bas dans la direction Y) qui induisent un profil de gerbe non sphérique. La correction-S s'écrit alors

$$(x_c, y_c) = S_0[(x_b, y_b), b] + S_1[(x_b, y_b)] + S_2[(x_b, y_b)], \quad (4.1.11)$$

où les fonctions S_1 et S_2 sont représentées sur la figure 4.14.

Chacune des corrections S_1 et S_2 améliore de 7% la résolution sur la position du point d'impact. On obtient une résolution de 1.5mm, 3mm et 7mm sur le point d'impact pour respectivement les régions interne, intermédiaire et externe, ceci correspond respectivement à ~ 4%, 5% et 6% de la taille des cellules.

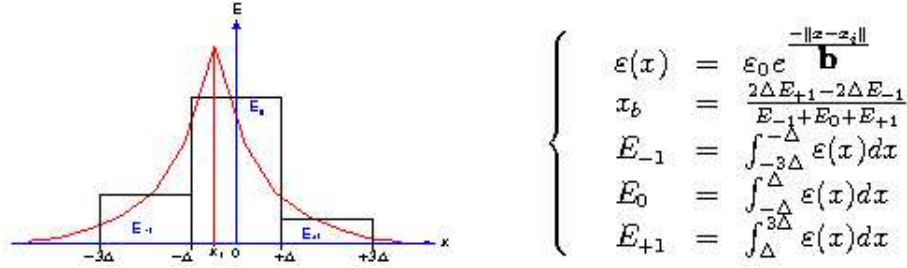


FIG. 4.13 – Corrections à appliquer pour la fonction-S.

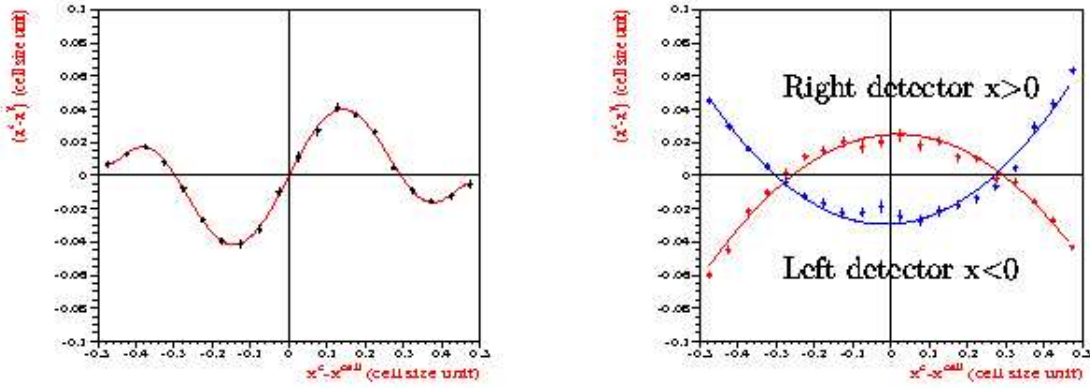


FIG. 4.14 – Corrections S_1 (gauche) et S_2 (droite) sur la direction X et pour la région externe du Ecal([59]).

L'amélioration de cette résolution se voit par l'application successive des corrections-L et S sur la figure 4.15. Sont représentées les variations de $X_{mes} - X_{vrai}$ en fonction de $Y_{mes} - Y_{vrai}$ en unité de taille de cellules, avant et après les corrections pour les trois régions du calorimètre. Finalement le quadri-vecteur du photon est évalué en fonction de (E_c, x_c, y_c, z_c) en considérant qu'il vient du point d'interaction. Après corrections la résolution en énergie du calorimètre est pour des photons :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{9.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.83\% \oplus \frac{0.47\%}{E} \quad (4.1.12)$$

et la résolution angulaire pour des photons :

$$\frac{\sigma(\theta)}{\Theta} = \frac{0.65\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.19\%. \quad (4.1.13)$$

Les résolutions en énergie et angulaire sont représentées sur la figure 4.16 pour des photons avec un hit dans le SPD (rouge) et sans hit dans le SPD (bleu). Les gerbes commencées avant le SPD ont une résolution dégradée.

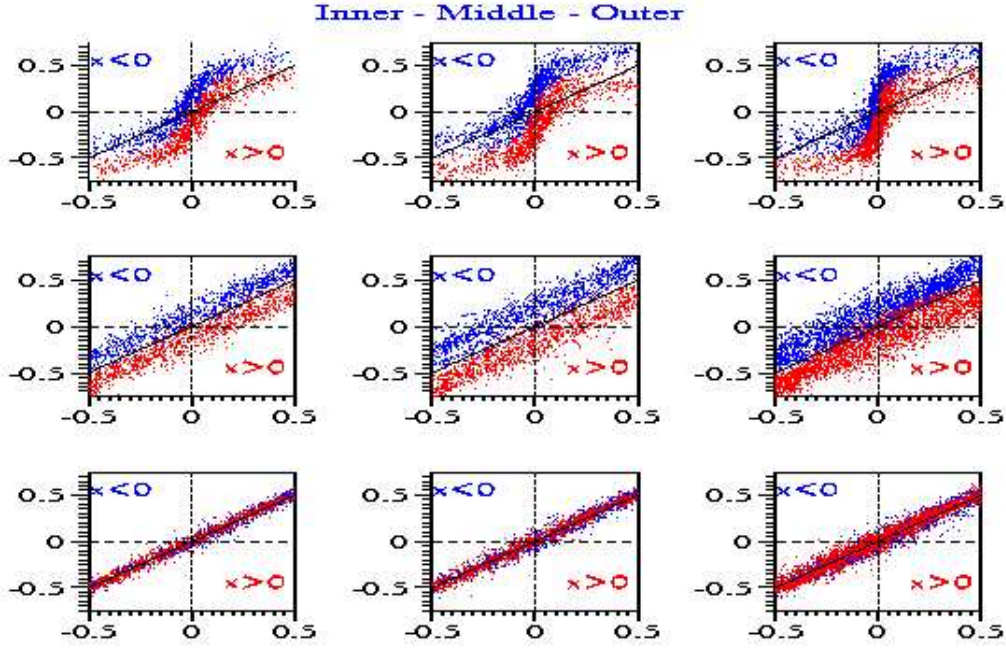


FIG. 4.15 – *Barycentre en fonction du point d'impact MC (en unité de taille de cellule) après l'application des corrections-L et S successives pour les trois régions du Ecal ([59]).*

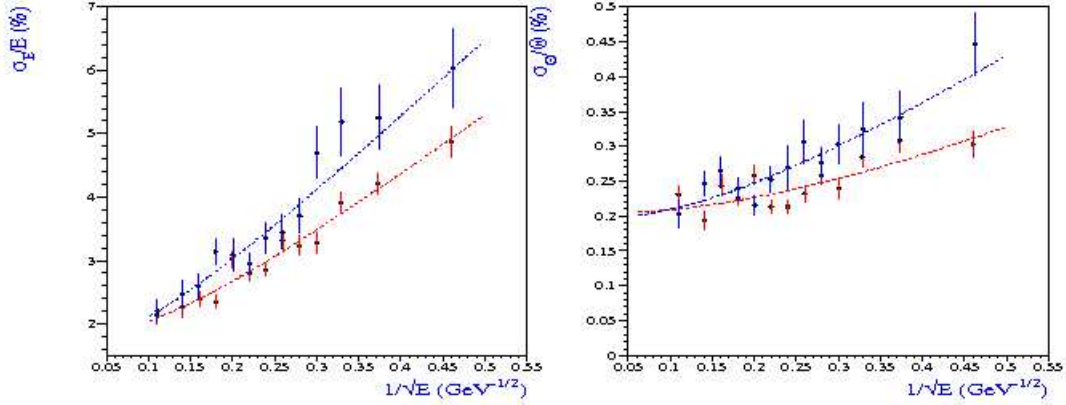


FIG. 4.16 – *Résolutions en énergie (gauche) et en angle (droite) en fonction de l'inverse de la racine carré de l'énergie du photon incident. En rouge pour les photons ne laissant pas de hit dans le SPD, en bleu dans le cas contraire ([59]).*

4.2 Identification des photons

Parmi les photons produits dans les collisions p-p, on distingue les photons non-convertis des photons convertis. La figure 4.17 représente la position z où les photons sont convertis. 35% du total des photons se convertissent avant le calorimètre, 23% avant l'aimant et 77%

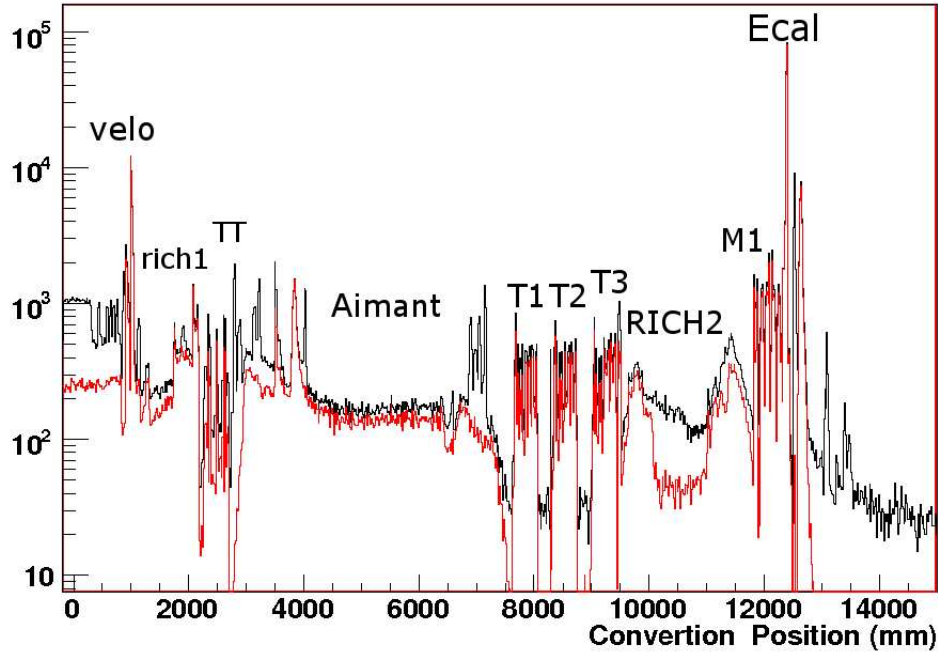


FIG. 4.17 – *Position en z de conversion des photons. Quand les photons sont produits dans l'acceptance 35% du total des photons se convertissent dont 23% avant l'aimant et 77% après. La courbe noire représente tous les photons et la courbe rouge ceux qui sont dans l'acceptance.*

$\gamma_{No-Conv}$	65%	
γ_{conv}	35%	
Conversion avant l'aimant		23%
Conversion après l'aimant		77%

TAB. 4.2 – *Table récapitulative des positions de la conversion des photons pour des événements MinBias.*

après l'aimant. Ceci est résumé dans le tableau 4.2.

Les photons sont identifiés en les séparant des particules chargées par le χ^2_{2D} décrit plus haut. Sont considérés comme neutres les clusters qui respectent $\chi^2_{2D} > 4$. Cette coupure élimine la majeure partie des hadrons, le fond résiduel est à bas P_t . Pour effectuer cette différenciation une probabilité d'identification (PID) est déterminée. Seuls les candidats dont l'énergie transverse est supérieure à 200MeV sont conservés. Les candidats photons non-convertis sont ceux qui ne laissent pas de hit dans le SPD et dont l'énergie déposée dans le PS est non nulle. Ceux-ci laissent un hit dans le SPD dans 10.0% des cas, correspondant aux photons convertis, l'énergie déposée par ces photons dans le PS est supérieure à 10MeV comme l'indique la figure 4.18.

Le likelihood d'identification des photons (PID) est construit à partir des variables :

- E_{PS} l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe et
- le χ^2_{2D} de l'ajustement trace/cluster et
- la forme de la gerbe.

Il a été ajusté sur deux échantillons de photons : avec et sans hit laissé dans le SPD figure

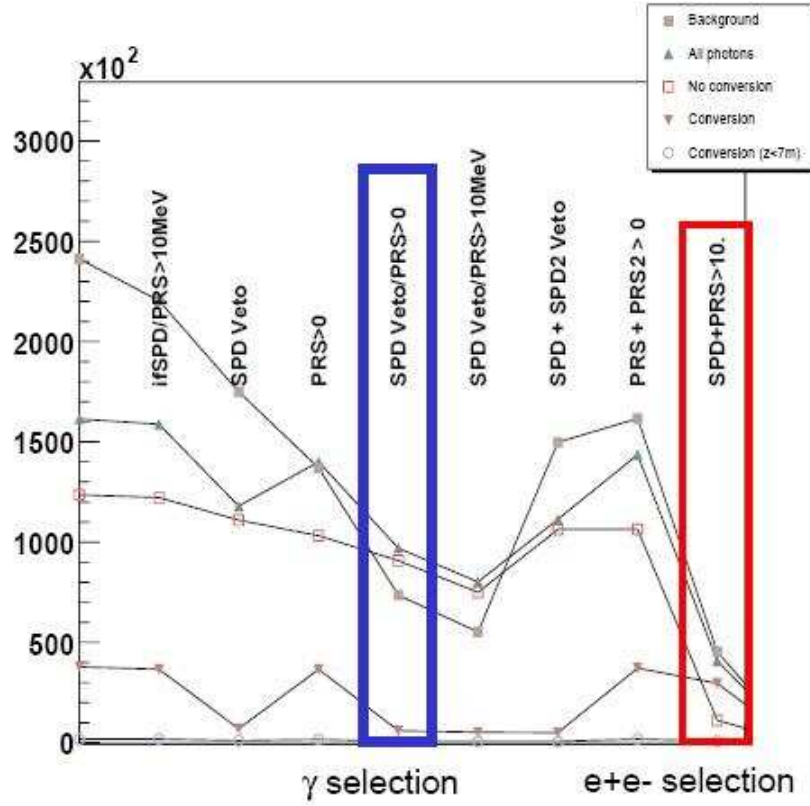


FIG. 4.18 – Identification des photons en utilisant les critères sur les hits du SPD et l'énergie déposée dans le PS. Les candidats photons non convertis sont ceux qui ne laissent pas de hit dans le SPD et déposent de l'énergie dans le PS. Les convertis laissent au moins un hit dans le SPD et un minimum de 10MeV dans le PS. Figure tirée de [62]

4.19.

Les résultats des deux Likelihood sont présentés sur la figure 4.20. Le signal et le fond sont mieux séparés pour les photons non-convertis que pour les photons convertis.

L'efficacité et la pureté de reconstruction des photons sont présentées, en fonction de l'énergie des photons, sur la figure 4.21, pour les photons convertis et non-convertis. L'identification des photons convertis est moins performante et la pureté moindre que pour les photons convertis. L'efficacité baisse à petit et grand E_t , ce qui aura une importance pour la reconstruction des π^0 comme on le verra dans le chapitre suivant. Les coupures retenues pour signer un photon sont un veto sur le SPD et une énergie déposée dans le PS supérieure à 4 MeV.

Les candidats photons sont combinés pour reconstruire les π^0 . On a trois catégories de π^0 : résolu et mélangés et convertis (quand au moins un des deux photons s'est convertis avant le calorimètre).

- Les π^0 résolu sont ceux dont les deux photons sont dans deux clusters différents.
- Les π^0 mélangés ont les deux photons dans le même cluster. Deux photons issus d'un même π^0 sont mélangés si la distance les séparant est inférieure à 1.8 fois la taille de la cellule, cela dépend donc de l'énergie transverse du π^0 et de la zone

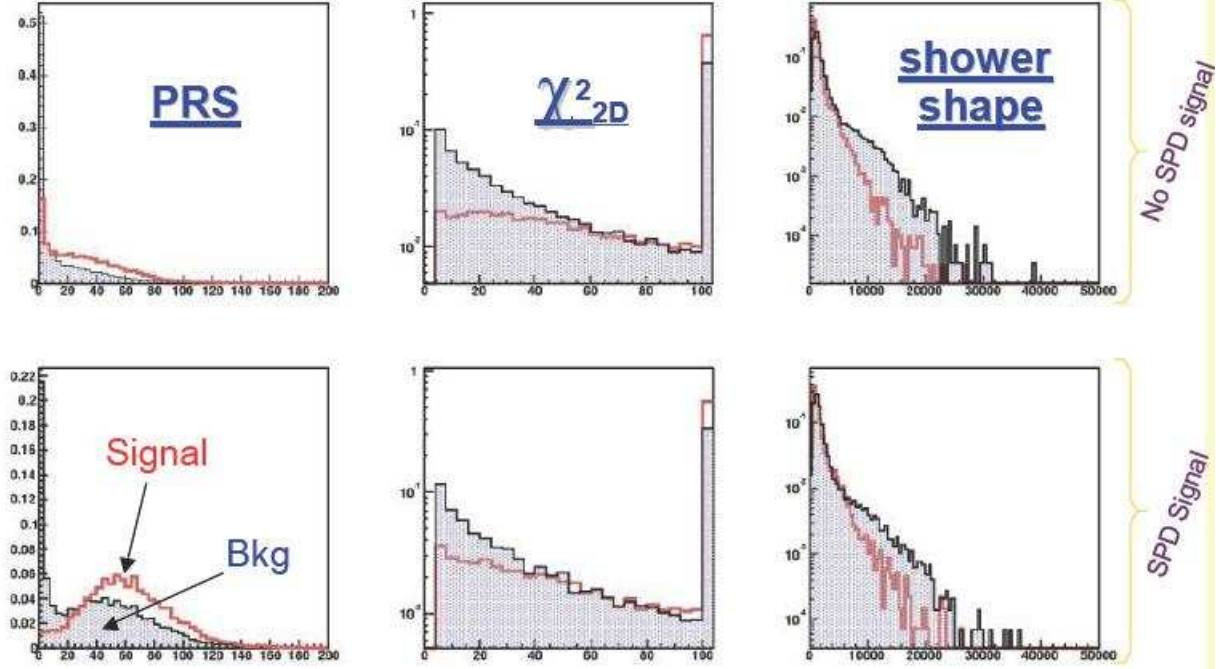


FIG. 4.19 – Variables du Likelihood pour l'identification des photons. Sont utilisées l'énergie déposée dans le PS (PRS), le χ^2_{2D} de l'ajustement trace/cluster et la forme de la gerbe, sans hit dans le SPD en haut et avec hit en bas. Figure tirée de [61].

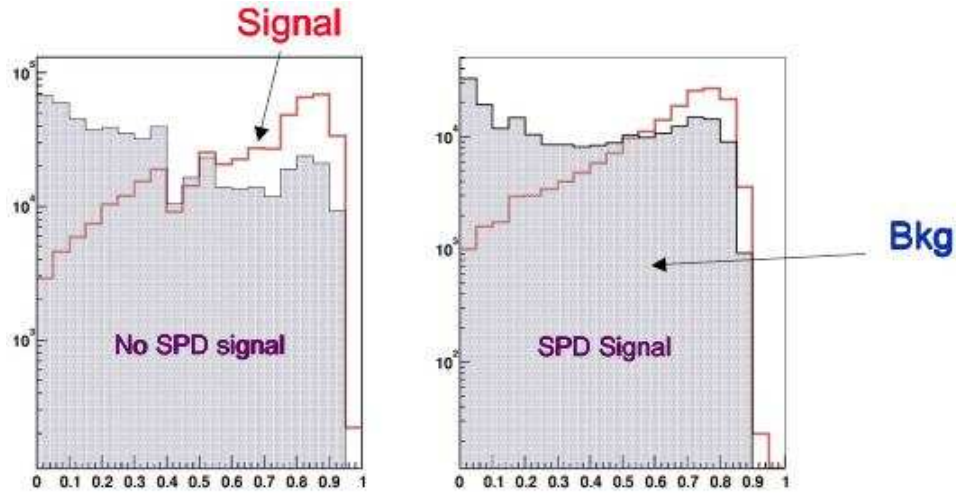


FIG. 4.20 – Distribution des Likelihoods pour les photons et le fond. Le signal est la ligne rouge et le fond est grisé pour les deux cas avec et sans hit dans le SPD. Figure tirée de [61]

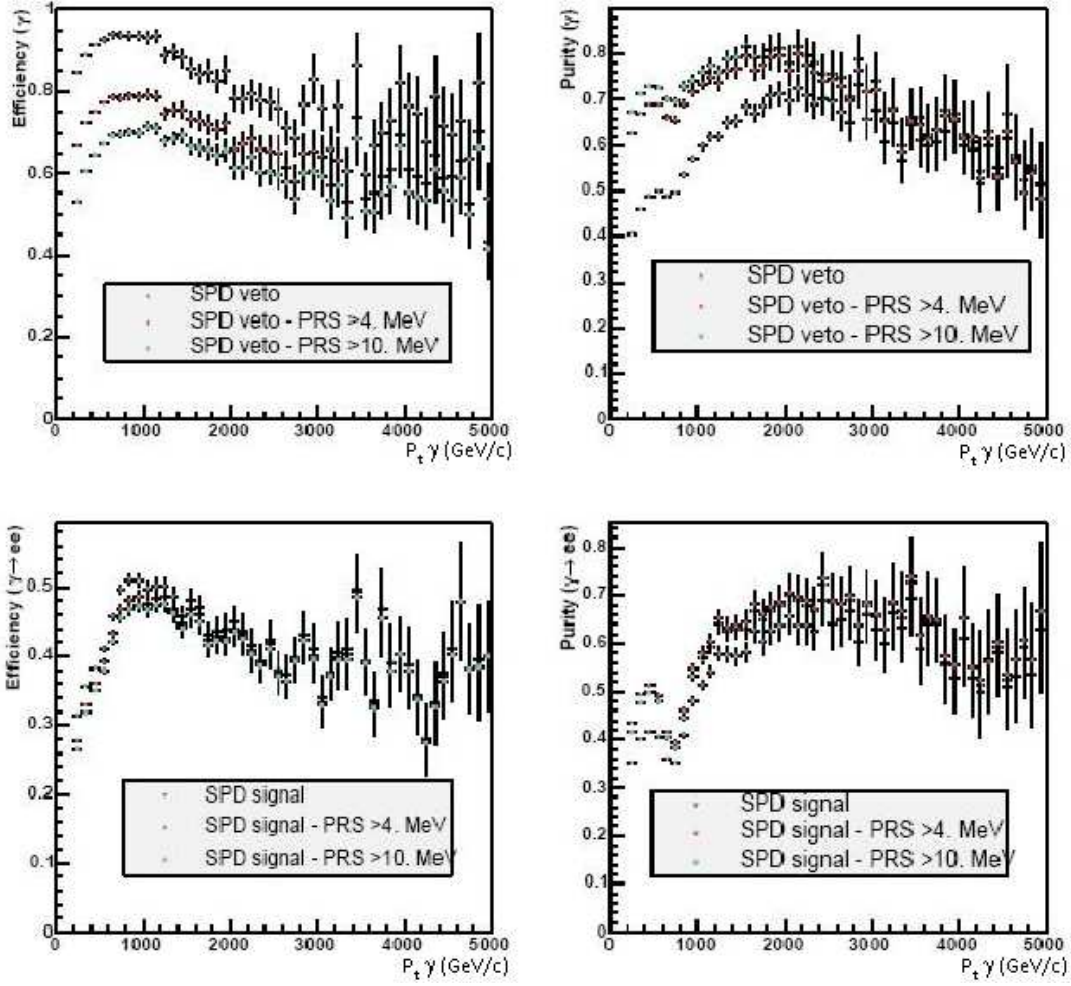


FIG. 4.21 – Distribution des efficacités et de la pureté en fonction de l'impulsion transverse pour les photons et du fond. Figure tirée de [59]

touchée.

- Les π^0 convertis ont au moins un photon converti dans l'appareillage.

La masse des π^0 est définie par :

$$m_{\pi^0}^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12}) \quad (4.2.1)$$

E_1 et E_2 sont les énergies des deux photons et θ_{12} est l'angle entre ces deux même photons. Pour des π^0 de faible impulsion les deux photons seront donc bien séparés tandis que quand on augmente cette impulsion transverse la probabilité qu'ils soient mélangés augmente. On peut voir cet effet sur la figure 4.22, où tous les π^0 dont l'impulsion transverse est supérieure à 7 GeV/c sont mélangés. Dans des événements biais minimum à 14 TeV, 41.1% des π^0 sont mélangés et 58.9% sont résolus.

L'efficacité de reconstruction des π^0 mélangés a été étudiée (figure 4.23), 50% des π^0 mélan-

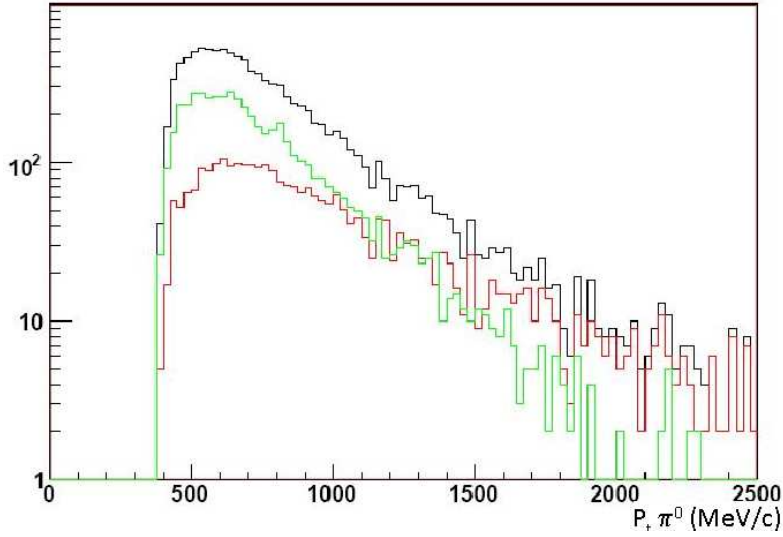


FIG. 4.22 – *Distribution des π^0 mélangés et résolus en fonction de l'impulsion transverse des π^0 . Pour $P_t > 7 \text{ GeV}/c$ tous les π^0 sont mélangés.*

gés sont reconstruits lorsque aucun des deux photons n'est converti.

La méthode de calibration présentée dans ce manuscrit a été développée sur des π^0 dont les photons sont séparés, la zone en énergie de cette calibration est donc restreinte. D'autres études en particulier avec un des deux photons converti permettent d'atteindre de contrôler la calibration des photons dans d'autres gammes d'énergie.

La reconstruction des photons convertis après l'aimant dans le RICH2 et M1 se fait en recoupant l'information du trajectographe et du SPD. Les photons non-convertis sont reconstruits dans 90% des cas contre 79% pour les convertis.

Les outils existent pour pouvoir reconstruire les photons convertis avant l'aimant. Cela se ferait par la combinaison des électrons donnant une masse nulle et ne laissant pas de trace dans les stations du trajectographe traversées par le photon initial et dans le VELO.

4.3 Reconstruction des π^0

En utilisant l'identification des photons décrite précédemment, on peut reconstruire les π^0 par combinatoire des photons deux à deux. La masse invariante issue de la combinatoire de tous les candidats photons est représentée sur la figure 4.24 pour 20.000 événements MinBias à 14TeV, on devine le pic des π^0 à $134.6 \pm 0.6 \text{ MeV}$ avec une largeur de $10.9 \pm 0.7 \text{ MeV}$. Les π^0 associés à des π^0 Monte-Carlo sont représentés en rouge, le signal est gaussien.

De ces π^0 reconstruits et associés à des π^0 générés, viennent des photons non convertis ou convertis en dehors du trajectographe; 35% des photons sont convertis avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique, les 65% restant sont des photons non-convertis, les études suivantes se feront à partir de ce lot de photons. On peut séparer ces différentes contributions pour le signal des π^0 reconstruits :

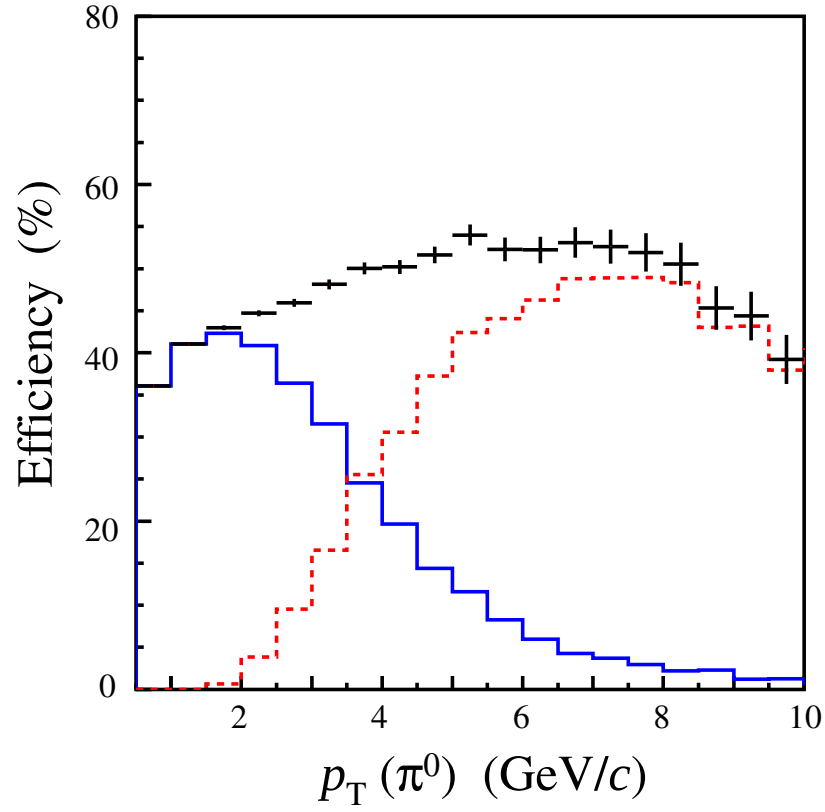


FIG. 4.23 – Efficacité de reconstruction des π^0 mélangés et résolus en fonction de l'impulsion transverse des π^0 . Figure tirée de [59].

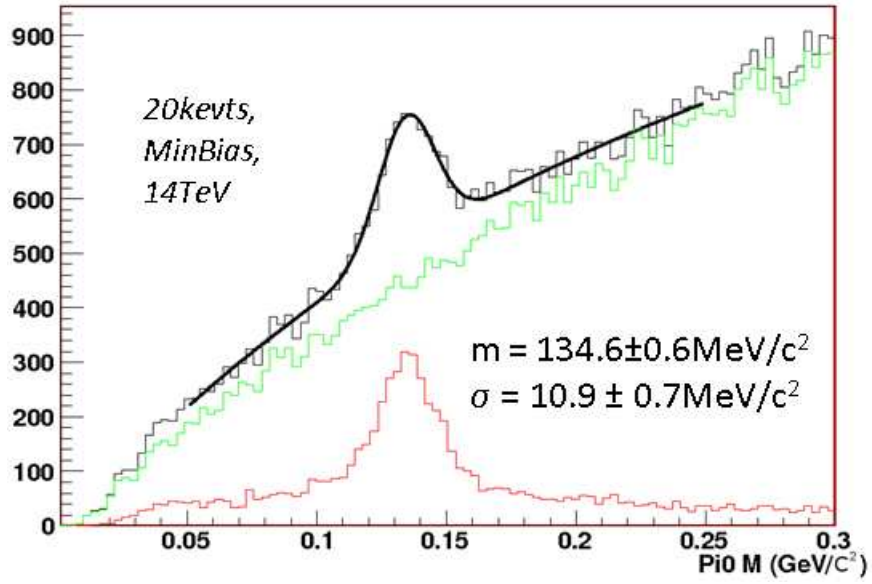


FIG. 4.24 – Distribution en masse des π^0 reconstruits par la combinatoire des photons reconstruits. Les π^0 reconstruits associés à des π^0 Monte-Carlo sont représentés en rouge. Cette distribution n'est pas gaussienne du fait des erreurs d'association particule reconstruite-particule Monte-Carlo.

$\gamma\gamma$	$\gamma\gamma(e^+e^-)$	$\gamma(e^+e^-)\gamma(e^+e^-)$
24%	41%	35%

TAB. 4.3 – Table récapitulative des pourcentages de π^0 reconstruits quand aucun photon n'est converti, un seul converti et les deux sont convertis.

- aucun photon converti ($\gamma\gamma$),
- un des photons converti ($\gamma\gamma(e^+e^-)$) et
- les deux photons convertis ($\gamma(e^+e^-)\gamma(e^+e^-)$).

Ces différentes contributions au signal sont représentées sur la figure 4.25.

Dans les événements "minimum biais", le pourcentage de π^0 reconstruits dont les deux photons ne sont pas convertis est de 24%, quand un des deux photons est converti de 41% et quand les deux photons sont convertis de 35%. Ces nombres sont résumés dans le tableau 4.3.

Le prochain chapitre sera consacré à l'étude de la reconstruction des π^0 afin d'obtenir un signal avec un fond très réduit permettant de sélectionner un lot de π^0 utilisable pour calibrer chaque cellule du détecteur.

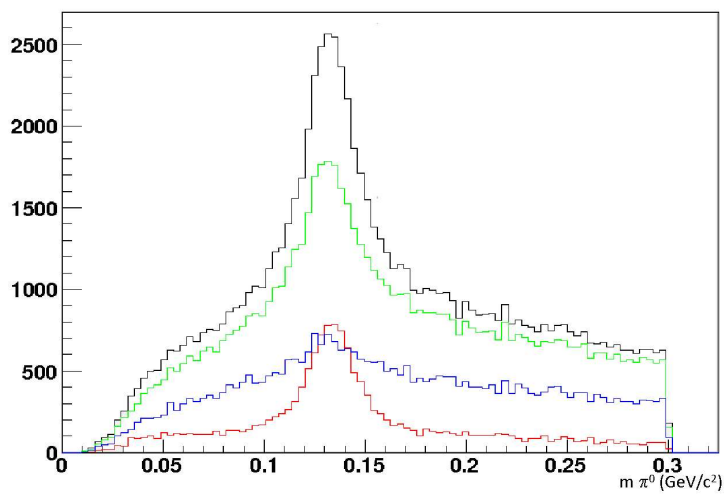


FIG. 4.25 – *Distribution en masse des π^0 reconstruits associés à des π^0 Monte-Carlo. Les différentes courbes noire, rouge, verte et bleue représentent les distributions totale, sans photon converti, avec un photon converti et les deux photons convertis.*

Chapitre 5

Reconstruction des photons et des π^0 du Run Pilot (RP) et à 14TeV avec et sans trajectographe

Une première prise de données (Run Pilot : RP) avec des collisions p-p à 900GeV devait avoir lieu courant 2008. L'énergie de 900GeV est celle délivrée par le SPS. Il aurait servi de premier test pour le LHC avant la montée en énergie aux 14TeV prévus.

Durant cette première prise de données par LHCb les données enregistrées permettront outre l'alignement en temps du détecteur, d'estimer la précision des alignements et des calibrations des différents sous-détecteurs. Plus particulièrement le but de ce chapitre est d'étudier l'estimation de la calibration du calorimètre électromagnétique qui pourrait être alors faite en utilisant la distribution en masse des π^0 issue des paires de photons reconstruits. Au moment de cette étude le mode d'opération de LHCb pour ce test n'était pas défini, en particulier la position du VELO et la valeur du champ magnétique.

Dans ce chapitre va être développée l'étude des photons dans plusieurs configurations du détecteur, ainsi que leur étude afin de reconstruire les π^0 . Plusieurs scénarii sont envisagés quant au champ magnétique et à l'utilisation du trajectographe. Cette étude est faite pour des collisions à 900GeV et ensuite étendue à 14TeV, énergie pour laquelle on attend un accroissement important de la multiplicité des événements.

5.1 Reconstruction des photons et des π^0 pendant le Run Pilot

La reconstruction des photons et des π^0 est une issue importante pour LHCb, elle sert dans des canaux de physique importants ; les photons et les π^0 sont utilisés pour la calibration des calorimètres électromagnétiques (Ecal et PS).

Pendant les premières prises de données le trajectographe ne sera pas encore parfaitement aligné, une méthode indépendante de reconstruction des traces chargées est développée qui permettra à terme de contrôler rapidement en ligne l'échelle de calibration.

L'étude de la reconstruction des photons et des π^0 est donc faite avec ou sans l'utilisation du trajectographe.

La reconstruction des π^0 se fait par la combinatoire des photons.

γ_{conv}	$34.1 \pm 0.2\%$	
	dont avant aimant	$23.2 \pm 0.3\%$
	dont après aimant	$77.1 \pm 0.2\%$
γ_{UnConv}	$66.3 \pm 0.2\%$	

TAB. 5.1 – *Table récapitulative des proportions de conversion des photons.*

5.1.1 Conversion des photons

On peut diviser les photons en deux catégories, les photons non-convertis et les convertis. La figure 4.17 représente la position z de conversion des photons, 34% du total des photons se convertissent avant le calorimètre dont 23% avant l'aimant et 77% après l'aimant. Ceci est résumé dans le tableau 5.1. Les résultats sont similaires à ceux obtenus pour les simulations à 14TeV.

5.1.2 Run Pilot avec trajectographe

La réponse des calorimètres à l'énergie de collision de 900GeV a été étudiée pour plusieurs configurations du détecteur. En tout 12 configurations ont été simulées :

- avec et sans le champ magnétique (respectivement B_{on} et B_{off})
- pour trois positions du VELO : ouvert/fermé/demi-ouvert (respectivement $VELO_{open}$ / $VELO_{closed}$ / $VELO_{midway}$)
- et avec deux gains pour les photo-multiplicateurs (PM), celui prévu pour la prise de données à 14TeV et un gain double qui pourrait être utilisé pour une prise de données à 900GeV (respectivement $Gain_1$ et $Gain_2$).

Pour chacune de ces configurations un échantillon de 5000 événements a été produit. Cela représente une luminosité intégrée de $\int \mathcal{L} = 10^{29} \text{ cm}^{-2}$ (avec une section efficace de 65mbarn pour les collisions p-p à 900GeV).

Ces événements ont été produits avec les versions des logiciels utilisées lors des productions officielles pour le format de données DC06, c'est à dire Gauss v25r12, Boole v12r10 et Brunel v30r17.

5.1.3 Les effets d'acceptance du détecteur

Comme on l'a vu dans la description du détecteur l'acceptance géométrique du détecteur va de 25 (30) mrad à 250 (300) mrad respectivement en dy/dz et en dx/dz.

Pour cette étude la configuration $B_{off}/VELO_{open}/Gain_1$ a été choisie.

Pendant le RP, parmi les 17.6 π^0 produits dans 4π strad par événement, seulement 4.9 ont leur deux photons dans l'acceptance des calorimètres de LHCb. L'efficacité d'acceptance (ϵ_{acc}) qui est le rapport du nombre de π^0 dont les deux photons sont dans l'acceptance du calorimètre de LHCb au nombre total de π^0 produits par événement est de 28%.

ϵ_{acc} est représentée pour les photons et les π^0 sur la figure 5.1 en fonction de l'énergie et de l'angle de production des photons et des π^0 . Cet angle de production est l'angle θ défini plus

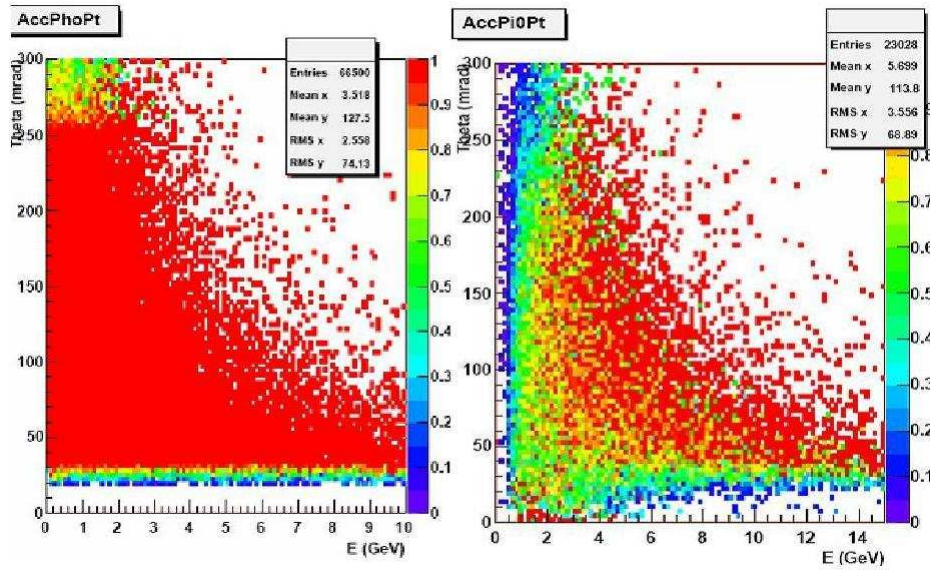


FIG. 5.1 – *Gauche : acceptance géométrique pour les photons, les pertes se situent à bas angles et ne présentent pas de dépendance en énergie. Droite : acceptance géométrique du Ecal pour les π^0 , les pertes se situent à faible énergie et petit angle à cause de la coupure produite par le tube des faisceaux et de la géométrie des calorimètres.*

haut. On peut voir que ϵ_{acc} diminue à petit angle et faible énergies. Ceci est dû au tube des faisceaux et à la géométrie des calorimètres.

Pour les photons, la dépendance en énergie disparaît et ϵ_{acc} dépend seulement de l'angle de production des photons (figure 5.1).

5.1.4 Efficacité de reconstruction des photons

$$B_{off}/VELO_{open}/Gain_1$$

En utilisant la reconstruction standard des photons décrite au Chapitre 4 parmi les 13 γ /événement dans l'acceptance du calorimètre électromagnétique (ECAL), 5 ont une énergie transverse supérieure à 200MeV, et seulement 1.2 γ /événement sont reconstruits comme candidat photon. Cela donne une efficacité de reconstruction (ϵ_{rec}), définie comme le rapport entre le nombre de photons reconstruits et le nombre total de photons dans l'acceptance géométrique du détecteur, de 24%.

Cette efficacité peut être déterminée pour chaque partie du Ecal; elle est de 20% pour la zone interne et de 25% pour les deux autres zones (intermédiaire et externe). Ces différences sont dues à la définition des photons reconstruits qui ont une coupure à $P_t > 200\text{MeV}$. Cet effet est représenté sur la figure 5.2.

Parmi les photons reconstruits, 40% proviennent d'un π^0 dont les deux photons sont dans l'acceptance (figure 5.2) et 7% par Bremsstrahlung, les autres provenant de π^0 pour lesquels un des 2 photons n'est pas dans l'acceptance des calorimètres.

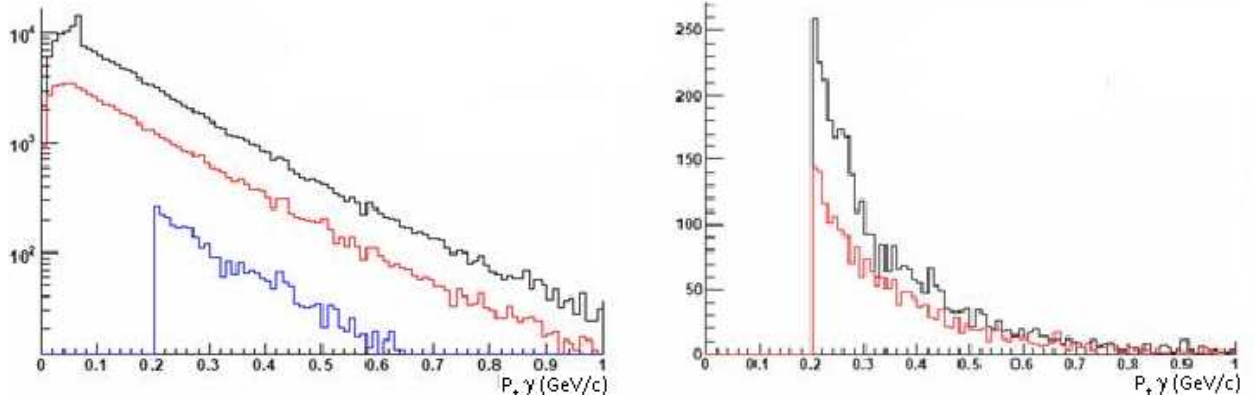


FIG. 5.2 – *Gauche* : spectre en P_t pour tous les photons (trait noir), pour les photons dans l'acceptance (trait rouge) et ceux reconstruits (trait bleu) ; on voit clairement la coupure de reconstruction en P_t de $0.2\text{GeV}/c$. *Droite* : spectre en P_t pour tous les photons reconstruits (trait noir) et ceux provenant d'un π^0 (trait rouge) dont les deux photons sont reconstruits ; la plupart des photons reconstruits ne provenant pas d'un π^0 sont à bas P_t .

Effets du gain et de la coupure en P_t

Il a été envisagé de travailler avec des gains différents pour la calorimétrie pendant le Run Pilot, en baissant les seuils on serait alors susceptible de voir les particules au minimum d'ionisation (MIP). En changeant le gain des photo-multiplicateurs, on change l'échelle en énergie à laquelle le détecteur est sensible. Les gains du calorimètre Ecal à 14TeV ont été ajustés pour saturer à $10\text{GeV}/c$ en E_t , un gain double saturerait à $5\text{GeV}/c$ de E_t , ce qui est acceptable pour enregistrer des événements biais minimum dans des collisions à 900GeV . On reconstruirait alors des photons en P_t à $0.1\text{GeV}/c$ (voir figure 5.3). Avec cette configuration on double ϵ_{rec} pour atteindre un efficacité moyenne de 48% au total (45% dans la partie interne et 49% dans les deux autres).

Avec ce doublement de gain, 35% des photons reconstruits de $P_t > 0.1\text{GeV}/c$ proviennent d'un π^0 ; le flux est 4 fois supérieur à ce que l'on obtient avec le $Gain_1$. Mais 18% de ces photons reconstruits viennent de Bremsstrahlung (effet du bas P_t).

Dans la configuration $B_{off}/VELO_{open}$ on obtient le spectre en masse représenté sur la figure 5.4. Avec le gain normal $\epsilon_{rec}(\pi^0)$ est d'environ 21% avec un rapport $S/B \sim 1.5$. Le $Gain_2$ donne une combinatoire importante et double le nombre de π^0 reconstruits. On atteint $\epsilon_{rec}(\pi^0) \sim 60\%$ mais avec un rapport $S/B \sim 0.5$. Les deux distributions permettront avec un nombre réduits d'événements (5000) d'évaluer la valeur de la masse reconstruite et la précision sur sa largeur, on pourra estimer le niveau de calibration absolue du détecteur et la dispersion moyenne de la calibration. Étant donné qu'opérer à gain double demanderait de modifier les gains des photo-multiplicateurs, les incertitudes introduites par cette procédure dans la calibration ne se justifient pas au vu des lots de π^0 reconstruits.

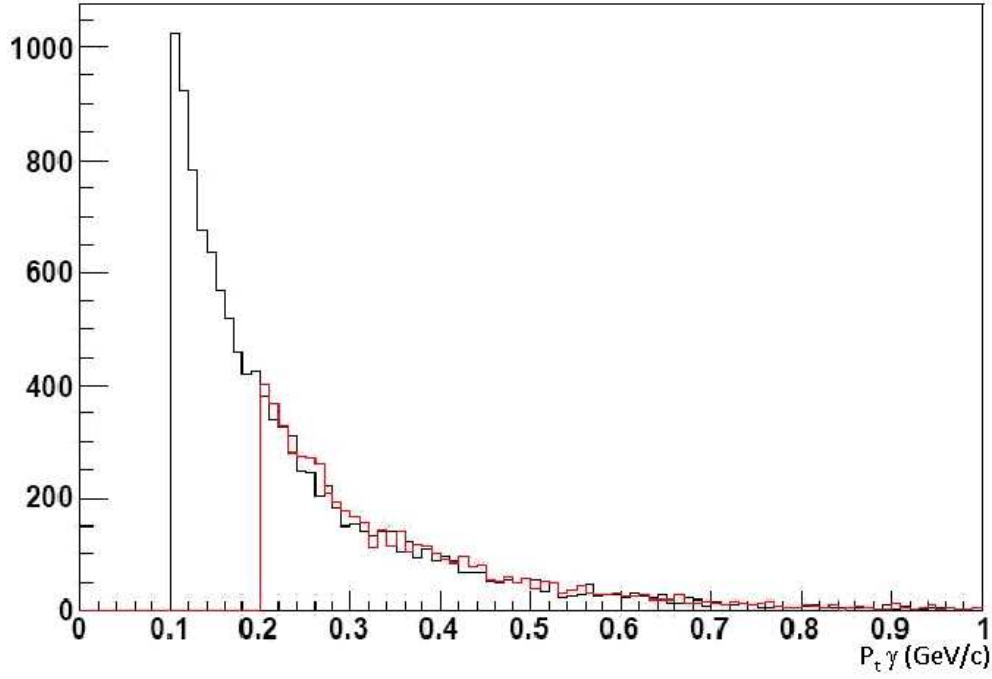


FIG. 5.3 – Spectre en P_t pour les photons reconstruits avec le Gain1 (trait noir) et pour le Gain2 (trait rouge). On voit le glissement de la coupure en P_t de 0.2 GeV/c à 0.1 GeV/c.

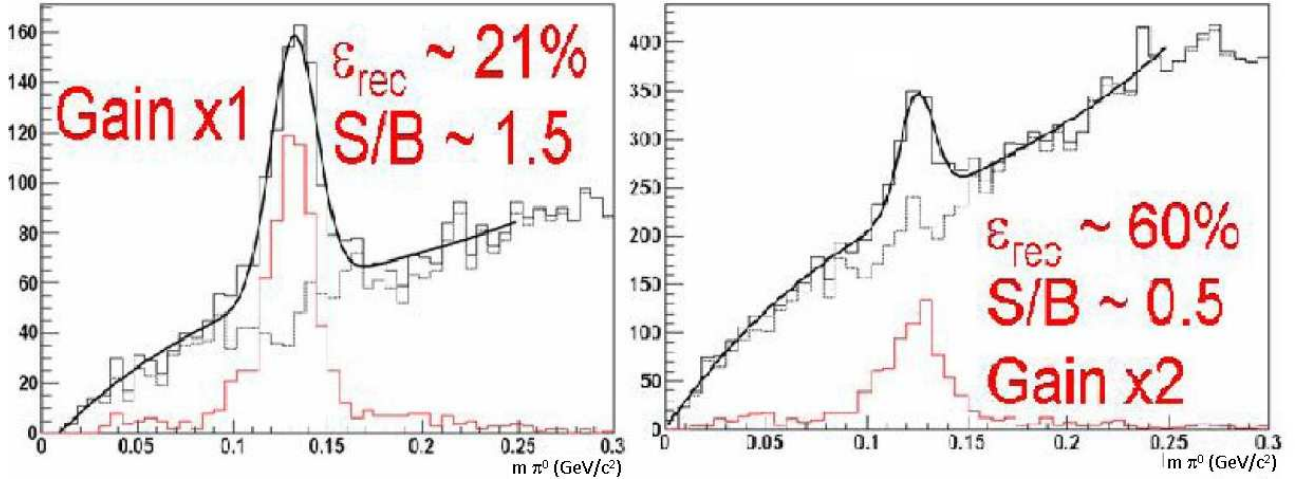


FIG. 5.4 – Gauche : spectre de masse des π^0 pour un Gain₁ (trait noir), le signal est en rouge tandis que le fond est en gris. Droite : même spectre de masse des π^0 pour un Gain₂. Les deux configurations sont $B_{off}/VELO_{open}$ et le spectre de gauche a été obtenu avec deux fois plus d'événements.

Effet de la position du VELO

La position du VELO n'a pas d'effet sensible sur la reconstruction des photons comme on peut le voir sur la figure 5.5. Les efficacités de reconstruction sont les mêmes pour les trois

parties du détecteur et les trois positions du VELO. Les nombres de photons provenant d'un π^0 ou de particules chargées sont identiques.

En effet, seuls les photons de basse énergie sont stoppés par la fenêtre du VELO ; ils n'étaient de toute façon pas reconstruits dans LHCb car de bas Pt, en dessous de la coupure de définition des photons.

L'effet de la position du VELO peut être vu en comparant les figures 5.8 et 5.6. Le nombre de π^0 reconstruits ne diminue pas, par contre le rapport S/B augmente car le VELO arrête les particules de basse énergie qui constituent principalement le bruit de fond.

La position du VELO n'a qu'un faible impact sur la reconstruction des π^0 : la présence du

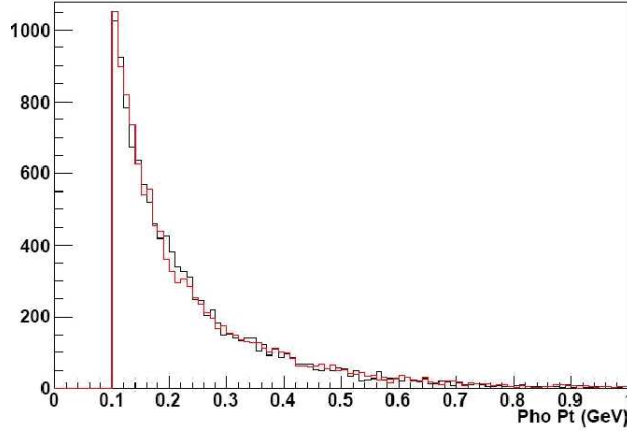


FIG. 5.5 – *Spectre en Pt pour les photons reconstruits pour les deux positions du VELO, $VELO_{open}$ (trait noir) et $VELO_{closed}$ (trait rouge). Aucune différence n'est visible entre les deux configurations.*

VELO réduit le fond combinatoire de 20% dans la région en masse des π^0 . L'estimation de la résolution du calorimètre ECAL et de sa calibration absolue ne sera en rien affectée.

Effet du champ magnétique

L'étude est effectuée avec la configuration $VELO_{open}/Gain_1$ avec et sans champ magnétique.

En étudiant les spectres en Pt des photons reconstruits avec et sans champ magnétique, on note qu'il y a davantage de photons reconstruits à bas Pt dans la configuration B_{off} que pour B_{on} (figure 5.7). On obtient dans la configuration B_{on} , une efficacité de reconstruction des photons, $\epsilon_{rec}(\gamma)$: 30% au total (29% pour la partie interne, 31% pour la zone intermédiaire et 31% pour zone externe).

Dans la configuration B_{on} le nombre de photons reconstruits provenant d'un π^0 augmente à 34% ; le champ magnétique balayant les particules chargées, le flux de photons reconstruits augmente, la condition sur la distance aux traces chargées étant mieux satisfaite. Le nombre de photons Bremsstrahlung augmente (34%), à comparer avec 7% dans la configuration $B_{off}-VELO_{open}-Gain_1$ 5.7 ; ceci est dû aux photons bremsstrahlung des particules chargées qui augmentent la combinatoire de 25% dans la région en masse des π^0 , comme le montre les spectres 5.8 et 5.4.

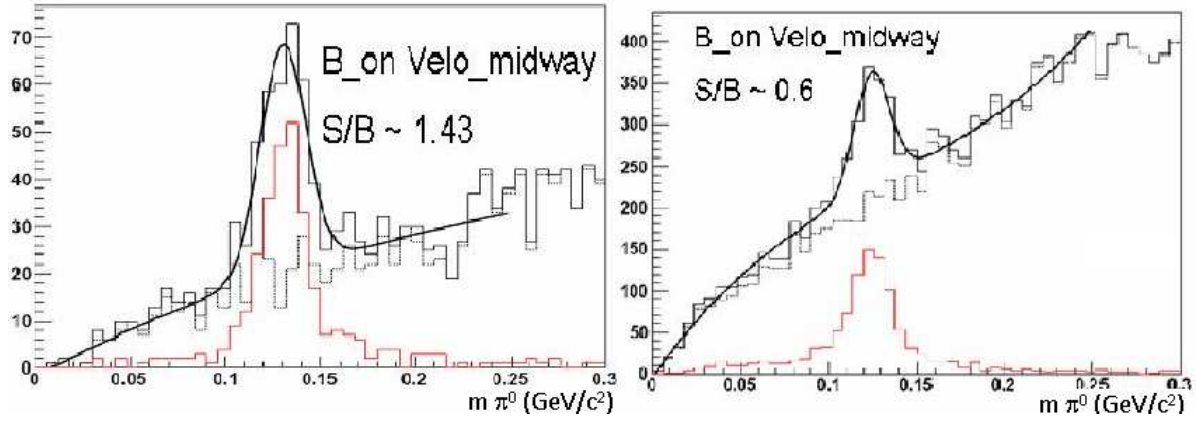


FIG. 5.6 – Gauche : spectre de masse des π^0 avec le $Gain_1$ (trait noir), le signal est en rouge et le fond en pointillés. Droite : même spectre de masse de π^0 avec le $Gain_2$. Les deux configurations sont avec $B_{on}/VELO_{mid-way}$.

Les différents résultats sont résumés dans la table 5.2.

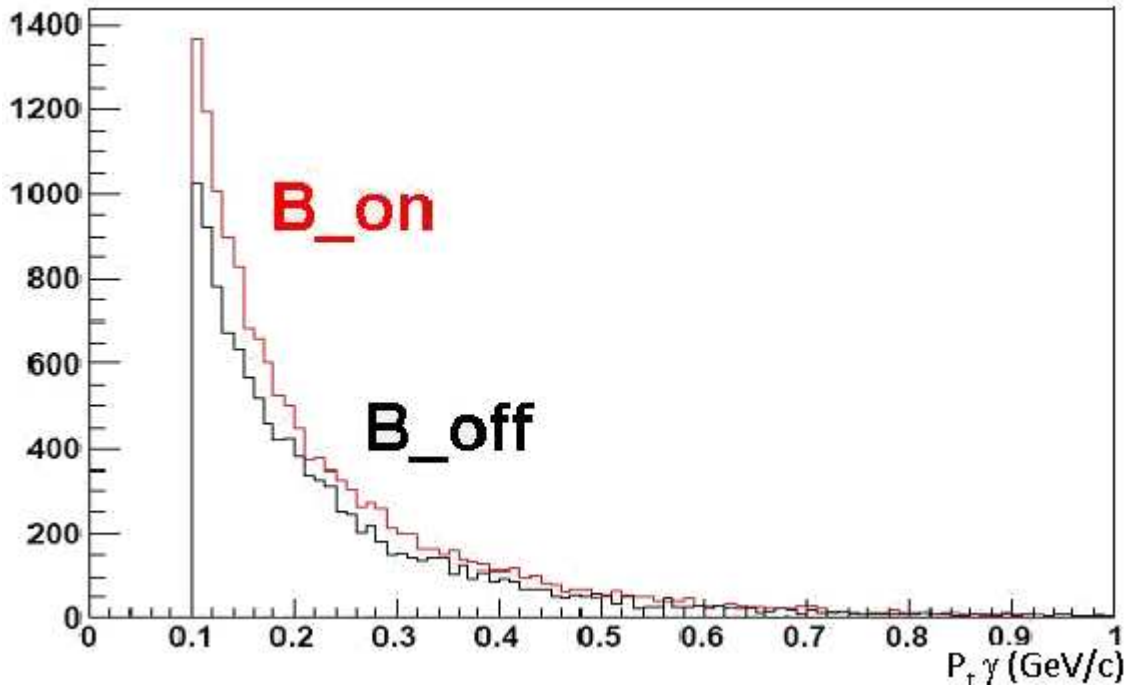


FIG. 5.7 – Spectre en P_t des photons reconstruits en B_{OFF} (trait noir) et B_{on} (trait rouge), le flux de photons reconstruits augmente en présence du champ magnétique de 25% à bas P_t . Ce sont les photons de Bremsstrahlung des particules chargées et le champ magnétique qui défléchit les traces chargées hors des clusters neutres.

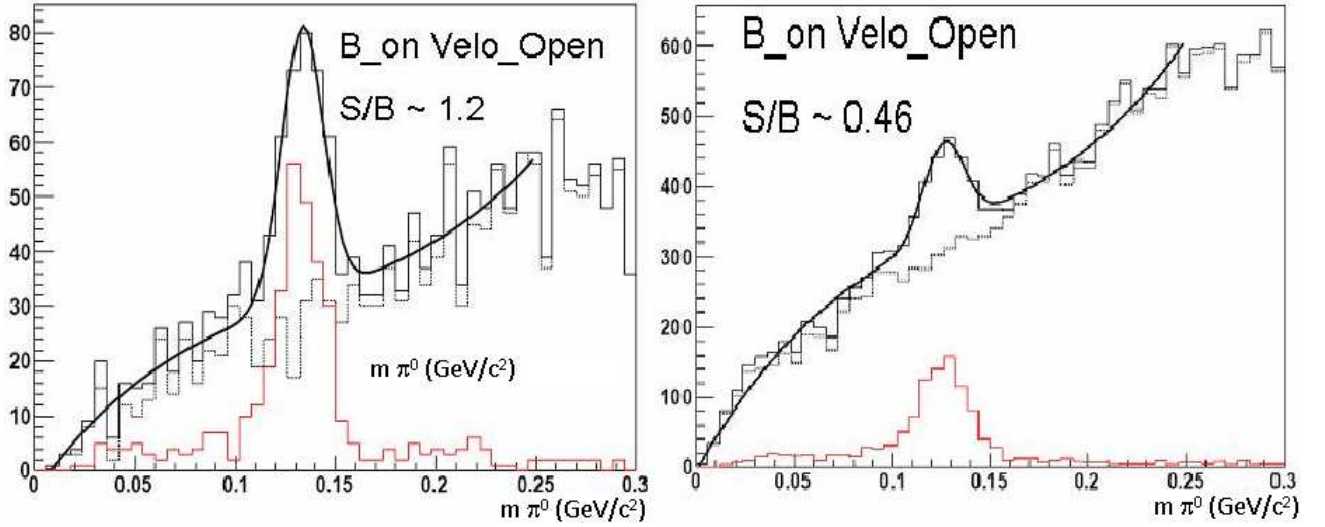


FIG. 5.8 – Gauche : spectre de masse des π^0 avec le $Gain_1$ (trait noir), le signal est en rouge et le fond en pointillés. Droite : même spectre de masse de π^0 avec le $Gain_2$. Les deux configurations ont $B_{on}/VELO_{open}$.

configuration	ϵ_{rec}	% radiatif	π^0 %	$\delta(m_{\pi^0})$ (MeV/ c^2)	$\delta(\sigma(m_{\pi^0}))$ (MeV/ c^2)
$B_{off}/VELO_{open}/G_1$	$21.1 \pm 0.2\%$	$7.2 \pm 0.3\%$	$39.8 \pm 0.2\%$	1.2	2.2
$B_{off}/VELO_{open}/G_2$	$47.9 \pm 0.2\%$	$18.1 \pm 0.2\%$	$35.2 \pm 0.2\%$	1.5	2.5
$B_{on}/VELO_{open}/G_2$	$30.3 \pm 0.2\%$	$24.2 \pm 0.2\%$	$34.1 \pm 0.2\%$	1.3	1.5

TAB. 5.2 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction (ϵ_{rec}), avec les % des photons provenant de processus radiatifs (% radiatif), les taux (%) des photons reconstruits venant d'un π^0 ($\pi\%$), la précision attendue sur la largeur et la masse des π^0 reconstruits pour 10000 événements minimum biais.

5.1.5 Enseignements du Run Pilot

L'étude de différentes conditions expérimentales amène à conclure que :

- Opérer le calorimètre avec un gain différent(x2) améliore l'efficacité de reconstruction des π^0 , mais diminue le rapport S/B d'un facteur 3. Estimer à partir du signal de π^0 la précision sur calibration absolue et la dispersion de cellule à cellule peut se faire dans les 2 configurations. On peut s'abstenir de modifier les gains, ce qui permettrait d'évaluer la calibration dans la configuration finale de prise de données.
- La position de VELO n'a aucun impact sur la reconstruction des π^0 .
- La présence du champ magnétique améliore l'efficacité de reconstruction des photons mais diminue marginalement le rapport signal sur bruit dans région en masse du π^0 .

Mille événements minimum biais lors de collisions P-P à 900GeV sont suffisants pour avoir une première estimation de l'échelle de calibration du calorimètre électromagnétique.

La pureté du signal π^0 peut être améliorée au détriment de l'efficacité. Elle devra être améliorée pour obtenir un lot de π^0 utilisable pour ajuster les calibrations cellule par cellule, sujet du Chapitre 6.

Dans la configuration $B_{OFF}VELO_{open}$, en appliquant les coupures :

- $Pt_\gamma > 0.3 \text{ GeV}/c$ ou Pt_γ est l'impulsion transverse de chacun des photons
- $Pt_{\pi^0_{rec}} > 0.5 \text{ GeV}/c$, $Pt_{\pi^0_{rec}}$ est l'impulsion transverse du π^0
- $0 < dist_{\gamma_1\gamma_2} < 1000\text{mm}$, $dist_{\gamma_1\gamma_2}$ est la distance dans le plan des calorimètres entre les deux photons
- $E_{PS} > 10\text{MeV}$, E_{PS} est l'énergie collectée dans le pré-shower pour chaque photon
- et $\#SPDhits = 0$, le nombre d'impacts dans le SPD correspondant aux candidats photons.

La distribution est ajustée par une gaussienne additionnée à un polynôme de degré 3. La combinatoire est réduite, le rapport S/B~6 dans 2σ de la gaussienne est amélioré, l'efficacité réduite à $\epsilon_{rec}(\pi^0) = 4\%$ (figure 5.9) qui correspond à $0.03\pi^0/\text{événement}$. Les résultats des

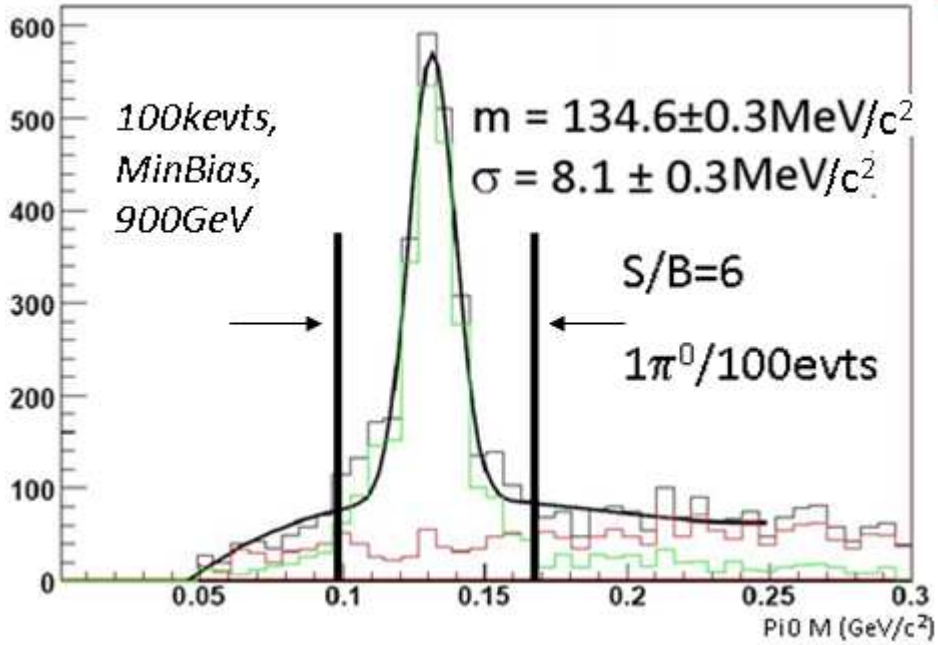


FIG. 5.9 – Spectre de masse des π^0 en appliquant les coupures : $Pt_\gamma > 0.3\text{GeV}/c$, $Pt_{\pi^0} > 0.5\text{GeV}/c$, $0 < dist_{\gamma_1\gamma_2} < 1000\text{mm}$, $E_{PS} > 10\text{MeV}$ et $\#SPDhit = 0$, le rapport S/B devient $\equiv 6$ (30.000 événements)

différentes configurations sont résumés dans la table 5.3.

Seuls les π^0 résolus ont été reconstruits dans l'étude précédente ce qui représente 72.8% du total des π^0 produits dans les collisions p-p à 900GeV. Le nombre de π^0 non résolus est plus élevé à 14TeV, l'énergie des π^0 étant en moyenne plus élevée et l'angle entre les 2 photons plus petit (20mrad pour des π^0 de 10GeV), les deux photons ne pourront pas être résolus par le calorimètre électromagnétique.

configuration	off/open/1 (Cuts)	off/open/2	on/open/2	on/open/1
$\epsilon_{rec}\pi^0$	$24.1\pm0.2\%$ (4%)	$59.8\pm0.2\%$	$80.2\pm0.2\%$	$40.4\pm0.2\%$
$\#\pi^0/\text{evenement}$	1 (0.03)	3	3	1.5
S/B(in 2σ)	1.5 (6)	0.5	1.2	1.8

TAB. 5.3 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction ($\epsilon_{rec}\pi^0$) et les rapports Signal/Bruit (S/B) pour différentes configurations du détecteur. Pour la première configuration les résultats avec application des coupures ont été mises entre parenthèses.

5.2 Reconstruction des photons et π^0 sans information du trajectographe

Au démarrage des prises de données, L'du trajectographe peut prendre un certain temps, une étude est faite pour reconstruire les photons et les π^0 sans utiliser les informations du trajectographe. Tous les clusters sont alors considérés comme cluster neutres, un outil est à construire pour les identifier.

5.2.1 Sans trajectographe

La reconstruction se fait par étapes comme montré sur la figure 5.10. Dans ce schéma,

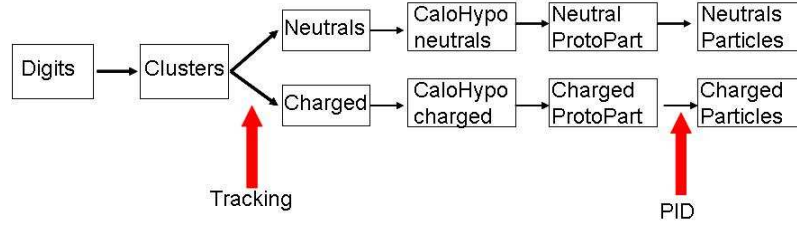


FIG. 5.10 – Étapes de la reconstruction au niveau du calorimètre, sans la présence du trajectographe qui sépare les clusters neutres des clusters chargés, la détermination de la nature des clusters (électromagnétiques et hadroniques) se fera après les CaloHypo (ce sont des clusters dont on a estimé la nature électromagnétique) avec l'application d'un PID et la séparation clusters électromagnétiques neutres et chargés se fera avec l'information du SPD.

on note que sans l'information du trajectographe, qui sert à séparer les clusters neutres des chargés, la détermination de la nature du cluster se fera uniquement grâce aux seules informations des calorimètres. Ces informations vont permettre de déterminer un PID séparant les clusters hadroniques des clusters électromagnétiques. Les clusters neutres et chargés seront séparés grâce à l'information du SPD.

La chaîne de reconstruction a été modifiée pour tenir compte dans l'identification des clusters chargés de l'information du SPD ; l'identification des photons a été modifiée pour s'affranchir de la contrainte sur la proximité des traces chargées.

5.2.2 Masse invariante des π^0

La figure 5.11 montre le résultat issu d'une combinatoire simple des candidats neutres, le nombre de paires associées croît d'un facteur 10. Le pic de masse des π^0 est difficile à estimer.

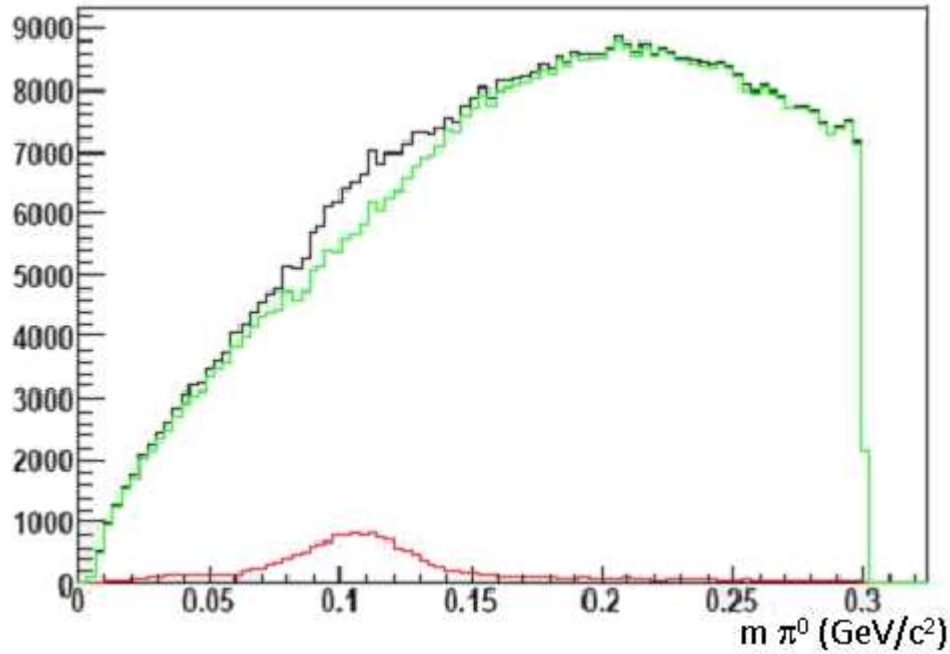


FIG. 5.11 – Masse invariante (sur 20.000 événements) de la combinatoire de tous les clusters sans coupures. On obtient $\epsilon_{rec} = 25\%$ avec un rapport $S/B = 0.04$.

On obtient par cette combinatoire simple $\epsilon_{rec}(\pi^0) \sim 25\%$ ce qui se traduit par 5 π^0 /event. Mais avec un rapport $S/B \sim 0.04$.

Pour obtenir un meilleur rapport S/B et donc mieux distinguer le pic de masse des π^0 , on applique des coupures pour limiter la combinatoire : $Pt_\gamma > 0.3$ GeV/c, $Pt_{\pi^0_{rec}} > 0.5$ GeV/c, $0 < dist_{\gamma_1\gamma_2} < 500$ mm, $E_{PS} > 10$ MeV et $\#SPDhits = 0$. Le résultat est représenté sur la figure 5.12. Le sommet de la gaussienne est vers les basses masses car les corrections énergétiques n'ont pas encore été appliquées. Par l'application de ces coupures on obtient un très bon rapport S/B mais avec une efficacité de reconstruction de 0.7%. La distribution des π^0 pour être significative devra être extraite d'une statistique plus importante. Typiquement 30000 événements minimum biais permettent d'estimer l'échelle en énergie à 1% et avec une estimation de la dispersion cellule à cellule supérieure à 3%.

Une autre approche a été développée en relâchant les coupures sur les photons mais en les sélectionnant par un discriminant de Fisher.

5.2.3 Identification des photons par un discriminant de fisher

Pour séparer les clusters électromagnétiques des clusters hadroniques on construit alors un discriminant de Fisher. On détermine les variables discriminantes à même de séparer les hadrons des photons. Ces variables doivent prendre en compte le fait que pour les deux types

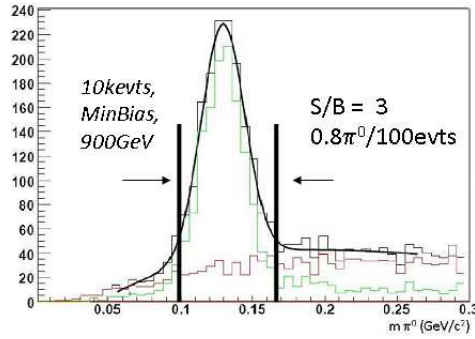


FIG. 5.12 – Masse invariante (sur 30.000 événements MinBias) de la combinatoire avec les coupures décrites précédemment. Le signal est la courbe vert et le bruit est la courbe rouge, la somme des deux étant la courbe noire. On obtient $\epsilon_{rec} = 0.7\%$ avec un rapport $S/B = 3$.

de particules, les profils longitudinaux et transversaux des gerbes dans les calorimètres sont différents. Est aussi prise en compte, la nature chargée ou neutre du cluster, déterminée à partir des hits dans le SPD (#SPDhits).

Description du déterminant de Fisher

La méthode du discriminant de Fisher consiste à former, à partir d'un ensemble de variables discriminantes assemblées en une combinaison linéaire, une variable optimale pour séparer deux ensembles. Cette variable est obtenue en maximisant la séparation entre les deux populations par l'application de poids déterminés suivant le degré de discrimination des variables. Ici les deux ensembles sont les clusters électromagnétiques et hadroniques.

On parle de réduction de dimensionnalité. Un exemple à deux variables est montré sur la figure 5.13. Sur cet exemple on voit que de simples coupures ne peuvent pas séparer les deux échantillons sans en éliminer une grande partie. Par contre la construction d'un coefficient de Fisher va permettre cette séparation. Prenons un vecteur de n variables $X_n = (X_1, X_2, \dots, X_n)$. Deux ensembles a et b auront alors respectivement les vecteurs X_n^α et X_n^β . On définit $\overline{X_n^\alpha}$ et $\overline{X_n^\beta}$ comme les vecteurs des moyennes des distributions des variables respectives $\overline{X_n^\alpha} = (\overline{X_1}, \overline{X_2}, \dots, \overline{X_n})$ et λ_n les coefficients linéaires des deux ensembles a et b. Les coefficients (λ_n^α) sont déterminés pour que la différence $\sum_n \lambda_n (\overline{V_n^\alpha} - \overline{V_n^\beta})$ pondérée par les moyennes des ensembles a et b soit maximale.

Pour les lots a et b (avec respectivement n_a et n_b événements), la meilleur combinaison linéaire est :

$$F = \frac{\sqrt{n_a n_b}}{n_a + n_b} (\overline{X^a} - \overline{X^b})^t W^{-1} X. \quad (5.2.1)$$

W est une matrice ayant pour composantes :

$$W_{\alpha\beta} = \frac{1}{n_a + n_b} \left\{ \sum_{i=1}^{n_a} (V_{\alpha,i} - \overline{V_\alpha^a})(V_{\beta,i} - \overline{V_\beta^a}) + \sum_{i=1}^{n_b} (V_{\alpha,i} - \overline{V_\alpha^b})(V_{\beta,i} - \overline{V_\beta^b}) \right\}. \quad (5.2.2)$$

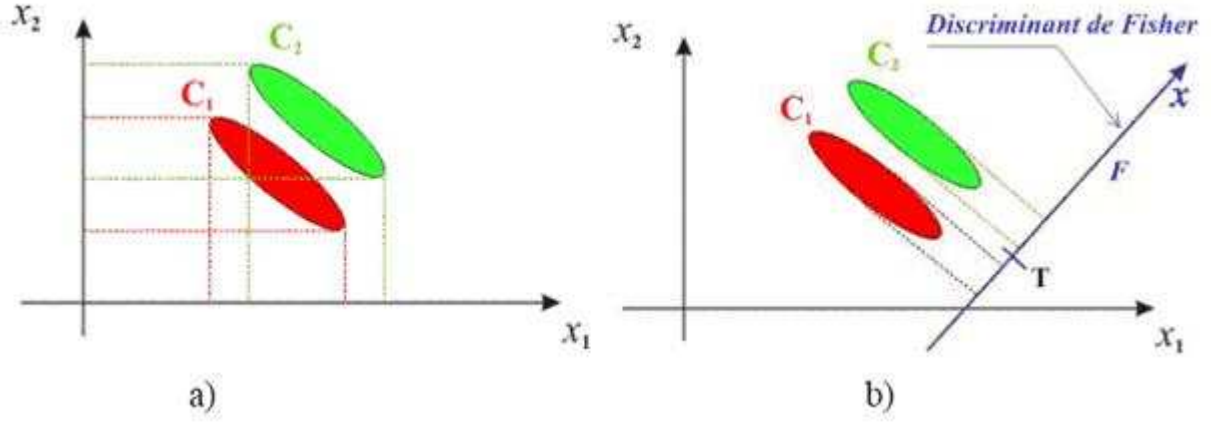


FIG. 5.13 – Illustration du discriminant de Fisher. A gauche les distributions sont projetées sur les axes des variables x_1 et x_2 , alors que sur la figure de droite ces deux distributions sont projetées sur une combinaison linéaire de ces deux variables : le coefficient de Fisher.

La valeur moyenne des variables discriminantes est $\overline{V}_\alpha^k = \frac{1}{n_k} \cdot \sum_{i=1}^{n_k} V_{\alpha,i}$; $k=a,b$. Les coefficients de la combinaison optimale $F = \sum_\alpha \lambda_\alpha v_\alpha$ sont donc :

$$\lambda_\alpha = \frac{\sqrt{n_a n_b}}{n_a + n_b} \cdot (\overline{V}_\beta^a - \overline{V}_\beta^b) (W_{\beta\alpha})^{-1}. \quad (5.2.3)$$

En pratique a et b sont respectivement le signal et le fond.

Choix de variables discriminantes pour séparer des hadrons des photons dans le calorimètre ECAL

La présélection faite conserve uniquement les paires de clusters de $Pt > 0.3 \text{ GeV}/c$ et une distance entre les clusters inférieure à 1000mm. Comme dit précédemment les profils longitudinaux et transverses sont discriminants entre les gerbes hadroniques et électromagnétiques. Les gerbes électromagnétiques sont plus compactes que les hadroniques. Les variables choisies sont donc :

- La "Seed" ou cellule d'énergie maximale, la somme des énergies des cellules du cluster. Le rapport de ces deux quantités reflète le caractère compact des gerbes électromagnétiques et doit être plus grand pour les gerbes électromagnétiques que pour celles hadroniques.
- Reflétant le profil transverse des gerbes électromagnétiques, la fraction d'énergie du cluster électromagnétique contenue dans le pavé de (2×2) cellules le plus énergétique contenant la Seed : S4Ecal. Deux variables sont alors construites autour de S4Ecal : Seed/S4Ecal et S4Ecal/SumE. Leurs distributions sont représentées sur la figure 5.14. Le signal (clusters électromagnétiques) est en bleu et le fond (clusters hadroniques) est en rouge. On peut voir les gerbes électromagnétiques sont plus compactes que celles hadroniques.

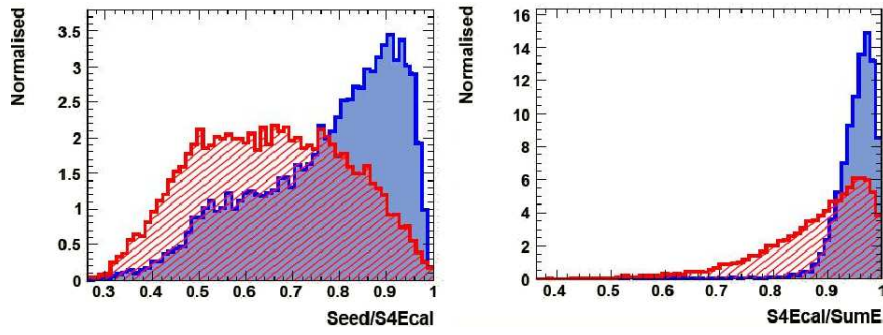


FIG. 5.14 – *Gauche : rapport $Seed/S4Ecal$, Droite : rapport $S4Ecal/SumE$, pour les photons (bleu) et les hadrons (rouge). On peut voir que les gerbes électromagnétiques sont plus compactes que les hadroniques. Ces distributions ont été obtenues avec le package TMVA v3r8p7.*

Deux variables prennent en compte la différence de profil longitudinal des gerbes électromagnétiques et hadroniques.

- E_{PS} , cette variable prend en compte l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe (PS). Le PS fait $2.5X_0$ et l'énergie déposée par les hadrons chargés est celle d'une particule au minimum d'ionisation, très faible par rapport à celle déposée par les particules électromagnétiques (figure 5.15).
- $HcalMax$, cette quatrième variable prend en compte l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique (Hcal). On définit $HcalMax$ comme l'énergie de la cellule du Hcal sur la ligne de vol de la "Seed" du Ecal. Prenant en compte le fait que les particules électromagnétiques déposent presque toute leur énergie dans le Ecal et pratiquement rien dans le Hcal (seules quelques fuites sont présentes), cette variable doit être petite pour les clusters électromagnétiques et importante pour les clusters hadroniques (figure 5.15). C'est aussi un critère d'isolation.

La cinquième variable est le nombre de hits dans le SPD (figure 5.16) qui sépare les clusters chargés des neutres.

Corrélations entre variables du discriminant de Fisher

On a vérifié les corrélations entre les variables caractéristiques choisies. De trop fortes corrélations n'apportent pas d'information supplémentaire (ou très peu) pour la détermination du PID. A contrario, des variables ayant des corrélations différentes pour le signal et le fond mises ensemble dans le discriminant de Fisher vont amener une grande efficacité de séparation signal/fond.

Le package TMVA [68] nous donne la possibilité de voir les corrélations entre les différentes variables du discriminant de Fisher (figure 5.17).

Pour le signal 3 variables sont fortement corrélées. La première est entre $SumE$ et $E_{PS}/SumE$ ce qui est normal car $SumE$ apparaît dans les deux variables. La seconde est toujours avec $SumE$ et avec maintenant $S4Ecal/SumE$ pour les mêmes raisons que pour la première. La

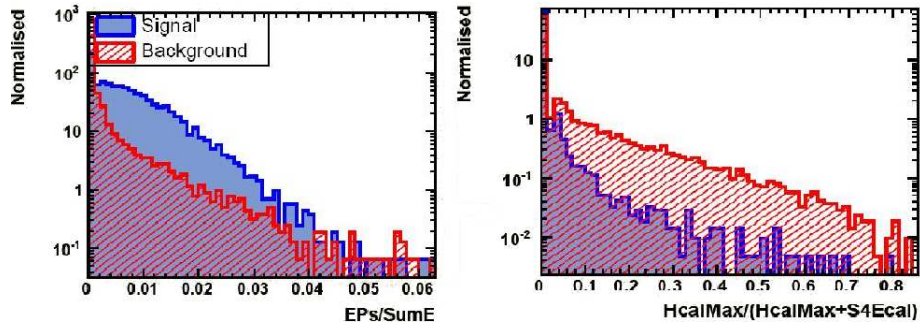


FIG. 5.15 – Gauche : rapport $E_{PS}/SumE$, Droite : rapport $HcalMax/(HcalMax+S4Ecal)$, pour les photons (en bleu) et les hadrons (rouge). On peut voir que les gerbes électromagnétiques sont moins pénétrantes que les hadroniques. Et que les particules hadroniques déposent moins d'énergie dans le PS que les particules électromagnétiques. Distributions obtenues avec le package TMVA v3r8p7.

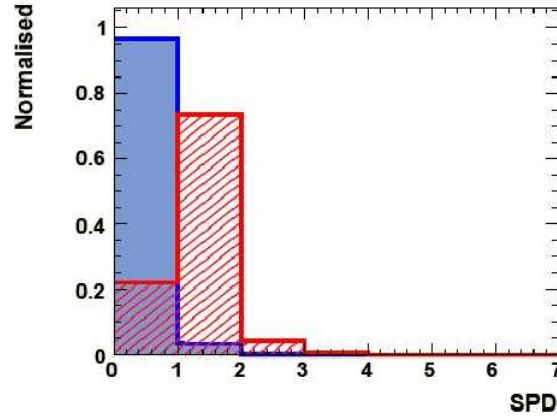


FIG. 5.16 – Nombre de hits dans le SPD pour les photons (bleu) et les hadrons (rouge). Cette variable peut être utilisée comme une coupure ou comme une variable du discriminant de Fisher. Distribution obtenue avec le package TMVA v3r8p7.

dernière est entre $S4Ecal/SumE$ et $Seed/S4Ecal$, là aussi parce-que la même variable ($S4Ecal$) est présente dans les deux variables.

Les choses sont un peu différentes pour les variables du fond. $E_{PS}/SumE$ et $SumE$ ne sont pas corrélées, les hadrons ne déposant pas d'énergie dans le PS. Ces différences de corrélations aident aussi à la séparation entre clusters hadroniques et électromagnétiques.

Résultats et coefficients

L'éducation du Fisher et la détermination des coefficients se sont faits sur la moitié du lot d'événements produits pour la collaboration à 900GeV dans les conditions : Gain1, VELO ouvert et B on. Les résultats montrés sur la reconstruction des π^0 et des photons ont été obtenus avec l'autre moitié de ce même lot d'événements.

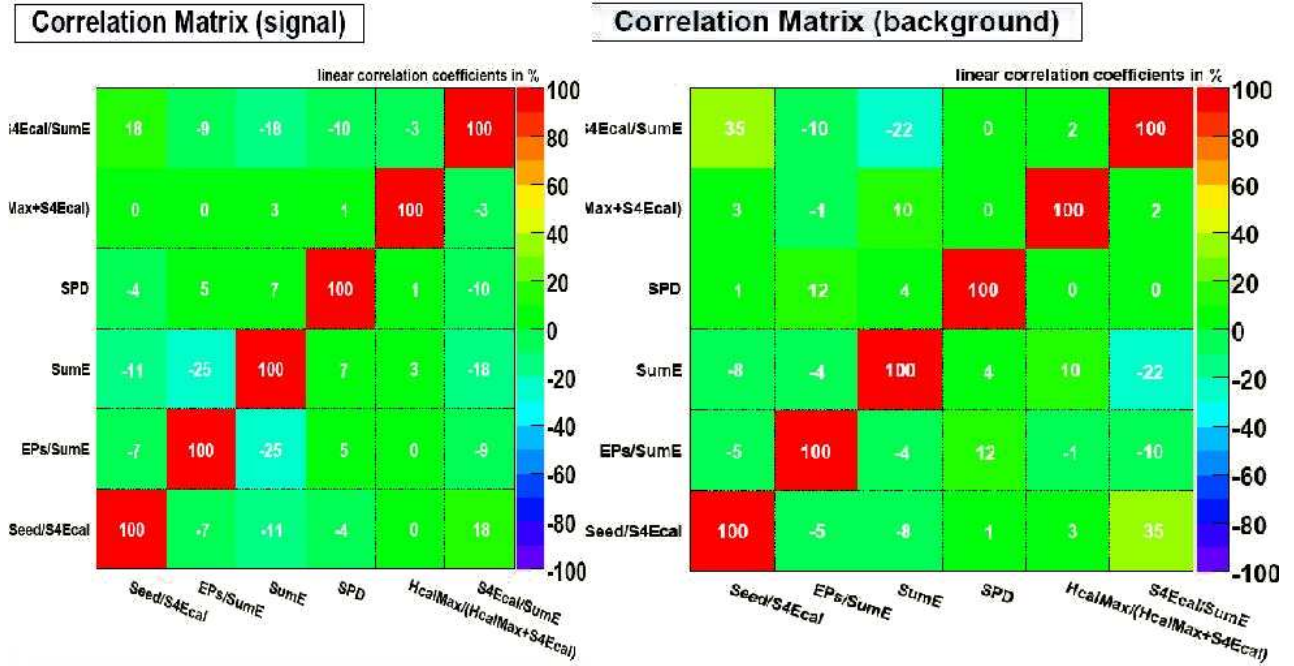


FIG. 5.17 – Tables de corrélation entre les variables du discriminant, pour le fond et le signal. Tables obtenues avec le package TMVA v3r8p7.

Afin de différencier les clusters photons des autres, deux lots de clusters ont été formés. Le premier avec les clusters associés à un photon Monte-Carlo non-converti et seul dans le cluster et le deuxième avec tous les autres clusters passant les seuils des clusters neutres.

Des essais ont été faits pour plusieurs combinaisons entre les variables décrites plus haut, en changeant les variables et les rapports entre elles. L'analyse des corrélations faite dans chaque cas a permis de définir comme variables les plus discriminantes :

- $\frac{Seed}{S4Ecal}$, reflète le profil transversal des gerbes électromagnétiques
- $\frac{EPs}{SumE}$, sensible au caractère électromagnétique du cluster et au profil longitudinal des gerbes électromagnétiques
- SumE, somme des énergies des cellules du cluster
- #SPDHits, nombre de "hits" dans le SPD en face du cluster, discrimine les clusters chargés
- $\frac{HcalMax}{HcalMax+S4Ecal}$, sensible aux gerbes hadroniques et
- $\frac{S4Ecal}{SumE}$, sensible à l'extension latérale des gerbes électromagnétiques.

pour construire le discriminant de Fisher. Le discriminant de Fisher après ajustement de ses coefficients est représenté sur la figure 5.18. La distribution pleine bleue est le signal (photons) et celle hachurée rouge le fond. Le package TMVA a centré les distributions sur 0, le signal se trouve majoritairement à des valeurs positives alors qu'à l'inverse, le fond se trouve vers les valeurs négatives. On remarque que la distribution du fond n'est pas gaussienne contrairement à celle du signal, une bosse est présente aux alentours de 0. Ceci est dû au fait que l'on a utilisé une variable discrète qui est le nombre de hits dans le SPD, cette variable n'influence pas la

distribution du signal car il est majoritairement (97%) sans hit dans le SPD.

Le package TMVA nous fournit aussi la courbe de droite de la figure 5.18. Elle représente l'efficacité de reconstruction des photons en fonction de la rejection du fond. Cette distribution montre qu'en coupant sur la valeur du discriminant de Fisher (ex 0.1), tout en conservant la plupart des photons on rejette la quasi-totalité du fond, l'efficacité de reconstruction de photons est alors de 90%.

Les coefficients à appliquer sur chaque variable sont résumés dans la table 5.4.

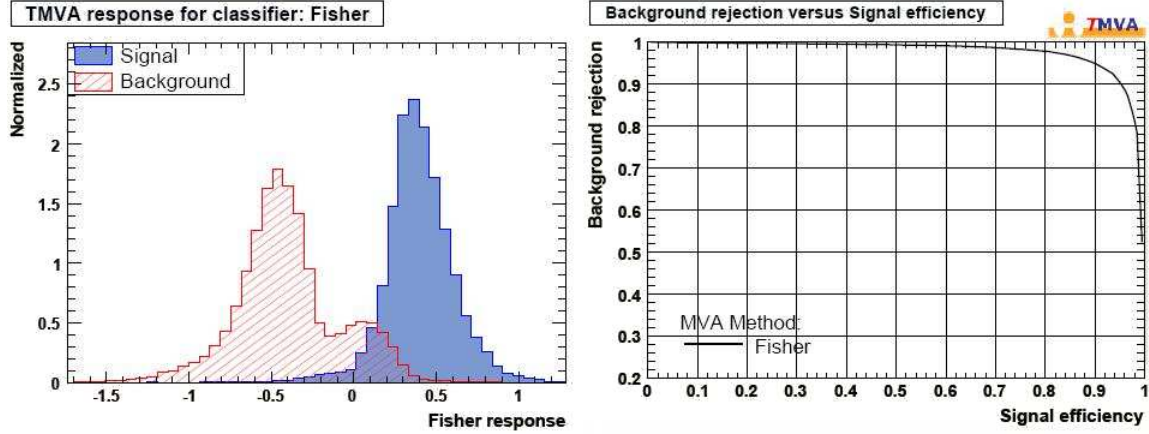


FIG. 5.18 – Gauche : discriminant de Fisher pour les 5 variables $Seed/S4Ecal$, $E_{PS}/SumE$, $\#SPDhits$, $HcalMax/(HcalMax+S4Ecal)$ et $S4Ecal/SumE$. Les photons sont en bleu et les hadrons en rouge. La coupure à effectuer est estimée à 0,1. Droite : réjection du fond en fonction de l'efficacité du signal pour différentes coupure sur le discriminant de Fisher. Graphiques obtenus avec le package TMVA v3r8p7.

Les coefficients positifs sont devant les variables où la distribution du signal est à plus grande valeur que celle du fond et inversement les coefficients négatifs sont devant les variables où la distribution du signal est à plus petite valeur que le fond. Toutes les variables sont discriminantes à part SumE qui a le plus petit coefficient compréhensible au regard des deux distribution (signal et fond) de la figure 5.15. La variable la plus discriminante reste toujours le rapport $S4Ecal/SumE$, ensuite viennent les rapports $Seed/S4Ecal$, $HcalMax/(HcalMax+S4Ecal)$ et le nombre de hits dans le SPD.

Les photons de $Pt_{gamma} > 0.3 \text{ GeV}/c$, dont la variable de Fisher est supérieure à 0.1, sont

Variabes	$\frac{Seed}{S4Ecal}$	$\frac{E_{PS}}{SumE}$	$SumE$	SPD	$\frac{HcalMax}{HcalMax+S4Ecal}$	$\frac{S4Ecal}{SumE}$	$Const$
Coefs	0.46	0.26	0.03	-0.55	-0.78	1.35	-1.52

TAB. 5.4 – Table des différents coefficients pour chaque variable discriminante du discriminant de fisher ajusté.

RP			$\# \pi^0$	S/B
	Tracking on			
		Sans Cut	2/100evts	1.5
		Avec cuts	1/100evts	6
	Tracking off			
		Sans Fisher	0.8/100evts	3
		Avec Fisher	0.6/100evts	3

TAB. 5.5 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction (ϵ_{rec}), le nombre reconstruits de π^0 , les rapports S/B pour le RP avec et sans le trajectographe. Avec le trajectographe ces chiffres sont donnés avec et sans l'application des coupures et sans le trajectographe quand on applique les coupures seules ou celle sur le discriminant de Fisher.

combinés si la distance des 2 clusters est inférieure $< 1000\text{mm}$. La masse invariante des π^0 (représentée sur la figure 5.19) est issue de cette sélection. On obtient $\epsilon_{rec}(\pi^0) \sim 1\%$ avec un rapport S/B ~ 2.8 . Cela est à comparer avec $\epsilon_{rec}(\pi^0) \sim 4\%$ et S/B ~ 6 obtenus avec le trajectographe et $\epsilon_{rec}(\pi^0) \sim 0.7\%$ et S/B ~ 3 obtenus avec les coupures décrites sur la figure 5.12. On voit que les résultats sont similaires en appliquant des coupures successives qu'en appliquant un discriminant de Fisher. Avec le discriminant de Fisher $\epsilon_{rec}(\pi^0)$ est plus grande qu'en appliquant les coupures (paragraphe 5.2.2, cela augmente donc la statistique des π^0 reconstruits. Ces chiffres sont résumés dans le tableau 5.5.

Quelle que soit la situation expérimentale : position de VELO, champ magnétique, disponibilité des informations du trajectographe, avec une statistique de 10000 à 50000 événements biais minimum issus de collisions p-p à 900GeV, un premier contrôle du niveau de la calibration absolue et de l'inter-calibration du calorimètre électromagnétique sera possible.

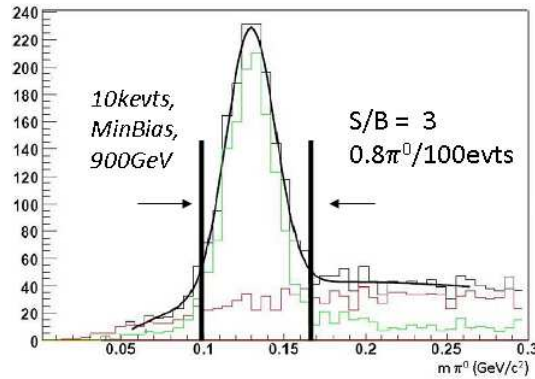


FIG. 5.19 – Masse invariante (pour 10.000 événements) pour la combinatoire des clusters estimés comme photons. Avec des coupures sur le Fisher à 0.1, sur le Pt des clusters à 0.3GeV/c et une distance maximal entre les clusters inférieure à 1000mm on obtient un pic de masse des π^0 à 120MeV/c² avec un σ de 10MeV/c²

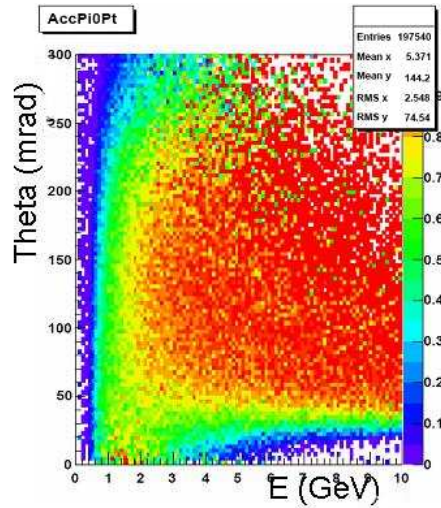


FIG. 5.20 – Efficacité de l'acceptance ($\epsilon_{acc}(\pi^0)$) pour des simulations MinBias. Les pertes se situent à petites énergies et à petits angles.

5.3 Reconstruction des photons et des π^0 à 14TeV

Le RP à 900GeV ne va durer que très peu de temps (quelques dizaines de milliers d'événements). Il permettra une première compréhension du détecteur LHCb, en particulier en ce qui concerne l'échelle de calibration et la dispersion de calibration du calorimètre ECAL. Les premières données à haute énergie seront des événements biais minimum (MinBias) à une énergie de 14TeV et à une luminosité de $2.10^{32}cm^{-2}s^{-1}$, la multiplicité des événements et l'énergie moyenne des particules présentes augmentent à 14TeV par rapport à 900GeV. Dans ce contexte, la reconstruction des photons et des π^0 a été étudiée avec et sans le trajectographe, en présence de champ magnétique dans l'aimant.

5.3.1 Reconstruction des π^0 Avec le trajectographe

À 14TeV, $67\pi^0$ sont produits par événement dont 18 sont dans l'acceptance de LHCb, ce qui nous donne $\epsilon_{acc}(\pi^0) = (26.7 \pm 0.1)\%$ (figure 5.20). Ces chiffres sont plus importants que pour le RP car l'énergie et le nombre de particules produites sont plus grands, les événements étant produits plus "vers l'avant". Les pertes se situent toujours aux petits angles dues au tube des faisceaux et aux petites énergies transverses réflexion de l'acceptance géométrique du détecteur ($300mrad \times 250mrad$). On peut voir aussi sur la figure 5.21, la distribution en impulsion transverse des photons produits dans les interactions à 14TeV en noir et ceux qui sont dans l'acceptance du calorimètre en rouge.

Comme on l'a vu précédemment seuls les clusters ayant une énergie transverse supérieure à 200MeV/c sont sélectionnés. La distribution de l'impulsion transverse apparaît sur la figure 5.21 avec en vert des photons reconstruits.

Des π^0 produits dans l'acceptance seuls ($13.7 \pm 0.3\%$) ont une impulsion supérieure à 200MeV/c donc susceptibles d'être reconstruits.

Le spectre de masse de la combinatoire des candidats photons de 25.000 événements minimum biais est représenté sur la figure 5.22. Le pic de masse des π^0 est clairement visible, le rapport

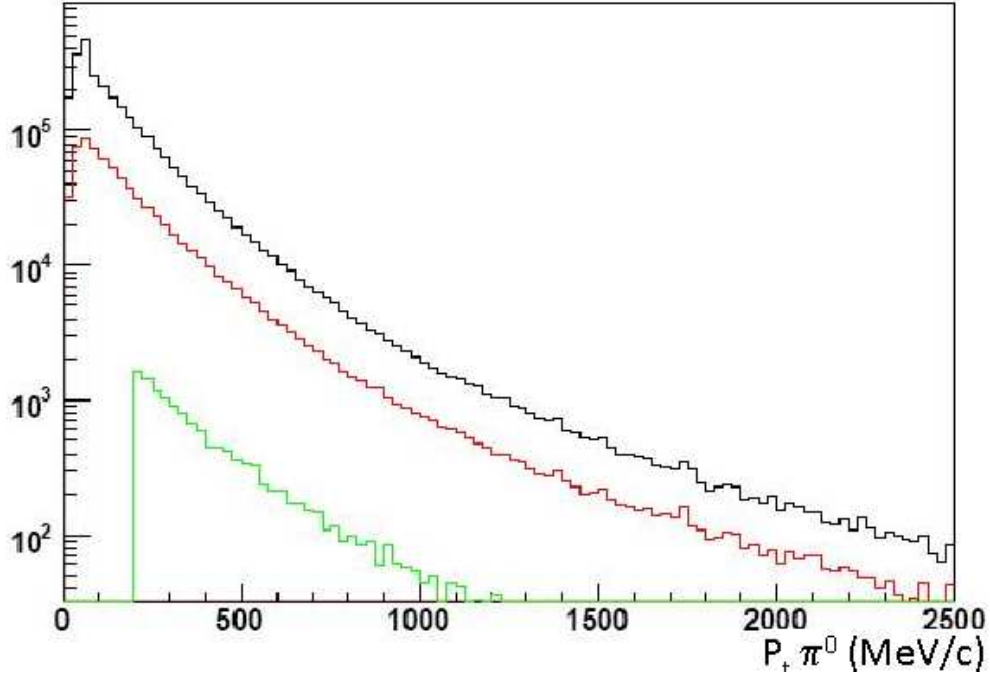


FIG. 5.21 – Spectres en P_t pour tous les photons (trait noir), pour les photons dans l'acceptance (trait rouge) et ceux reconstruits (trait vert); on voit clairement la coupure de reconstruction en P_t de $0.2\text{GeV}/c$.

S/B est de 0.36. Ce rapport est moins favorable que dans le cas du RP étant donné l'augmentation de la multiplicité des événements. L'efficacité de reconstruction est de $(37.8 \pm 1)\%$. A partir d'une telle distribution les éléments de calibration que sont la position de la masse et la largeur de la masse reconstruite pourront être estimées avec des précisions respectives de 0.8% et 4%.

Construire un lot de candidats π^0 avec un meilleur rapport S/B, les coupures suivantes sont appliquées :

- nombre de clusters dans l'événement inférieur à 20.
- $P_{t\gamma} > 0.3 \text{ GeV}/c$, $P_{t\pi_{rec}^0} > 0.8 \text{ GeV}/c$,
- $0 < \text{dist}_{\gamma_1\gamma_2} < 500\text{mm}$, $E_{PS} > 15\text{MeV}$, $\#\text{SPDhits} = 0$,

Les coupures sont plus restrictives que pour le RP. En effet à 14TeV les π^0 sont plus énergétiques et l'angle moyen entre les deux photons (θ_{12}) est plus petit car lié par la relation $m_{\pi^0}^2 = 2E_1E_2(1 - \cos(\theta_{12}))$. La multiplicité est plus importante à 14TeV qu'au RP on se restreint aux événements avec moins de 20 clusters d'énergie transverse supérieure à 200MeV. Le spectre de masse résultant de ces différentes sélections est représenté sur la figure 5.23. Maintenant le rapport S/B est de 5.2 mais avec une efficacité de reconstruction $\epsilon_{rec}(\pi^0) \sim 20.1\%$. Mais la très grande statistique des 14TeV donne $7\pi^0/100$ événements. Les précisions sur la masse reconstruite et sa largeur sont du même ordre de grandeur (1%, 5%) qu'en l'absence de coupure. Les résultats pour les deux énergies de faisceaux sont résumés dans le tableau 5.6.

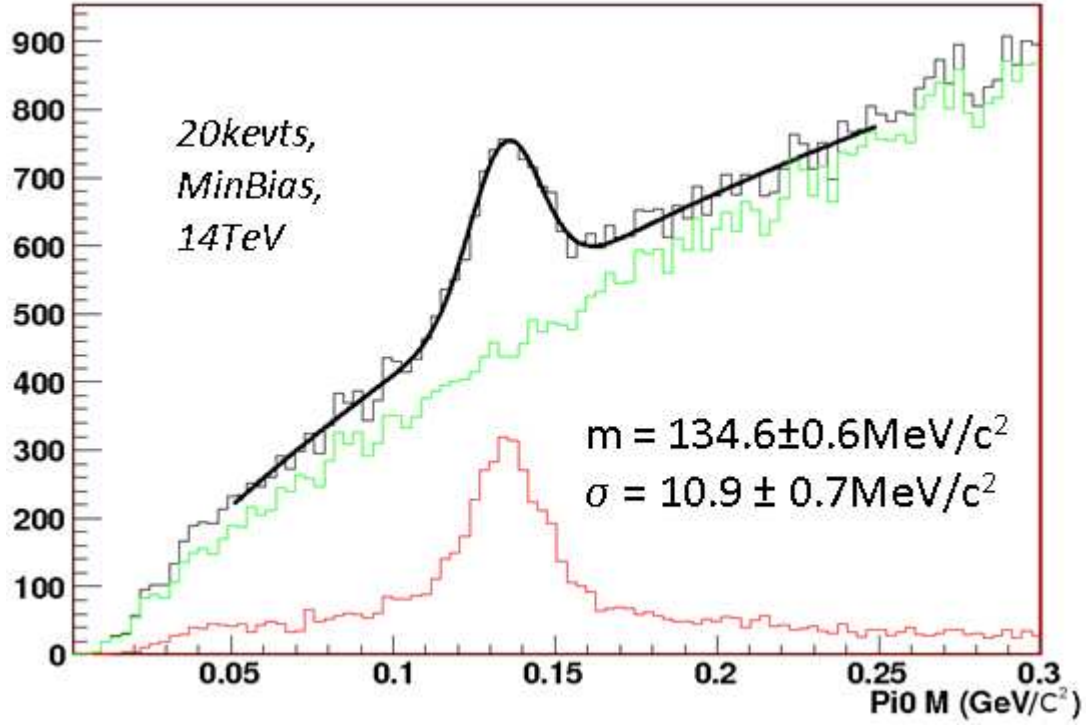


FIG. 5.22 – Spectre en masse des combinaison de photons pour 25.000 événements minimum biais à 14TeV. Le pic de masse des π^0 est visible, mais le rapport S/B n'est que de 0.36 avec $20\pi^0/100$ événements reconstruits ce qui induit $\epsilon_{rec}\pi^0 = 37.8 \pm 1.0\%$.

L'étude faite avec le trajectographe montre qu'avec une statistique qui peut être accumulée

configuration	14TeV (no cuts)	14TeV (cuts)
$\epsilon_{rec}\pi^0$	$37.8 \pm 0.2\%$	$20.1 \pm 0.3\%$
$\#\pi^0/100$ événements	13	7
S/B(in 2σ)	0.9	5.2

TAB. 5.6 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction ($\epsilon_{rec}\pi^0$) et les rapports Signal/Bruit (S/B) à 14TeV avec et sans applications des coupures.

en quelques dizaines de minutes à 14TeV, à partir de la distribution en masse des π^0 une estimation sur le niveau de la calibration pourra être faite ; en outre on peut rapidement disposer de lots de π^0 avec un très bas niveau de fond, cet aspect est pertinent pour la méthode de calibration développée au Chapitre 6.

5.3.2 Reconstruction des π^0 sans trajectographe à 14TeV

L'étude précédente est faite en supposant que l'information du trajectographe n'est pas disponible. Comme pour le RP deux méthodes sont évaluées : une méthode par coupure, une méthode par sélection par un discriminant de Fisher.

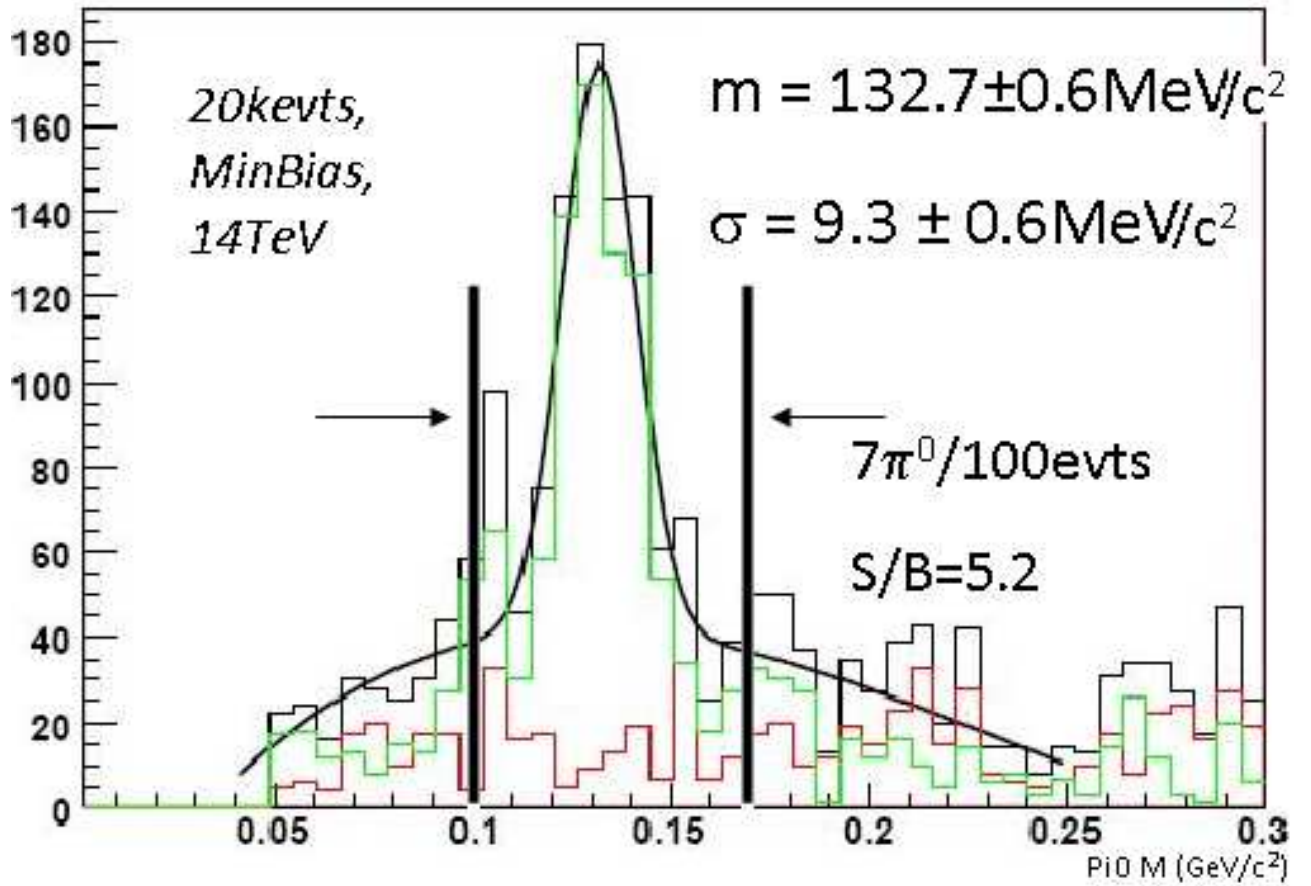


FIG. 5.23 – Spectre en masse des photons combinés pour 300.000 événements avec applications des coupures décrites précédemment. Le rapport S/B est maintenant de 5.2 avec une efficacité de reconstruction $\epsilon_{rec}\pi^0=20.1\%$. La très grande statistique nous donne $7\pi^0/100$ événements.

Sélection par des coupures

Sans trajectographe et sans application d'aucune coupure 40% des photons des π^0 sont reconstruits en tant que clusters mais le rapport $S/B=0.3$. Ceci nous donne $10\pi^0$ /événement reconstruits (voir la figure 5.24), le pic de masse des π^0 n'apparaît pas. Sur la figure 5.24 la distribution des combinaisons de masse avec les coupures détaillées au paragraphe précédent :

- $Pt_\gamma > 0.3 \text{ GeV}/c$,
- $Pt_{\pi^0_{rec}} > 0.8 \text{ GeV}/c$,
- $0 < dist_{\gamma_1\gamma_2} < 500\text{mm}$,
- $E_{PS} > 15\text{MeV}$,
- $\#SPDhits = 0$
- et un nombre de clusters par événements en dessous de 20,

donne un rapport S/B de 0.5 avec une efficacité de reconstruction $\epsilon_{rec}(\pi^0) \sim 40\%$ ce qui donne $5\pi^0/\text{événement}$, la distribution de masse ne montre pas de pic correspondant aux π^0 . Ces résultats sont résumés dans le tableau 5.7.

La méthode des coupures ne convient pas car le rapport S/B est beaucoup trop faible et les

configuration	14TeV no cuts	14TeV cuts
$\epsilon_{rec}\pi^0$	$80.0 \pm 0.2\%$	$39.8 \pm 0.3\%$
$\#\pi^0/\text{événement}$	10	5
S/B(in 2σ)	0.3	0.5

TAB. 5.7 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction ($\epsilon_{rec}\pi^0$) et les rapports Signal/Bruit (S/B) sans trajectographe avec et sans application des coupures .

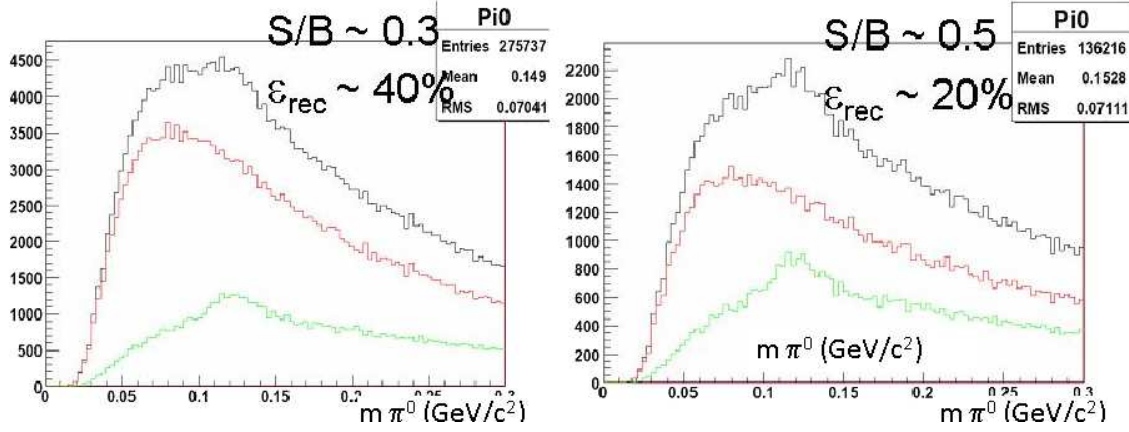


FIG. 5.24 – Gauche : spectre de masse de la combinatoire des clusters avec application d'une coupure en Pt ($>0.3\text{GeV}/c$) et en distance entre clusters ($<500\text{mm}$); on obtient un rapport $S/B \sim 0.3$ et $\epsilon_{rec}(\pi^0) \sim 80\%$. . Droite : spectre de masse de la combinatoire mais avec application des coupures habituelles décrites plus haut. On obtient un rapport $S/B \sim 0.5$ et $\epsilon_{rec}(\pi^0) \sim 40\%$.

paramètres de la distribution de masse des π^0 reconstruits ne peuvent être déterminés.

Sélection des π^0 par un discriminant de Fisher

Un discriminant de Fisher a été construit pour rejeter les fonds hadroniques dus aux clusters chargés non identifiés et aux clusters hadroniques neutres. La procédure a été la même que précédemment ; c'est à dire que deux lots de candidats ont été construits, l'un avec les clusters associés à des photons Monte-Carlo non-convertis et seuls et le deuxième avec tous les autres.

Les variables décrites dans la section RP ont été utilisées. Leur profil est semblable distribution par distribution au RP comme on peut le voir sur les figures 5.25, 5.26 et 5.27.

Les corrélations sont similaires au RP (figure 5.28), les coefficients présentent les mêmes caractéristiques qu'à 900Gev, parmi eux les valeurs ajustées pour les coefficients sont très similaires 5.8 à l'exception du coefficient appliqué au contenu hadronique du cluster HcalMax/(HcalMax+S4Ecal) qui augmente de 25% et reflète la montée en énergie des hadrons à

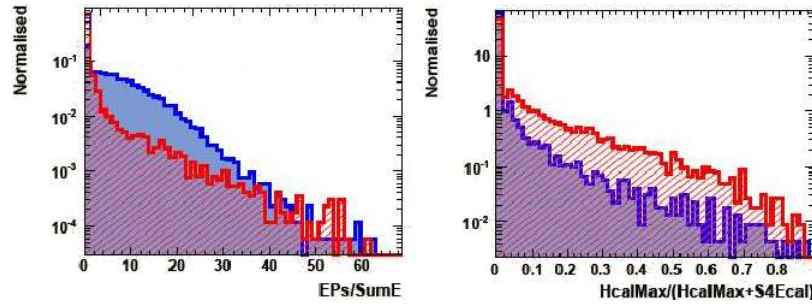


FIG. 5.25 – Gauche : rapport $Seed/S4Ecal$, Droite : rapport $S4Ecal/SumE$, pour les photons (bleu) et les hadrons (rouge). On peut voir que les gerbes électromagnétiques sont plus compactes que les hadroniques. Ces distributions ont été obtenues avec le package TMVA v3r8p7

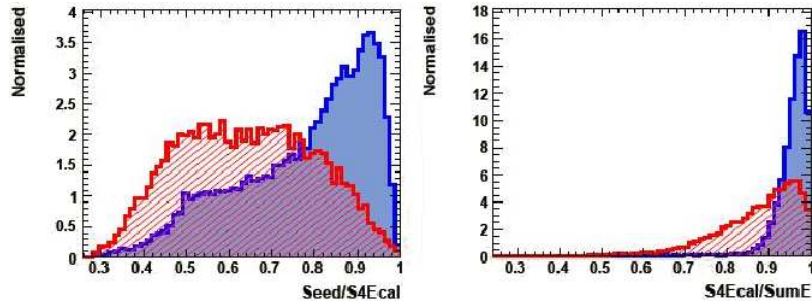


FIG. 5.26 – Gauche : rapport $E_{PS}/SumE$, Droite : rapport $HcalMax/(HcalMax+S4Ecal)$, pour les photons (en bleu) et les hadrons (rouge). On peut voir que les gerbes électromagnétiques sont moins pénétrantes que les hadroniques. Les particules hadroniques déposent moins d'énergie dans le PS que les particules électromagnétiques. Distributions obtenues avec le package TMVA v3r8p7.

14TeV.

Le discriminant de Fisher résultant est finalement présenté à gauche sur la figure 5.29. Le signal est représenté en plein bleu et le fond hachuré rouge, la bosse du fond est toujours présente car due à la variable discrète du nombre de hits dans le SPD. La courbe de la réjection en fonction de l'efficacité donne la même relation entre l'efficacité de sélection et la réjection du fond qu'à 900GeV comme montrée à droite sur la figure 5.29. Les coefficients linéaires obtenus pour les différentes variables sont présentés dans le tableau 5.8. Ils ont les mêmes signes et leur pouvoir discriminant est proche de ce qui a été obtenu pour le RP. La variable la plus discriminante reste toujours le rapport $S4Ecal/SumE$, ensuite viennent les rapports $Seed/S4Ecal$, $HcalMax/(HcalMax+S4Ecal)$ et le nombre de hits dans le SPD.

En fixant la coupure sur le discriminant de Fisher à 0.1 on obtient une efficacité de reconstruction des photons 90% et une rejection du fond de 94%.

Cette coupure est appliquée à chaque photon de Pt ($>0.3\text{GeV}/c$), les photons sélectionnés sont combinés si la distance entre leurs deux clusters ($<500\text{mm}$), le spectre de masse obtenu figure en 5.30.

La masse invariante des π^0 est maintenant clairement visible et le rapport S/B est de 2.7, on

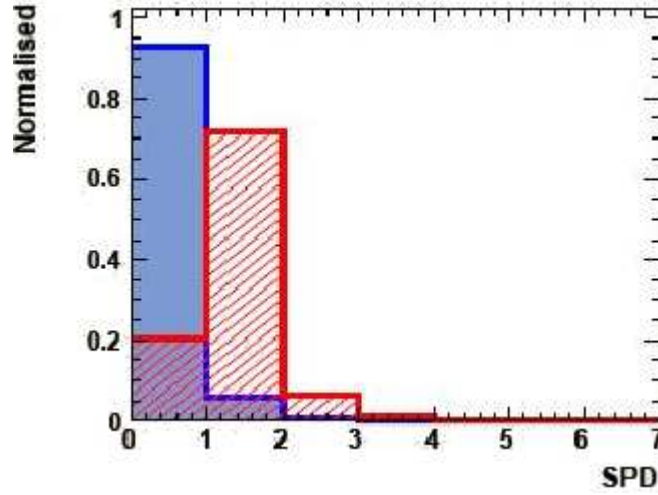


FIG. 5.27 – Nombre de hits dans le SPD pour les photons (bleu) et les hadrons (rouge). Cette variable peut être utilisée comme une coupure ou comme une variable du discriminant de Fisher. Distribution obtenue avec le package TMVA v3r8p7.

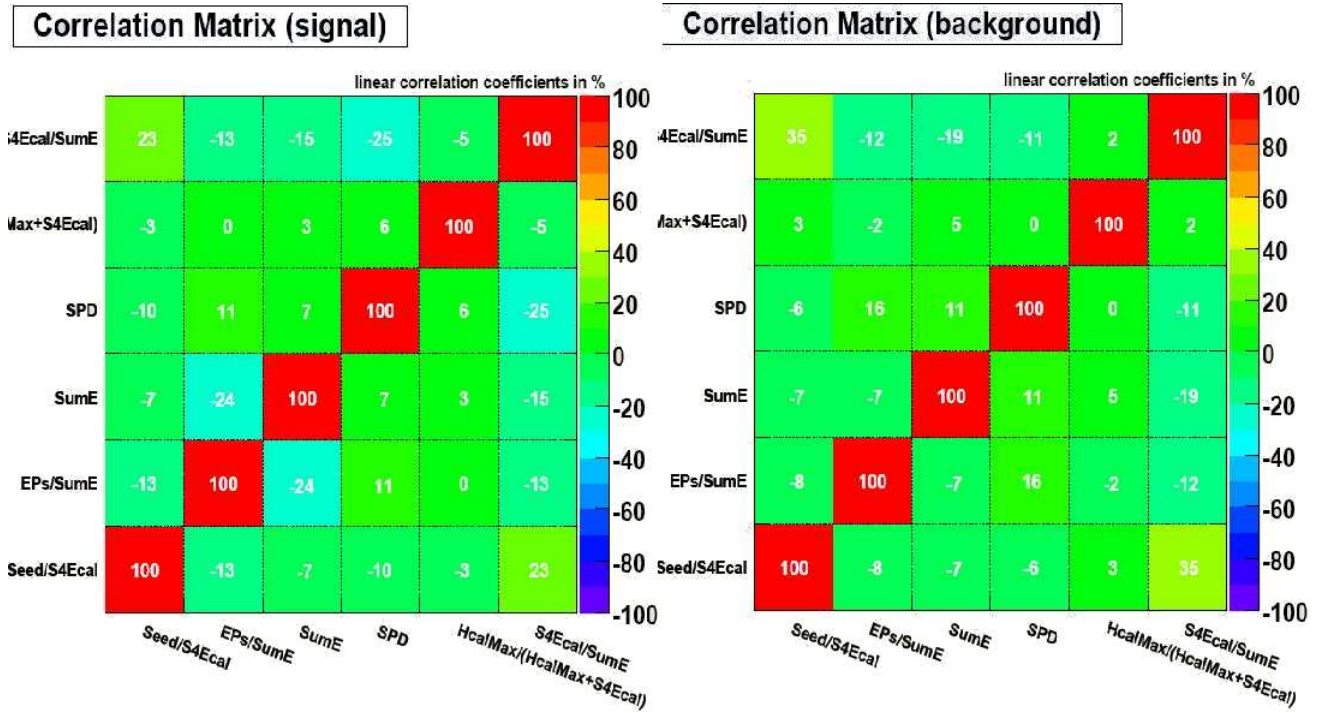


FIG. 5.28 – Tables de corrélation entre les variables du discriminant, pour le fond et le signal. Tables obtenues avec le package TMVA v3r8p7.

reconstruit $0.03\pi^0/\text{événement}$ et l'efficacité totale est $\epsilon_{rec}\pi^0 \sim 0.14\%$. Ceci peut être comparé avec ce que l'on obtient avec le trajectographe : $\epsilon_{rec}\pi^0 \sim 0.3\%$ and $S/B \sim 5.2$. L'estimation la

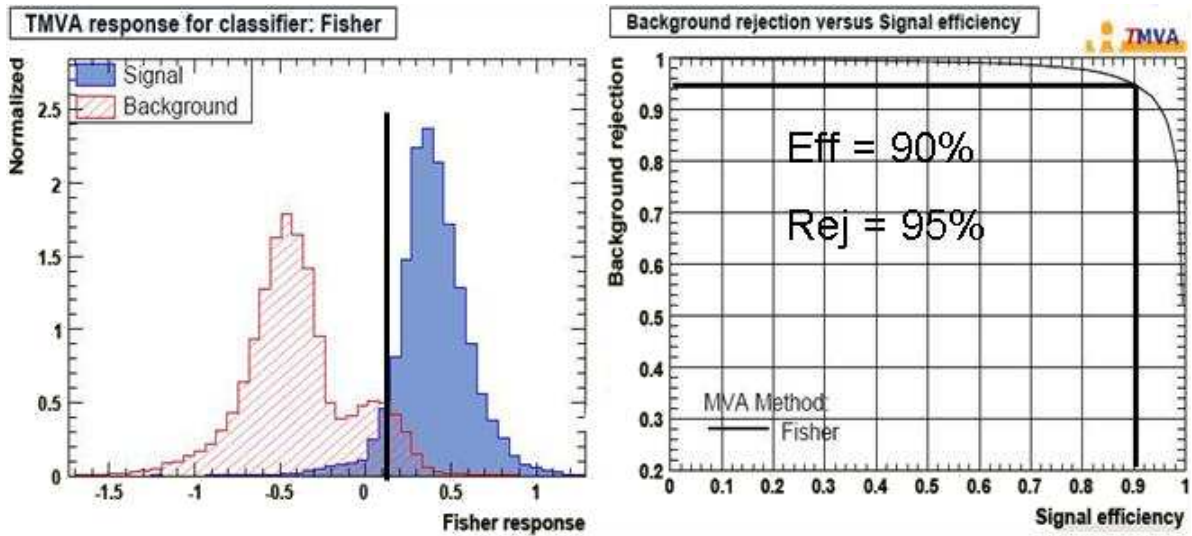


FIG. 5.29 – Gauche : Distribution du coefficient de Fisher des clusters du Ecal, le signal (photons venant d'un π^0) est en bleu et le fond en rouge. Droite : Avec une coupure à 0.1 on obtient une efficacité de 90% et une réjection de 95%.

Variables	$\frac{Seed}{S4Ecal}$	$\frac{EPS}{SumE}$	$SumE$	SPD	$\frac{HcalMax}{HcalMax+S4Ecal}$	$\frac{S4Ecal}{SumE}$	$Const$
Coefs	0.576	26.478	0.027	-0.469	-0.573	1.311	-1.585

TAB. 5.8 – Table des différents coefficients pour chaque variable entrant dans le discriminant de fisher.

masse des π^0 pour un lot de 300000 événements biais minimum sera de 1% et sa largeur de 8%.

On voit que l'efficacité de reconstruction a été divisée par 3, ceci est dû à la non reconstruction des photons convertis après l'aimant et avant les calorimètres.

Les résultats pour 14TeV, avec et sans le trajectographe sont représentés sur la figure 5.9.

5.4 Conclusions

De l'étude présentée dans ce chapitre plusieurs enseignements sont tirés :

- A 900GeV, dans toutes les configurations étudiées dès les premières données (10000 événements) la reconstruction des π^0 permettra d'estimer l'échelle en énergie de la calibration du calorimètre, même en l'absence d'information du trajecto-

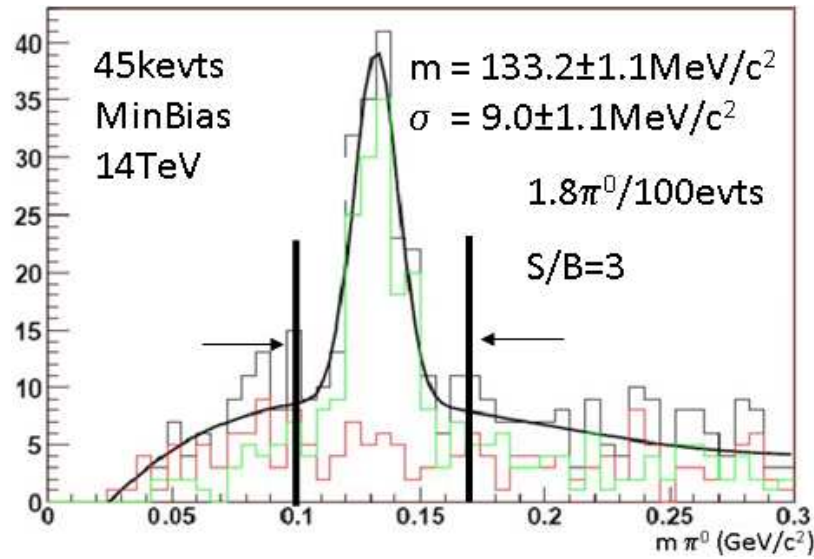


FIG. 5.30 – Spectre en masse invariante de la combinatoire des photons estimés avec une coupure sur le discriminant de Fisher à 0.1, le Pt des photons ($>0.3 \text{ GeV}/c$) et la distance entre les deux photons ($<500 \text{ mm}$). La masse des π^0 pique à $125 \text{ MeV}/c^2$ avec un σ de $14.5 \text{ MeV}/c^2$ car les corrections d'énergie dues aux pertes transverse et longitudinales des photons n'ont pas été appliquées aux photons.

graphe.

- A 14 TeV, le spectre en masse des π^0 permet d'évaluer la précision sur la calibration, quand l'information du trajectographe est présente; en son absence une méthode de sélection basée sur un discriminant de Fisher a été élaborée et permet d'atteindre les mêmes informations mais avec une statistique supérieure d'un facteur 5.
- Dans tous les cas étudiés une sélection de candidats π^0 avec un rapport S/B supérieur à 4 est réalisable. Les lots ainsi sélectionnés pourront être utilisés pour l'ajustement des calibrations cellule par cellule, c'est le propos du chapitre 6.
- Dans tous les cas étudiés la masse des π^0 peut être reconstruite sans les informations du trajectographe, donc dès le niveau du contrôle en ligne des données ou l'information du trajectographe n'est pas disponible.

14TeV			ϵ_{rec} (%)	$\#\pi^0$	S/B
	Tracking on				
		Sans Cut	100	13/100evts	0.9
		Avec cuts	50	7/100evts	6
	Tracking off				
		Sans Fisher	60	10/evts	0.5
		Avec Fisher	20	3/100evts	3

TAB. 5.9 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction (ϵ_{rec}), le nombre reconstitués de π^0 et les rapports S/B pour 14TeV avec et sans le trajectographe. Avec le trajectographe ces chiffres sont donnés avec et sans l'application des coupures et sans le trajectographe avec les coupures seules et avec celle sur le discriminant de Fisher.

Chapitre 6

Contribution à la calibration du calorimètre électromagnétique

La calibration absolue des cellules du calorimètre électromagnétique est souhaitée à 1% en cohérence avec la résolution en énergie du calorimètre déterminée à partir des tests faisceaux [64], elle est exprimée par

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{9.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.83\% \oplus \frac{0.46\%}{E}. \quad (6.0.1)$$

A haute énergie on sera toujours limité par le terme constant.

Dans LHCb, la calibration du calorimètre électromagnétique a plusieurs incidences sur les canaux de physique étudiés :

- déclenchement et étude des modes incluant des π^0 et des η ,
- déclenchement et mesure de l'énergie des électrons.

La calibration doit prendre en compte le vieillissement des détecteurs dû aux radiations et au vieillissement des PM. C'est pour cela que des calibrations, dites "in situ", sont nécessaires. Dans ce chapitre seront décrites les méthodes de calibration absolue du calorimètre électromagnétique et sera évoqué le suivi de sa stabilité. Pour la calibration absolue du détecteur, plusieurs méthodes sont complémentaires :

- détermination des gains par la photo-statistique en référence à des tests en faisceau : calibration initiale à 5-10% qui ne nécessite pas de collisions (Voir Annexe A),
- calibration par le flux de particules,
- calibration par les électrons,
- calibration des photons en utilisant la contrainte sur la masse π^0 .

Je me suis attaché ici à développer la dernière méthode, les autres seront brièvement évoquées.

6.1 Les méthodes de calibration absolue

La méthode de calibration initiale est présentée dans l'Annexe A. Les deux méthodes présentées brièvement ici sont complémentaires de la troisième. Elles peuvent être utilisées dans

différentes conditions expérimentales et permettent une première estimation de la calibration. Le gain initial des photo-multiplicateurs a été ajusté de façon à avoir un nombre constant de MeV/c pour l'énergie transverse dans chaque canal d'ADC quelle que soit la position de la cellule dans le calorimètre. Une pré-calibration peut être obtenue avec la méthode du flux d'énergie déposée dans chaque cellule du calorimètre. L'avantage de cette méthode est la statistique qu'elle demande, elle peut être acquise en peu de temps sans nécessité d'une reconstruction en ligne, elle peut être introduite au niveau des programmes de contrôle en ligne.

La deuxième méthode utilise le rapport énergie/impulsion des électrons et peut être utilisée pour les hautes énergies. Elle demande quelques dizaines d'heures de prise de données.

La dernière méthode est celle développée dans ce manuscrit à partir de lots de π^0 reconstruits. Les descriptions, avantages et inconvénients des ces trois méthodes seront décrits dans les paragraphes qui leur sont consacrés. Elles sont complémentaires et le niveau de précision attendu sera précisé, elles peuvent être utilisées en séquence.

6.1.1 Méthode du flux de particules

La méthode du flux de particule utilise le fait que l'énergie transverse déposée en fonction de la distance par rapport au faisceau (E_t) est continue. Les hautes tensions des photo-multiplicateurs sont ajustées pour que les distributions en E_t soient plates. On obtient ainsi une carte 2D comme montrée sur la figure 6.1 tirée de [65].

Cette méthode est aisée à mettre en oeuvre, elle n'utilise que les informations du Ecal et pas des autres détecteurs. Elle peut donc être appliquée dès les premières données et nécessite peu de statistique. Par contre elle est très sensible aux non-uniformités des matériaux présents avant le Ecal. De plus la division du Ecal en trois régions de segmentations différentes conduit à gérer des problèmes de bord. Ceci est bien contrôlé dans les simulations Monte-Carlo.

Des résultats de cette pré-calibration sont montrés sur la figure 6.1. La calibration sera toujours de 5% après le lissage de la distribution. Cela vient en partie du fait que la statistique des cellules du bord et des coins extrêmes du Ecal est beaucoup plus faible que pour les cellules plus centrales et les effets de la dé-calibration initiale ne sont que partiellement lissés.

La méthode du flux d'énergie sera utilisée comme pré-calibration à 5%, 5.1% et 3.7% pour respectivement les régions interne, intermédiaire et externe pendant les premières prises de données de LHCb. La précision atteinte n'est pas suffisante mais elle a l'avantage d'être rapide et de n'utiliser que l'information du Ecal.

6.1.2 Calibration avec des électrons

Cette méthode consiste à mesurer simultanément l'impulsion grâce au trajectographe et l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique pour le candidat électron, puis de les comparer comme sur la figure 6.2. Ceci demande donc une reconstruction complète des événements pour avoir l'information du trajectographe, des calorimètres et du RICH pour une bonne identification des électrons, indépendantes de la calorimétrie.

Les coefficients des cellules (c_i) du cluster de l'électron sont alors ajustés pour que la distribution E/P soit centrée sur 1. L'énergie du photon est définie par

$$E_e = \sum_i c_i e_i \quad (6.1.1)$$

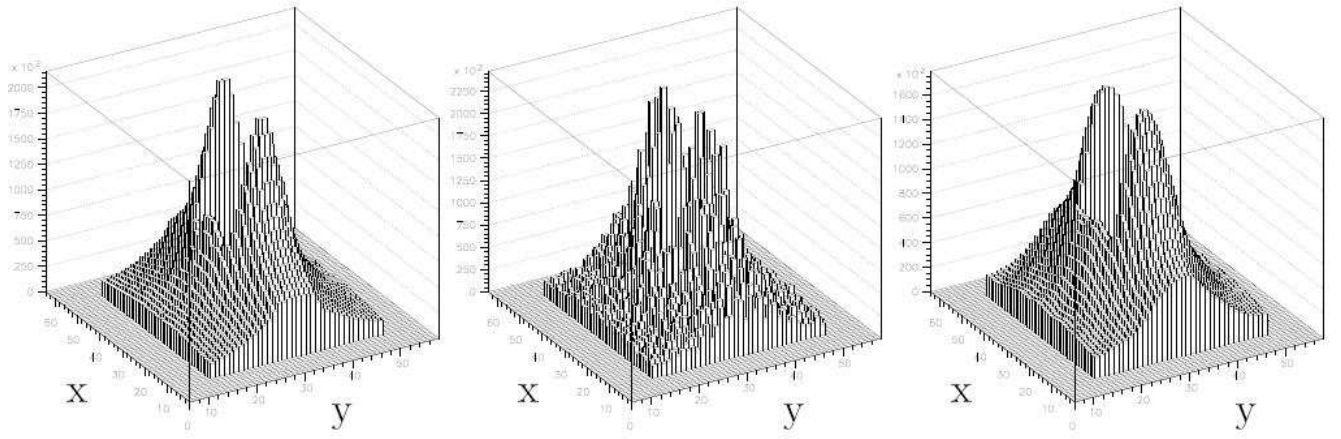


FIG. 6.1 – *Distribution 2D (x,y) de l'énergie E_t reçue dans le Ecal avec à gauche la distribution initiale, au milieu après dé-calibration et à droite après re-calibration.*

où e_i est l'énergie de chaque cellule de l'amas.

Les électrons proviennent de plusieurs sources : 11% de désintégrations de mésons B, 24% de mésons D et la grande majorité de photons convertis. Une partie d'entre eux peuvent émettre des photons Bremsstrahlung ce qui affecte légèrement le rapport E/P. Des coupures sont effectuées (voir [66]) pour avoir un échantillon pur à 91% comme on peut le voir sur la figure 6.2.

Les précisions ainsi obtenues sont différentes pour les différentes régions du calorimètre élec-

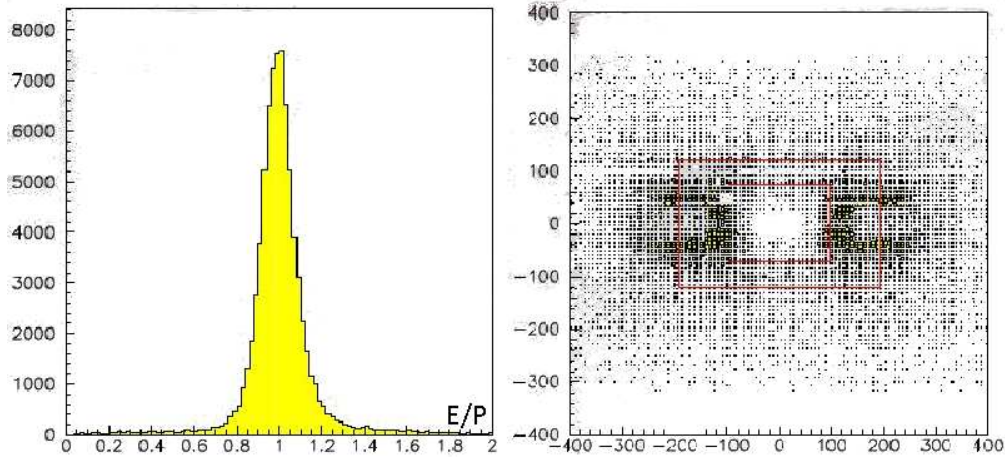


FIG. 6.2 – *Gauche : spectre du rapport E/P des électrons, il est centré sur 1 avec une pureté de 91% après les coupures décrites dans [66]. Droite : occupation des électrons dans le calorimètre électromagnétique, on voit dans les parties internes et externes des problèmes de bord dus en partie au champ magnétique.*

tromagnétique, le flux d'électrons étant très différent d'une région à l'autre avec une sensibilité

différente au champ magnétique. Les précisions attendues pour 1000 événements par cellule sont respectivement de 0.45%, 0.35% et 0.40% pour les régions externe, intermédiaire et interne. Pour avoir 1000 événements/cellule, 154 millions d'événements enregistrés sont nécessaires ce qui correspond à quelques dizaines d'heures de prise de données à 2kHz.

Il faut faire attention aux chiffres de précision pour les parties internes et externes, les statistiques limitées sont à prendre en compte (voir figure 6.2). Cette méthode peut atteindre une grande précision, elle est basée sur la disponibilité de l'information du trajectographe. Elle sera utilisée pour la calibration finale des électrons.

Tous les problèmes cités précédemment sont dus au fait que l'on utilise des particules chargées. Ces problèmes sont absents lorsque l'on utilise la dernière méthode étudiée dans cette thèse.

6.2 Calibration avec les π^0

La méthode choisie et étudiée ici est une méthode itérative basée sur le réajustement de la masse des π^0 . Pour chaque itération un facteur de correction est calculé et appliqué aux gains des cellules du calorimètre. Ce facteur (δ) est défini comme

$$\delta = \frac{m_{\pi^0}}{m_{rec}} \quad (6.2.1)$$

ou m_{π^0} est la masse initiale de la distribution des π^0 de l'échantillon choisi. Cette valeur est la masse des π^0 : 134.96MeV/ c^2 . Les corrections sont appliquées à chaque itération comme on le verra dans le paragraphe sur la re-calibration.

6.2.1 Échantillons choisis

Plusieurs échantillons ont été testés afin de valider la méthode de calibration, ils sont issus des études rapportées au Chapitre V, le but étant d'obtenir un échantillon de candidats π^0 de grande pureté. Comme au Chapitre précédent la méthode est étudiée avec et sans trajectographe.

La combinatoire simple des photons reconstruits avec toutes les informations du détecteur LHCb à partir d'événements Minimum Bias est présentée sur la figure 4.24).

Le fond très important ne permet pas d'utiliser ce lot pour les études de calibration. Pour sélectionner les événements utilisables pour la calibration plusieurs critères sont nécessaires :

- un seul photon contenu dans un "cluster",
- un événement calme : moins de 20 clusters par événement,
- 60% du total de l'énergie comprise dans la cellule la plus énergétique du cluster.

Pour cela on applique les coupures de sélection déjà décrites dans le chapitre précédent :

- $Pt_\gamma > 0.3\text{GeV}/c$, pour chaque photon,
- $Dist_{\gamma_1\gamma_2} < 500\text{mm}$,
- $Pt_{\pi^0} > 0.8\text{GeV}/c$

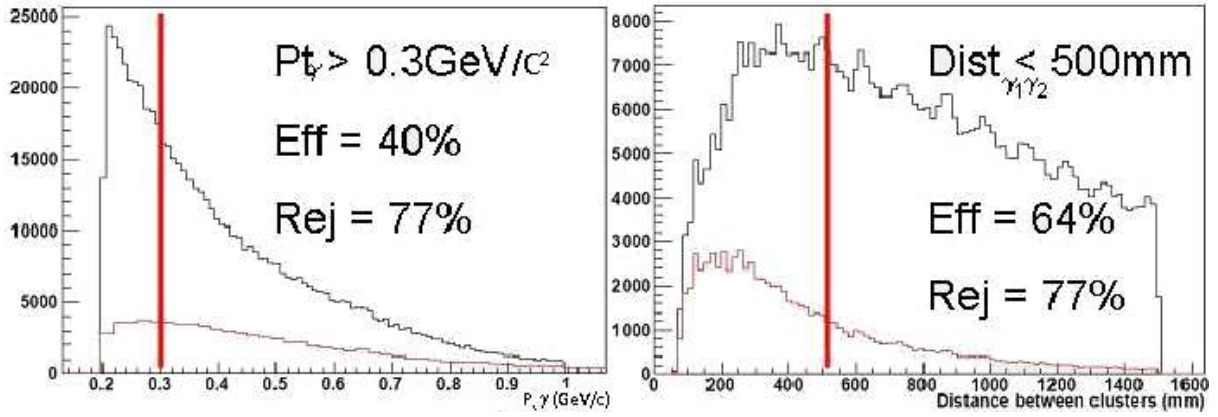


FIG. 6.3 – Gauche : Distribution caractéristique de l'impulsion transverse des photons (γ_{pt}), le signal (photons venant d'un π^0) est en rouge et le fond en noir. Avec une coupure sur l'énergie transverse γ_{pt} à $0.3 \text{ GeV}/c$ on obtient une efficacité sur la reconstruction des photons de 40% et une réjection de 77%. Droite : Distribution de la distance entre les deux photons ($\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2}$), le signal (photons venant d'un π^0) est en rouge et le fond en noir. Avec une coupure à 500mm on obtient une efficacité de 64% et une réjection de 77% du fond combinatoire.

Ces coupures sont présentées sur la figure 6.3 et le résultat de ces coupures sur la masse des π^0 sur la figure 6.4.

Les efficacités et rejections de ces coupures ont déjà été présentées dans le chapitre précédent sur la reconstruction des photons et des π^0 . En appliquant les coupures on passe d'un échantillon de $24\pi^0$ reconstruits pour 100 événements avec un rapport signal/bruit (S/B) ~ 0.3 à un échantillon final de $7\pi^0$ reconstruits pour 100 événements (voir figure 6.4 avec un rapport Signal/Bruit (S/B)=5.2.)

Le second échantillon est une reconstruction d'événements Minimum Bias dans une configuration du détecteur LHCb qui n'utilise pas l'information du trajectographe (Ecal "Stand-Alone"). Les coupures appliquées sont : $P_{t,\gamma} > 0.3 \text{ GeV}/c$, $\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2} < 500 \text{ mm}$ et une sélection sur le coefficient de Fisher calculé dans le chapitre précédent qui doit être supérieur à 0.1 (voir les figures 6.5 et 5.29).

La coupure sur l'impulsion transverse des photons a une efficacité de 80% pour une réjection de 50%, celle sur la distance permet une réjection de 80% tout en gardant 65% du signal. Finalement, la coupure sur le coefficient de Fisher permet de garder 90% des photons isolés tout en rejetant 95% des clusters non électromagnétiques. Cela nous permet de passer finalement d'un échantillon de $4\pi^0/100$ événement avec $S/B \sim 0.3$ à un échantillon avec $1.8\pi^0/100$ événements et un rapport $S/B=3$ (voir figure 6.6).

Comme déjà mentionné dans le chapitre précédent, la coupure choisie sur le coefficient de Fisher ne sélectionne que les clusters de photons isolés et donc seulement la moitié de tous les photons reconstruits normalement. Ce facteur 1/2 vient du fait qu'un peu moins de la moitié des photons convertissent dans la matière située avant le calorimètre électromagnétique. Ceci ne donne donc que 1/3 des π^0 s reconstruits dans les conditions du détecteur LHCb nominales.

Les caractéristiques des deux échantillons choisis sont résumées dans le tableau 6.1.

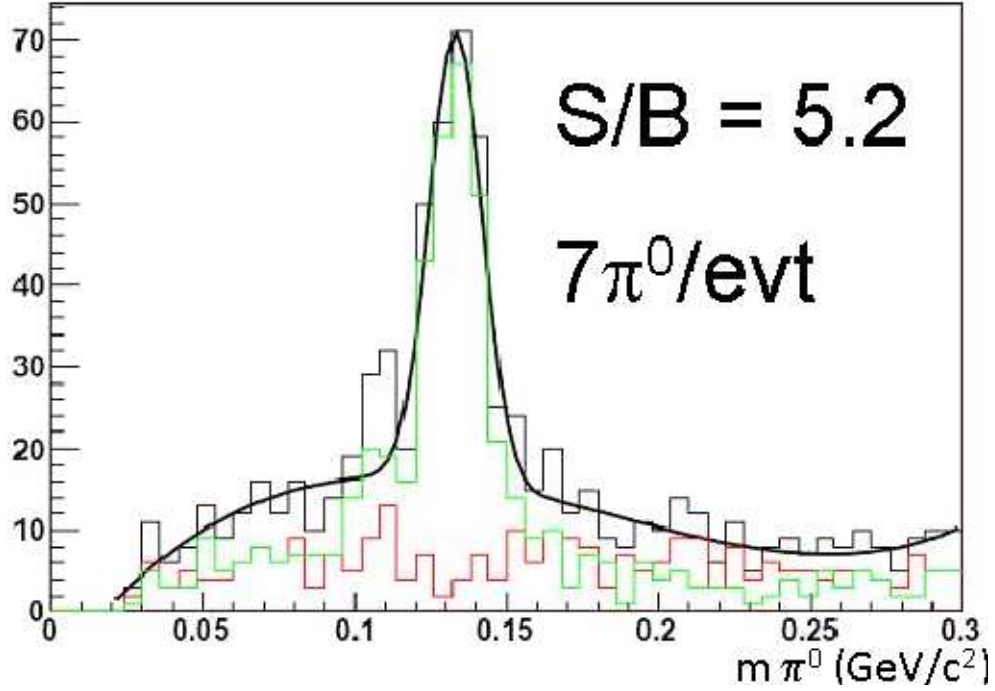


FIG. 6.4 – Distribution en masse des π^0 pour des événements Minimum Bias avec l'application des coupures : $Pt_\gamma > 0.3 \text{ GeV/c}$, $\text{Dist}_{\gamma\gamma} < 500 \text{ mm}$, $Pt_{\pi^0} > 0.8 \text{ GeV/c}$ et moins de 20 clusters par événement. On obtient un rapport $S/B = 5.2$ pour $7\pi^0/100 \text{ evts}$.

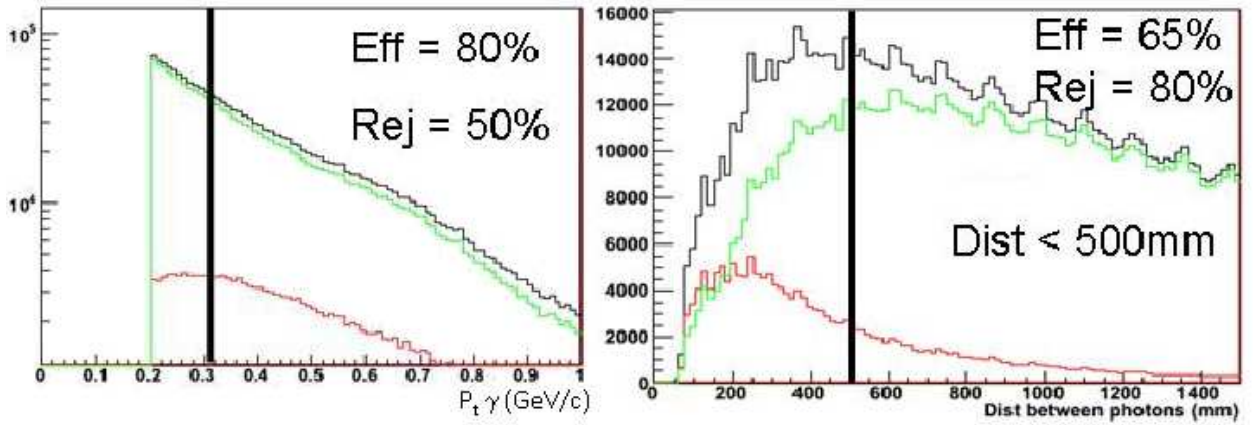


FIG. 6.5 – Sans trajectographe .Gauche : Distribution des impulsions transverses des deux photons (γP_t), le signal (photons venant d'un π^0) est en rouge et le fond en vert. Avec une coupure à 0.3 GeV/c on obtient une efficacité de 80% et une réjection de 50%. Droite : Distribution de la distance entre les deux photons ($\text{Dist}_{\gamma\gamma}$), le signal (photons venant d'un π^0) est en rouge et le fond en vert. Avec une coupure à 500 mm on obtient une efficacité de 65% et une réjection de 80% du fond combinatoire.

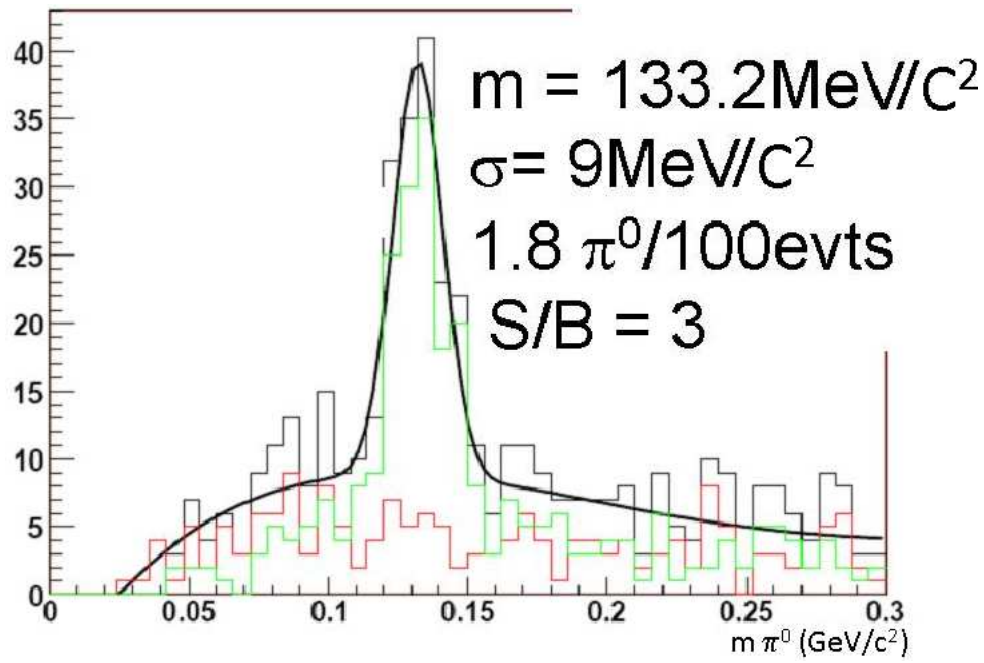


FIG. 6.6 – Distribution en masse des π^0 pour des événements Minimum Bias sans trajectographe (Ecal Stand-Alone) avec l'application des coupures : $Pt_\gamma > 0.3 \text{ GeV}/c$, $\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2} < 500 \text{ mm}$ et un coefficient de Fisher > 0.1 . On obtient un rapport $S/B = 3$ pour $2\pi^0/100 \text{ evts}$.

Configuration		$\#\pi^0/100 \text{ evts}$	S/B
Avec trajectographe			
	Sans coupures	180	0.3
	Avec coupures	7	5.2
Sans trajectographe			
	Sans coupures	4	0.3
	Avec coupures	2	3

TAB. 6.1 – Tableau récapitulant les caractéristiques des échantillons choisis. Deux configurations sont présentes : avec et sans le trajectographe.

A chacun de ces échantillons d'autres sélections sont appliquées. Ces sélections permettent d'éliminer des clusters qui pourraient biaiser la re-calibration.

Ces biais sont de trois sortes :

- des clusters peuvent avoir plusieurs cellules dans deux régions différentes du calorimètre,
- des cellules peuvent appartenir à plusieurs clusters
- et des clusters peuvent être étendus c'est à dire contenir un nombre très important de cellules.

Pour pallier à ces problèmes deux solutions ont été trouvées. La première est une sélection des clusters sur lesquels on va appliquer les corrections : on ne garde que les clusters dont au moins 60% de l'énergie totale du cluster est comprise dans la cellule la plus énergétique (seed). La distribution du pourcentage d'énergie dans la "seed" par rapport à l'énergie totale du cluster est représentée sur la figure 6.7. On peut voir qu'en ne sélectionnant que les clusters dont 60% de l'énergie totale est comprise dans la cellule la plus énergétique, on ne perd que la moitié de l'échantillon. Cette contrainte permet de supprimer les clusters contenant beaucoup de cellules et les amas avec plusieurs maxima.

Le nombre de cellules constituant un cluster est montré sur la figure 6.8, en noir aucune

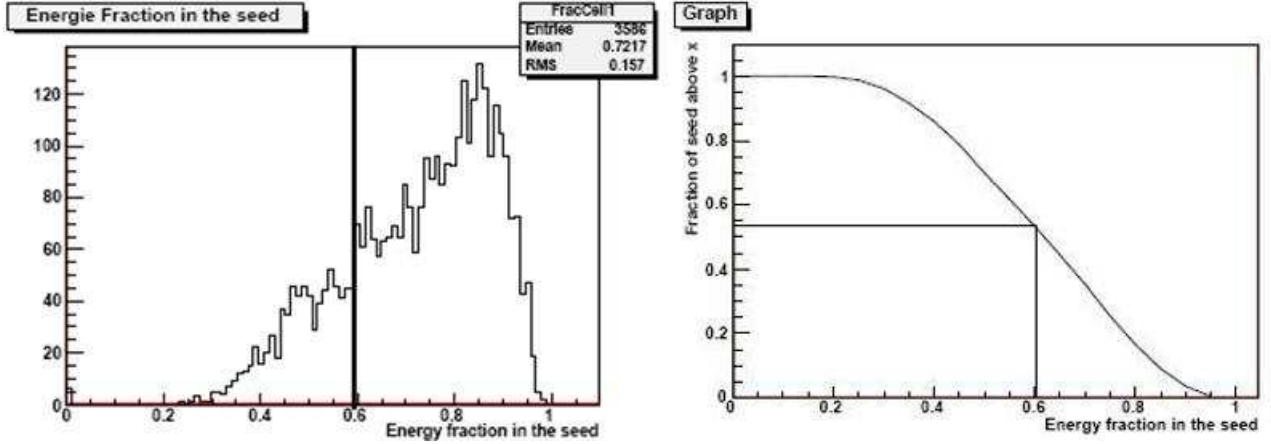


FIG. 6.7 – Gauche : Distribution de la fraction d'énergie dans la cellule la plus énergétique (seed). Droite : Fraction des clusters gardés en fonction de la fraction d'énergie contenue dans la "seed", on voit qu'en ne gardant que les clusters dont la "seed" contient au moins 60% de l'énergie totale du cluster on conserve 50% du lot.

coupure n'est appliquée, en rouge avec les coupures : $Pt_\gamma > 0.3\text{GeV}/c$, $Dist_{\gamma_1\gamma_2} < 500\text{mm}$ et un coefficient de Fisher > 0.1 , en vert en rajoutant la sélection sur l'énergie contenue dans la seed. On peut voir que l'on ne sélectionne que les "clusters" non étendus car le nombre de cellules par "clusters" diminue, évitant ainsi de sélectionner des clusters dont la re-calibration sera difficile et engendrera des biais. Après l'application de toutes ces coupures on obtient la reconstruction d'un $\pi^0/100$ événements pour une reconstruction sans trajectographe et de $3\pi^0/100$ événements dans des conditions optimales de prise de données.

La méthode calibration utilisée consiste à n'appliquer les coefficients de correction qu'aux cellules les plus énergétiques, les autres cellules étant corrigées quand celles-ci sont la cellule la plus énergétique d'un autre cluster de photon. Ceci permet d'éviter que des cellules soient mal corrigées (sous ou sur-corrigées) et amènent des biais aux corrections appliquées. Enfin on ne sélectionne que les π^0 dont la masse reconstruite se trouve entre 100 et 170 MeV/c^2 , ceci conduit à ne prendre que les clusters avec 20% d'erreur au maximum sur leur énergie.

Afin d'étudier la faisabilité de la méthode, une dé-calibration du calorimètre a été effectuée pour ensuite travailler sur l'algorithme de re-calibration.

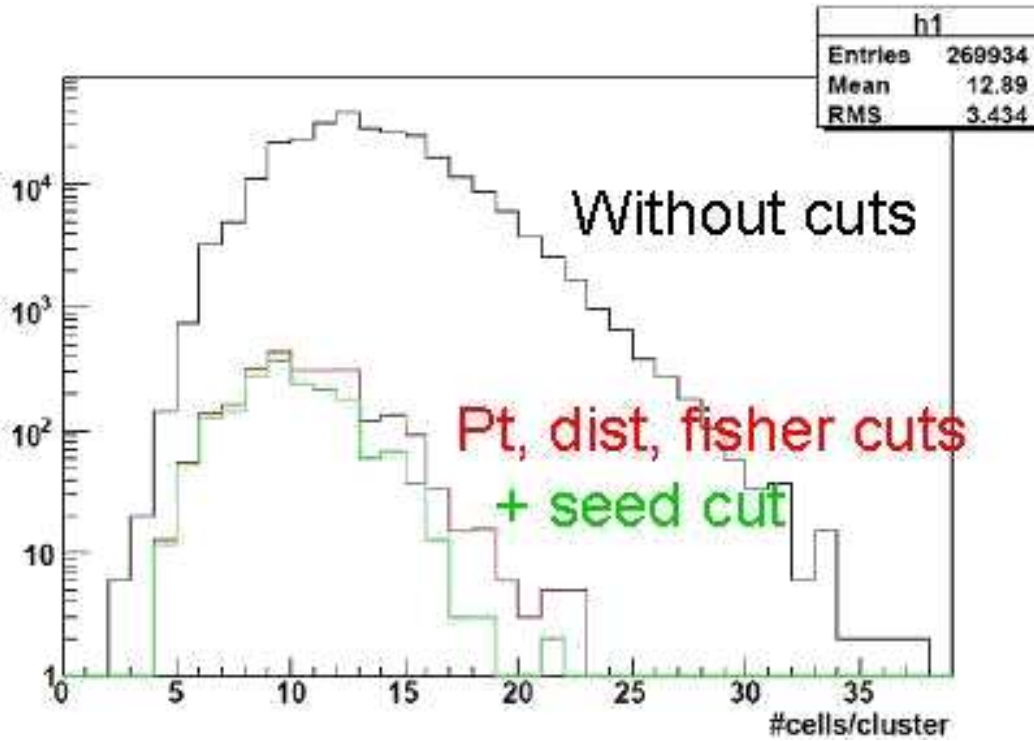


FIG. 6.8 – Distribution du nombre de cellules contenues dans un cluster (en noir sans application d'aucune coupure sur la combinatoire, en rouge après les coupures : $Pt_\gamma > 0.3\text{GeV}/c$, $Dist_{\gamma_1\gamma_2} < 500\text{mm}$ et un coefficient de Fisher > 0.1 et en vert après la sélection des clusters dont au moins 60% de son énergie est comprise dans la "seed". On obtient après ces sélections un $\pi^0/100\text{evts}$.

6.2.2 Dé-calibration

Pour tester la méthode, une dé-calibration du calorimètre électromagnétique a d'abord été faite. Elle a été effectuée de manière à limiter la statistique nécessaire pour la re-calibration tout en n'ajoutant pas de biais par rapport à la réalité de la prise de données.

La dé-calibration consiste à changer le coefficient énergétique de chaque cellule du détecteur multipliant le gain initial par une valeur tirée au hasard dans une distribution normale. Le choix de largeur de la distribution normale peut être modifié amenant ainsi à pouvoir étudier plusieurs scénarii d'inter-calibration. Plusieurs ensembles de coefficients de dé-calibration ont été simulés et utilisés.

Des événements Monte-Carlo simulés ont été utilisés, une méthode a été développée pour obtenir une dé-calibration complète du détecteur avec une statistique réduite. Les cellules sont regroupées ensemble à partir de pavés de 3×3 cellules. Pour chaque région seuls 9 coefficients de dé-calibration sont tirés au hasard grâce à un générateur Monte-Carlo et le même coefficient est appliqué à toutes les cellules ayant la même position dans le pavé 3×3 . Cette façon de dé-calibrer n'amène jamais deux cellules voisines à être dé-calibrées du même facteur.

Toutes les cellules ayant le même coefficient de dé-calibration sont traitées comme une seule,

réduisant ainsi la statistique nécessaire pour l'étude. Ce regroupement de cellules est montré sur la figure 6.9, quand on arrive en bout de ligne le processus d'application de ces coefficients repart de zéro un cran plus bas à gauche. Un ensemble des nouveaux coefficients des cellules

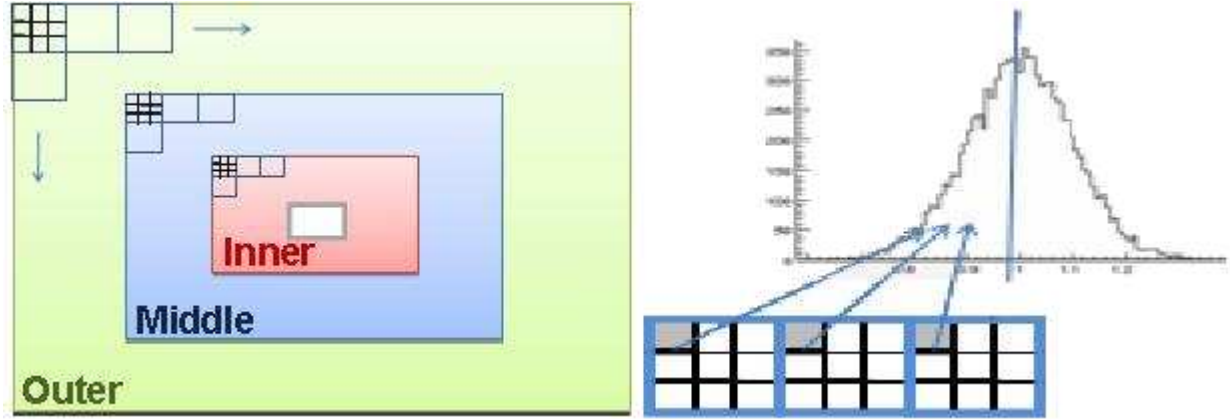


FIG. 6.9 – *Gauche : Application des coefficients de dé-calibration pour les pavés de 3×3 cellules. Droite : Ces coefficients sont différents pour chaque région mais toutes les cellules ayant la même position dans ce pavé 3×3 sont traitées comme étant une seule cellule, réduisant la statistique nécessaire pour l'étude de l'algorithme de calibration.*

sont représentés sur la figure 6.10, il y en a donc 27. La région externe est représentée par les 9 premiers, puis la partie intermédiaire par les 9 suivants et finalement les 9 derniers représentent la dé-calibration de la région interne. Dans la réalité il s'agira d'ajuster les 6000 facteurs des 6000 cellules du calorimètre. Un résultat d'une dé-calibration possible est représenté sur la figure 6.11, ceci est un cas extrême où l'on peut voir que la largeur de la distribution initiale a été multipliée par un facteur 3.5 passant de 21 à 74 MeV/ c^2 en appliquant une dé-calibration de 35%. Les nouvelles distributions sont aussi montrées pour chaque groupe de cellules dans chaque zone du Ecal. Un π^0 contribue à une distribution si un des deux photons issu de sa désintégration se trouve dans la région considérée. Car comme on le verra plus tard, si les deux photons issus d'un même π^0 forment des "clusters" dans deux régions différentes du Ecal ceci amène certains effets.

Sur la figure 6.11, chacune des neuf cellules est représentée par une distribution noire ; la distribution rouge correspond à la somme de ces neuf contributions ; pour des questions d'échelle la distribution en rouge a été renormalisée par un facteur un neuvième. Des trois distributions, celle de la partie externe du Ecal est la plus dé-calibrée. Ceci est dû au fait que sur cet exemple la dé-calibration est plus importante dans cette région que dans les autres due à un tirage au sort de coefficients plus grands ; on peut le voir par la distribution extrême à gauche.

6.2.3 La méthode de re-calibration

Après cette dé-calibration le but est de recalculer les coefficients de chaque groupe de cellules de façon pour réajuster le coefficient de chaque cellule en le ramenant à sa valeur initiale (à 1 dans le cas présent). Cette étude sera faite en fonction du nombre d'itérations nécessaires. Par des choix pratiques et informatiques, les coefficients initiaux sont égaux à l'unité.

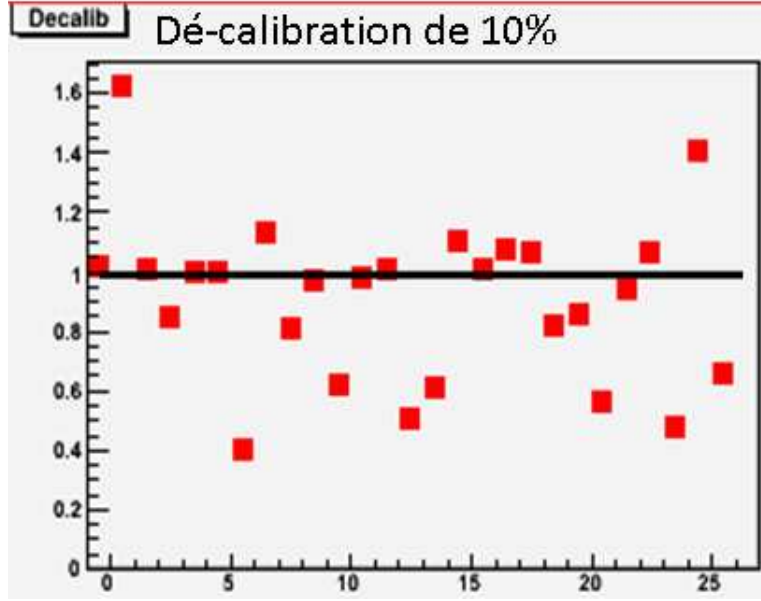


FIG. 6.10 – *Distribution des coefficients des 27 cellules après dé-calibration. Les neuf premiers correspondent à la région externe, les neuf suivants à la région intermédiaire et les neuf derniers à la région externe.*

En réajustant ces coefficients, la distribution de masse des π^0 doit redevenir centrée sur la valeur connue de la masse du π^0 avec la résolution en masse attendue : c'est à dire environ $135\text{MeV}/c^2$ avec un écart type (σ_m) de l'ordre de $10\text{MeV}/c^2$.

Deux étapes interviennent :

- réajustement des coefficients par la méthode décrite ci-après,
- application des corrections en énergie et angulaires décrites dans le chapitre 5.

Réajustement des coefficients

Afin d'ajuster les coefficients de calibration de chaque cellule du calorimètre, l'énergie de chaque cellule est recalculée de façon que la masse reconstruite corresponde à la masse du π^0 . Cette masse du π^0 peut s'écrire en fonction de l'angle (θ_{12}) entre les deux photons issus de sa désintégration et de leur énergie respective (E_1 et E_2) :

$$m_{\pi^0} = 2E_1 E_2 (1 - \cos(\theta_{12})) \quad (6.2.2)$$

où E_1 et E_2 sont les sommes des énergies des différentes cellules ou "hit" ¹ (ϵ_i) :

$$E_1 = \sum_i \epsilon_{i,1} \quad E_2 = \sum_i \epsilon_{i,2}. \quad (6.2.3)$$

Dans chaque cluster on va corriger la cellule la plus énergétique, si elle contribue pour plus de 60% au cluster, d'un facteur qui permet de recentrer la masse du π^0 reconstruit sur la masse

¹Un hit est une cellule du calorimètre où de l'énergie a été déposée

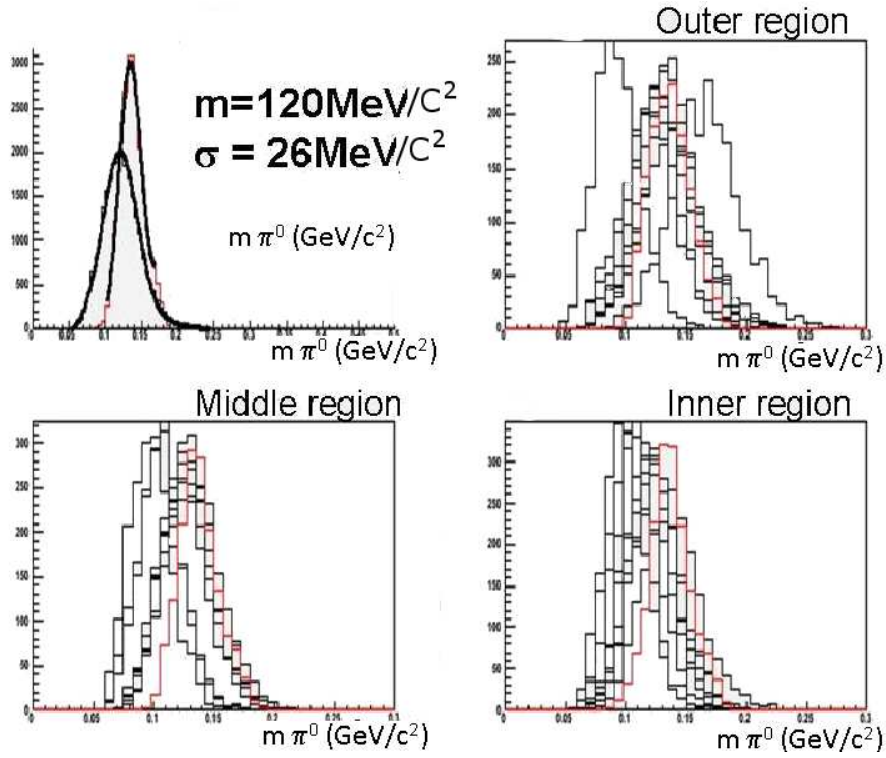


FIG. 6.11 – Distribution de masse des π^0 après dé-calibration. En haut à gauche représente le Ecal en entier et les trois autres sont les trois régions du calorimètre électromagnétique. Les distributions en noir sont pour chaque regroupement de cellules d'une zone et la rouge représente leur somme divisée par un facteur 9.

réelle.

Une méthode itérative

La méthode de re-calibration est une méthode itérative, elle se fait par réajustements successifs des coefficients énergétiques de chaque cellule du calorimètre. Un réajustement de cellule va se faire quand N photons issus de π^0 déposent de l'énergie dans la cellule considérée. Ce nombre N sera lui étudié car de lui dépend la précision que l'on va obtenir et la statistique totale nécessaire pour y arriver. Un π^0 est sélectionné au hasard dans cet échantillon et l'histogramme des corrections δ lui correspondant est rempli pour la cellule du cluster satisfaisant au critères choisis. Les 6000 histogrammes du cas réel sont réduits à 27, 9 pour chaque région qui correspondent à chaque position du carré 3×3 . Ces 27 histogrammes sont représentés sur la figure 6.12. Chaque fois qu'un histogramme contient N entrées, un ajustement par une gaussienne est effectué nous donnant une valeur centrale et une dispersion. Grâce à cet ajustement le facteur de correction à appliquer à la cellule est calculée :

$$\delta = \frac{m_{\pi^0}}{m}, \quad (6.2.4)$$

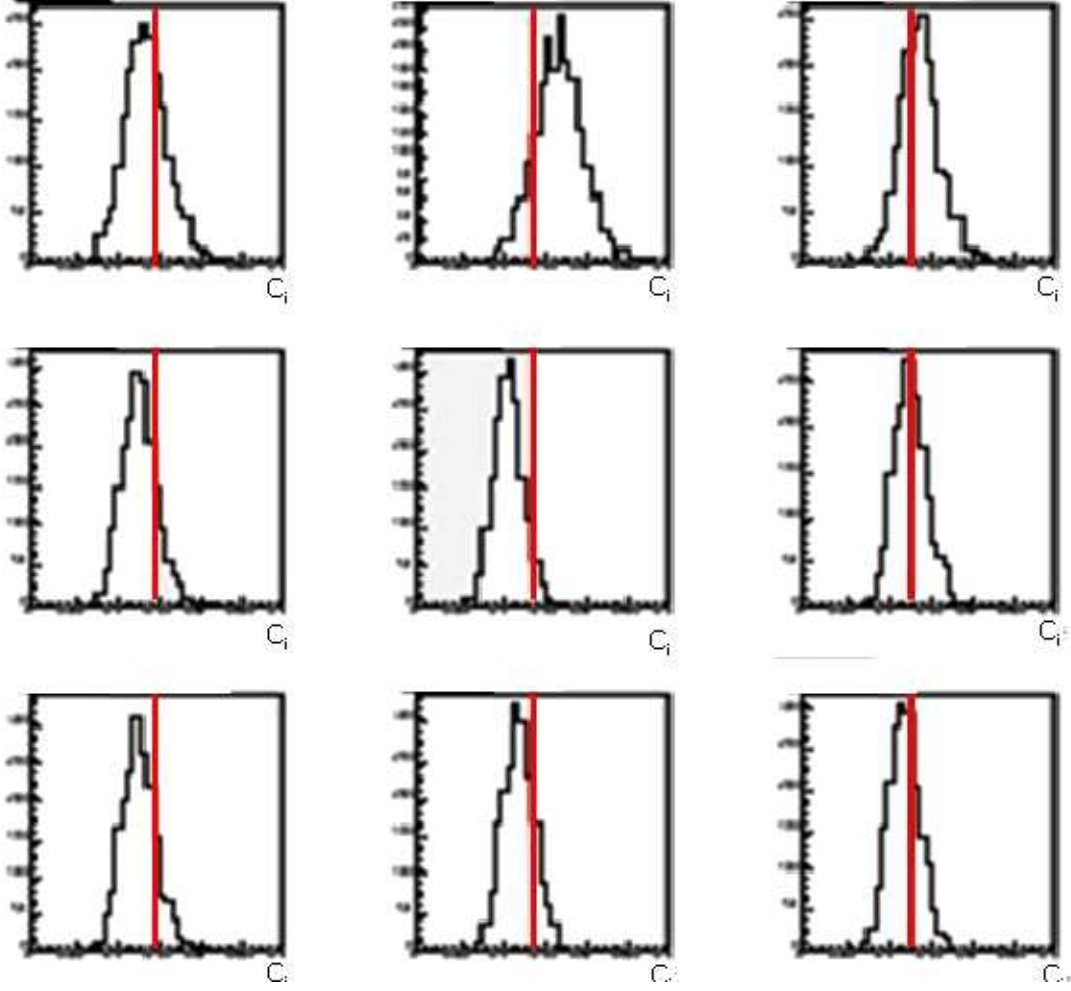


FIG. 6.12 – 9 histogrammes des distributions de N (ici $N = 100$) π^0 par cellules du carré 3×3 pour les trois régions. Les traits verticaux rouges correspondent à des coefficients égaux à l'unité. On peut y voir que certaines cellules sont décalibrées avec des coefficients inférieurs à 1 et d'autres avec des coefficients supérieurs à l'unité, et que les distributions ne sont pas gaussiennes.

où m est la valeur centrale de l'ajustement précédent et m_{π^0} est la masse connue des π^0 de la distribution initiale. Ce facteur de correction est ensuite appliqué à la cellule correspondante donnant

$$m' = 2E'_1 E'_2 (1 - \cos(\theta_{12})) \quad (6.2.5)$$

avec $E'_{1,2}$ la nouvelle énergie du cluster après l'application de la correction :

$$E'_{1,2} = \delta_{1,2} E_{1,2}. \quad (6.2.6)$$

Les mêmes événements mais corrigés des facteurs de corrections obtenus sont repris pour une deuxième itération. Les coefficients des cellules des deux photons ayant été corrigés on n'introduit pas de biais dans l'analyse. C'est pourquoi, au vu de la figure 6.12, ces corrections

sont des sur-corrections pour certaines cellules et des sous-corrections pour d'autres. Mais ces deux effets se compensent et on voit une oscillation de la valeur centrale de la distribution de masse des π^0 en fonction du nombre de correction appliquées sur la figure 6.15. Ces oscillations s'atténuent au fur et à mesure des itérations et convergent vers les valeurs de correction correspondant à une la calibration.

Afin d'arrêter le processus itératif de calibration des conditions d'arrêt doivent être trouvées et appliquées.

Détermination des paramètres d'arrêt des itérations

Plusieurs conditions d'arrêt sont possibles. Le calcul des coefficients de calibration s'arrête quand le système est stabilisé et atteint une solution stable. Pour cela on peut regarder l'évolution des valeurs des ajustements de la courbe de distribution des masses de π^0 dans tout le détecteur et pour chaque région du calorimètre électromagnétique.

Des critères de stabilité ont été étudiés, le premier de ces critères a été que sur 4 itérations les valeurs du maximum et du sigma de la gaussienne d'ajustement de la distribution en masse des π^0 ne varient pas entre elles d'un facteur supérieur à 1/1000 :

$$\frac{mean_i - mean_{i-1}}{mean_i} < 1/1000 \quad \& \quad \frac{sigma_i - sigma_{i-1}}{sigma_i} < 1/1000. \quad (6.2.7)$$

Une nouvelle variable a été introduite (Dispersion). Elle prend en compte la dispersion des distributions de masse des trois régions grâce à la formule :

$$Dispersion_i = (mean_i m_{i-1})^2 \times bin_{i_{content}} \quad (6.2.8)$$

La condition de stabilité sur cette variable est la même que celle pour la valeur centrale de la distribution en masse et que pour le σ c'est à dire 0.1%.

Malheureusement ces conditions d'arrêt ne sont pas suffisantes et soit le système s'arrête trop vite ou après un nombre très grand d'itérations alors que le système était déjà calibré au vue de l'évolution des coefficients de chaque cellule. On peut voir ces deux effets respectivement sur les figures 6.14 et 6.13. Toutefois en étudiant le comportement sur plusieurs dé-calibration, le choix de s'arrêter après 8 itérations a pu être fait. Le processus itératif est alors stabilisé comme le montre la figure 6.19

Un autre effet est observé, on remarque qu'une fois le système stabilisé le programme va continuer à s'optimiser afin de trouver une solution meilleure mais va alors osciller autour de la valeur nominale. Ces oscillations sont visibles au niveau évolution de la masse des π^0 pour le détecteur complet ainsi que pour chaque région. Ceci est dû à des sur et sous-corrections comme on en parlait précédemment. Ces oscillations peuvent être visualisées sur la figure 6.15.

La figure 6.15 nous montre aussi d'autres aspects de la méthode de re-calibration. On peut voir que la région qui se re-calibre la plus vite est la région interne vient ensuite la région intermédiaire et enfin la région externe.

La région qui met le moins de temps à se re-calibrer est la région interne, ceci est dû à la grande statistique de photons présents dans cette région. Toutefois comme les régions intermédiaire et externe n'ont aucune cellule re-calibrée correctement au début du processus la région interne ne peut pas profiter des corrections déjà appliquées aux deux autres régions.

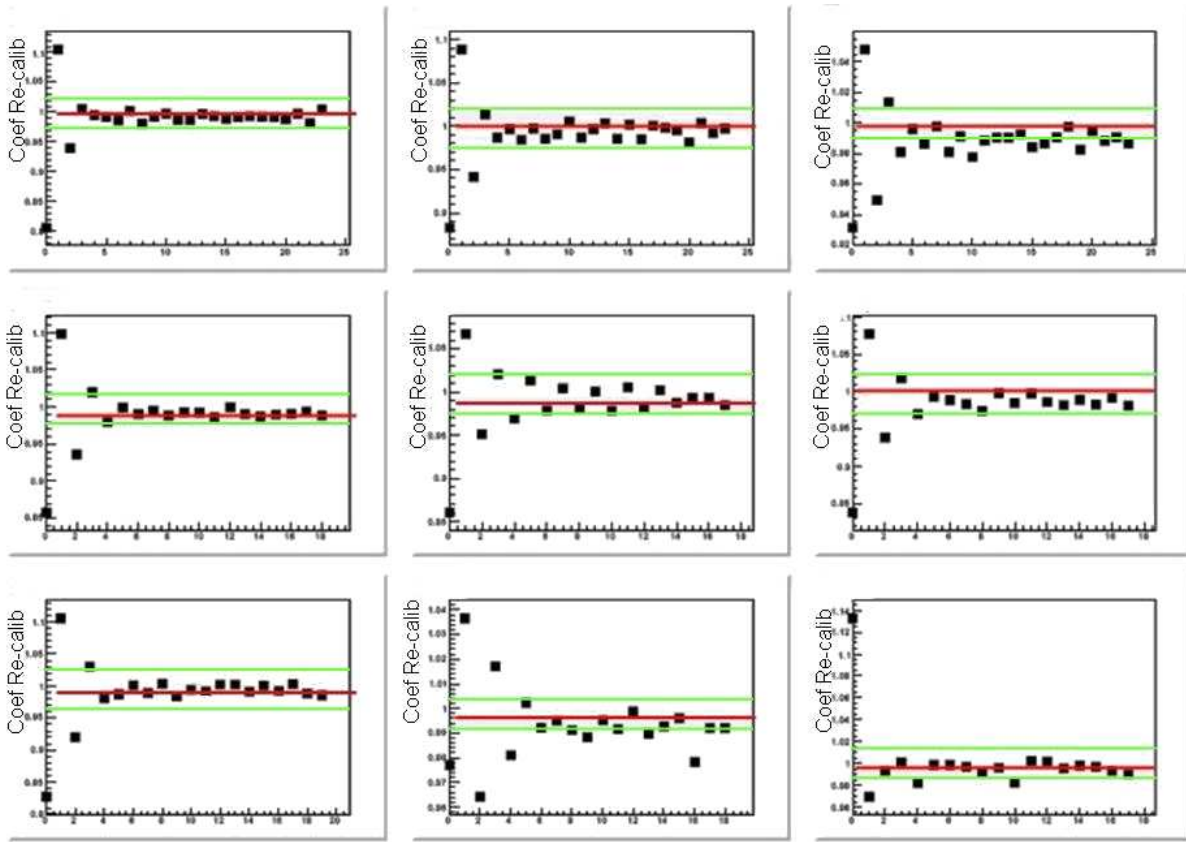


FIG. 6.13 – Evolution des coefficients de la région externe avec les conditions d'arrêt $\frac{\text{mean}_i - \text{mean}_{i-1}}{\text{mean}_i} < 1/1000$, $\frac{\text{sigma}_i - \text{sigma}_{i-1}}{\text{sigma}_i} < 1/1000$ et Dispersion $< 1/1000$. On peut voir ici que le nombre d'itérations est trop grand alors que le système est déjà stabilisé depuis longtemps, les lignes rouges représentant les coefficients unitaires et les vertes une dé-calibration de $\pm 2\%$.

C'est pour cela que sa re-calibration se fera rapidement mais sera moins précise que pour les deux autres régions. Le fait que la région intermédiaire soit celle qui se re-calibre avec le moins d'itérations est du au fait que les corrections appliquées aux deux autres régions interviennent aussi indirectement sur les corrections des cellules de la région intermédiaire. Ceci est du à des π^0 ayant un de leurs photons dans la région intermédiaire et l'autre dans une des deux autres régions du Ecal, ou à un photon dont la seed se trouve dans la région intermédiaire mais a des cellules présentes dans une des deux autres régions.

La partie externe profite des corrections déjà appliquées aux deux autres régions et malgré la faible statistique présente dans cette région, la re-calibration se fera au bout de peu d'itérations.

Ces effets peuvent être vus sur la figure 6.16, la région la "mieux" re-calibrée est la partie intermédiaire avec un sigma de $8 \text{ MeV}/c^2$ sur la distribution, les deux autres l'étant aussi mais moindre avec un sigma de $10 \text{ MeV}/c^2$ et de $11 \text{ MeV}/c^2$ respectivement pour les régions interne et externe.

La distribution des nouveaux coefficients de correction des cellules est montré sur la figure

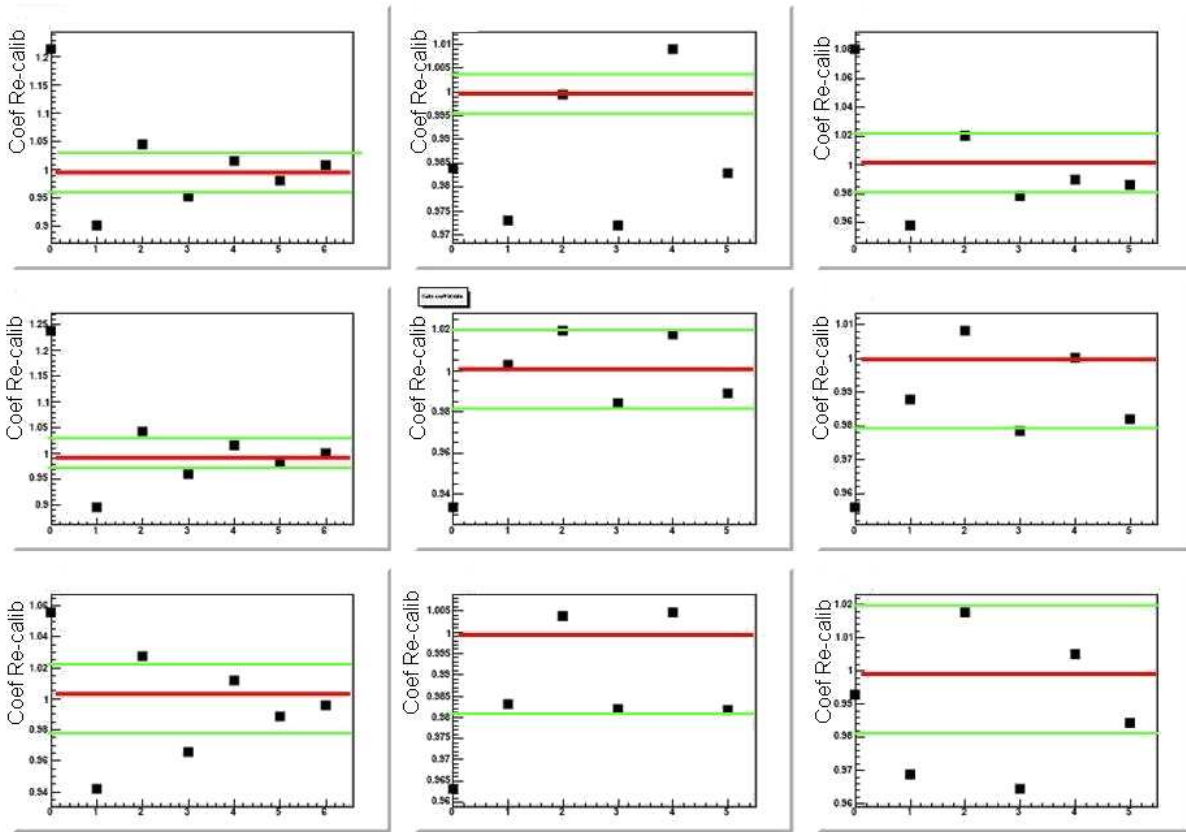


FIG. 6.14 – *Evolution des coefficients de la région intermédiaire avec les mêmes conditions d'arrêt que pour la figure 6.13. On peut voir ici le système n'est pas stabilisé et que la méthode de re-calibration s'arrête, les lignes rouges représentant les coefficients unitaires et les vertes une dé-calibration de $\pm 2\%$*

6.17. La région la mieux re-calibrée est la région intermédiaire au vu des nouveaux coefficients, ensuite vient la région externe puis l'interne. Les écarts types des distributions sont respectivement pour les régions interne, intermédiaire et externe 1.1%, 0.8 et 0.9%. La somme des nouveaux coefficients des trois régions est aussi présente sur la figure 6.17, on voit que le calorimètre électromagnétique total est calibré à 1%. Ce qui correspond bien au but fixé, le terme constant de la résolution en énergie étant de 1%.

Après avoir regardé région par région, on peut voir l'effet de la re-calibration sur la totalité du calorimètre électromagnétique sur la figure 6.18. La masse de départ, après dé-calibration, qui était de $120\text{MeV}/c^2$ est revenue à sa valeur "normale" de $135\text{MeV}/c^2$ après application de la méthode de re-calibration. L'écart type de la distribution a lui aussi repris sa valeur initiale ($9\text{MeV}/c^2$). La méthode de re-calibration correspond aux performances demandées.

Toute l'étude précédente a été faite pour une dé-calibration de 15%. Des essais ont été faits pour d'autres valeurs de dé-calibration, car a priori le calorimètre sera inter-calibré avec une

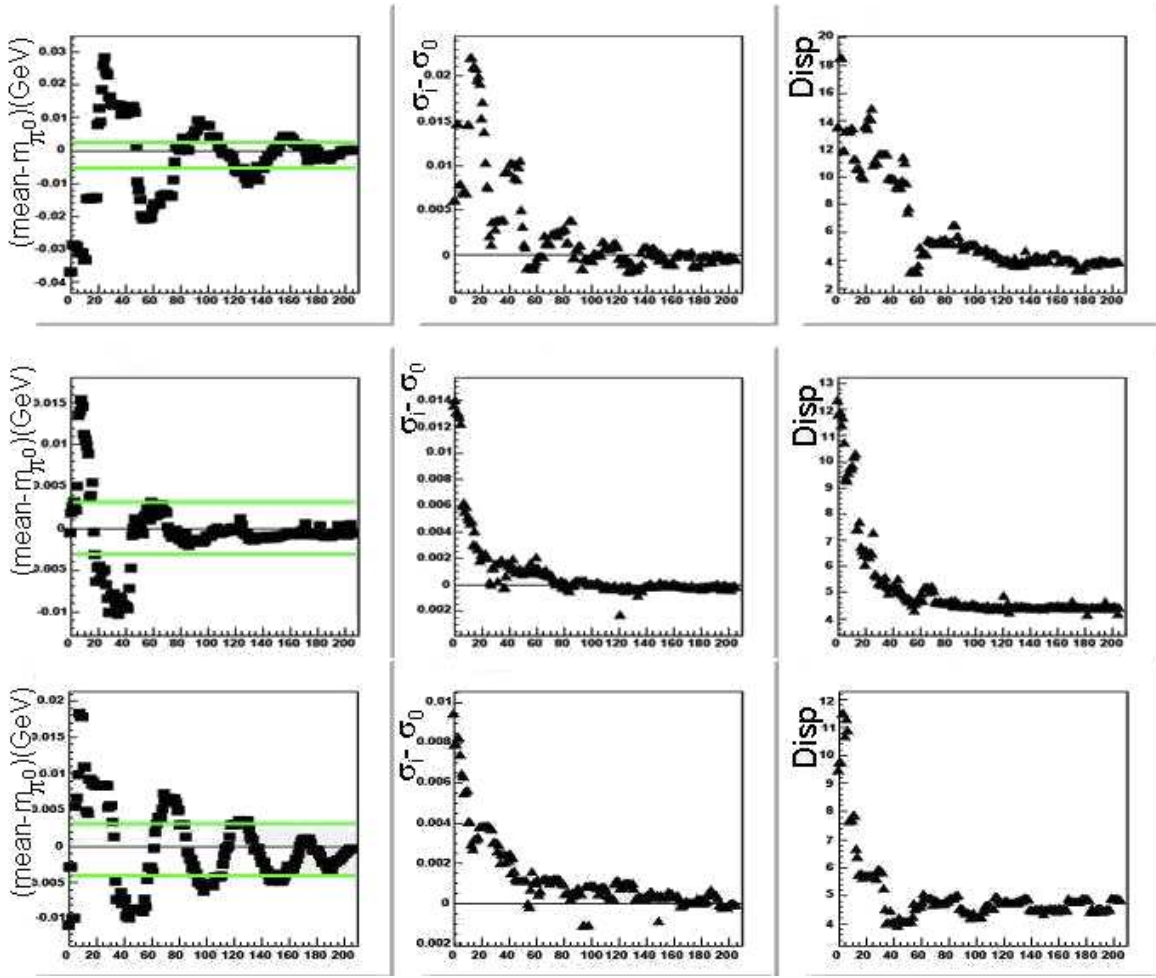


FIG. 6.15 – *Colonne 1 : évolution de la différence $(\text{mean}-\pi^0_{\text{masse}})$, on peut voir les oscillations dues aux sous et sur-corrrections. Colonnes 2 et 3 : évolution des conditions d'arrêt respectivement sur le maximum des distributions en masse et sur le sigma de ces mêmes distributions. Et ceci pour les trois régions du Ecal ; ligne 1 pour la région externe, ligne 2 pour la région intermédiaire et ligne 3 pour la région interne.*

précision meilleure que 15%.

La re-calibration du calorimètre se fait au bout d'un certain nombre d'itérations et les conditions d'arrêt comme définies plus haut peuvent être adoucies.

Enfin le nombre de π^0 nécessaires pour remplir les histogrammes définissant les facteurs de correction peut lui aussi varier et sa détermination doit déterminer le nombre de π^0 nécessaires à la calibration. L'ensemble de ces paramètres sera étudié dans le paragraphe suivant.

La section suivante est dédiée à l'étude de ces trois paramètres et voir les performances de la re-calibration en jouant avec le taux de dé-calibration, le nombre d'itérations et de candidats π^0 nécessaires pour obtenir la précision voulue de (1%).

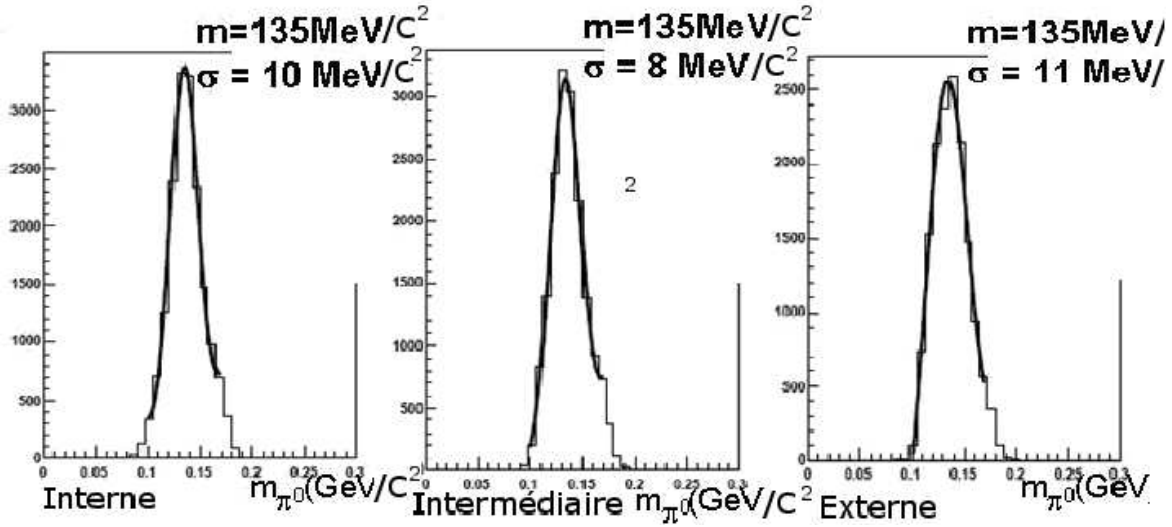


FIG. 6.16 – Masse invariante des π^0 reconstruits pour les trois régions du Ecal. De gauche à droite on va de la partie interne du Ecal à la partie externe en passant par la région intermédiaire avec des sigma respectifs de 10, 8 et 11 MeV/c². La région la mieux calibrée est la partie intermédiaire, ceci est dû aux corrections déjà appliquées aux autres régions qui accélèrent le processus.

Etude de la re-calibration en fonction du nombre d'itération, du flux de π^0 pour différentes calibrations initiales

Les trois paramètres de l'étude sont le niveau de dé-calibration, le nombre de π^0 nécessaires pour déterminer un coefficient de re-calibration et le nombre d'itérations finalement pour une bonne re-calibration.

Le premier paramètre étudié est le niveau de dé-calibration, cette information sera extraite des premiers spectres de π^0 reconstruits issus des premières données comme étudié au Chapitre précédent.

Le calorimètre devrait être préalablement calibré aux alentours de 10-5%. Des essais de dé-calibration plus élevés ont été effectués, à 35, 20, 15 et 10%.

Le nombre de π^0 nécessaires à la détermination du coefficient de correction, a été étudié. Ces études ont été faites dans le but de voir si on peut obtenir une bonne re-calibration en utilisant moins de π^0 , réduisant ainsi la statistique nécessaire.

Les résultats sont représentés dans le tableau 6.2. La figure 6.19, représente pour une dé-calibration de 10%, et des lots de 500 π^0 l'évolution des coefficients pour les neuf cellules de la partie interne du Ecal, en superposant 15 dé-calibrations/re-calibrations de 8 itérations. Ceci montre bien la convergence de la méthode pour des coefficients de calibration différents. Cette convergence peut être aussi vue sur la figure 6.17 où la résolution finale sur les coefficients du Ecal est de 0.94% pour le Ecal entier et de 1.1, 0.75 et 0.84% pour respectivement les régions interne, intermédiaire et externe.

La première remarque, au regard de ces résultats, est que le calorimètre peut être re-calibré avec 20% ou même 35% de dé-calibration.

Avec 35% de dé-calibration et 500 π^0 par histogramme de correction, on obtient un re-

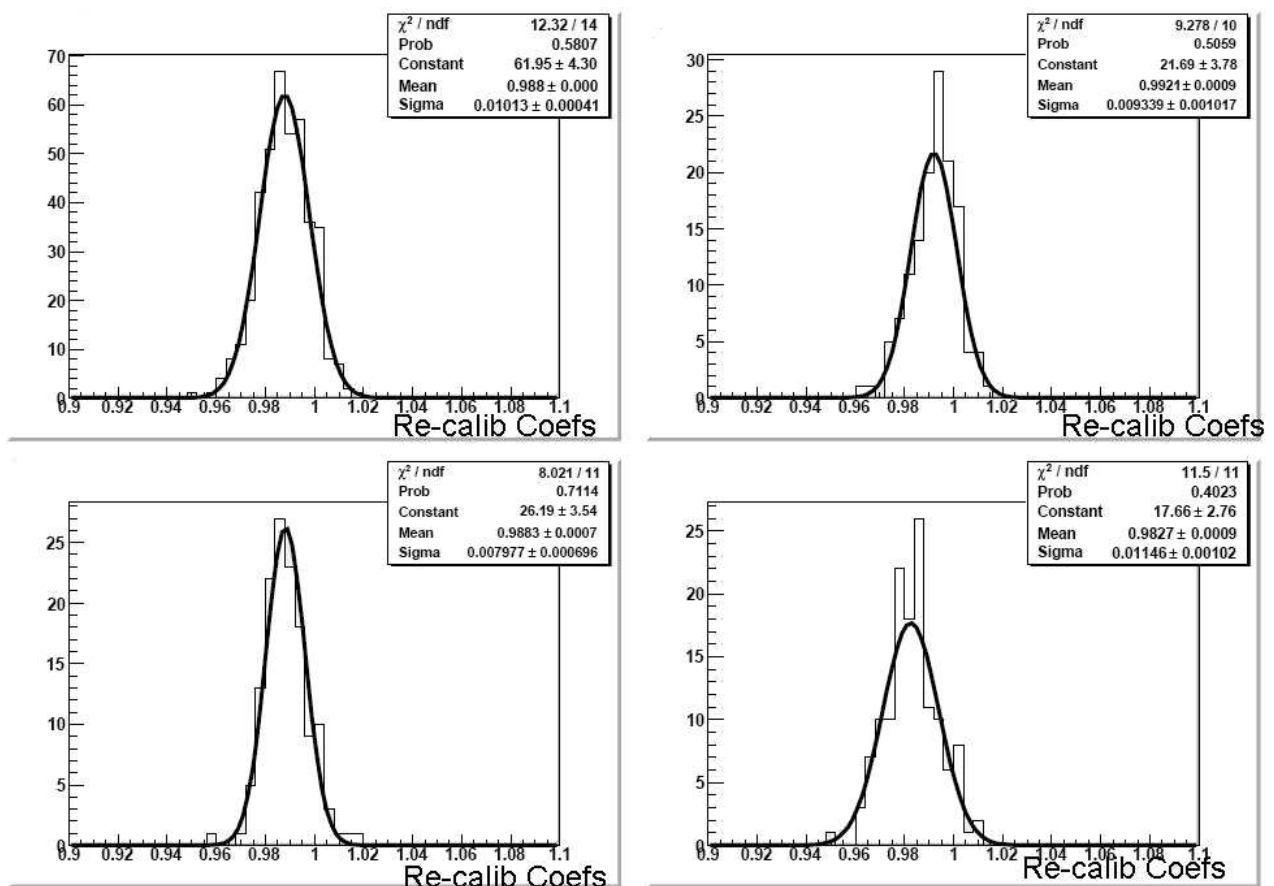


FIG. 6.17 – Distributions des nouveaux coefficients énergétiques des cellules après re-calibration, pour le Ecal en entier (en haut à gauche), et les trois régions externe (haut/droite), intermédiaire (bas/gauche) et interne (bas/droite). La région la mieux re-calibrée est la partie intermédiaire, puis la partie externe et enfin la partie interne avec respectivement un écart-type de 0.8, 0.9 et 1.1%. Le Ecal total est calibré à 1%.

calibration à 1.3% sur l'ensemble du calorimètre après 8 itérations. Et avec 20% de dé-calibration pour les mêmes conditions, le calorimètre est calibré à 1%.

Avec toujours $500 \pi^0$ par histogramme de correction et sur 8 itérations, la re-calibration devient meilleure pour des taux de dé-calibration plus petits. Avec 15, 10 et 5% de dé-calibration on descend respectivement à des précisions d'environ 0.95%.

On voit que l'on descend en dessous des 1% requis quand on remplit les histogrammes de corrections avec moins de $400 \pi^0$. Le nombre d'itérations compense cet effet mais pas complètement, un Ecal trop dé-calibré ne pourra pas être re-calibré avec un seul échantillon de π^0 et l'on devra prendre plusieurs lots d'événements.

La question maintenant est la suivante : "Quelle sera la valeur de dé-calibration au début de la prise de données de l'expérience LHCb?" et "combien de temps de prise de données aurons-nous fin 2009?" Car la qualité de la calibration dépend de ces deux paramètres pour ajuster la résolution sur la masse des π^0 comme on l'a vu plus haut. La première question a

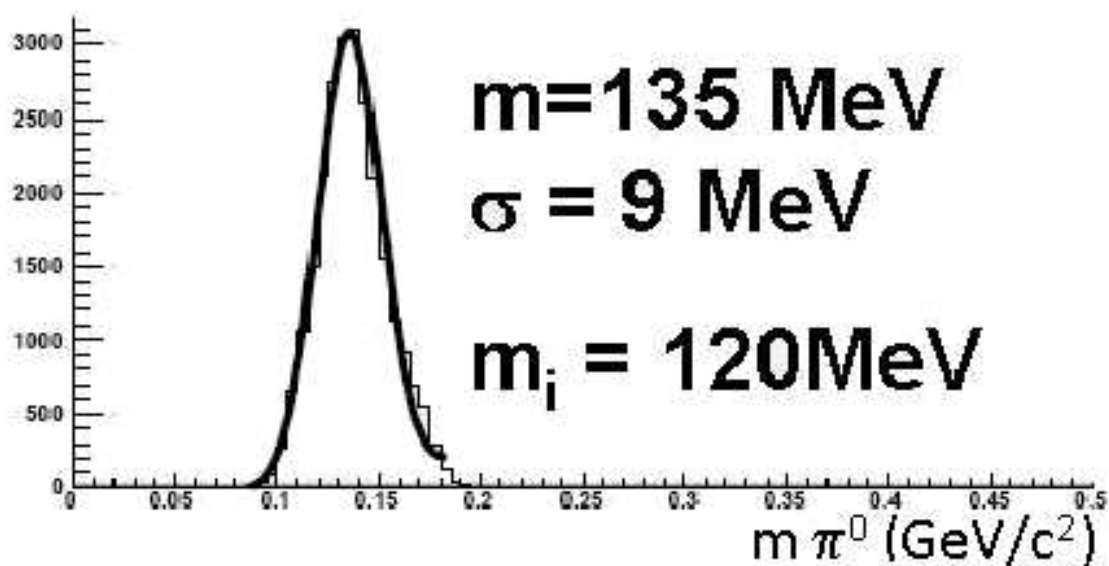


FIG. 6.18 – Distribution en masse des π^0 après re-calibration. La valeur de $135\text{MeV}/c^2$ est de nouveau atteinte avec un écart type de $9\text{MeV}/c^2$ correspondant bien à nos conditions initiales.

decalib %	# Pi0s	# iterations	recalib % tot	recalib % Inn	recalib % Mid	recalib % Out
35	500	8	1,3	1,4	0,9	1,2
20	500	8	1	1,1	1,2	0,9
20	350	8	1,1	1,4	0,9	1
15	500	8	0,93	0,97	0,76	0,97
15	400	8	1,01	1,15	0,8	0,8
15	350	8	1,14	1,28	1,1	1,02
10	500	8	0,95	1,1	0,8	0,84
10	400	8	1	1,1	1	0,77
10	250	8	1,3	1,43	1,2	1,11
5	500	8	0,95	1	0,86	0,89
5	400	8	1,06	1	0,9	1,06
5	350	8	1,12	1,2	0,98	0,9
5	250	8	1,2	1,17	1,13	1,1

TAB. 6.2 – Tableau récapitulant l'étude de deux paramètres, le taux de dé-calibration et le nombre de π^0 utilisés pour déterminer les coefficients de correction à appliquer.

été répondue au chapitre précédent, 50000 événements Minimum Biais permettra de connaître l'échelle de la calibration à 1% près et la dispersion de l'inter-calibration à 3-5% près.

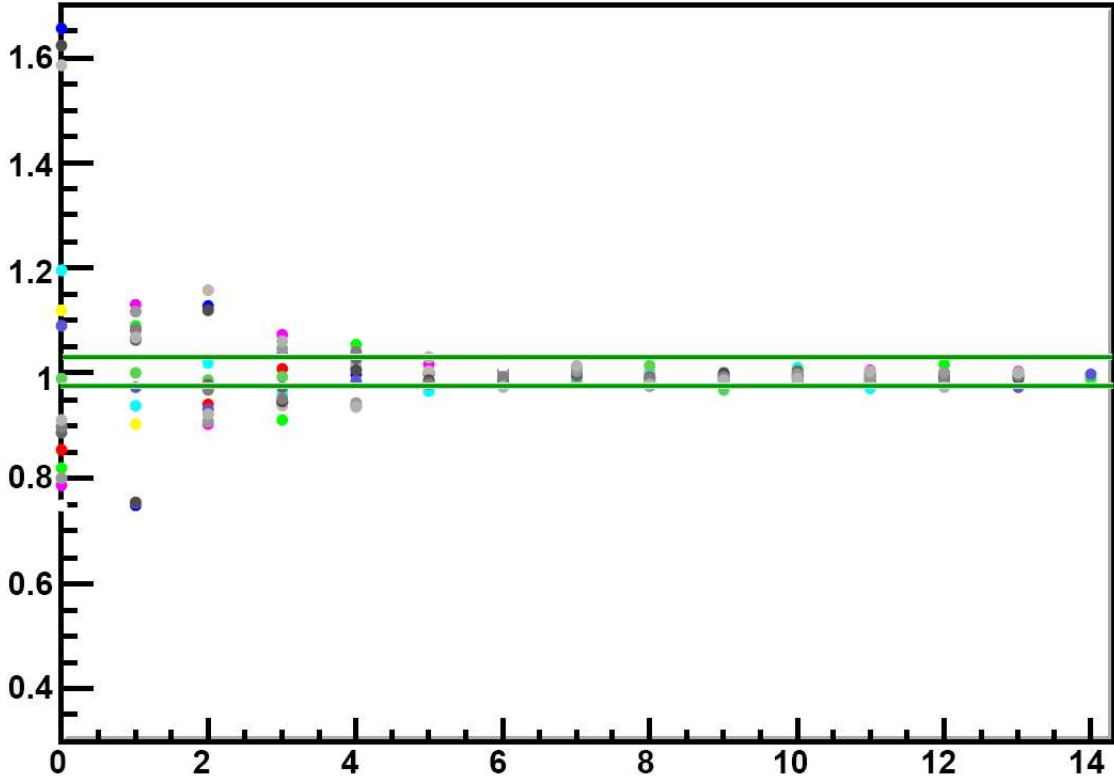


FIG. 6.19 – *Evolution des coefficients de re-calibration pour 15 dé-calibrations de 10% avec 500 π^0 par histogrammes de correction pour la région interne.*

Nombre d'événements nécessaires à la calibration

Les deux paramètres mentionnés plus haut détermineront le nombre de π^0 nécessaires à la calibration et la qualité de la re-calibration.

Le premier, le facteur de la dé-calibration, sera déterminé par la méthode du Chapitre précédent, en fonction de cette estimation la statistique par histogramme et le nombre d'itérations pourront être précisés. Le deuxième, le nombre d'événements de la prise de données, donnera la précision que l'on pourra atteindre avec le facteur de dé-calibration initial.

On ne peut faire qu'une seule estimation, celle du nombre de π^0 nécessaires (et donc le nombre d'événements) pour obtenir une qualité de calibration donnée en fonction de la dé-calibration initiale. Notre but étant d'atteindre une précision de 1% après re-calibration, on doit se baser sur un nombre de π^0 pour les histogrammes de corrections de 500 ou 400 pour des dé-calibration respectivement supérieures ou égales à 20% et inférieures ou égales à 15%.

Le nombre de π^0 nécessaires $\# \pi^0_{calibration}$ est alors de

$$\# \pi^0_{calibration} = 100 * \# \pi^0 / cellule \times \# cellules. \quad (6.2.9)$$

Le facteur 100 est pour prendre en compte la différence de flux des π^0 dans les régions du Ecal, une cellule extérieure dans la région externe aura 100 fois moins de π^0 qu'une cellule présente dans la partie centrale du Ecal. Le nombre de π^0 nécessaire est d'environ 2.4×10^8 .

Pour obtenir le nombre d'événements il faut multiplier ce nombre par le facteur :

$$\#evts = \#\pi_{calibration}^0 \times \frac{\#evts_{MinBias}}{\#\pi_{select}^0}. \quad (6.2.10)$$

$\#evts_{MinBias}$ correspond au nombre d'événements MinBias qui seront nécessaires pour obtenir l'échantillon de $\#\pi_{select}^0$ après l'application de toutes les coupures.

Deux choix sont possibles par rapport à l'échantillon choisi :

- pour une prise de donnée dans des conditions optimales, on aurait $3\pi^0/100$ événements
- pour une reconstruction sans le trajectographe on aurait $1\pi^0/100$ événements.

La calibration se faisant sur les événements enregistrés, la réduction du nombre de π^0 par le déclenchement L0 est à prendre en compte. Les distributions en masse des π^0 reconstruits et utilisés pour la calibration sont représentées sur la figure 6.20 pour 50.000 événements MinBias passant et ne passant pas la sélection du L0. On aura une diminution de la statistique d'un facteur 4.55, ce qui augmente alors les besoins en nombre d'événements nécessaires à la calibration d'un facteur 5. Une calibration du détecteur de gerbes au niveau de 10% est aussi nécessaire pour mettre en oeuvre cette méthode, qui pourra être réalisée avec l'étude des particules au minimum d'ionisation dans le détecteur de gerbes (PS).

Les nombres d'événements nécessaires pour la calibration pour chaque configuration du détecteur (avec et sans l'utilisation du trajectographe) sont résumés dans le tableau 6.3 ainsi que le temps nécessaire pour collecter cette statistique, la fréquence de prise de données étant de 40MHz mais 2 KHz enregistrés. Le choix du nombre de π^0 par histogramme de masse pour chaque cellule s'est porté sur 400 ce qui est suffisant pour différents degrés de dé-calibration et nécessaire pour atteindre la précision voulue.

Configuration	S/B	$\#\pi^0/100evts$	$\#evts$	temps (h)
Sans L0				
Avec trajectographe	5.2	3	$(1.2 \pm 0.1)^8$	17.5
Sans trajectographe	3	1	$(3.7 \pm 0.3)^8$	50
Avec L0				
Avec trajectographe	6.2	0.7	$(5.4 \pm 0.3)^8$	75
Sans trajectographe	4	0.2	$(1.8 \pm 0.2)^9$	250

TAB. 6.3 – *Tableau récapitulant les nombres d'événements nécessaires pour la calibration pour les deux configurations du détecteur : avec et sans le trajectographe. Et avec et sans application du L0.*

6.2.4 Conclusion

Une méthode itérative de calibration à partir du flux de π^0 produits dans les événements pp à 900GeV ou 14TeV, a été mise au point et les outils informatiques développés. Cette méthode permettra d'atteindre un niveau de calibration de 1-2% sur chaque cellule du calorimètre électromagnétique de LHCb, avec les 1000 premiers millions d'événements produits, soit une

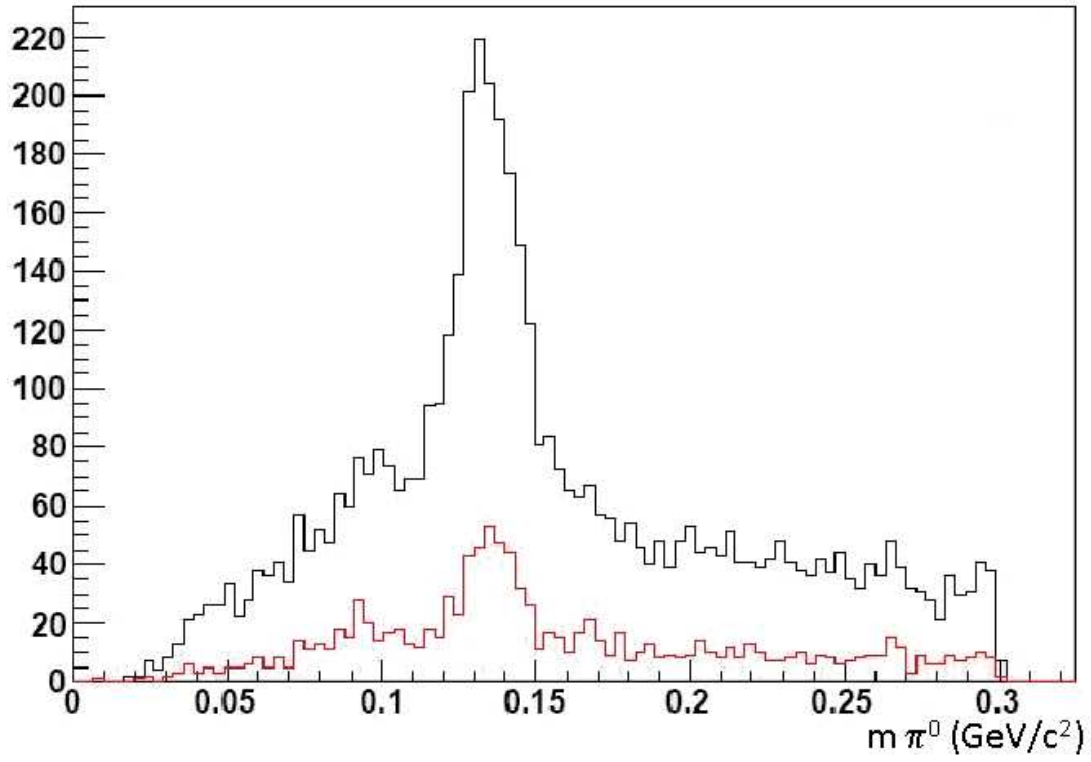


FIG. 6.20 – *Distributions en masse des π^0 utilisés pour la calibration pour 50.000 événements MinBias. En noir sont représentés les π^0 du tout venant et en rouge ceux passant le L0. On voit une diminution de la statistique d'un facteur 4.5 ± 0.3 .*

dizaine de jours. L'utilisation des informations du trajectographe permet une meilleure efficacité de la méthode.

Chapitre 7

Analyse du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$

L'angle β a été mesuré précisément par les expériences BaBar et Belle depuis 1999, en particulier dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$. L'ensemble des mesures de BaBar et Belle couvrent différents canaux, pour un certain nombre d'entre eux les diagrammes pingouins ou en boîte ne sont pas négligeables. BaBar et Belle, commencent à voir des effets dans les mesures d'asymétrie comme va le voir dans ce chapitre. Le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ est un de ceux-ci.

Le cadre théorique des mesures de l'angle β , a été évoqué au premier chapitre de ce manuscrit et le point y a été fait sur les résultats des mesures récentes des expériences BaBar et Belle pour les canaux avec ou sans contributions des diagrammes pingouins. La reconstruction dans le détecteur LHCb du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ sera détaillée dans la première partie de ce chapitre et la sensibilité de LHCb pour cette mesure sera estimée.

7.1 Etude du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ dans LHCb

Le nombre d'événements reconstruits attendus pour le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ dans l'expérience LHCb sera évalué, la sensibilité au signal et aux bruits de fond sera précisée, l'étiquetage de la saveur et la mesure du temps propre seront développés, enfin la sensibilité attendue pour un année de prise de données pour une luminosité intégrée de $2fb^{-1}$ sera donnée.

7.1.1 Estimation du nombre d'événements par an dans l'expérience LHCb

Dans ce mémoire la luminosité intégrée pour un an de prises de données par l'expérience LHCb est supposée être de $2fb^{-1}$. Le mode étudié ici est $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$, avec $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Quant au π^0 , il se désintègre quasiment exclusivement en deux photons (à 98.8%). Les rapports de branchement utilisés pour les calculs des nombres d'événements sont résumés dans la table 7.1. Les canaux nous intéressant ici sont ceux avec le J/ψ en deux muons et le π^0 en deux photons. La mesure du rapport de branchement, par BaBar et Belle, du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ est de $(0.20 \pm 0.02) \times 10^{-4}$ ([70] et [71]).

LHCb ne travaillera pas à la luminosité nominale du LHC mais à $L_{LHCb} = 2 \times 10^{32} cm^{-2}s^{-1}$. En supposant que la prise de données sur un an se fait sur 10^7s , le nombre de paires $b\bar{b}$ créées par an sera de :

$$N_{b\bar{b}} = L_{LHCb} \cdot \sigma_{b\bar{b}} \cdot 10^7 sec \approx 10^{12}. \quad (7.1.1)$$

Canal	Rapport de branchement
$b \rightarrow B_d^0$	$(39.7 \pm 1.0)\%$
$B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$	$(2.05 \pm 0.24) \times 10^{-5}$
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$(5.93 \pm 0.06)\%$
$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$	$(98.798 \pm 0.032)\%$
$b\bar{b} \rightarrow B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \pi^0(\gamma \gamma)$	$(4.77 \pm 0.63) \times 10^{-7}$

TAB. 7.1 – Table résumant les différents rapports de branchement des désintégrations du J/ψ et du π^0 . Données obtenues dans [73].

$m_{B_d^0}$	$(5279.4 \pm 0.5) \text{MeV}/c^2$
$\tau_{B_d^0}$	$(1.530 \pm 0.009) \times 10^{-12} \text{s}$
$c\tau(B_d^0)$	$458.7 \mu\text{m}$
$m_{J/\psi}$	$(3096.916 \pm 0.011) \text{MeV}/c^2$
m_{π^0}	$(134.9766 \pm 0.0006) \text{MeV}/c^2$
τ_{π^0}	$(8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17} \text{s}$
$c\tau(\pi^0)$	25nm

TAB. 7.2 – Table résumant les différentes caractéristiques du méson B_d^0 et de ses produits de désintégration J/ψ et π^0 . Données obtenues dans [73].

Où $\sigma_{b\bar{b}}$ a été défini sur la figure 2.3.

On peut en déduire le nombre de mésons B_d^0 et $\bar{B}_d^0$ créés, se désintégrant en $J/\psi/\pi^0$:

$$N_{B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0} = 2N_{b\bar{b}} \times BR(b \rightarrow B_d^0) \times BR(B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0) \approx (1.6 \pm 0.2) \times 10^7 \quad (7.1.2)$$

avec $BR_{J/\psi \pi^0}$ le rapport de branchement de $J/\psi \pi^0$ venant d'un méson B et $BR(b \rightarrow B_d^0)$ la fraction de quarks b ($\bar{b}$) qui s'hadronisent en mésons B_d^0 . Le chiffre 2 vient du fait que l'on a deux quarks b susceptibles de s'hadroniser avec la probabilité $BR(b \rightarrow B^0)$. Le nombre attendu de $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \pi^0(\gamma \gamma)$ est alors :

$$N_{B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \pi^0(2\gamma)} = N_{B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0} \cdot BR(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \cdot BR(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) = (9.5 \pm 1.3) \times 10^5 \quad (7.1.3)$$

où $BR(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ et $BR(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma)$ sont les rapports de branchement décrits plus haut dans la table 7.1.

7.1.2 Désintégration et canaux contribuant au bruit de fond

La désintégration de $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ est représentée sur la figure 7.1 et les caractéristiques de ces trois particules sont résumées dans le tableau 7.2.

Le méson B_d^0 se désintègre en J/ψ et en π^0 . Eux mêmes se désintègrent respectivement en $\mu^+ \mu^-$ et $\gamma \gamma$. On peut voir que les vertex de désintégration du B_d^0 , du J/ψ et du π^0 sont confondus étant données les durées de vie négligeables du J/ψ et du π^0 .

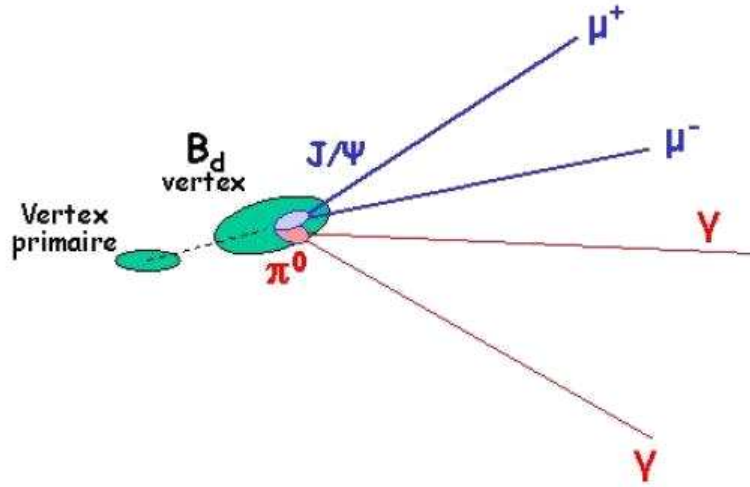


FIG. 7.1 – Désintégration de $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$.

canal	Rapport de branchement (10^{-6})	#evts/an	R
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)(1S)\pi^0(\gamma\gamma)$	1.17 ± 0.02	$(9.38 \pm 1.03) \cdot 10^5$	1
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)(1S)K_s^0$	51.7 ± 2.1	$(3.99 \pm 0.16) \cdot 10^7$	42.5
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)(1S)K^{0*}(892)$	79.8 ± 4.1	$(6.15 \pm 0.31) \cdot 10^7$	65.5
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)(1S)\eta$	0.59 ± 0.18	$(4.7 \pm 0.7) \cdot 10^5$	2
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)(1S)\phi(1020)$	< 0.53	$< 4.22 \cdot 10^5$	0.4
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)(1S)\pi^+\pi^-$	(2.69 ± 0.53)	$(2.16 \pm 0.43) \cdot 10^6$	2.3
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)(1S)\gamma$	< 0.094	$< 7.54 \cdot 10^4$	0.01
$B_d^0 \rightarrow \rho^0$	1.6 ± 0.7	$(12.8 \pm 5.6) \cdot 10^5$	1.37

TAB. 7.3 – Table représentant les différents canaux composant le bruit de fond (BDF), avec le nombre d'événements annuels et le rapport R au nombre d'événements du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$.

Bruit de fond

Les principaux canaux participant au bruit de fond sont les canaux mettant en jeu un J/ψ et d'autres particules : $B_{d,s}^0 \rightarrow J/\psi X$ avec le méson $B_{d,s}^0$ venant de la désintégration des quarks $b\bar{b}$. La liste est représentée dans la table 7.3, avec les rapports de branchement des différents canaux. On peut voir que le rapport de branchement de notre canal d'étude est faible par rapport aux autres.

Un autre fond provient d'autres sources de J/ψ ("prompt J/ψ ") produits en grand nombre. Dans l'analyse on s'attachera à éliminer ce fond en utilisant des contraintes sur le vertex secondaire.

La dernière contribution est celle des événements $b\bar{b}$ inclusifs. Cette contribution sera réduite grâce à l'étiquetage de la saveur du quark et au vertex déplacé.

L'étude du canal va suivre les étapes :

- sélection du signal,
- étude du bruit de fond combinatoire pour la reconstruction des π^0 ,

- étude du bruit $J/\psi X$,
- étude du fond $b\bar{b}$,
- contribution des MinBias.

Pour l'analyse du bruit de fond combinatoire un échantillon de 340.024 événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ a été simulé. Ces événements ont été produits sur la Grille avec les versions des programmes utilisés pour la production officielle : (Gauss_v25r12, Boole_v12r10 et Brunel_v30r17).

Acceptance dans LHCb du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$

L'acceptance totale de LHCb au canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ (acc_{tot}) peut se décomposer en trois termes :

- acceptance géométrique (ϵ_{acc})
- acceptance du déclenchement de niveau 0 (ϵ_{L0})
- acceptance par le déclenchement de niveau supérieur (ϵ_{HLT}).

Le HLT étant lui-même divisé en deux acceptances, celle du HLT1 et du HLT2.

Comme on l'a vu dans la partie description du détecteur 2, le détecteur LHCb présente une géométrie à un seul bras. Des particules créées au point de collision, seules celles qui sont dans l'angle du détecteur (de 10 à 250 mrad en y et de 15 à 300 mrad en x) passent dans le spectromètre LHCb.

ϵ_{acc} est définie comme le rapport du nombre de mésons B_d^0 dont toutes les particules issues de leur désintégration sont dans l'acceptance du détecteur LHCb au nombre total de mésons B_d^0 créés dans les événements.

$$\epsilon_{acc} = \frac{NB_d^0 \text{ in acc}}{NB_d^0 \text{ créés}}. \quad (7.1.4)$$

Un π^0 est considéré dans l'acceptance quand les deux photons issus de la désintégration atteignent le calorimètre. Seuls 28% des π^0 issus de la désintégration du B_d^0 passent ce critère. De même le J/ψ est dit dans l'acceptance quand les deux muons issus de sa désintégration atteignent les chambres à muons M1, M2 et M3. 31% des J/ψ sont dans l'acceptance géométrique de LHCb.

20% des B_d^0 ont le π^0 et le J/ψ dans l'acceptance. Les distributions en impulsion transverse et en énergie des π^0 , des J/ψ et des B_d^0 générés sont représentées respectivement sur les figures 7.2, 7.3 et 7.4 sans et avec les critères d'acceptance géométrique du détecteur LHCb. On peut voir que pour les trois distributions les particules entrant dans l'acceptance sont de plus haut Pt que celles qui n'y satisfont pas. La même chose est observée pour l'énergie, plus les particules sont énergétiques et plus elles sont produites vers l'avant et entrent dans l'acceptance du détecteur LHCb.

Trigger L0

Comme on l'a vu dans le paragraphe 2, le déclenchement permet une première sélection des événements avant la reconstruction de l'événement. Il effectue un rapide calcul des impulsions transverses des différentes particules de l'événement soit à partir des informations des chambres à muon, soit à partir des informations des calorimètres.

Parmi les événements qui sont dans l'acceptance géométrique 60% des π^0 , 81% des J/ψ et au

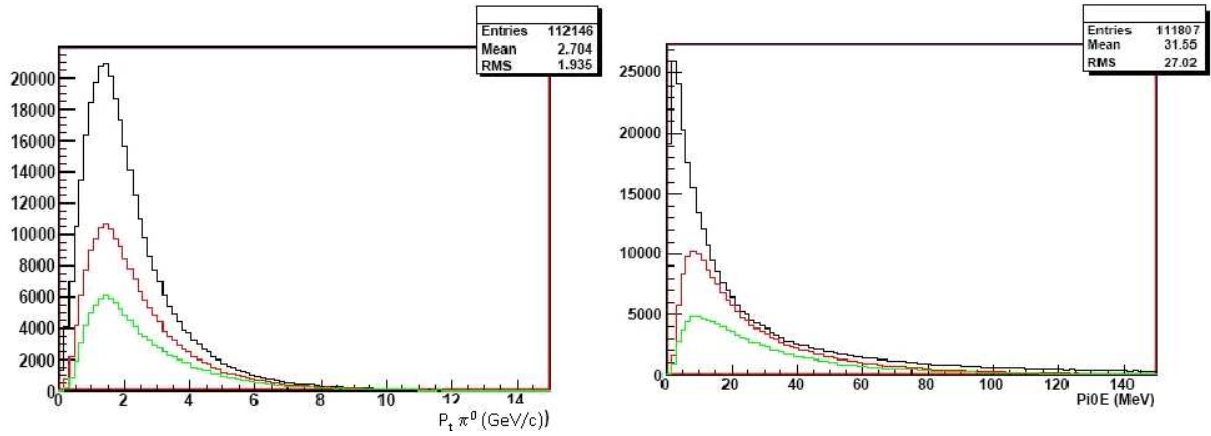


FIG. 7.2 – Gauche : Distribution en P_t des π^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les π^0 sont dans l'acceptance, quand ils passent le L0. Droite : Distribution en E des π^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.

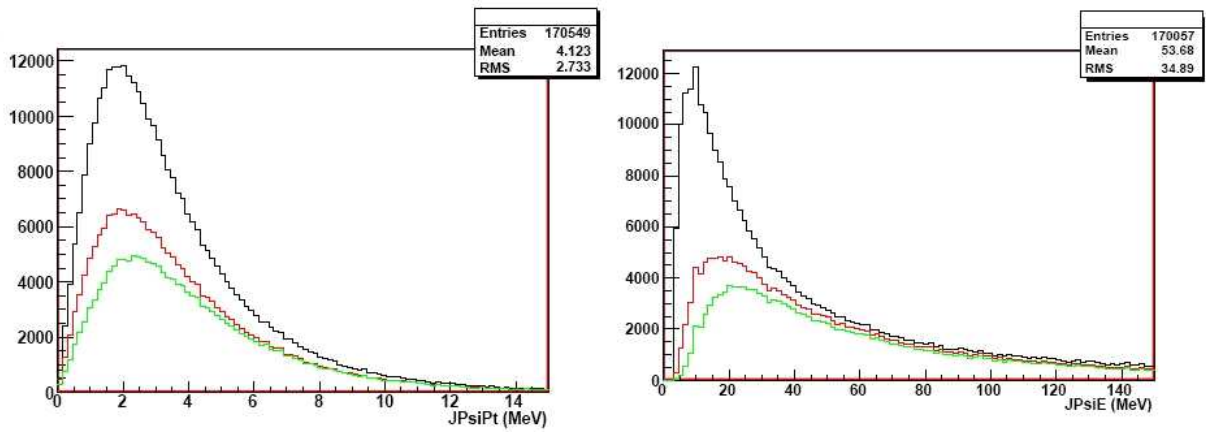


FIG. 7.3 – Gauche : Distribution en P_t des J/ψ produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les J/ψ sont dans l'acceptance et quand ils passent le L0. Droite : Distribution en E des J/ψ produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.

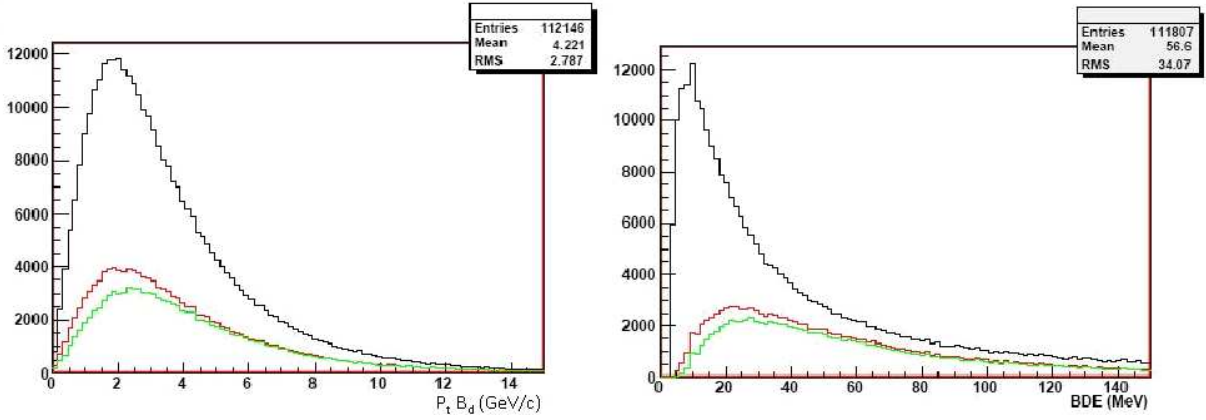


FIG. 7.4 – *Gauche : Distribution en P_t des B_d^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les B_d^0 sont dans l'acceptance et quand ils passent le L0. Droite : Distribution en E des B_d^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.*

total 85% des B_d^0 passent le déclenchement de premier niveau (L0). On voit que le L0 a été conçu pour optimiser la reconstruction de tels événements. En effet, dans 93% des cas c'est le di-muon qui le déclenche ; les 7% restants se partageant entre les muons seuls, les hadrons et les photons. Le π^0, γ ne le déclenchant que très rarement seul.

Comme pour l'acceptance, les distributions en énergie et en P_t des π^0 , des J/ψ et des B_d^0 passant le L0 sont représentées sur les figures 7.2, 7.3 et 7.4. Comme pour l'acceptance géométrique, les valeurs moyennes des distributions augmentent pour les particules passant le L0, ceci est dû aux critères de sélection du L0 sur les impulsions transverses.

En tenant compte de l'acceptance et de l'efficacité du déclenchement, seuls 17% des B_d^0 produits seront susceptibles d'être reconstruits. La table 7.4 résume l'acceptance et la sélection du déclenchement L0 pour les π^0 , les J/ψ et les B_d^0 reconstruits.

	π^0	J/ψ	B_d^0
ϵ_{acc}	28%(185.513)	31%(210.085)	20%(131.326)
ϵ_{L0}	60%(139.518)	81%(170.057)	85%(111.807)
$\epsilon_{totI}(B_d^0) = \epsilon_{acc} \cdot \epsilon_{L0}$	17%	25%	17%

TAB. 7.4 – *Table résumant les différentes acceptances, acceptance du détecteur et des deux déclenchements. Seuls 17% des B_d^0 initiaux sont susceptibles d'être reconstruits après le L0. Les nombres entre parenthèses sont les nombres d'événements à passer l'acceptance et le L0.*

Parmi ces B_d susceptibles d'être reconstruits seule une partie le sera, le détecteur LHCb n'étant pas parfait, d'autres éléments entrent en jeu comme la conversion des photons qui empêche la reconstruction de certains π^0 .

7.1.3 Reconstruction du B_d avec un échantillon pur de $B_d \rightarrow J/\psi\pi^0$

Pour reconstruire le méson B_d^0 , on reconstruit chacun des muons, qui sont appariés pour former le candidat J/ψ . Pour les candidats π^0 , on combine deux à deux les photons reconstruits. Les candidats J/ψ et π^0 sont alors combinés deux à deux pour former les candidats B_d^0 .

Pour étudier la possibilité de reconstruire le méson B_d et le fond combinatoire associé, un échantillon de $B_d \rightarrow J/\psi\pi^0$ a été produit. Car même dans ce cas simple comme on va le voir, cette reconstruction n'est pas triviale dû au grand nombre de π^0 présents dans chaque événement.

Reconstruction des J/ψ

La masse du J/ψ est grande ($m_{J/\psi} = (3096.916 \pm 0.011)MeV/c^2$), les muons de désintégration vont être produits à grand Pt. Le détecteur LHCb a été optimisé pour avoir une bonne efficacité de reconstruction des muons produits par les J/ψ . En outre les J/ψ viennent majoritairement de mésons B et sont donc produits eux-aussi à grand Pt facilitant leur reconstruction.

La reconstruction des J/ψ se fait en combinant deux à deux les muons chargés de charge opposée.

La combinatoire, sans sélection sur le L0, donne le spectre en masse montré sur la figure 7.5. On voit que la quasi-totalité ($(96 \pm 0.1)\%$) des J/ψ reconstruits viennent de vrais J/ψ et issus du méson B_d^0 , le reste des J/ψ vient de mauvaise combinatoire. On obtient une efficacité de reconstruction ($\epsilon_{rec}^{J/\psi}$) des J/ψ produits dans l'acceptance du détecteur LHCb de $(63 \pm 0.1)\%$. Ces chiffres sont résumés dans la table 7.5.

En appliquant la sélection du L0, comme montré sur la figure 7.5, la pureté du signal est toujours de $(96 \pm 0.1)\%$ avec une efficacité de reconstruction de $(90 \pm 0.1)\%$. L'efficacité de reconstruction augmente avec l'application du L0 car celui-ci élimine les J/ψ difficiles à reconstruire qui ne passent pas la coupure en Pt.

La distribution de masse des J/ψ est ajustée par la fonction "Crystal Ball" [80] définie par

$$f(x) = C + Ne^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} \text{ pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > \alpha \text{ et}$$

$$f(x) = C + NA \times (B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n} \text{ pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq \alpha \quad (7.1.5)$$

avec $A = (\frac{n}{|\alpha|})^n e^{\frac{-|\alpha|^2}{2}}$, $B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$, C est une constante. La largeur de la gaussienne est de $12.2MeV/c^2$. Cette gaussienne est centrée sur la masse du J/ψ : $3.096GeV/c^2$. La "faible" efficacité de reconstruction vient du fait que dans la reconstruction des muons une coupure à $10GeV/c$ est appliquée sur l'impulsion des traces. En ne prenant en compte au niveau Monte-Carlo que les muons dans l'acceptance, passant le L0 et dont l'impulsion est supérieure à $10GeV/c$, on obtient une efficacité de reconstruction de 93%.

Reconstruction des π^0

La reconstruction des π^0 se fait en combinant les photons reconstruits deux à deux. Dans l'étude présente ne sont considérés que les π^0 dont les deux photons ne sont pas mélangés dans

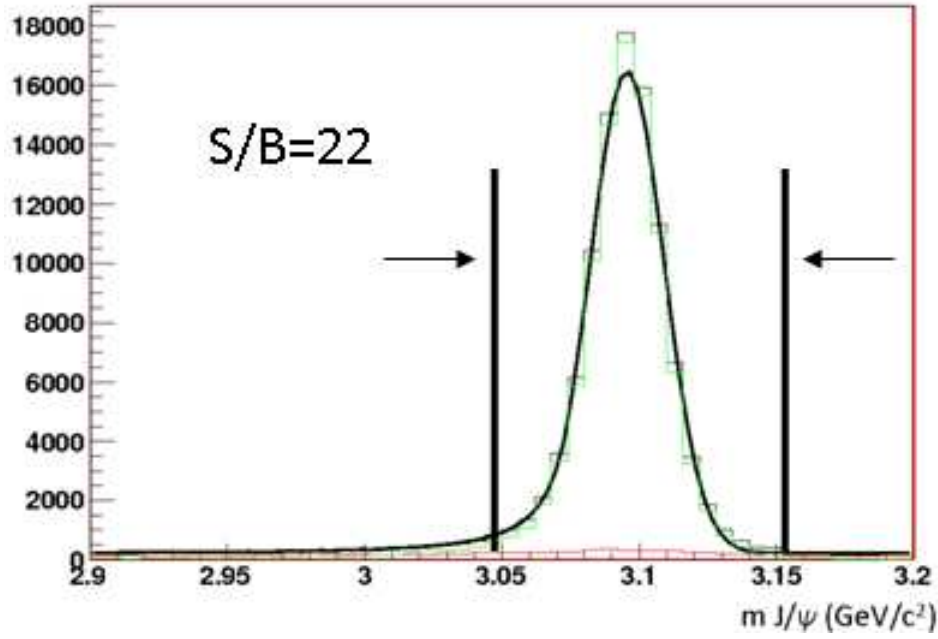


FIG. 7.5 – Spectre en masse des J/ψ reconstruits avec en noir le signal, en vert les J/ψ associés à des vrais J/ψ venant d'un B_d . A gauche même distribution sans application du L0 et à droite avec l'application du L0.

	Pureté	ϵ_{rec}	S	B
Sans L0				
	$(96 \pm 0.1)\%$	$(63 \pm 0.1)\%$	100.936	4.651
L0				
	$(96 \pm 0.1)\%$	$(90 \pm 0.1)\%$	93.949	4.363

TAB. 7.5 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction des J/ψ et d'acceptance du L0. 63% des J/ψ dans l'acceptance sont reconstruits, de ces J/ψ reconstruits 90% passent le L0.

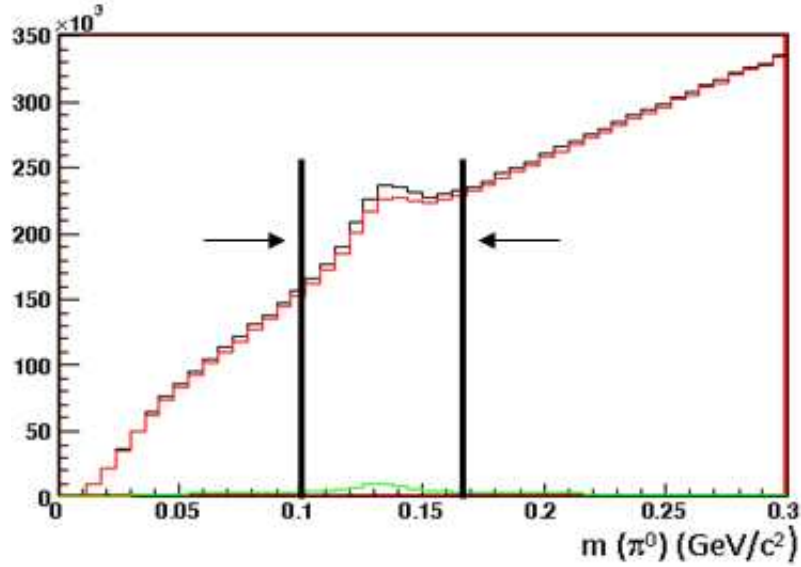


FIG. 7.6 – Spectre en masse des π^0 reconstruits avec en noir le signal, en vert les π^0 associés à des vrais π^0 venant d'un B_d . On voit que le signal est noyé sous du bruit de fond, des coupures vont être faites pour le réduire.

	Pureté	ϵ_{rec}	S	B
Sans L0				
	$(3 \pm 0.1)\%$	$(50 \pm 0.1)\%$	26.416	991.450
L0				
	$(3 \pm 0.1)\%$	$(54 \pm 0.1)\%$	24.486	935.236

TAB. 7.6 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction des π^0 et d'acceptance du L0. 20% des π^0 dans l'acceptance sont reconstruits.

un seul amas.

La même étude a été menée qu'avec les π^0 dont les deux photons sont séparés pour chiffrer l'efficacité du déclenchement L0. Le spectre de masse est représenté sur la figure 7.6, l'échelle des ordonnées est logarithmique car le bruit de fond est très grand. Les différentes efficacités et puretés du signal sont représentées dans le tableau 7.6.

Dans ce canal l'efficacité de reconstruction des π^0 dont les deux photons sont séparés est de 50% sans le L0 et de 54% pour ceux qui passent le L0. Cette mauvaise efficacité de reconstruction vient de plusieurs paramètres déjà évoqués dans le chapitre sur la reconstruction des π^0 et la calibration. Un tiers des photons se convertissent avant l'aimant et ne sont donc pas reconstruits dans cette analyse, d'autre part les π^0 de haute énergie ne sont pas non plus dans le lot sélectionné car les deux photons sont mélangés dans un même cluster. Ici aussi le L0 élimine les π^0 difficilement reconstituables car à bas Pt, mais de ceux reconstruits il n'en rejette que 7%. Les résultats sur la reconstruction des photons convertis et non-convertis sont résumés dans le tableau 7.7. On obtient une efficacité de reconstruction des π^0 de 35%.

Le problème dans la reconstruction des π^0 est le bruit de fond combinatoire, il faut affiner la

Type de π^0	Proportion (%)	ϵ_{rec}	ϵ_{rec} Totale
$\pi^0(\gamma\gamma)$ résolus	23	50	11.5
$\pi^0(\gamma\gamma)$ mergés	35	70	25.0
$\pi^0(\gamma\gamma)$ converti(s)	42	0	

TAB. 7.7 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction des π^0 . L'efficacité totale de reconstruction est de 35%.

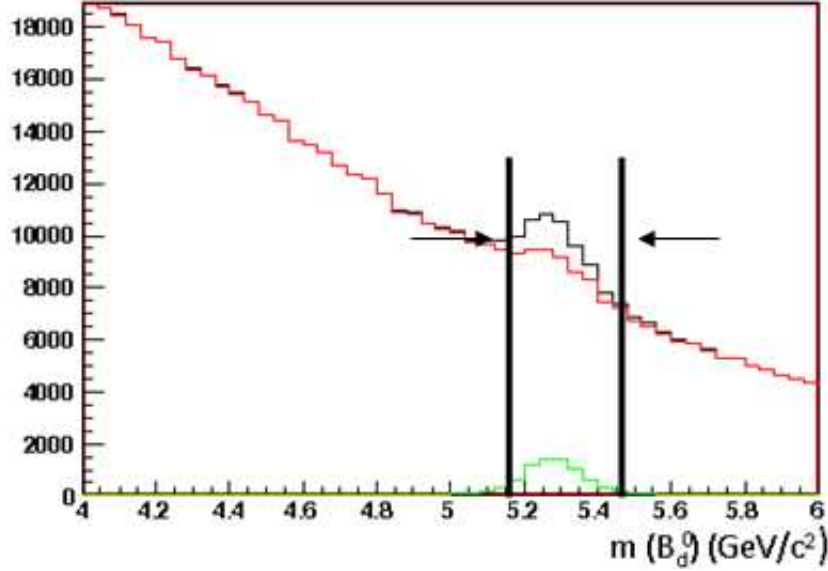


FIG. 7.7 – Spectre en masse des B_d^0 reconstruits avec en rouge les B_d^0 associés à des vrais B_d .

sélection des π^0 pour être capable de reconstruire les B_d^0 .

Reconstruction des B_d^0

En effectuant la combinaison des spectres des J/ψ et des π^0 sans effectuer aucune coupure on obtient la distribution en masse de la figure 7.7 avec application du L0. L'échelle est ici aussi logarithmique à cause du trop fort bruit de fond.

Au final on a reconstruit 16% des B_d dans l'acceptance du détecteur, et 17% de ceux qui passent le L0. Le signal n'est pas visible sur les distributions en masse des B_d^0 car le bruit de fond est trop grand, on obtient un rapport signal sur bruit de 0.06. La principale contribution est celle de la combinatoire des π^0 et des vrais π^0 reconstruits mais pas associés à un B_d^0 .

Au final les différentes acceptances et efficacités (acceptance, L0 et reconstruction) sont résumées dans le tableau 7.9. La première étape afin d'augmenter le rapport signal/bruit va être de trouver des coupures sur les variables des photons pour purifier les π^0 reconstruits et sur les variables du π^0 lui-même. La reconstruction du J/ψ étant très bien contrôlée, des coupures éventuelles seront analysées quand on étudiera le fond $J/\psi X$ et $b\bar{b}$.

	Pureté	ϵ_{rec}	S	B
Sans L0				
	$(5.7 \pm 0.1)\%$	$(16 \pm 0.2)\%$	21.352	376.196
L0				
	$(5.5 \pm 0.1)\%$	$(17 \pm 0.2)\%$	19.856	362.882

TAB. 7.8 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction des B_d^0 et d'acceptance du L0. 16% des B_d^0 dans l'acceptance sont reconstruits dont 93% passent le L0.

	π^0	J/ψ	B_d^0
ϵ_{acc}	28%	31%	20%
ϵ_{L0}	60%	81%	85%
ϵ_{Rec}	22%	63%	17%
$\epsilon_{totI}(B_d^0) = \epsilon_{acc} \cdot \epsilon_{L0}$	17%	$\epsilon_{tot}(B_d^0) = \epsilon_{acc} \cdot \epsilon_{L0} \cdot \epsilon_{Rec}$	2.9%

TAB. 7.9 – Table résumant les différentes efficacités d'acceptance, du trigger de niveau 0 et de reconstruction. Seuls 2.9% des B_d^0 initiaux sont reconstruits et passent le L0.

Ajustement des coupures pour la reconstruction des π^0

Les coupures pour reconstruire les π^0 associés à de vrais π^0 Monte-Carlo sont les mêmes que celles décrites dans le chapitre sur la reconstruction des π^0 et celui sur la calibration. Le choix des valeurs des coupures a été fait afin de maximiser le rapport S/B tout en conservant le maximum de signal, c'est à dire avoir la meilleure efficacité de reconstruction des B_d^0 .

La première coupure étudiée est celle sur l'impulsion transverse des photons (Pt_γ). Les photons les mieux reconstruits sont ceux qui ont des impulsions transverses élevées. Une étude sur chacun des deux photons associés, ordonnés par énergie décroissante, est faite. Des coupures asymétriques sur l'impulsion transverse de chacun des deux photons vont être appliquées. On peut voir sur la figure 8.9 en haut à gauche les distributions des impulsions transverses pour tous les photons reconstruits (ligne noire), les photons venant de π^0 issus de la désintégration d'un méson B_d .

Ne garder que les photons γ_1 dont l'impulsion transverse est supérieure à 1GeV/c, permet de rejeter 95% (figure 8.9) des autres photons tout en gardant 78% des photons venant de π^0 . La distribution en impulsion transverse des deuxièmes photons (γ_2) est représentée sur la figure 8.10. Avec une coupure $Pt_{\gamma_2} > 0.6 \text{ GeV/c}$, on obtient alors une réjection de 95% des faux π^0 pour une efficacité de 40%.

La deuxième coupure étudiée ici est la distance entre les deux photons ($Dist_{\gamma_1 \gamma_2}$). Les photons issus de la désintégration d'un π^0 , venant d'un méson B_d ont une énergie de plusieurs GeV l'angle entre les deux photons est contraint par :

$$m_{\pi^0}^2 = 2E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} (1 - \cos(\theta_{12})). \quad (7.1.6)$$

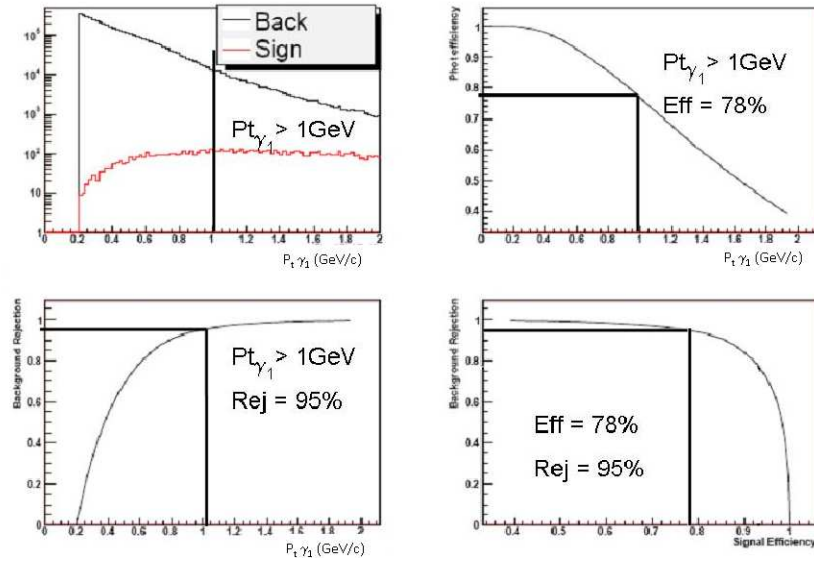


FIG. 7.8 – *Haut, Gauche* : spectre en Pt (GeV/c) des photons reconstruits les plus énergétiques de chaque association, en noir pour tous les photons, en rouge ceux venant d'un π^0 issu d'un méson B_d . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma_1} > 1\text{GeV}/c \Rightarrow \text{Eff} = 78\%$). *Bas, Gauche* : réjection des photons ne venant pas d'un π^0 en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma_1} > 1\text{GeV}/c \Rightarrow \text{Rej} = 95\%$). *En bas à droite* est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

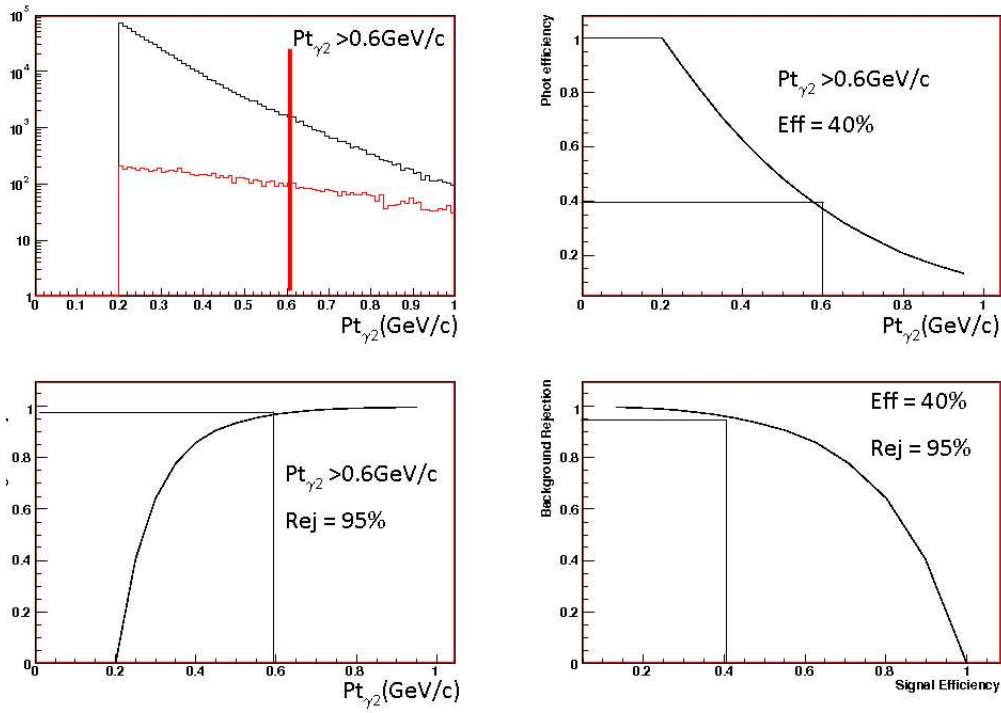


FIG. 7.9 – *Haut, Gauche : spectre en Pt (GeV/c) des deuxièmes photons reconstruits, en noir pour tous les photons, en rouge ceux venant d'un π^0 issu d'un méson B_d . Haut, Droite : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma_2} > 0.6 \text{ GeV/c} \Rightarrow \text{Eff} = 40\%$). Bas, Gauche : réjection photons ne venant pas d'un π^0 en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma} > 0.6 \text{ GeV/c} \Rightarrow \text{Rej} = 95\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.*

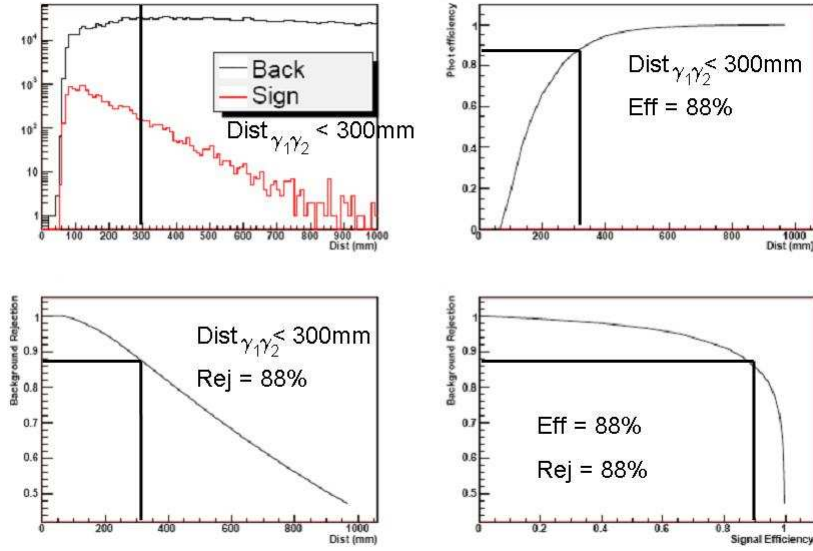


FIG. 7.10 – *Haut, Gauche* : spectre en distance (mm) entre les photons de la combinatoire, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant d'un π^0 issu d'un méson B_d . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en distance entre les photons ($\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2} < 300\text{mm} \Rightarrow \text{Eff} = 88\%$). *Bas, Gauche* : réjection des combinaisons ne venant pas de π^0 en fonction de la coupure en distance entre les photons ($\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2} < 300\text{mm} \Rightarrow \text{Rej} = 88\%$). *En bas à droite* est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

où θ_{12} est l'angle entre les directions des deux photons produits, au regard de la distribution en énergie des π^0 produits sur la figure 7.2, cette distance dans le plan des calorimètres ne devrait pas dépasser 1000mm.

Le même travail a été réalisé pour cette coupure que pour la coupure sur l'impulsion transverse des photons. Les résultats sont représentés sur la figure 8.11, avec la même disposition que sur la figure 8.9. En imposant que la distance entre les deux photons soit inférieure à 300mm, on rejette 88% du bruit de fond tout en gardant 88% du signal.

La dernière variable utilisée dans la sélection est l'impulsion transverse du π^0 reconstruit. Les π^0 issus de la désintégration des B_d^0 sont produits avec une grande impulsion transverse. L'efficacité et la réjection de cette coupure ont été étudiées de la même manière que pour les deux coupures précédentes ; les spectres associés sont représentés sur la figure 7.11.

Pour une impulsion transverse du π^0 reconstruit supérieure à 1.5GeV/c, on obtient une efficacité de 80% pour une réjection de 95%.

Les choix sur ces coupures ont été faits après plusieurs essais afin de maximiser le rapport S/B tout en gardant le maximum d'événements. Finalement après l'application des ces trois coupures, on obtient la distribution en masse des π^0 de la figure 7.12. Grâce aux coupures

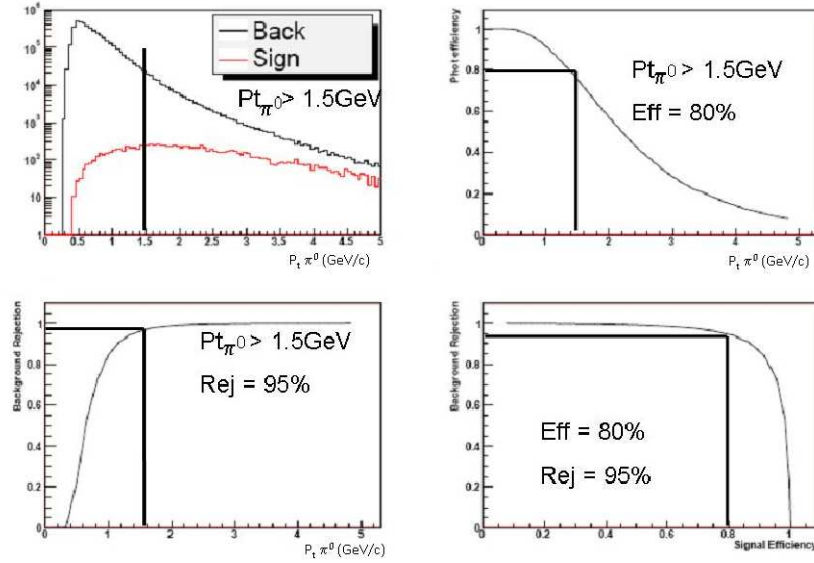


FIG. 7.11 – *Haut, Gauche* : spectre en impulsion transverse (GeV/c) des π^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant d'un π^0 issu d'un méson B_d . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en impulsion transverse des π^0 ($Pt_{\pi^0} > 1.5 \text{ GeV}/c \Rightarrow \text{Eff} = 80\%$). *Bas, Gauche* : réjection de combinaisons n'étant des π^0 en fonction de la coupure en Pt_{π^0} ($Pt_{\pi^0} > 1.5 \text{ GeV}/c \Rightarrow \text{Rej} = 95\%$). *En bas à droite* est représentée la réjection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

décrites précédemment, le spectre de π^0 a été purifié de la plupart des mauvaises associations. Il ne se compose pratiquement que de vrais π^0 mais seule une fraction de ceux-ci proviennent de mésons B_d^0 . On obtient une efficacité de sélection des π^0 venant du B_d de 34% mais un rapport S/B=0.4.

L'effet des coupures sur les π^0 est résumé dans la table 7.10.

Reconstruction du B_d^0 (II)

A partir de cet échantillon de π^0 , on reconstruit les mésons B_d^0 en les combinant aux J/ψ reconstruits; ceci est représenté sur la figure 7.13. En appliquant les coupures sur les masses des J/ψ et des π^0 à 3.5σ ($3.05 < m_{J/\psi} < 3.15 \text{ GeV}/c^2$ et $0.1 < m_{\pi^0} < 0.17 \text{ GeV}/c^2$) et les coupures décrites précédemment on obtient une efficacité des coupures sur les variables du π^0 de 27% pour un rapport S/B=1.5 pour la reconstruction du B_d^0 . Le pic du signal est ajusté par une gaussienne centrée sur $5.26 \text{ GeV}/c^2$. L'effet des coupures des π^0 est résumé dans la table 7.10.

Le rapport S/B dans la zone en masse 5.18-5.41 GeV est maintenant de 2.7 pour une efficacité globale de sélection des B_d^0 dans le canal $J/\psi\pi^0$ est de 27%, la majeure partie du fond a été éliminée en gardant 1/3 du signal.

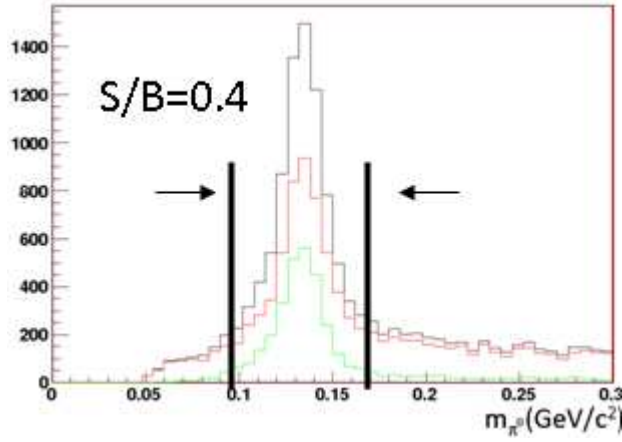


FIG. 7.12 – Spectre en masse des π^0 reconstruits avec en noir tous les π^0 reconstruits, en vert les π^0 associés à des π^0 venant d'un B_d et en rouge pour le fond combinatoire. Des vrais π^0 font partis du fond. L'efficacité des coupures des π^0 est de 34% pour un rapport $S/B=0.4$. On voit que le pic est exclusivement composé de π^0 mais seul une partie vient de la désintégration d'un méson B_d^0 .

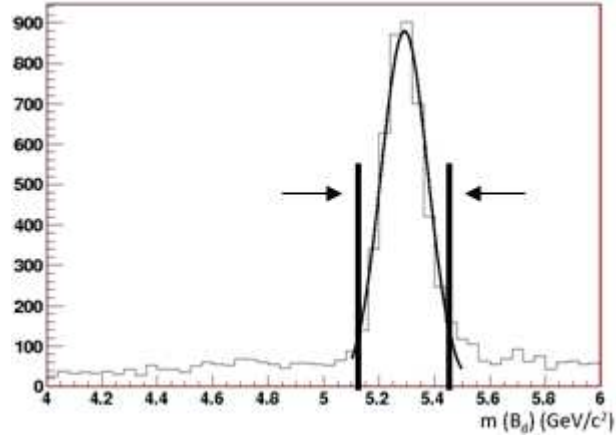


FIG. 7.13 – Spectre en masse des B_d reconstruits avec en noir le signal, en rouge les B_d associés à des B_d après l'application des coupures en masse pour les π^0 et les J/ψ .

Coupure	$\epsilon_{rec}^{\pi^0}$	Rejection
$Pt_{\gamma_1} > 1\text{GeV}/c$	78%	95%
$Pt_{\gamma_2} > 0.6\text{GeV}/c$	40%	95%
$Dist_{\gamma_1\gamma_2} < 300\text{mm}$	88%	88%
$Pt_{\pi^0} > 1.5\text{GeV}/c$	80%	95%
Particule reconstruite	Efficacité	S/B
π^0	34%	0.4

TAB. 7.10 – *Résumé des effets relatifs des coupures sur les π^0 . Les efficacités totales de ces coupures sont exprimées pour la reconstruction des π^0 des B_d^0*

Après un an de prises de données par LHCb, ce sont environ 18000 événements complètement reconstruits dans ce canal qui pourront être utilisés pour les mesures d'asymétrie.

Ces événements sélectionnés vont être utilisés pour mesurer l'asymétrie dans ce canal, en complétant l'étude précédente par la mesure des vertex primaire et secondaire, la signature de la saveur du B et la mesure du temps propre du méson B_d^0 .

7.1.4 Ajustement des coupures pour la détermination des paramètres des B_d^0

Les coupures sont des coupures topologiques conduisant à purifier le lots de candidats B_d^0 , elles dépendent de la qualité de reconstruction des vertex.

Reconstruction des vertex primaires

La reconstruction des vertex se fait suivant une procédure itérative :

- Une position (selon z) de vertex est choisie sur l'axe des faisceaux en fonction de l'occupation des traces suivant z.
 - Les traces reconstruites dans le VELO sont ajustées au vertex sélectionné, celles dont le χ^2 est trop élevé (>225 pour la première itération et 9 pour les suivantes) sont éliminées. Cette étape est reproduite jusqu'à ce que plus aucune trace ne s'élimine.
 - Si 6 traces ou plus sont associées, le vertex est sélectionné .
 - Si aucun vertex n'est reconstruit, le premier choisi est sélectionné.
- Après chaque itération la procédure est reconduite sur les traces non associées pour déterminer un autre vertex.

L'efficacité de reconstruction des vertex primaires est montrée dans le tableau 7.11 en fonction du nombre de collisions dans un même croisement pour des événements $b\bar{b}$. Pour une collision par croisement, le vertex primaire est reconstruit dans 99% des cas.

Les résolutions longitudinale (en z) et transverse (x et y) sont représentées sur la figure 7.14, pour des événements $b\bar{b}$. La résolution est respectivement de $44\mu\text{m}$ et $7.8\mu\text{m}$.

# of collisions	1	2	3	4
Efficacité (%)	99	96	90	81

TAB. 7.11 – Tableau de l’efficacité de reconstruction des vertex primaires en fonction du nombre de collisions par croisement par des faisceaux.

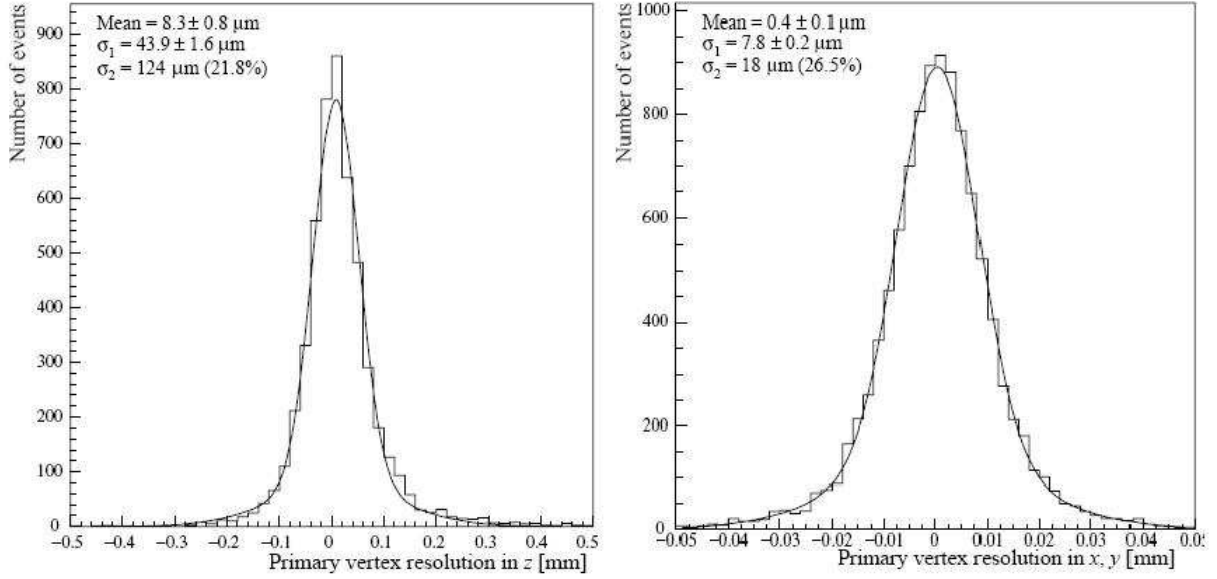


FIG. 7.14 – Résolution longitudinale (gauche) et transverse (droite) de reconstruction des vertex. Elles sont respectivement de $44\mu\text{m}$ en z et de $7.8\mu\text{m}$ en x et y .

Sélection des B_d^0 par leur paramètre d’impact

On utilise le paramètre d’impact. Il est défini sur la figure 7.15.

Dans les distributions du paramètre d’impact du signal et du fond sur la figure 7.16, le signal se situe aux petites valeurs du paramètre d’impact. Cela signifie que le B_d^0 provient du vertex initial. La réjection et l’efficacité des coupures sur cette variable sont représentées sur la figure 7.16. Pour une coupure $IP_{B_d^0} < 0.1\text{mm}$ on rejette 98% du fond tout en gardant 45% du signal.

Utilisation de l’erreur relative sur le paramètre d’impact

La deuxième sélection utilise le paramètre d’impact mais le couple à son erreur ($IP_{B_d^0}/IPE_{B_d^0}$) qui est calculée à partir de la matrice d’erreur associée à chaque trace. Sa distribution est représentée sur la figure 7.17.

En appliquant une coupure $IP_{B_d^0}/IPE_{B_d^0} < 3$ on rejette 99% du fond tout en gardant 37% du signal.

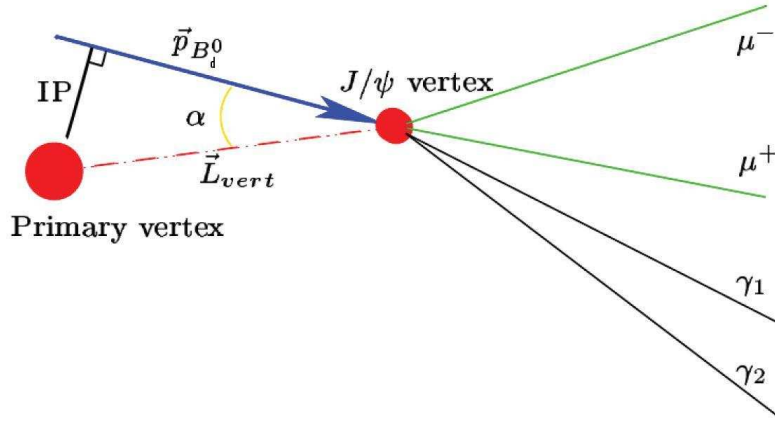


FIG. 7.15 – Définition du paramètre d'impact. Il est défini par rapport aux vertex primaire, secondaire et la direction du méson B reconstruit.

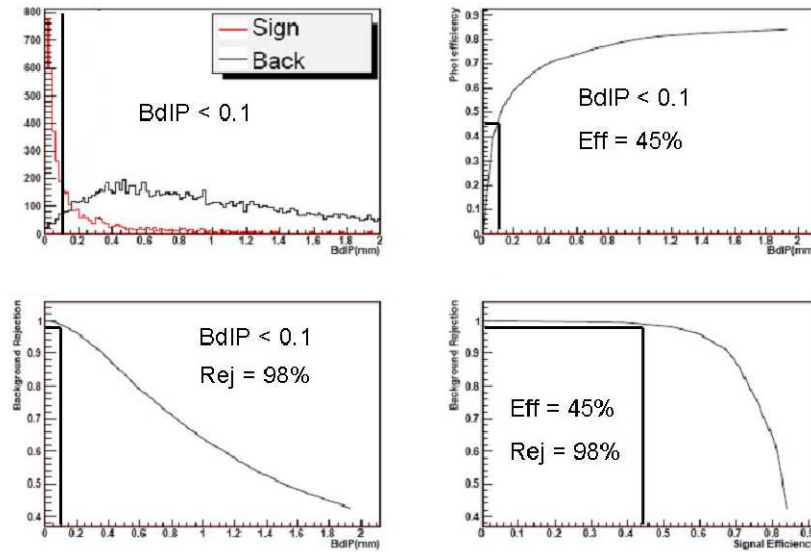


FIG. 7.16 – Haut, Gauche : spectre du paramètre d'impact (mm) des B_d^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant du méson B_d . Haut, Droite : efficacité de reconstruction des B_d^0 en fonction de la coupure en paramètre d'impact des B_d^0 ($IP_{B_d^0} < 0.1\text{mm} \Rightarrow \text{Eff} = 45\%$). Bas, Gauche : réjection des combinaisons non issues de B_d^0 en fonction de la coupure en $IP_{B_d^0}$ ($IP_{B_d^0} < 0.1\text{mm} \Rightarrow \text{Rej} = 98\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

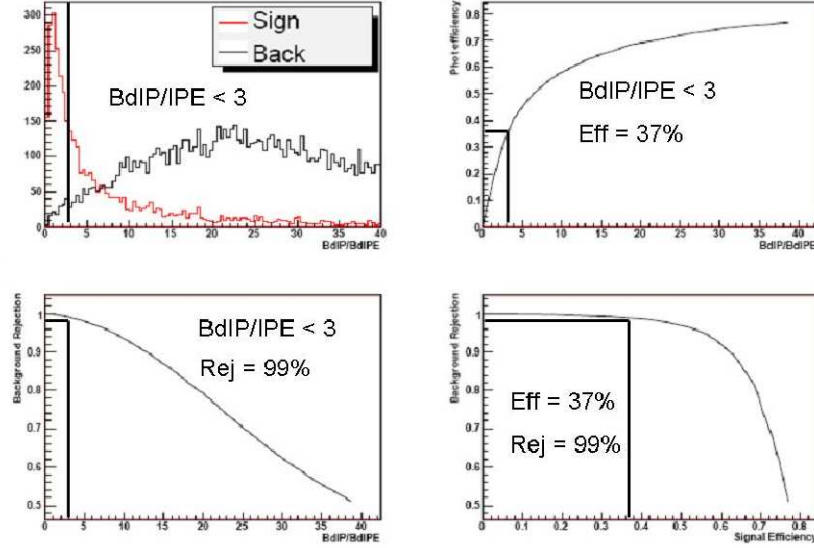


FIG. 7.17 – *Haut, Gauche* : spectre des rapports IP/IPE des B_d^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant des mésons B_d . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des B_d^0 en fonction de la coupure en IP/IPE des B_d^0 ($\frac{IP_{B_d^0}}{IPE_{B_d^0}} < 3 \Rightarrow \text{Eff} = 37\%$).

Bas, Gauche : réjection des combinaisons non issues de B_d^0 en fonction de la coupure en $\frac{IP_{B_d^0}}{IPE_{B_d^0}}$ ($\frac{IP_{B_d^0}}{IPE_{B_d^0}} < 3 \Rightarrow \text{Rej} = 99\%$). *En bas à droite* est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

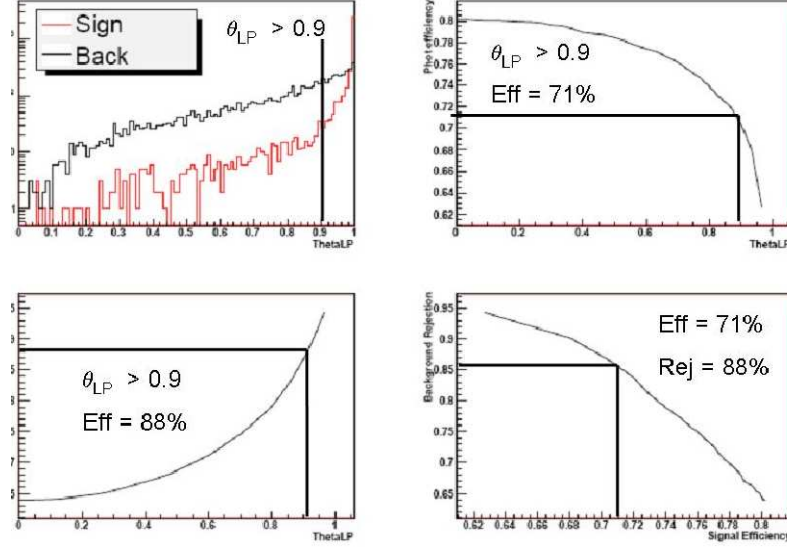


FIG. 7.18 – *Haut, Gauche* : spectres des θ_{LP} des B_d^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant d'un méson B_d . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des B_d^0 en fonction de la coupure en θ_{LP} des B_d^0 ($\theta_{LP}(B_d^0) > 0.9 \Rightarrow \text{Eff} = 71\%$). *Bas, Gauche* : réjection de combinaisons non issues de B_d^0 en fonction de la coupure en $\theta_{LP}(B_d^0)$ ($\theta_{LP}(B_d^0) > 0.9 \Rightarrow \text{Rej} = 88\%$). *En bas à droite* est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

Θ_{LP}

La troisième coupure est toujours de type topologique. Elle porte sur l'angle entre la direction des deux vertex (primaire et secondaire) et celle du méson B_d^0 reconstruit. On définit la variable :

$$\cos(\alpha) = \theta_{LP} = \frac{\overrightarrow{L_{vertex}} \cdot \overrightarrow{P_{B_d^0}}}{|\overrightarrow{L_{vertex}}| |\overrightarrow{P_{B_d^0}}|}, \quad (7.1.7)$$

avec α l'angle représenté sur la figure 7.15. Ses distributions pour le signal et le fond sont représentées sur la figure 7.18. Pour le signal la distribution de θ_{LP} pique à 1, ce qui signifie que les deux vertex et le méson B_d^0 reconstruit sont colinéaires.

On obtient, pour une coupure $\theta_{LP} > 0.9$, une efficacité de 71% et une réjection de 88%.

Les coupures sur le méson B_d^0 sont résumées dans le tableau 7.12.

Effets des coupures sur la masse du B_d^0

En appliquant les coupures trouvées précédemment pour les π^0 et en appliquant celles sur le méson B_d^0 , on obtient la distribution en masse représentée sur la figure 7.19.

Dans un intervalle en masse de $\pm 150 \text{ MeV}/c^2$ autour de sa masse, LHCb est susceptible de reconstruire 2070 B_d^0 par an. Ceci correspond à une efficacité de sélection des B_d^0 de 20% pour une réjection de 99.8% du fond topologique. Ces coupures sévères sont justifiées par l'étude à

Coupure	Efficacité	Rejection
$IP_{B_d^0} < 0.1\text{mm}$	45%	98%
$\frac{IP_{B_d^0}}{IPE_{B_d^0}} < 3$	37%	99%
$\theta_{LP} > 0.9$	71%	88%
Total	20%	99.8%

TAB. 7.12 – Résumé des effets des coupures sur le B_d^0 .

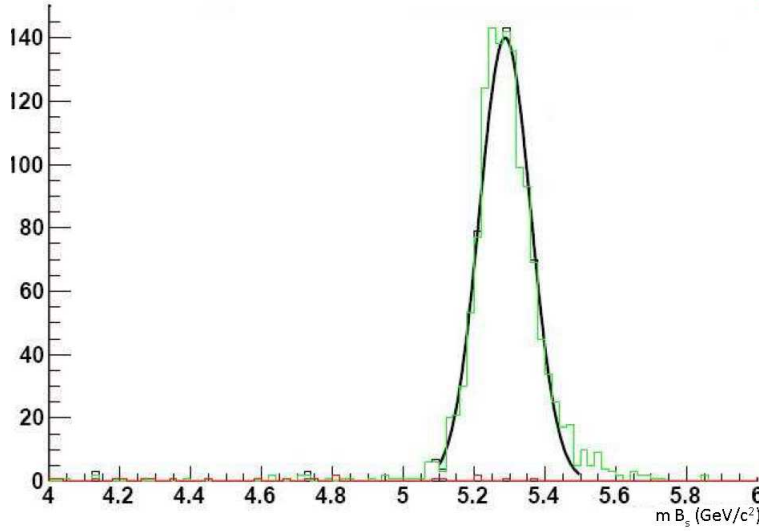


FIG. 7.19 – Spectres en masse des B_d reconstruits avec en noir le signal, en vert pour les B_d , après l'application des coupures en masse pour les π^0 et les J/ψ et sur Pt_{γ_1} , Pt_{γ_2} , $Dist_{\gamma_1\gamma_2}$, Pt_{π^0} , $IP_{B_d^0} < 0.1\text{mm}$, $\frac{IP_{B_d^0}}{IPE_{B_d^0}} < 3$ et $\theta_{LP}(B_d^0) > 0.9$. $S=766$ $B=2$, on obtient une efficacité de coupures sur B_d^0 de 20% et une rejection de 99.8% du fond.

mener sur l'asymétrie des désintégrations.

Tous les résultats d'acceptance géométrique, du déclenchement, et les efficacités de reconstruction et sélection sont résumés dans le tableau 7.13. L'efficacité totale représente le rapport du nombre de B_d^0 reconstruits par rapport au nombre de B_d^0 simulés.

On s'attend à avoir dans LHCb avec une luminosité nominale de $2.10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ sur une année (qui correspond à 10^7s) 9.3×10^5 événements comme calculé précédemment dans l'équation 7.1.3. Or nous avons simulé 3.43×10^5 événements (ce qui représente 0.74fb^{-1}) pour en reconstruire 766 finalement après acceptance du détecteur, du Trigger L0 et application de coupures sur les π^0 et les mésons B_d^0 . A ceux-ci il faudrait rajouter les π^0 mélangés susceptibles d'être reconstruits, on a vu que 61% des π^0 issus du B_d^0 sont mélangés et que l'efficacité de reconstruction des ces π^0 mélangés est de 70%. Le nombre total d'événements que l'on pourrait reconstruire est de 4352 ± 596 B_d^0 en un an de prise de données. Les études décrites ici ne le sont que sur les désintégrations où les deux photons issus d'un π^0 sont résolus.

		π^0	J/ψ	B_d^0
Sans sélection				
	ϵ_{acc}	28%	31%	20%
	ϵ_{L0}	60%	81%	85%
	ϵ_{rec}	22%	63%	17%
Sélections des π^0				
	Efficacité	34%		34%
	S/B	0.4		1.5
Avec B_d^0 sélection				
	Efficacité partielle	20%	Efficacité totale	0.2%
	S/B			383

TAB. 7.13 – Résumé des effets des sélections sur la reconstruction des $J\psi$, π^0 et B_d^0 .

Les sélections décrites vont être appliquées aux événements de fond et les fonds résiduels estimés.

7.2 Etude du bruit de fond

La reconstruction des B_d^0 s'est faite exactement de la même manière que pour l'étude de la combinatoire avec l'application des coupures étudiées précédemment :

- $3. < m_{J/\psi} < 3.2 \text{ GeV}/c^2$,
- $0.1 < m_{\pi^0} < 0.17 \text{ GeV}/c^2$,
- $Pt_{\gamma_1} > 1 \text{ GeV}/c$,
- $Pt_{\gamma_2} > 0.6 \text{ GeV}/c$,
- $Dist_{\gamma_1\gamma_2} < 300 \text{ mm}$,
- $Pt_{\pi^0} > 1.5 \text{ GeV}/c$,
- $IP_{B_d^0} < 0.1 \text{ mm}$,
- $\frac{IP_{B_d^0}}{LPE_{B_d^0}} < 3$ et
- $\theta_{LP} > 0.9$.

L'intervalle en masse sur le B est aussi de $\pm 150 \text{ MeV}/c^2$.

7.2.1 $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$

Cette étude s'est faite sur l'échantillon de 2.685.196 événements produits par la collaboration avec les mêmes programmes que pour la production du canal seul. Les événements ont été filtrés pour que les deux muons issus du J/ψ soient dans l'acceptance de LHCb. L'application des coupures de sélection précédentes et du trigger L0 à cet échantillon a permis de sélectionner seulement 33 $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ et 19 événements de fond. Ce qui donne un rapport S/B=1.74 $\pm$ 0.7. Les 19 événements de fond ont pu être identifiés et sont tous issus de la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K_s^0(\pi^0\pi^0)$. Le rapport de branchement de ce canal est de :

$$BR(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) = 4.36 \pm 0.33 \times 10^{-4} \quad (7.2.1)$$

donc

$$BR(B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K_s(\pi^0\pi^0)) = 7.9 \pm 0.52 \times 10^{-6}. \quad (7.2.2)$$

7.2.2 $b\bar{b}$ réduits

Les événements $b\bar{b}$ réduits sont des événements $b\bar{b}$ passant la sélection L0. Sur 946.000 événements $b\bar{b}$ réduits, aucun événement ne passe les sélections à l'exception de ceux du canal étudié.

7.2.3 $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$

En utilisant les événements simulés pour l'étude du canal décrit au chapitre suivant $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$ et en appliquant les sélections, sur les 3.4×10^5 événements simulés 7 ont été reconstruits comme des B_d^0 .

7.2.4 J/ψ Inclusif

Pour ce bruit de fond, 1.320.870 événements ont été analysés et aucun d'eux n'a été reconstruit comme $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$.

Les bruits de fond sont résumés dans le tableau 7.14.

En prenant en compte les fractions de luminosité que représentent les échantillons utilisés

Type d'événements	#analysés	$\int Ldt$ (pb^{-1})	#sélectionnés	#sélectionnés/an
$B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$	3.4×10^5	0.74	766	2070
Combinatoire	3.4×10^5	0.74	3	8
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$	3.4×10^5	0.077	7	182
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)X$	2.685.196	0.03	19	1267
$b\bar{b}$	853.000	0.004	0	0
$b\bar{b}$ réduits	946.000	0.04	0	0
$J\psi$ inclusif	1.320.870	0.01	0	0

TAB. 7.14 – *Nombres d'événements analysés et sélectionnés par la procédure décrite plus haut (application des coupures) après le niveau 0 de déclenchement.*

pour simuler le bruit de fond on obtient au bout d'un an environ 2070 $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$ reconstruits pour à peu près 1457 événements de fond ce qui représente un rapport S/B=1.4. Il manque de la statistique dans les canaux inclusifs, l'ensemble de la statistique disponible dans LHCb correspond à entre 1% et 10% de la statistique utilisée pour le signal, une erreur systématique sur les estimations de sensibilité provient de ce manque de statistique.

7.3 Étiquetage de la saveur

La physique des mésons B neutres (dans des états propres de CP), nécessite la détermination (étiquetage) de la saveur du méson beau au moment de sa production (de type B^0 ou

$\overline{B}^0$). Les états finaux étant neutres du point de vue de la charge électrique, l'information ne peut pas directement être extraite des produits de la désintégration puisque ceux-ci ne correspondent pas forcément à des états propres de saveur caractéristique ; l'information est diluée par les oscillations $B^0 - \overline{B}^0$. Il faut un algorithme dédié à l'étiquetage utilisant les propriétés du reste de l'événement, c'est à dire l'hadronisation de l'un ou l'autre quark b (ou $\overline{b}$) pour déterminer la saveur initiale du méson B observé. Le principe d'étiquetage repose sur deux principes (voir figure 7.20).

Etiquetage du meme coté

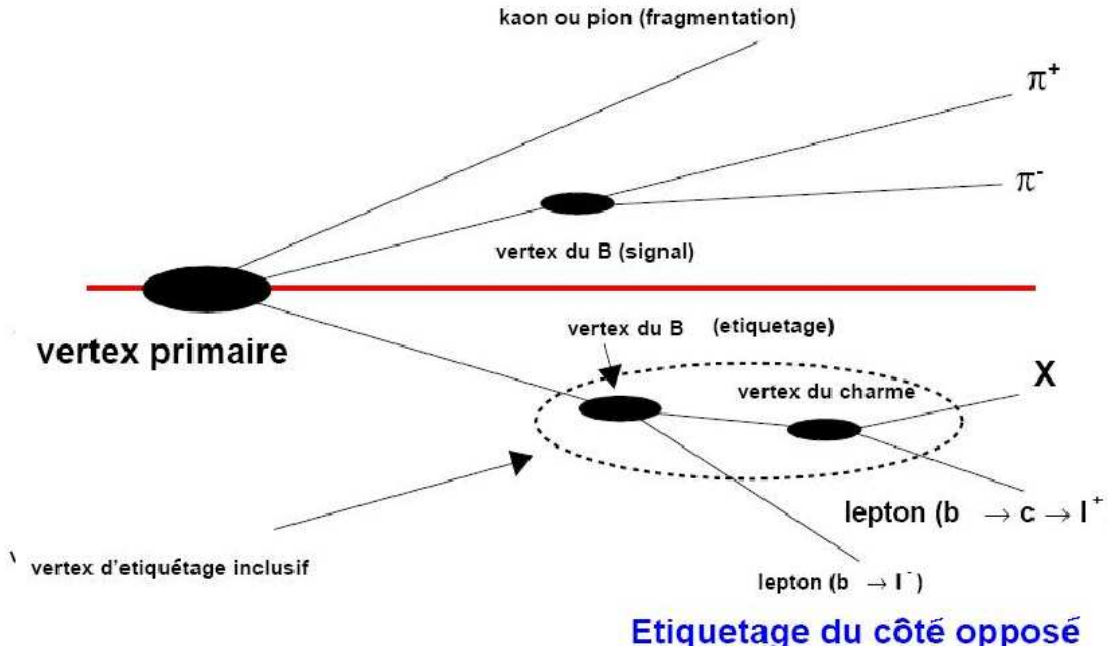


FIG. 7.20 – Schéma des différents étiquetages : étiquetage du même côté ou du côté opposé.

7.3.1 Principe général

Un étiquetage du côté opposé

Les leptons ou kaons chargés de la désintégration du hadron beau compagnon du méson étudié sont recherchés. Ces leptons ou kaons sont issus de désintégrations semi-leptoniques de hadrons beaux et proviennent de la cascade $b \rightarrow c(\rightarrow s)$. Cette cascade se traduit par la production de particules avec une impulsion transverse élevée et dont les traces reconstruites auront de grands paramètres d'impact. La saveur du méson est alors déduite de la charge des kaons et/ou des leptons identifiés comme provenant du hadron beau compagnon :

$$l(K)^+ \leftrightarrow \overline{b}$$

$$l(K)^- \leftrightarrow b$$

Même Côté

Une méthode basée sur l'exploitation de l'événement de signal lui-même est principalement utilisée dans le cas des mésons B_d^0 . Cette méthode utilise les propriétés dans l'espace de phase du hadron issu du quark résiduel de la paire $q\bar{q}$ induite par la fragmentation du quark beau. Cette corrélation avec le méson B correspondant amène à rechercher des pions issus du vertex primaire et dotés des caractéristiques topologiques du jet initié par le quark b.

Le résultat d'un étiquetage des mésons B peut être triple, soit le méson a été étiqueté correctement ("right", r), soit mal étiqueté ("wrong", w) ou pas du tout ("un-tagged", u). Chacune de ces populations sera appelée respectivement r, w et u. La probabilité que le méson ait été étiqueté, est donc

$$\epsilon_{tag} = \frac{r + w}{r + w + u}$$

et celle de mauvais étiquetage

$$\omega = \frac{w}{r + w}.$$

L'efficacité d'étiquetage est donc définie par

$$\epsilon_{tag}^{eff} = \epsilon_{tag}(1 - 2\omega)^2 = \epsilon_{tag}D^2, \quad (7.3.1)$$

où D est le facteur de dilution.

L'erreur statistique d'une asymétrie-CP (A_{CP}) provenant de l'étiquetage est inversement proportionnel à $\sqrt{\epsilon_{tag}^{eff}}$:

$$\sigma_{A_{CP}}^2 = \frac{1 - A_{CP}^2}{N_{Phys} \cdot \epsilon_{tag} \cdot (1 - 2\omega_{tag})^2} = \frac{1 - A_{CP}^2}{N_{phys} \cdot \epsilon_{tag}^{eff}} \quad (7.3.2)$$

avec N_{phys} le nombre d'événements observés passant les diverses sélections.

7.3.2 Étiquetage du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$

L'étiquetage de la saveur se fait avec un algorithme approprié accessible dans la collaboration LHCb par les programmes d'analyse standard (package DVTagging [76] dans DaVinci). Les résultats de l'étiquetage après l'application des coupures de sélection et du déclenchement du trigger de niveau 0 sont représentés dans la table 7.15. L'étiquetage du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$

	ϵ_{tag} (%)	ω (%)	ϵ_{eff} (%)
Cuts/L0	47.6 ± 2.8	34.7 ± 3.1	4.5 ± 0.7

TAB. 7.15 – Performance de l'étiquetage pour le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ passant les coupures de la sélection et le niveau 0 du système de déclenchement.

est représenté et comparé avec les étiquetages d'autres canaux de la liste référencée dans la table 7.16. Les différences entre les canaux sont causés par les biais introduits par le déclenchement, et, à travers la corrélation $b\bar{b}$, par l'acceptance et les coupures de sélections.

On obtient ainsi 2032 B_d^0 étiquetés par an, le fond quant à lui, est alors réduit à 633 ce qui augmente le rapport S/B à 3.2.

canal	ϵ_{tag} (%)	ω (%)	ϵ_{eff} (%)
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$	47.6 ± 2.8	34.7 ± 3.1	4.5 ± 0.7
$B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	41.8 ± 0.7	34.9 ± 1.1	3.8 ± 0.5
$B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$	43.2 ± 1.4	33.3 ± 2.1	4.8 ± 1.0
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}$	41.9 ± 0.5	34.3 ± 0.7	4.1 ± 0.3
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K_s^0$	45.1 ± 1.3	36.7 ± 1.9	3.2 ± 0.8
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K^{*0}$	44.2 ± 2.7	35.6 ± 3.5	3.6 ± 1.4

TAB. 7.16 – Performance de l'étiquetage pour différents canaux incluant un méson B_d^0 passant les sélections détaillées précédemment et le niveau 0 du système de déclenchement. Valeurs tirées de [45].

7.4 Détermination du temps propre

7.4.1 Résolution sur les vertex

La résolution sur chacune des trois coordonnées du vertex primaire et du vertex secondaire pour les événements passant les sélections et le trigger L0 sont présentées sur la figures 7.21. Ces distributions sont toutes les six centrées sur 0 sauf celles en z qui présentent un biais ($8 \mu\text{m}$ et $17 \mu\text{m}$ pour respectivement les vertex primaire et secondaire) et sont comparables à celles de la figure 7.14. On peut voir que la résolution sur le vertex secondaire est deux fois plus élevée que pour le vertex primaire. Ceci est dû à une moindre précision sur cette seconde mesure car les stations du VELO sont plus espacées loin du point d'interaction. De plus les résolutions en z sont plus élevées que celles en x et en y dues à la segmentation des stations du VELO en r et en θ .

7.4.2 Détermination du temps propre

Le temps propre est estimé par la formule

$$\tau = \frac{L m_{B_d^0}}{P_{B_d^0}} \quad (7.4.1)$$

où $m_{B_d^0}$ est la masse du méson B_d^0 , $P_{B_d^0}$ son impulsion reconstruite et L la distance entre le vertex primaire et le vertex de désintégration. Cette distance est évaluée par

$$L = \frac{\vec{d}_{PV,SV} \cdot \vec{p}_{B_d^0}}{p_{B_d^0}} \quad (7.4.2)$$

où $\vec{p}_{B_d^0}$ est le vecteur reliant le vertex primaire et le vertex secondaire. On obtient alors en remplaçant l'équation 7.4.2 dans 7.4.1

$$\tau = m_{B_d^0} \cdot \frac{\vec{d}_{PV,SV} \cdot \vec{p}_{B_d^0}}{p_{B_d^0}^2} \quad (7.4.3)$$

La résolution sur le temps propre est représentée sur la figure 7.22. Cette distribution $\Re(\tau, \tau_v)$ est ajustée par une gaussienne centrée sur la valeur (2.65 ± 0.13)fs et de largeur (61.4 ± 1.0)fs, ces

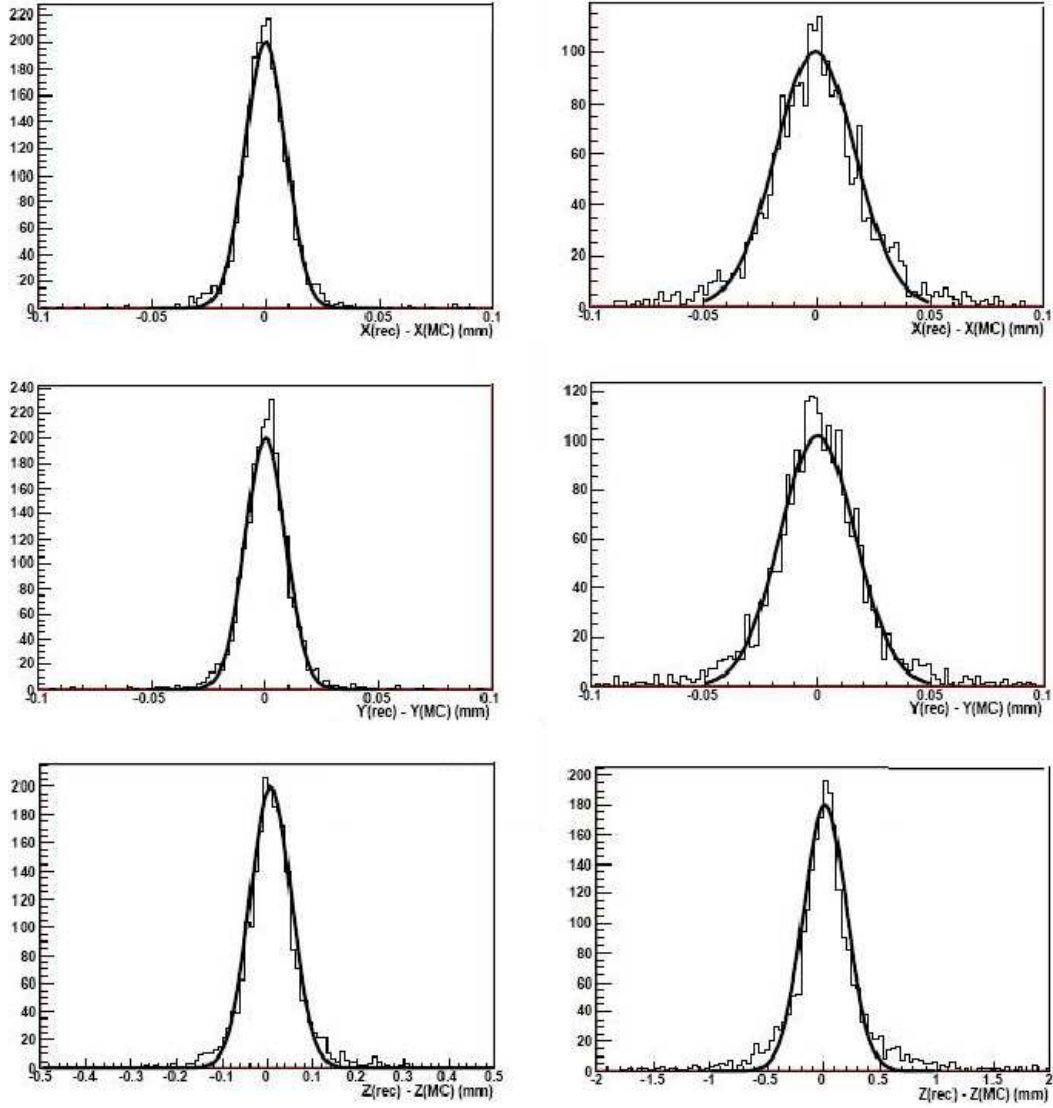


FIG. 7.21 – Résolutions en mm des coordonnées x , y et z des vertex primaire et secondaire (respectivement sur les figures gauche et droite) pour des événements passant les coupures et le trigger L0. Ces distributions sont ajustées avec des gaussiennes.

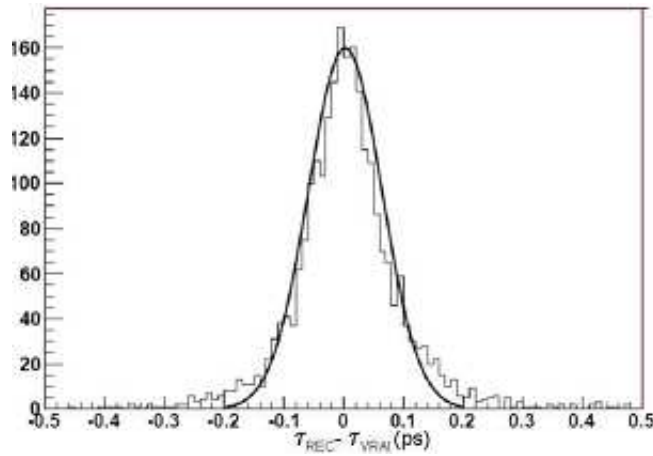


FIG. 7.22 – Résolutions en ps du temps propre pour des événements passant les coupures et le trigger L0. Cette distribution est ajustée avec une gaussienne.

valeurs restent faibles par rapport à la période d'oscillation des mésons B_d^0 ($2\pi/\Delta m \sim 12.6ps$). L'efficacité de mesure du signal B_d^0 est représentée en fonction du temps propre comme sur la figure 7.23 par la formule

$$\epsilon_{tot}(\tau) = b \frac{(a\tau)^3}{1 + (a\tau)^3}. \quad (7.4.4)$$

L'ajustement donne $a = 0.008 \pm 0.003$ et $b = (6.1 \pm 0.3)ps^{-1}$. Le temps propre mesuré du B_d^0 est mesuré à $(1.676 \pm 0.336)10^{-12}s$, ce qui est cohérent avec la moyenne mondiale du tableau 7.2. On voit que l'efficacité de reconstruction est basse à petites valeurs de temps propre, cela vient du fait que la reconstruction des vertex secondaires n'est pas efficace pour de faible distance de vol du méson B. Deux vertex trop proches l'un de l'autre ne pourront être correctement reconstruits, c'est une des limitations du détecteur.

Le temps propre du bruit de fond des événements $b\bar{b}$ a aussi été estimé, il est représenté sur la figure 7.24, on obtient la valeur de $(1.16 \pm 0.02)ps$.

7.5 Sensibilité aux mesures de $\sin(2\beta_{eff})$ et λ_f

Nous pouvons ainsi déterminer la sensibilité de LHCb après un an de prise de données dans le cadre du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$ en prenant en compte les études réalisées sur les données simulées pour lesquelles la reconstruction, la sélection, le système de déclenchement et l'étiquetage n'ont utilisé que les données issues de la simulation du détecteur.

L'asymétrie de l'équation 1.4.12 doit être reprise en tenant compte des effets de mauvais étiquetage. Les largeurs de désintégration $\Gamma(B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0)$ deviennent alors $\Gamma_{obs}(B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0) = (1 - \omega)\Gamma(B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0) + \omega\bar{\Gamma}(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0)$ où ω est la fraction de mésons mal étiquetés. L'asymétrie devient alors :

$$a_f(\tau) = \{(1 - 2\omega)[C_f \cos(\Delta mt) + S_f \sin(\Delta mt)]\} \otimes R(t, \tau) \quad (7.5.1)$$

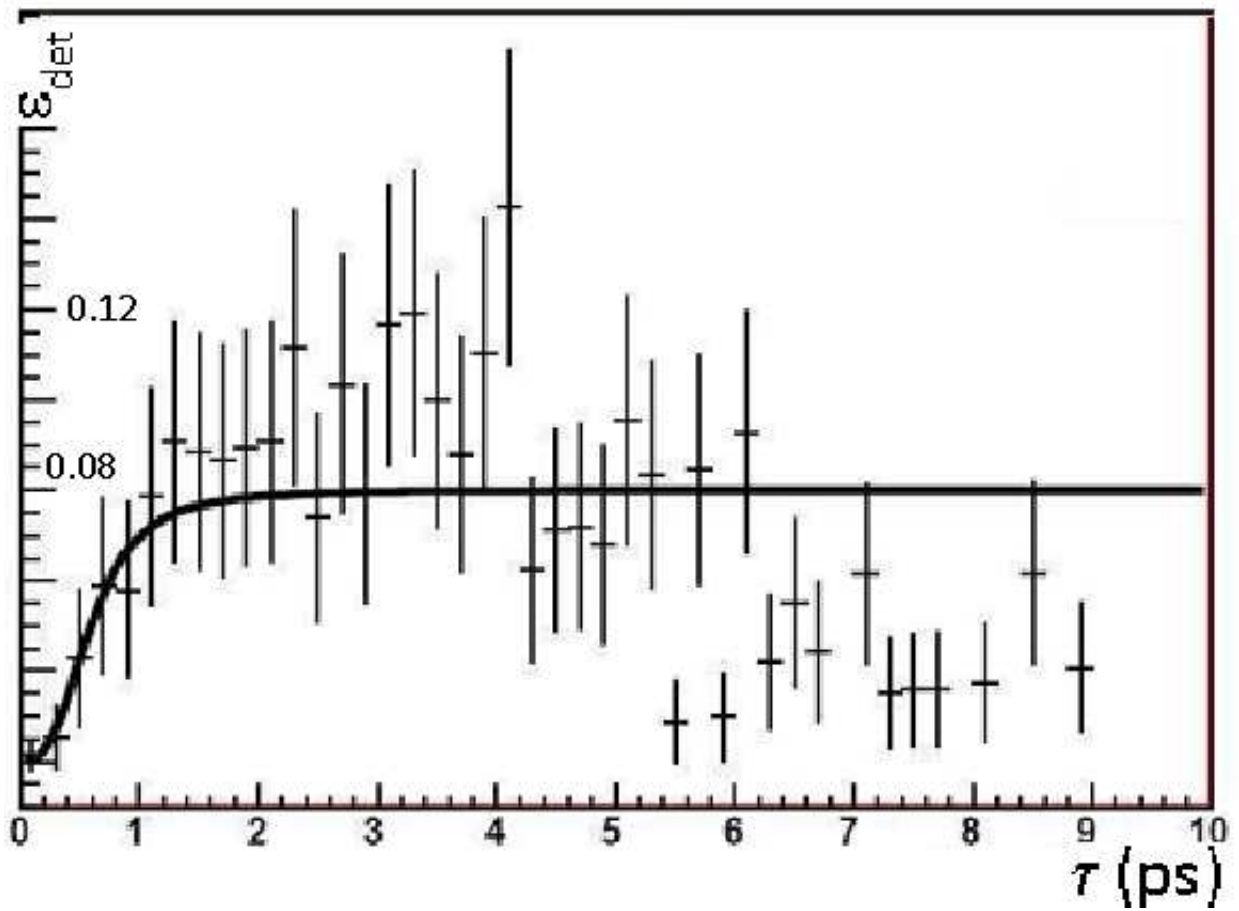


FIG. 7.23 – Efficacité des coupures et du trigger L0 en fonction du temps propre (ps). La fonction d'ajustement est la formule 7.4.4

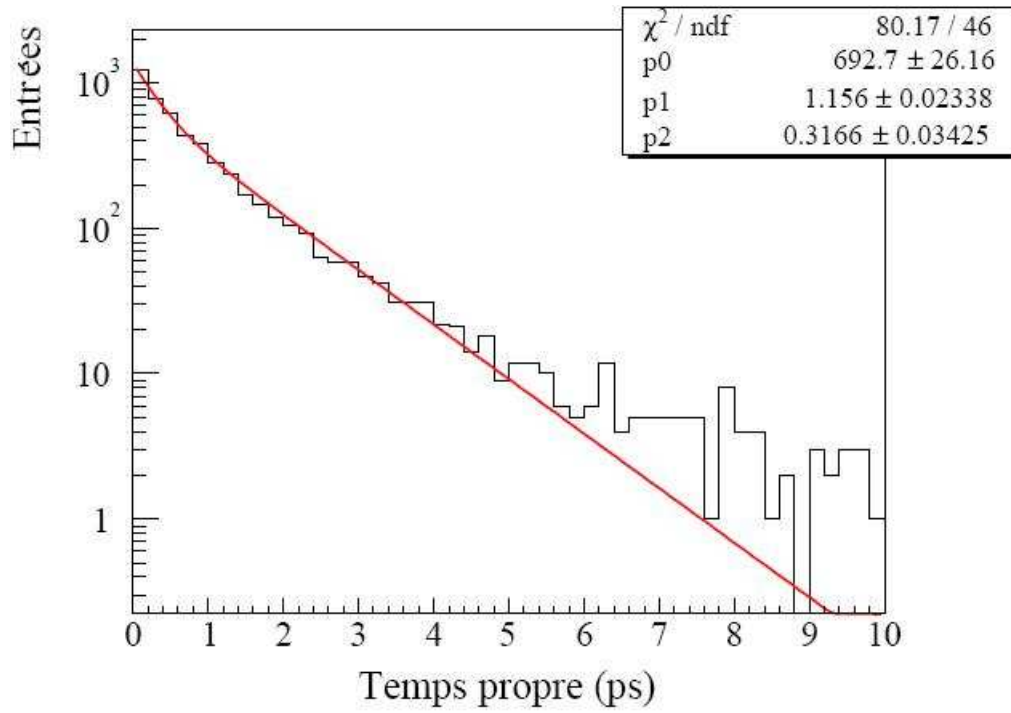


FIG. 7.24 – *Temps propre pour le fond $b\bar{b}$. Ces événements ont été obtenus en relâchant les coupures sur le J/ψ et le π^0 .*

avec

$$C_f = \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2} \text{ et } S_f = \frac{2\text{Im}\lambda_f}{1 + |\lambda_f|^2}, \quad (7.5.2)$$

et

$$\lambda_f = \eta_{CP}(J/\psi\pi^0) \frac{\overline{A}_{tot}}{A_{tot}} \frac{\alpha}{\beta} \quad (7.5.3)$$

On retrouve le facteur de dilution calculé précédemment $\omega = (34.9 \pm 0.8)\%$ et le terme $\Delta m = (0.502 \pm 0.007)ps^{-1}$. Les paramètres du Monte-Carlo sont représentés dans le tableau 7.17, ces valeurs servent pour l'ajustement de la fonction d'asymétrie en fonction du temps propre.

La violation directe de CP est aussi à prendre en compte dans le Monte-Carlo qui a généré

$\Delta(\Gamma_d)$	$0.502*10^{-12}s^{-1}$
$\Delta(M_d)$	$0s^{-1}$
τ_s	$1.536*10^{-12}s$

TAB. 7.17 – Paramètres Monte-Carlo de la simulation utilisés dans la simulation [85].

ces événements. Un facteur de pondération a donc été ajouté aux distributions des mésons B et $\overline{B}$ par pondération.

L'asymétrie résultante sur $0.74fb^{-1}$ est montrée sur la figure 7.25. On retrouve les valeurs S et C mesurées :

$$C_{CP} = -0.874 \pm 0.100 \text{ et} \quad (7.5.4)$$

$$S_{CP} = -0.174 \pm 0.110. \quad (7.5.5)$$

Ceci nous permet d'extrapoler les précisions de ces résultats sur plusieurs années de mesures comme présenté dans le tableau 7.18.

Les valeurs de C_{CP} et S_{CP} ainsi que leur erreur statistique sont représentées respectivement

#années	$\int Ldt (pb^{-1})$	$\sigma(C_{CP})$	$\sigma(S_{CP})$
1	2	0.06	0.07
3	6	0.04	0.04
5	10	0.03	0.03

TAB. 7.18 – Extrapolation des mesure des coefficients C et S pour plusieurs luminosités intégrées.

sur les figures 7.26 et 7.27.

7.6 Les erreurs systématiques

Afin de mieux exploiter les mesures de l'expérience LHCb pour les différents canaux de physique, les erreurs systématiques doivent être comprises et prises en compte le mieux possible. Les contributions à ces erreurs sont :

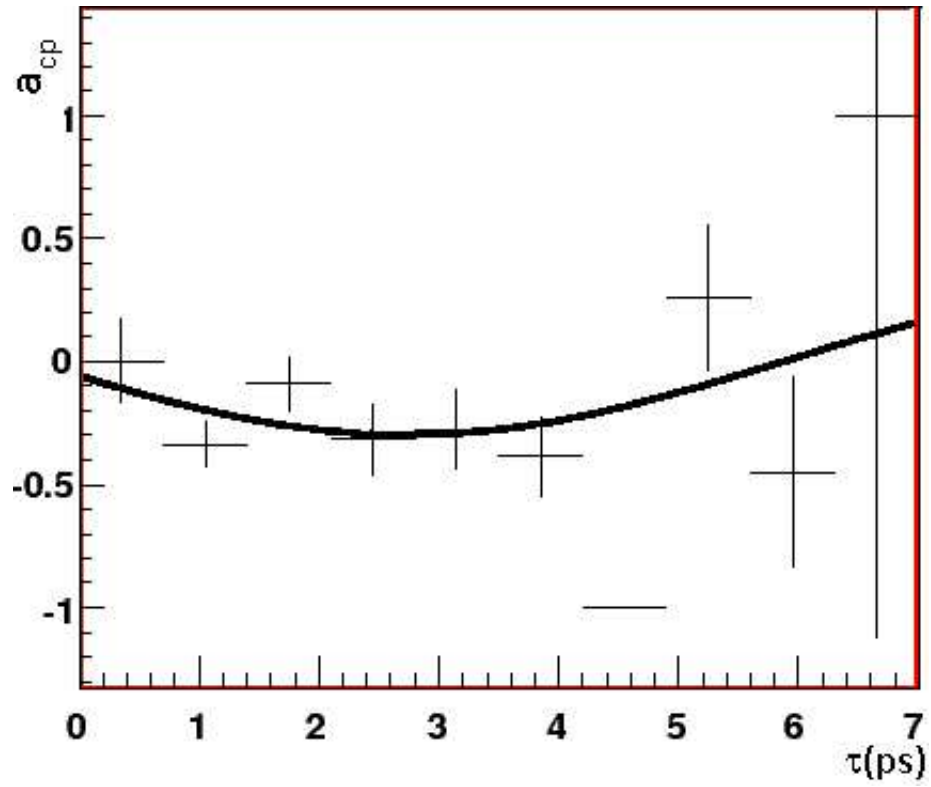


FIG. 7.25 – Asymétries du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ pour 0.46 fb^{-1} .

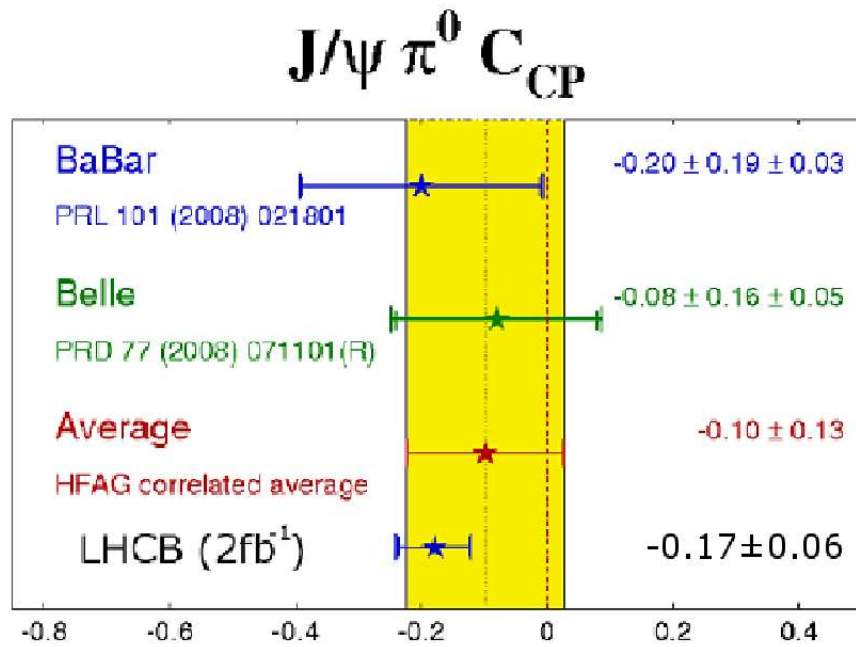


FIG. 7.26 – Erreur sur la mesure de C_{CP} après 0.74 fb^{-1} de données.

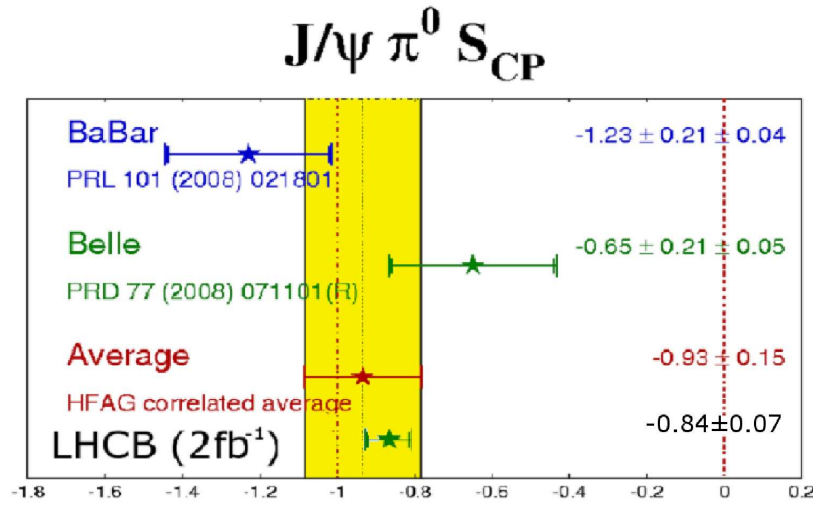


FIG. 7.27 – Erreur sur la mesure de S_{CP} après $0.74 fb^{-1}$ de données.

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

Liée à l'efficacité de détection des π^0 , deux erreurs entrent en jeu sur l'incertitude de la mesure. L'erreur systématique sur la calibration a été évaluée comme on peut le voir sur la figure 7.28. Elle est linéaire $\delta\epsilon_{rec}^{\pi^0} = 1.82 \times \frac{\delta E}{E}$. Une calibration de l'ordre de 1% est possible ce qui nous donnera une erreur systématique de 1.81%.

La seconde erreur systématique évaluée est celle sur le nombre de photons convertis. Le nombre de longueurs de radiations avant le calorimètre électromagnétique on peut voir sur la figure 7.29 que la loi est aussi linéaire $\delta\epsilon_{rec}^{\pi^0} = 0.0219 \times \frac{\Delta X_0}{X_0}(\%)$. Ces erreurs ne devraient pas affecter l'estimation de l'asymétrie, par contre elles sont importantes pour le calcul des rapports de branchement. L'erreur systématique des performances de l'étiquetage a aussi été évaluée, elle est de 15% comme on peut le voir dans le tableau 7.16.

Par rapport à cette liste, une des limitations de l'étude en cours est le manque de statistique disponible dans la collaboration LHCb, pour certains canaux. La statistique disponible est de l'ordre de quelques dizaines d'heures de prise de données, ce qui limite les estimations. Pour les asymétries dépendant du temps, les effets d'acceptance du détecteur s'annulent au premier ordre. La reconstruction des J/ψ et des π^0 ne devrait pas poser de problèmes particuliers du à la grande statistique de J/ψ et de photons reconstruits. Les systématiques liées aux mesures de vertex devront être estimées à partir des données elles-mêmes. Une systématique importante vient du biais du à la dépendance en temps du bruit de fond qui pourra être étudié sur les données dans des canaux symétriques.

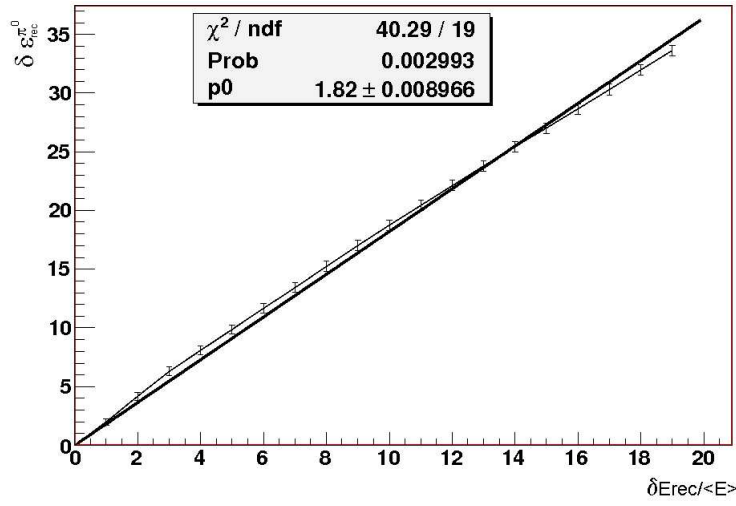


FIG. 7.28 – Evolution de l'erreur systématique de la calibration du Ecal en fonction de la calibration. La loi est linéaire.

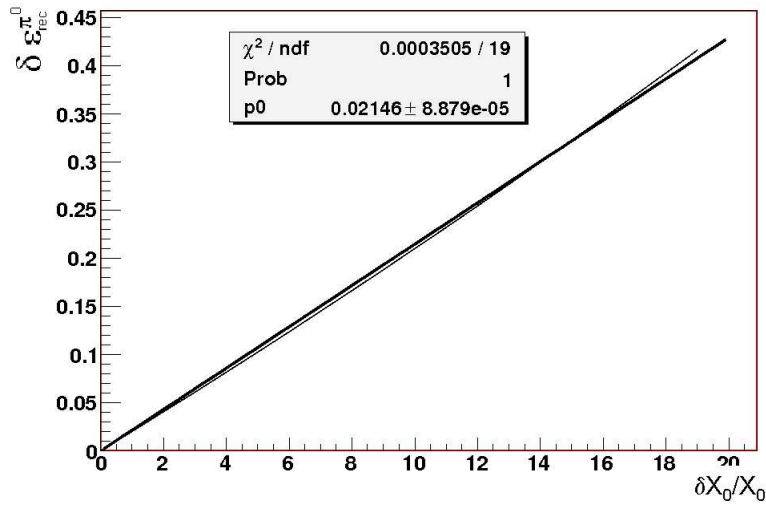


FIG. 7.29 – Evolution de l'erreur systématique du nombre de photons convertis en fonction de l'erreur relative sur le nombre de longueurs de radiation avant le Ecal. La loi est linéaire.

7.7 Conclusion

En un an de données à la luminosité nominale dans LHCb nous serons capable de reconstruire 2032 événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$ étiquetés, avec un bruit de fond de l'ordre de 650 événements. L'efficacité effective pour ce canal est de $4.5 \pm 0.7\%$ amenant une précision sur une année de prise de données pour les coefficients C_{CP} et S_{CP} de l'asymétrie CP de respectivement de 0.1 et 0.11. Les erreurs sur ces paramètres étant actuellement de 0.13 et 0.15 pour respectivement C_{CP} et S_{CP} .

Une mesure importante sera aussi la mesure du rapport de branchement de ce canal, qui n'est actuellement connu qu'à 8% mais qui demande un contrôle précis des systématiques.

Chapitre 8

Analyse du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$

Ce canal, comme on l'a vu dans la partie théorique permet de mesurer l'angle χ du triangle CKM dans le système des mésons B_s^0 . Le secteur des mésons B_s^0 est encore méconnu, peu de mesures ont été effectuées dans ce domaine, l'expérience LHCb est conçue pour l'explorer. Récemment de nouveaux résultats dans ce secteur ont été publiés par les expériences CDF, D0 et Belle : les mesures de Δm_s et la mesure de branchement du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$. LHCb va permettre d'améliorer ces mesures et d'en étudier bien d'autres grâce à la grande statistique de mésons B_s^0 produits à 14TeV.

8.1 Estimation du nombre d'événements attendus dans LHCb par an

Dans le canal étudié, B_s^0 se désintègre en un méson J/ψ et un autre méson η . Le rapport de branchement de cette désintégration n'est pas bien connu, de grandes incertitudes expérimentales persistent dans le domaine du méson B_s^0 .

8.1.1 Estimation de $BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma))$

Ce rapport de branchement peut être exprimé en fonction de celui du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. Ce sont les mêmes processus avec deux quarks différents : d et s. Ces quarks peuvent prendre le rôle de spectateur dans les contributions perturbatives hadroniques, les éléments de la matrice CKM respectifs sont les mêmes à l'ordre de l'arbre. Avec ces hypothèses on peut écrire le rapport de branchement

$$BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta) = BR(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) |S_\eta|^2 \left(\frac{m_{B_d^0}}{m_{B_s^0}}\right)^3 \left(\frac{\lambda_{B_s^0}}{\lambda_{B_d^0}}\right)^{3/2}. \quad (8.1.1)$$

Les fonctions λ prennent en compte les effets cinématiques des désintégrations.

On a

$$S_\eta = \frac{-\sin(\theta_p)}{\sqrt{3}} - \frac{2\cos(\theta_p)}{\sqrt{6}} \quad (8.1.2)$$

la contribution du quark s à la particule η . L'angle θ_p est le mélange entre l'état fondamental (I=0) de l'octet pseudo-scalaire η_8 et le singlet pseudo-scalaire η_1 :

$$\eta = \eta_8 \cos\theta_p - \eta_1 \sin\theta_p,$$

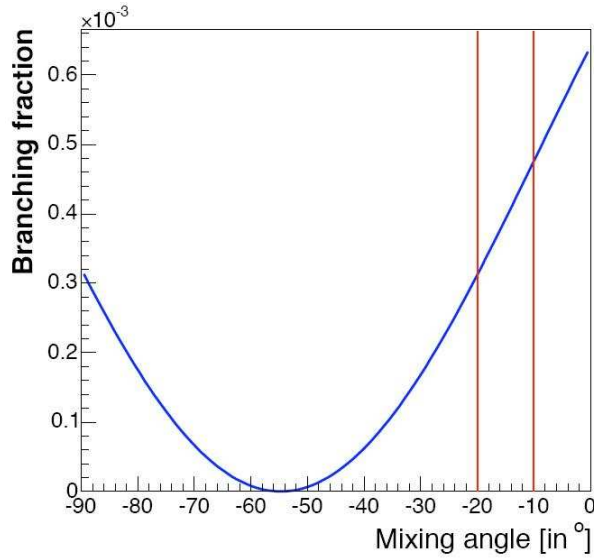


FIG. 8.1 – Rapport de branchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ en fonction de l'angle θ_p du mélange η .

Canal	Rapport de branchement
$b \rightarrow B_s^0$	$(10.7 \pm 1.1)\%$
$B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$	$(3.1 - 4.8) \times 10^{-4}$
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	$(5.93 \pm 0.06)\%$
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$(39.43 \pm 0.26)\%$
$b\bar{b} \rightarrow B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\eta(\gamma\gamma)$	$7.7\text{-}12.0 \times 10^{-7}$

TAB. 8.1 – Table résumant les différents rapports de branchement utilisés dans la désintégration du J/ψ et du η . Données obtenues dans [73].

$$\eta' = \eta_8 \sin\theta_p + \eta_1 \cos\theta_p.$$

Cet angle de mélange θ_p a été mesuré par l'expérience KLOE, il varie entre -20° et -10° @90%CL[82]. En utilisant $(8.5 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ pour le rapport de branchement de la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, le rapport de branchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ varie entre 3.12×10^{-4} et 4.76×10^{-4} [82], [83] et [84] comme on peut le voir sur la figure 8.1. L'incertitude sur le rapport de branchement est de l'ordre de 40%.

Ces estimations sont faites dans le cadre du Modèle-Standard, d'éventuelles contributions de nouvelle physique peuvent modifier ces valeurs.

8.1.2 Nombre d'événements annuel

Grâce aux estimations précédentes sur le rapport de branchement de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$, une estimation du nombre d'événements du canal étudié peut être obtenue.

Les rapports de branchement utilisés sont résumés dans le tableau 8.1.

Le nombre d'événements $b - \bar{b}$ produits pour une année d'opération est estimé à 10^{12} comme

	Canal	Taux annuel
	$b\bar{b} \rightarrow B_s^0$	$(2.14 \pm 0.22) \times 10^{11}$
$\theta_P = -20^\circ$		
	$B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$	$(6.6 \pm 2.6) \times 10^7$
	$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\eta(\gamma\gamma)$	$(1.54 \pm 0.8) \times 10^6$
$\theta_P = -10^\circ$		
	$B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$	$(10.3 \pm 4.1) \times 10^7$
	$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\eta(\gamma\gamma)$	$(2.39 \pm 1.2) \times 10^6$

TAB. 8.2 – Table résumant les différents nombres d'événements attendus par an en fonction de la valeur de l'angle θ_p .

on l'a vu dans le chapitre consacré à l'étude du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$. En tenant compte du taux d'hadronisation des quarks b en mésons B_s^0 ($10.7 \pm 1.1\%$) on obtient $(2.14 \pm 0.22) \times 10^{11}$ mésons B_s^0 par an. Ceci nous permet d'obtenir le nombre de désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$:

$$N_{B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta} = 2 \times N_{b\bar{b}} \times BR(b \rightarrow B_s^0) \times BR(J/\psi\eta) \quad (8.1.3)$$

Le canal qui nous intéresse est $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\eta(\gamma\gamma)$, le nombre d'événements nous intéressant est alors :

$$N_{B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\eta(\gamma\gamma)} = N_{B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta} \cdot BR(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \cdot BR(\eta \rightarrow \gamma\gamma). \quad (8.1.4)$$

Les résultats dépendant de l'angle de mélange θ_p , ils sont présentés dans le tableau 8.2.

Pour les calculs suivant les valeurs prises seront les moyennes des valeurs déterminées plus haut c'est à dire $BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)) = 10.6 \times 10^{-6}$ et 2.25×10^6 événements produits par an. Une des mesures qui pourra être réalisée dans LHCb est la mesure de ce rapport de branchement.

8.2 Désintégration et bruit de fond

L'étude de cette désintégration est similaire à celle de la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$. Les méthodes de reconstruction des particules sont identiques à celles décrites dans le chapitre précédent, et les bruits de fond sont de même source. Il s'agit d'apparier les photons pour reconstruire un η au lieu d'un π^0 .

8.2.1 La désintégration de $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$

La désintégration de $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$ est représentée sur la figure 8.2 et les caractéristiques de ces trois particules sont résumées dans le tableau 8.3.

8.2.2 Bruit de fond

Le bruit de fond ici est issu des mêmes canaux que dans le cas du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$:

- les événements $b\bar{b}$ inclusifs,
- les "prompt J/ψ "

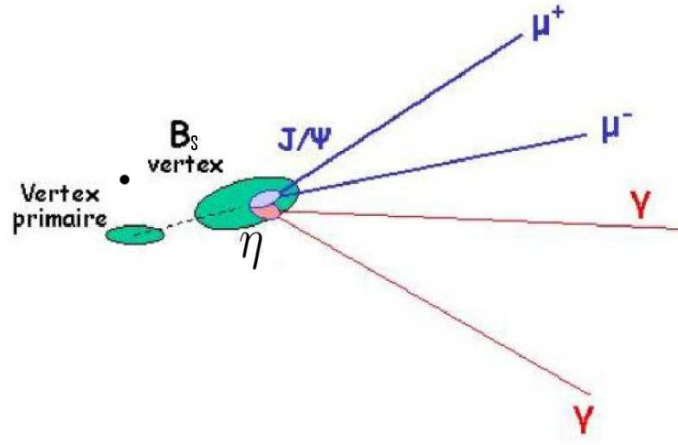


FIG. 8.2 – Désintégration de $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$. Le J/ψ et le η se désintègrent immédiatement.

$m_{B_s^0}$	$(5367.5 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2$
$\tau_{B_s^0}$	$(1.466 \pm 0.059) \times 10^{-12} \text{ s}$
$c\tau(B_s^0)$	$439 \mu\text{m.}$
$m_{J/\psi}$	$(3096.916 \pm 0.011) \text{ MeV}/c^2$
m_η	$(547.51 \pm 0.18) \text{ MeV}/c^2$

TAB. 8.3 – Table résumant les différents caractéristiques du méson B_s^0 et de ses produits de désintégration J/ψ et η . Données obtenues dans [73].

canal	RB (10^{-6})	#evts/an (10^6)	#evts(norm)	$\sigma(2\beta_s)$
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+, \mu^-)\eta(\gamma\gamma)$	10.6	2.25	1	0.109
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+, \mu^-)\eta'(\pi\pi\eta)$	6.0	1.3	0.57	0.154
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+, \mu^-)\phi(K/K)$	27.2	5.8	2.57	0.023
Tous les modes				0.021

TAB. 8.4 – Table représentant les différents canaux composant le bruit de fond, avec le nombre d'événements annuels et le nombre d'événements normalisés par rapport au canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$.

- le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$
- et les canaux $B_{s,d}^0 \rightarrow J/\psi X$.

Une partie de ces bruits de fond va être éliminée pour les mêmes raisons que pour le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$, c'est à dire, en demandant un vertex décalé.

Dans la table 8.4, sont représentés les différents canaux avec leur rapport de branchement théoriques (car peu de mesures ont été faites sur les désintégrations du B_s). Les taux annuels d'événements des différents canaux et la sensibilité à β_s sont aussi montrés dans ce tableau. Ces valeurs ont été obtenues par simulation Monte-Carlo avec application des coupures, du déclenchement L0 et de l'étiquetage. Pour l'analyse du bruit de fond combinatoire un échantillon de 338.044 événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ a été simulé. Ces événements ont été produits sur la Grille avec les versions des programmes utilisées pour la production officielle : (Gauss_v25r12, Boole_v12r10 et Brunel_v30r17).

8.3 Acceptance géométrique et acceptance du déclenchement

Le calcul et les considérations sur l'acceptance géométrique pour ce canal sont similaires au cas du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$. Un η est considéré dans l'acceptance quand les deux photons issus de sa désintégration atteignent le calorimètre. Seuls 24% des η initiaux issus de la désintégration du B_s^0 satisfont à ce critère.

De même le J/ψ est dit dans l'acceptance quand les deux muons issus de sa désintégration sont dans les chambres à muons M1, M2 et M3. On récupère ainsi 31% des J/ψ dans l'acceptance géométrique de LHCb.

Enfin 17% des B_s^0 produits sont dans l'acceptance, c'est à dire avec à la fois le η et le J/ψ . La différence avec le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ est que le méson η est plus lourd que le π^0 , l'angle d'ouverture entre les deux photons est donc plus grand entraînant des pertes de photons en dehors de l'acceptance de LHCb.

Les distributions de l'impulsion transverse et de l'énergie des η , des J/ψ et des B_s^0 générés sont représentées respectivement sur les figures 8.3, 8.4 et 8.5 avant et après l'acceptance géométrique du détecteur LHCb. On voit que pour les trois distributions les particules passant l'acceptance sont de plus haut Pt que celles en dehors. La même chose est observée pour l'énergie, plus les particules sont énergétiques et plus elles sont produites vers l'avant donc entrent dans l'acceptance du détecteur LHCb.

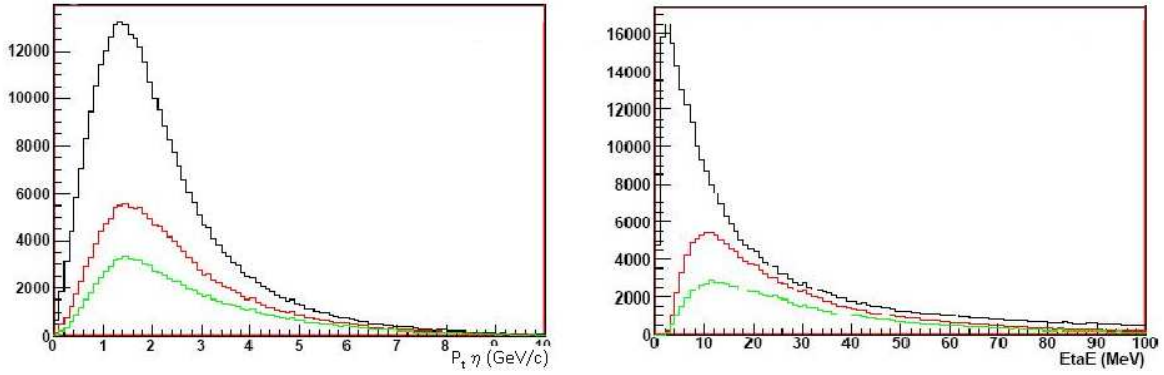


FIG. 8.3 – Gauche : Distribution en P_t des η produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les η sont dans l'acceptance et quand ils passent le L0. Droite : Distribution en énergie des η produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.

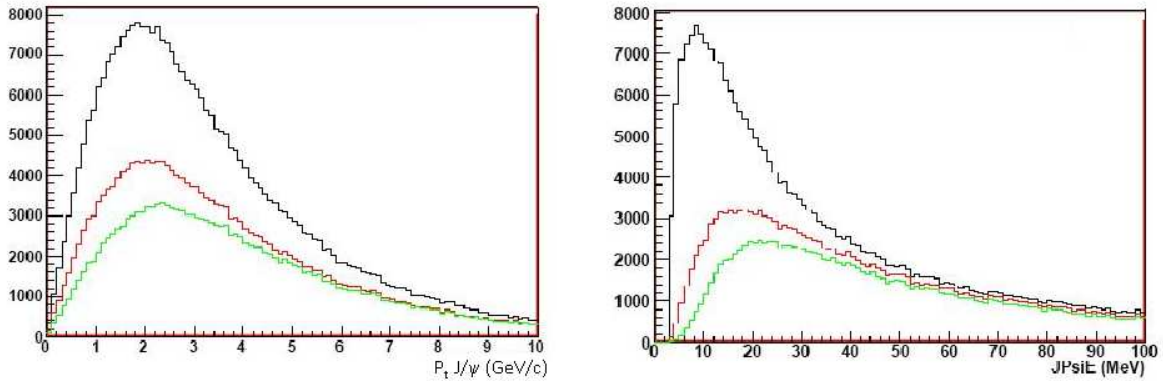


FIG. 8.4 – Gauche : Distribution en P_t des J/ψ produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les J/ψ sont dans l'acceptance ou quand ils passent le L0. Droite : Distribution en énergie des J/ψ produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.

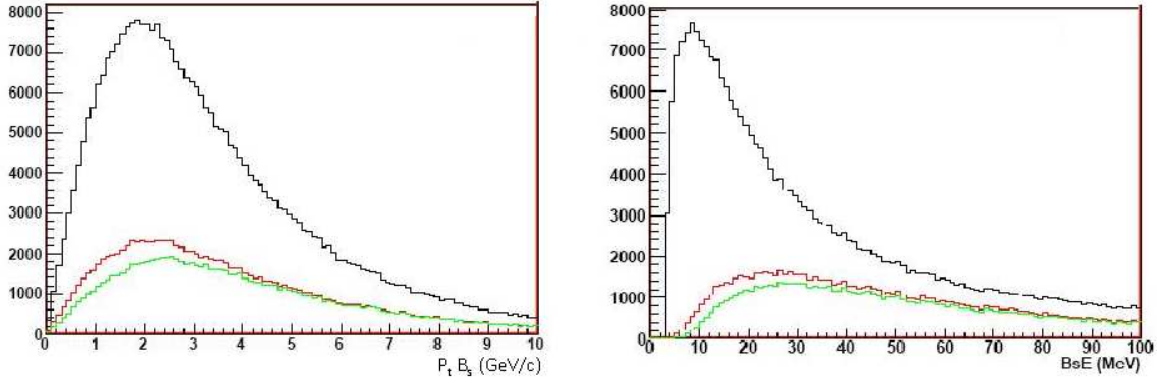


FIG. 8.5 – *Gauche : Distribution en P_t des B_s^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les B_s^0 sont dans l'acceptance et quand ils passent le L0. Droite : Distribution en énergie des B_s^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.*

Trigger L0

Dans le cas présent 62% des η , 81% des J/ψ et 85% des B_s^0 passent le L0. On voit que le L0 a été conçu pour optimiser la reconstruction de tels événements. En effet, dans 93% des cas c'est le di-muon qui le déclenche; les 7% restant se partageant entre les muons seuls, les hadrons et les photons. Les η ne le déclenchant que très rarement seuls.

Comme pour l'acceptance, les distributions en énergie/impulsion et en P_t des η , des J/ψ et des B_s^0 passant le L0 sont représentées sur les figures 8.3, 8.4 et 8.5. Et comme pour l'acceptance géométrique, les valeurs moyennes des distributions augmentent pour les particules passant le L0, ceci étant du aux critères de sélection sur les impulsions transverses.

Compte tenu de l'acceptance géométrique et de celle du trigger, 15% des B_s^0 produits pourront être reconstruits. La table 8.5 résume les différentes acceptances pour les η , les J/ψ et les B_s^0 reconstruits. Ces valeurs sont très semblables à celles obtenues pour le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ (voir table 8.5) sauf pour l'acceptance du η qui est inférieure à celle du π^0 à cause de sa plus grande masse et donc de l'angle d'ouverture entre les deux photons de sa désintégration. Seule une partie des ces événements est susceptible d'être reconstruite. Ceci est décrit dans le

	η	J/ψ	B_s^0
ϵ_{acc}	24%(160.565)	31%(209.341)	17%(117.122)
ϵ_{L0}	62%(100.166)	81%(169.793)	85%(100.166)
$\epsilon_{totI}(B_s^0) = \epsilon_{acc} \cdot \epsilon_{L0}$	15%	25%	15%

TAB. 8.5 – *Table résumant les différentes efficacités d'acceptance, et des deux triggers. Seuls 15% des B_s^0 initiaux sont susceptibles d'être reconstruits après le L0. Les nombres entre parenthèses sont les nombres d'événements à passer l'acceptance, le L0.*

paragraphe suivant.

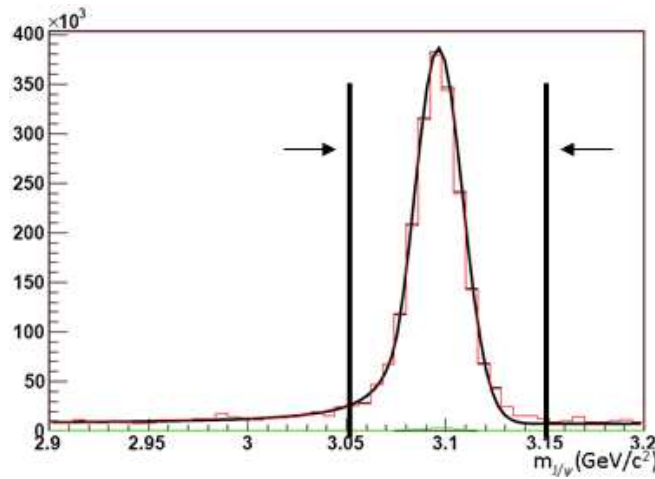


FIG. 8.6 – Spectre en masse des J/ψ reconstruits avec en rouge les J/ψ associés à des vrais J/ψ venant d'un B_s et en vert les J/ψ reconstruits ne correspondant pas à un J/ψ venant d'un B_s . La courbe en noir est la somme des deux.

8.4 Reconstruction des particules

Pour reconstruire le méson B_s^0 , la procédure est la même que pour le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$. On passe par la reconstruction de chacun des muons. Ils sont appariés pour former le candidat J/ψ . Pour les candidats η , on apparie les candidats photons reconstruits dans chaque événement. Ces candidats sont alors appariés pour former les candidats B_s^0 . Pour étudier la possibilité de reconstruire le méson B_s et le fond combinatoire, un échantillon de $B_s \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$ a été produit.

8.4.1 Reconstruction des J/ψ

Une combinatoire simple ne passant pas forcément le L0 (sans coupures) nous donne le spectre en masse montré sur la figure 8.6. Dans une fenêtre de masse de ± 50 MeV autour de la masse du J/ψ , on voit que la quasi-totalité ($96 \pm 0.3\%$) des J/ψ reconstruits vient de vrais J/ψ , issus du méson B_s^0 , le reste des J/ψ vient de la mauvaise combinatoire. Au final on obtient une efficacité de reconstruction ($\epsilon_{rec}^{J/\psi}$) des J/ψ produits dans l'acceptance du détecteur LHCb de $(49 \pm 1)\%$. Ces chiffres sont résumés dans le table 8.6.

En appliquant le L0, comme montré sur la figure 8.6, la pureté du signal est toujours de $(96 \pm 1)\%$ avec une efficacité de reconstruction de $(57 \pm 1)\%$. L'efficacité de reconstruction augmente avec l'application du L0 car celui-ci élimine les J/ψ difficiles à reconstruire par la coupure en Pt. Cette distribution est paramétrisée par une fonction Crystal Ball centrée sur la masse des J/ψ avec une largeur de $12.2 \text{ MeV}/c^2$.

	Pureté	ϵ_{rec}	S	B
No L0				
	$(96.1 \pm 0.2)\%$	$(49.3 \pm 0.3)\%$	103.502	4.560
L0				
	$(96.2 \pm 0.2)\%$	$(56.8 \pm 0.2)\%$	96.241	4.291

TAB. 8.6 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction des J/ψ et d'acceptance du L0. 49% des J/ψ dans l'acceptance sont reconstruits.

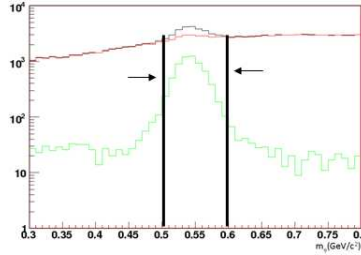


FIG. 8.7 – Spectre en masse des η reconstruits avec en noir le signal, en vert les η associés à des vrais η venant d'un B_s et le bruit de fond combinatoire en rouge. On voit que le signal est noyé sous du bruit de fond, des coupures vont être à appliquer pour le réduire.

8.4.2 Reconstruction des η

Dans le spectre de masse, le maximum de la combinatoire se trouve aux alentours de la masse du η .

Les états sélectionnés sont des η non mélangés appariés deux à deux, la fenêtre de masse est de ± 40 MeV/ c^2 autour de la masse du η . La proportion de η mélangés est de 18%, ces 18% ne sont pas reconstruits dans cette analyse. La même étude a été menée avec les η que pour les J/ψ avec et sans le L0. Les spectres de masse sont représentés sur la figure 8.7, l'échelle des ordonnées est logarithmique car le bruit de fond est très grand. Les différentes efficacités et puretés du signal sont représentées dans le tableau 8.8.

L'efficacité de reconstruction des η est très faible toujours du à la difficulté de reconstruire les photons, elle est de 8% sans le L0 et 12% avec le L0. Mais à la différence des π^0 , les photons issus d'un même η se retrouvent beaucoup moins souvent dans le même amas. Ceci étant du à la différence de masse entre ces deux particules. On peut voir cet effet sur les distributions

	Pureté	ϵ_{rec}	S	B
No L0				
	$(0.34 \pm 0.01)\%$	$(8.2 \pm 0.3)\%$	12.741	3.698.031
L0				
	$(0.34 \pm 0.01)\%$	$(11.8 \pm 0.3)\%$	11.843	3.482.366

TAB. 8.7 – Table résumant les différentes efficacités de reconstruction des η et d'acceptance du L0. 8% des η dans l'acceptance sont reconstruits, de ces reconstruits 93% passent le L0.

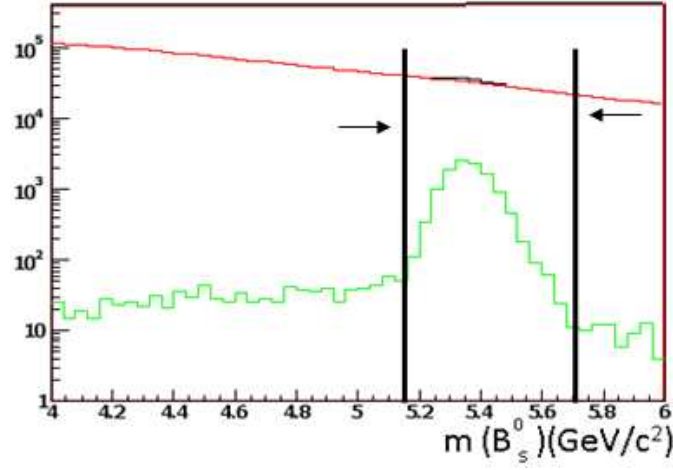


FIG. 8.8 – *Spectre en masse des B_s^0 reconstruits avec en noir le signal, en vert les B_s^0 associés à des vrais B_s .*

	Pureté	ϵ_{rec}	S	B
No L0				
	$(5.6 \pm 0.1)\%$	$(7.8 \pm 0.5)\%$	9.151	163.054
L0				
	$(5.4 \pm 0.1)\%$	$(8.5 \pm 0.5)\%$	8.524	158.033

TAB. 8.8 – *Table résumant les différentes efficacités de reconstruction des B_s^0 et d'acceptance du L0. 8.5% des B_s^0 dans l'acceptance sont reconstruits, de ces reconstruits 93% passent le L0.*

des distances entre les photons.

Le problème majeur dans la reconstruction des η est le bruit de fond combinatoire, il est à l'origine du bruit de fond sur la reconstruction des B_s^0 .

8.4.3 Reconstruction des B_s^0

En effectuant la combinaison simple des spectres des J/ψ et des η sans effectuer aucune coupure on obtient la distribution en masse de la figure 8.8 avec application du L0. L'échelle est ici logarithmique.

Au final on a reconstruit 8.5% des B_s^0 qui déclenchent le L0. Le signal n'est pas visible sur les distributions en masse des B_s^0 car le bruit de fond est trop grand, on obtient un rapport signal sur bruit de 0.06. La principale contribution est celle de la combinatoire des η et des vrais η reconstruits mais ne provenant pas d'un B_s^0 .

Au final les différentes efficacités (acceptance, L0 et reconstruction) sont résumées dans le tableau 8.9. La première étape pour augmenter le rapport signal/bruit va être de trouver des coupures sur les variables des photons reconstruisant les η et sur les variables du η lui-même. La reconstruction du J/ψ étant très bien contrôlée, des coupures éventuelles seront analysées quand on étudiera le fond $J/\psi X$ et $b - \bar{b}$.

	η	J/ψ	B_s^0
ϵ_{acc}	24%	31%	17%
ϵ_{L0}	62%	81%	86%
ϵ_{Rec}	12%	57%	8.5%
$\epsilon_{totI}(B_s^0) = \epsilon_{acc} \cdot \epsilon_{L0}$	15%	$\epsilon_{tot}(B_s^0) = \epsilon_{acc} \cdot \epsilon_{L0} \cdot \epsilon_{Rec}$	1.24%

TAB. 8.9 – Table résumant les différentes efficacités d'acceptance, du trigger de niveau 0 et de reconstruction. Seuls 1.24% des B_s^0 initiaux sont reconstruits et passent le L0.

8.5 Etude du bruit combinatoire

Le maximum de la distribution en masse issu de la combinaison deux à deux des photons se situe aux alentours de la masse des η .

8.5.1 Ajustement des coupures pour la reconstruction des η

Les variables utilisées pour améliorer la sélection des η issu du canal étudié sont les mêmes que celles décrites dans le chapitre précédent. Ici aussi, le choix des valeurs des coupures a été fait afin de maximiser le rapport S/B tout en conservant le maximum de signal, c'est à dire avoir la meilleure efficacité de reconstruction des B_d^0 .

Impulsion transverse des photons

On peut voir sur la figure 8.9 en haut à gauche les distributions des impulsions transverses pour tous les photons reconstruits (noir), les photons venant de η issus de la désintégration d'un méson B_s (rouge). Dans chaque paires de photons associés on étiquette comme "premier photon" celui qui a le plus grand Pt et comme deuxième photon l'autre. On sélectionne les premiers photons tels que leur impulsion transverse soit supérieure à 1 GeV/c, ce qui permet de rejeter 95% (figure 8.9 en bas à gauche) des photons ne venant pas de η tout en gardant 90% des photons des η . La distribution en impulsion transverse des deuxièmes photons est représentée sur la figure 8.10. En sélectionnant les "deuxième photon" de $Pt > 0.6 \text{ GeV}/c$ on obtient une réjection de 80% des faux η pour une efficacité de 70%.

Distance entre les photons

La variable étudiée ici est la distance entre les deux photons ($Dist_{\gamma_1\gamma_2}$). Les photons issus de la désintégration d'un η se trouvent dans le plan des calorimètres à une distance moyenne l'un de l'autre d'environ 600 mm en accord avec la formule :

$$m_\eta^2 = 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos(\theta_{12})). \quad (8.5.1)$$

On voit qu'en sélectionnant les associations dont les deux photons sont à une distance inférieure à 900mm, on rejette 93% du bruit de fond tout en gardant 90% du signal.

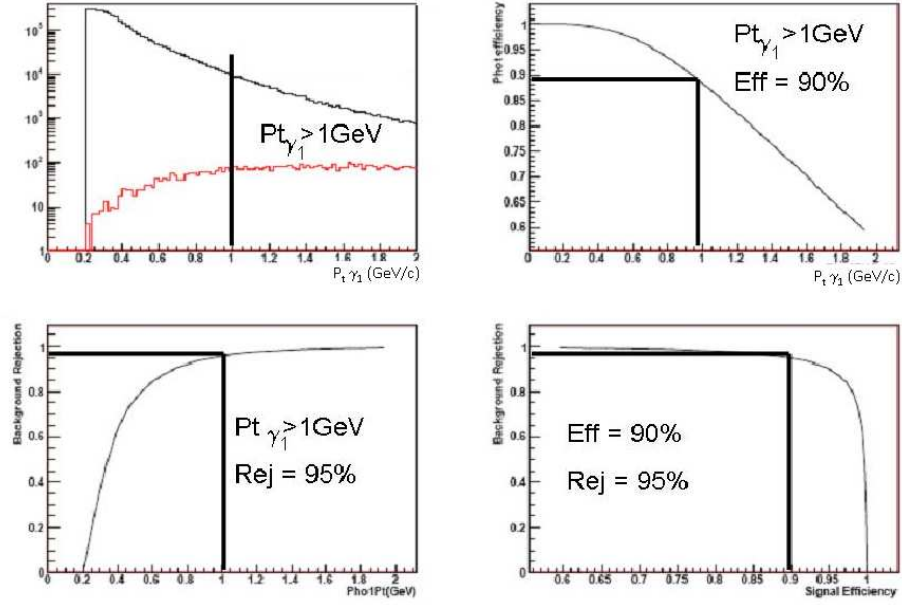


FIG. 8.9 – *Haut, Gauche* : spectre en P_t (GeV/c) du premier photon reconstruit, en noir pour tous les photons, en rouge ceux venant d'un η issu d'un méson B_s . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en P_t des photons ($P_{t, \gamma_1} > 1 \text{ GeV} \Rightarrow \text{Eff} = 90\%$). *Bas, Gauche* : réjection photons ne venant pas d'un η en fonction de la coupure en P_t des photons ($P_{t, \gamma_1} > 1 \text{ GeV} \Rightarrow \text{Rej} = 95\%$). *En bas à droite* est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

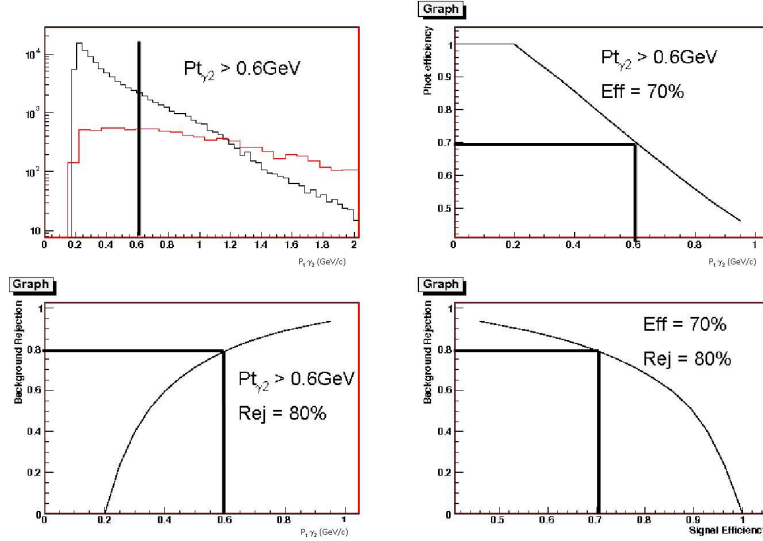


FIG. 8.10 – *Haut, Gauche* : spectre en Pt (GeV/c) du deuxième photon reconstruit, en noir pour tous les photons, en rouge ceux venant d'un η issu d'un méson B_s . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_\gamma > 0.6 \text{ GeV}/c \Rightarrow \text{Eff} = 70\%$). *Bas, Gauche* : réjection photons ne venant pas d'un η en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_\gamma > 0.6 \text{ GeV}/c \Rightarrow \text{Rej} = 80\%$). *En bas à droite* est représentée la réjection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

Impulsion transverse du η

La variable étudiée est l'impulsion transverse des η reconstruits. Les η sont produits à grande impulsion transverse en conséquence de la masse du B_s^0 , le fond est aux basses valeurs de l'impulsion transverse des η . L'efficacité et la réjection de cette coupure ont été étudiées de la même manière que pour les deux autres coupures, leur dépendance est représentée sur la figure 8.12.

Pour une impulsion transverse du η reconstruit supérieure à $1.4 \text{ GeV}/c$, on obtient une efficacité de 90% pour une réjection de 95%.

Masse des η avec coupures

Finalement après l'application des ces quatre coupures, on obtient la distribution en masse des η de la figure 8.13. Grâce aux coupures décrites précédemment, le spectre de η a été purifié de la plupart de mauvaises associations. Il se compose encore de beaucoup de η ne venant pas de désintégration de méson B_s^0 . On obtient une efficacité de coupures des η de 60% pour un rapport $S/B=0.4$. Le taux de réjection du signal est très fort, ceci est dû aux grandes efficacités des coupures présentées précédemment.

Reconstruction du B_s^0 (II)

A partir de cet échantillon plus propre de η , on reconstruit les mésons B_s^0 en les combinant avec les J/ψ reconstruits ; ceci est représenté sur la figure 8.14. En appliquant les coupures sur les masses des J/ψ et des η à 3.5σ ($3.05 < m_{J/\psi} < 3.15 \text{ GeV}/c^2$ et $0.5 < m_\eta < 0.6 \text{ GeV}/c^2$), et sur

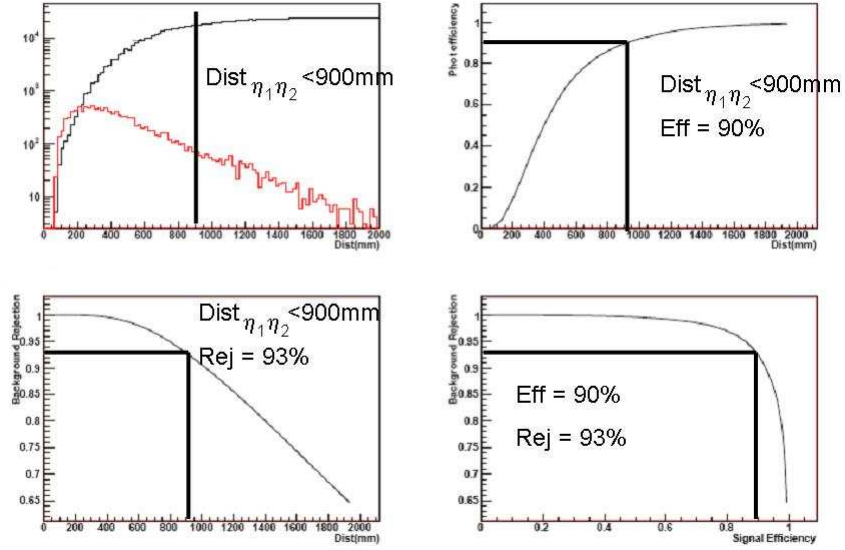


FIG. 8.11 – *Haut, Gauche* : spectre en distance (mm) entre les photons de la combinatoire, en noir pour toutes les combinaisons, en noir celles venant de η et de la combinatoire, en rouge pour les η issu d'un méson B_s . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en distance entre les photons ($\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2} < 900\text{mm} \Rightarrow \text{Eff} = 90\%$). *Bas, Gauche* : réjection de combinaisons n'étant pas des η en fonction de la coupure en distance entre les photons ($\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2} < 900\text{mm} \Rightarrow \text{Rej} = 93\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

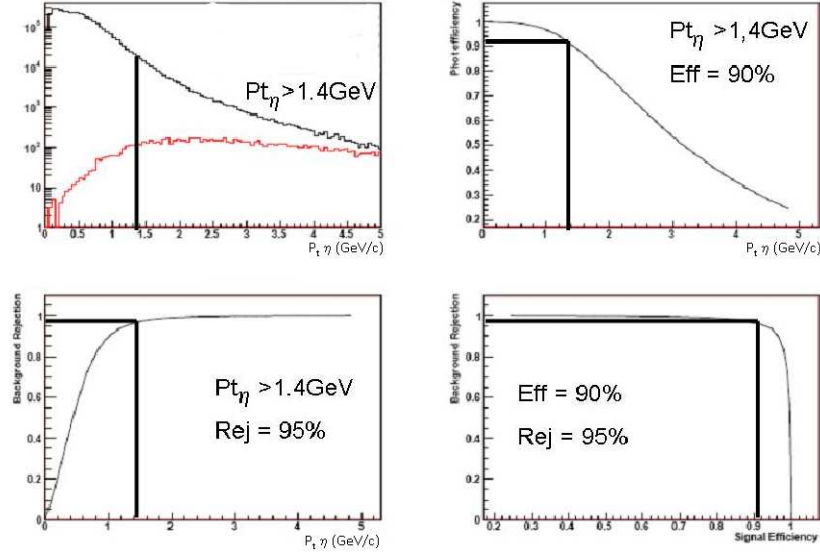


FIG. 8.12 – *Haut, Gauche* : spectre en impulsion transverse (GeV/c) des η reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant d'un η issu d'un méson B_s . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en impulsion transverse des η ($P_{t\eta} > 1.4 \text{ GeV}/c \Rightarrow \text{Eff} = 90\%$). *Bas, Gauche* : réjection de combinaisons n'étant des η en fonction de la coupure en $P_{t\eta}$ ($P_{t\eta} > 1.4 \text{ GeV}/c \Rightarrow \text{Rej} = 95\%$). *En bas à droite* est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

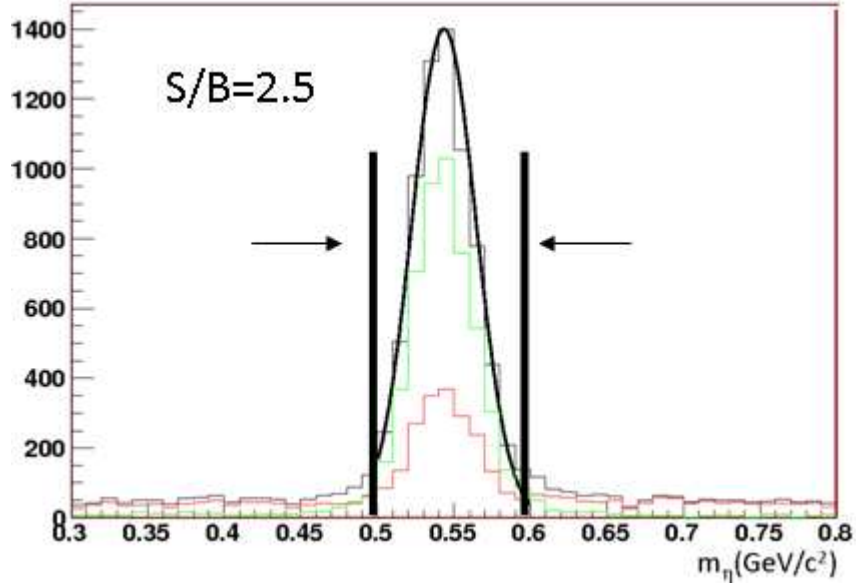


FIG. 8.13 – *Spectre en masse des η reconstruits* avec en noir tous les η reconstruits, en rouge les η associés à des η venant d'un B_s . L'efficacité des coupures des η est de 73% pour un rapport $S/B=0.4$. On voit que le pic est presque exclusivement composé de η mais seul une partie vient de la désintégration d'un méson B_s^0 .

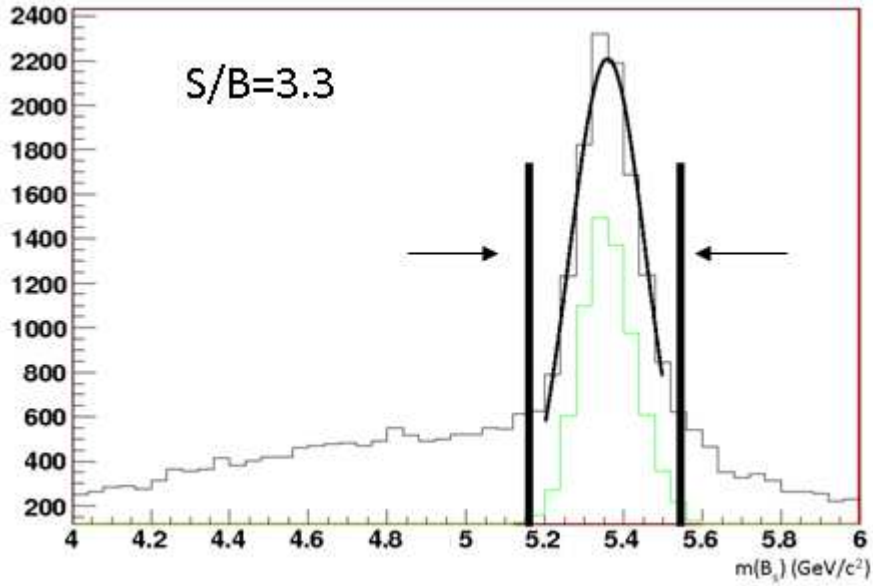


FIG. 8.14 – Spectre en masse des B_s reconstruits avec en noir le signal, en vert les B_s associés à des B_s , après l'application des coupures en masse pour les η et les J/ψ et sur Pt_{γ_1} , Pt_{γ_2} , $Dist_{\gamma_1\gamma_2}$ et Pt_η . On obtient une efficacité de coupures sur les η de 87% pour un rapport $S/B=3.3$ dans une fenêtre de masse de $\pm 150\text{MeV}$ autour de la masse du B_s .

les variables des η ($Pt_{\gamma_1} > 1\text{GeV}/c$, $Pt_{\gamma_2} > 0.6\text{GeV}/c$, $Dist_{\gamma_1\gamma_2} < 900\text{mm}$ et $Pt_\eta > 1.4\text{GeV}/c$), on obtient une efficacité après coupures sur les η de 87% pour un rapport $S/B=3.3$ pour la reconstruction du B_s^0 . La distribution en masse des B_s^0 est centrée sur $5.36\text{GeV}/c^2$ avec une largeur de $96\text{MeV}/c^2$. L'effet des coupures des η est résumé dans la table 8.10.

Le rapport S/B reste faible bien que les coupures aient éliminé 98.6% du bruit de fond. L'efficacité des coupures est très bonne. Le reste du fond peut s'éliminer en ajustant des coupures sur les variables du B_s^0 .

Coupure	Efficacité	Rejection
$Pt_{\gamma_1} > 1\text{GeV}/c$	90%	95%
$Pt_{\gamma_2} > 0.6\text{GeV}/c$	70%	70%
$Dist_{\gamma_1\gamma_2} < 900\text{mm}$	90%	93%
$Pt_\eta > 1.4\text{GeV}/c$	90%	95%
Particule reconstruite	Efficacité	S/B
η (fenêtre de masse $\pm 50\text{MeV}$)	60%	0.4
B_s^0 fenêtre de masse $\pm 150\text{MeV}$	87%	3.3

TAB. 8.10 – Résumé des effets des coupures sur le η .

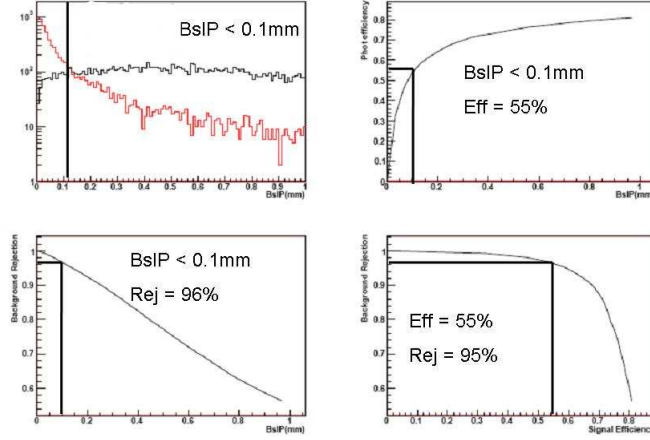


FIG. 8.15 – *Haut, Gauche* : spectre du paramètre d'impact (mm) des B_s^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant méson B_s . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des B_s^0 en fonction du paramètre d'impact des B_s^0 ($IP_{B_s^0} < 0.1\text{mm} \Rightarrow \text{Eff} = 55\%$). *Bas, Gauche* : réjection des combinaisons n'étant pas des B_s^0 en fonction de la coupure en $IP_{B_s^0}$ ($IP_{B_s^0} < 0.1\text{mm} \Rightarrow \text{Rej} = 96\%$). *En bas à droite* est représentée la réjection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

Rapport de branchement du $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$

En une année de prise de données, avec 10^{12} paires de mésons b produites, l'analyse décrite permettra de sélectionner 23000 événements B_s^0 dans l'intervalle en masse de 100MeV autour du B_s^0 , sur un fond combinatoire d'environ 15000 événements dû à différents canaux produisant des J/ψ . Le manque de statistique disponible pour les canaux de fond rend difficile l'analyse complète à ce niveau.

8.5.2 Ajustement des coupures pour la reconstruction des B_s^0

Les variables utilisées sont des variables topologiques, ce sont les mêmes que celles employées pour l'étude du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ discuté dans le chapitre précédent. Elles sont étudiées après l'application des sélection précédentes sur le η et le J/ψ .

Sélection sur le paramètre d'impact

Les distributions du paramètre d'impact du signal et du fond sur la figure 8.15 montrent que le signal se situe aux petites valeurs du paramètre d'impact. Cela signifie que le B_s^0 reconstruit est aligné avec les deux vertex, signifiant qu'il est le seul produit de désintégration au deuxième vertex. La rejection et l'efficacité des coupures sur cette variable sont représentées sur la figure 8.15. Pour une coupure $IP_{B_s^0} < 0.1\text{mm}$ on rejette 96% du fond tout en gardant 55% du signal.

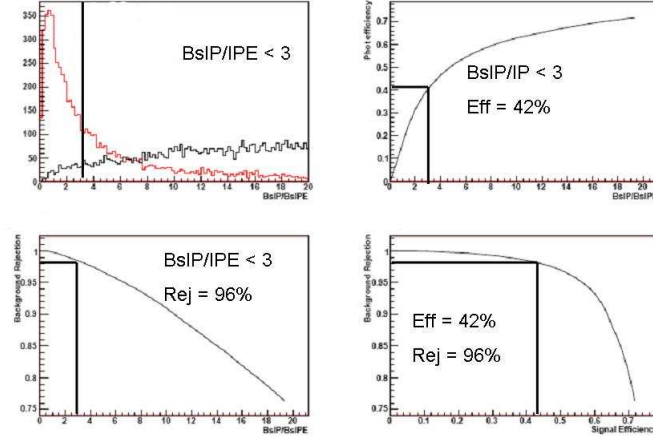


FIG. 8.16 – *Haut, Gauche* : spectre du rapport IP/PE des B_s^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant méson B_s . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des B_s^0 en fonction de la coupure en IP/PE des B_s^0 ($\frac{IP_{B_s^0}}{PE_{B_s^0}} < 3 \Rightarrow \text{Eff} = 42\%$). *Bas, Gauche* : réjection des combinaisons n'étant pas des B_s^0 en fonction de la coupure en $\frac{IP_{B_s^0}}{PE_{B_s^0}}$ ($\frac{IP_{B_s^0}}{PE_{B_s^0}} < 3 \Rightarrow \text{Rej} = 96\%$). *En bas à droite* est représentée la réjection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

Utilisation de l'erreur sur le paramètre d'impact

La deuxième variable utilise toujours le paramètre d'impact mais le couple avec son erreur ($IP_{B_s^0}$). Sa distribution est représentée sur la figure 8.16.

On peut voir qu'en appliquant une coupure $IP_{B_s^0}/PE_{B_s^0} < 3$ on rejette 96% du fond tout en gardant 42% du signal.

Θ_{LP}

La troisième variable est toujours une variable topologique. Elle porte sur l'angle entre la direction des deux vertex (primaire et secondaire) et celle du méson B_s^0 reconstruit. On le définit par

$$\cos(\alpha) = \theta_{LP} = \frac{\overrightarrow{L_{vertex}} \cdot \overrightarrow{P_{B_s^0}}}{|\overrightarrow{L_{vertex}}| |\overrightarrow{P_{B_s^0}}|}. \quad (8.5.2)$$

Les distributions pour le signal et le fond sont représentées sur la figure 8.17. Pour le signal elle pique à 1, ce qui signifie que les deux vertex et le méson B_s^0 reconstruit sont majoritairement colinéaires.

On obtient, pour une coupure $\theta_{LP} > 0.9$, une efficacité de 74% avec une rejection de 80%.

Les coupures sur le méson B_s^0 sont résumées dans le tableau 8.11.

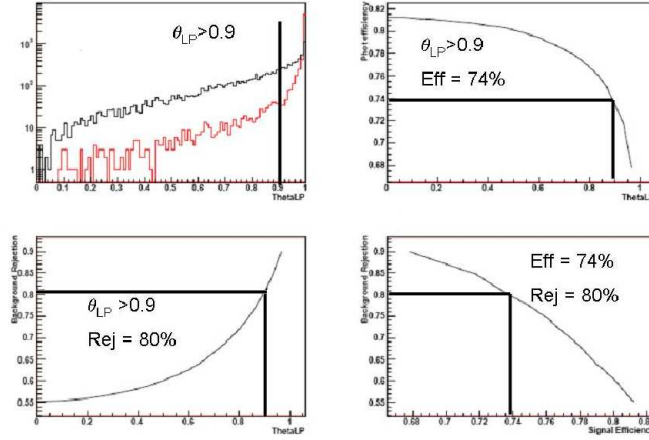


FIG. 8.17 – *Haut, Gauche* : spectre de θ_{LP} des B_s^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant méson B_s . *Haut, Droite* : efficacité de reconstruction des B_s^0 en fonction de la coupure en θ_{LP} des B_s^0 ($\theta_{LP}(B_s^0) > 0.9 \Rightarrow \text{Eff} = 74\%$). *Bas, Gauche* : réjection de combinaisons n'étant des B_s^0 en fonction de la coupure en $\theta_{LP}(B_s^0)$ ($\theta_{LP}(B_s^0) > 0.9 \Rightarrow \text{Rej} = 80\%$). *En bas à droite* est représentée la réjection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.

Coupure	Efficacité	Rejection
$IP_{B^0} < 0.1\text{mm}$	55%	96%
$\frac{IP_{B_s^0}}{IPE_{B_s^0}} < 3$	42%	96%
$\theta_{LP} > 0.9$	74%	80%
Total	38%(2331)	99%(15)

TAB. 8.11 – *Résumé des effets des coupures sur le B_s^0 .*

Effets des coupures sur la masse du B_s^0

En appliquant les coupures trouvées précédemment pour les η et en appliquant celles sur le méson B_s^0 , on obtient la distribution en masse représentée sur la figure 8.18. Cette distribution est ajustée par une gaussienne centrée sur $5.36\text{GeV}/c^2$ avec une largeur de $71\text{MeV}/c^2$. On reconstruit les mésons B_s^0 avec un rapport S/B=62 et une efficacité des coupures de 38% pour une réjection de 99%.

Finalement, tous les résultats d'acceptance, Trigger, reconstruction et coupures sont résumés dans le tableau 8.12. L'efficacité totale représente le rapport du nombre de B_s^0 reconstruits sur le nombre d'événements simulés.

On s'attend à avoir dans LHCb avec une luminosité nominale de $2.10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en une année (ce qui correspond à 10^7s) soit 2.25×10^6 événements de type $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$ (voir tableau 8.2). Or nous avons simulé 3.28×10^5 , ce qui correspond à une luminosité intégrée de $\int Ldt = 0.58\text{pb}^{-1}$. Parmi les événements simulés 2313 passent la sélection complète présentée

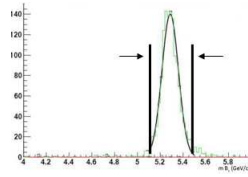


FIG. 8.18 – *Spectre en masse des B_s reconstruits avec en noir le signal, en rouge les B_s associés à des B_s , après l'application des coupures en masse pour les η et les J/ψ et sur Pt_{γ_1} , Pt_{γ_2} , $Dist_{\gamma_1\gamma_2}$, Pt_η , $IP_{B_s^0} < 0.1\text{mm}$, $\frac{IP_{B_s^0}}{IPE_{B_s^0}} > 3$ et $\theta_{LP}(B_s^0) > 0.9$. On obtient une efficacité de coupures sur B_s^0 de 38% pour un rapport $S/B=62$.*

		η	J/ψ	B_s^0
Sans coupures				
	ϵ_{acc}	24%	31%	17%
	ϵ_{L0}	62%	81%	86%
	ϵ_{rec}	12%	57%	8.5%
Coupures				
	Coupures η			
	Efficacité	60%		87%
	S/B	0.4		3.3
Avec B_s^0 coupures				
	Efficacité partielle	38%	Efficacité totale	0.7%
	S/B			62

TAB. 8.12 – *Résumé des effets des coupures sur la reconstruction des $J\psi$, η et B_s^0 .*

ici, le Trigger L0 et application de coupures sur les η et les mésons B_s^0 , pour une année de prises de données ce sont 7980 événements qui seraient sélectionnés.

La prochaine étape est l'application de ces coupures à aux échantillons des fonds. Le premier échantillon est B_s^0 se désintégrant en un J/ψ et n'importe quelle autre particule : $B_s^0 \rightarrow J/\psi X$.

8.6 Etude du bruit de fond

La reconstruction des B_s^0 s'est faite exactement de la même manière que pour l'étude de la combinatoire avec l'application des coupures étudiées précédemment :

- $3.05 < m_{J/\psi} < 3.15 \text{GeV}/c^2$,
- $0.5 < m_\eta < 0.6 \text{GeV}/c^2$,
- $Pt_{\gamma_1} > 1 \text{GeV}/c$,
- $Pt_{\gamma_2} > 0.6 \text{GeV}/c$,
- $Dist_{\gamma_1\gamma_2} < 900 \text{mm}$,
- $Pt_\eta > 1.4 \text{GeV}/c$,
- $IP_{B_s^0} < 0.1 \text{mm}$,

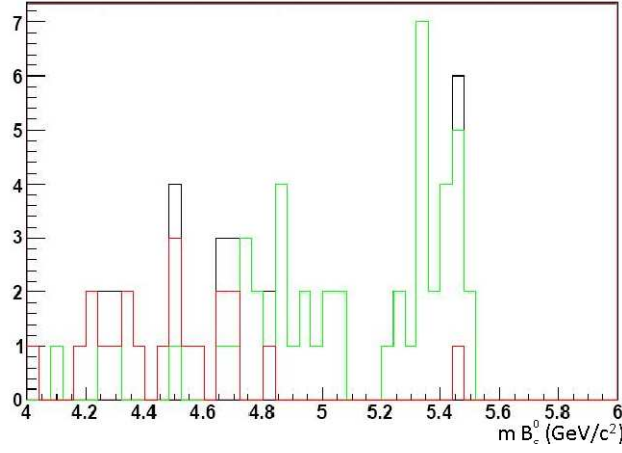


FIG. 8.19 – Spectre en masse des B_s reconstruits avec en noir le signal, en rouge les B_s associés à des B_s , après l'application des coupures en masse pour les η et les J/ψ et sur Pt_{γ_1} , Pt_{γ_2} , $Dist_{\gamma_1\gamma_2}$, Pt_η , $IP_{B_s^0} < 0.1\text{mm}$, $\frac{IP_{B_s^0}}{IPE_{B_s^0}} < 3$ et $\theta_{LP}(B_s^0) > 0.9$. On obtient un rapport $S/B \sim 18$, $S=18$ et $B=1$ dans une fenêtre de masse de $\pm 150\text{MeV}$.

- $\frac{IP_{B_s^0}}{IPE_{B_s^0}} < 3$ et
- $\theta_{LP} > 0.9$.

8.6.1 $B_s^0 \rightarrow J/\psi X$

Cette étude s'est faite sur l'échantillon de 135703 événements produit par la collaboration avec les mêmes programmes que pour la production du canal seul. Dans ce lot d'événements 5891 $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ sont présents, ces événements ont été filtrés en demandant que les deux muons issus du J/ψ soient dans l'acceptance. L'application des coupures de sélection et du trigger L0 à l'échantillon de $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$ nous permet d'obtenir la distribution en masse de la figure 8.19. Seulement 18 B_s^0 sont reconstruits et le fond est de 1. Ce qui nous donne un rapport $S/B=18$. Les 18 B_s^0 reconstruits donnent une efficacité totale sur les B_s^0 de $(0.56 \pm 0.10)\%$. L'événement de fond a pu être identifié et est issu de la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$. Le rapport de branchement de ce canal est encore inconnu faute de mesure mais une limite supérieure a pu être mise par l'expérience L3 du LEP :

$$BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^0) < 1.2 \times 10^{-3} \text{ à } 90\% \text{ CL} \quad (8.6.1)$$

donc

$$BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)) < 2.0 \times 10^{-5} \text{ à } 90\% \text{ CL} \quad (8.6.2)$$

Cette limite sur le rapport de branchement est d'un de grandeur au-dessus de celui du canal étudié ici. Ce canal risque donc de contribuer fortement au bruit de fond.

8.6.2 Etude du bruit $b\bar{b}$

Sur 853.500 événements b inclusif seul 2 événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$ ont été produits au niveau Monte-Carlo mais aucun B_s^0 n'a été reconstruit que ce soit du signal ou du fond.

8.6.3 $B\bar{b}$ réduits

Sur 273.000 événements $b\bar{b}$, 55 événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$ ont été simulés et un seul passant les sélections avec aucun événement de fond.

8.6.4 $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$

En utilisant les événements simulés pour l'étude du canal précédent $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$ et appliquant les coupures de sélection, sur les 3.4×10^5 , 14 ont été reconstruits comme des B_s^0 .

8.6.5 $J\psi$ Inclusif

Pour ce bruit de fond, 1.320.870 événements ont été analysé et aucun d'eux n'a été reconstruit comme $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$.

Les bruits de fond sont résumés dans le tableau 8.13.

En prenant en compte les fractions de luminosité que représentent les échantillons utilisés

Type d'événements	#analysés	$\int Ldt$ (pb^{-1})	#sélectionnés	#sélectionnés/an
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$	3.4×10^5	0.58	2313	7.980
Combinatoire $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$	3.4×10^5	0.58	37	127
$B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$	3.4×10^5	0.74	14	38
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)X$	135.700	0.004	1	500
$b\bar{b}$	853.000	0.004	0	0
$b\bar{b}$ réduits	946.000	0.04	0	0
$J\psi$ inclusif	1.320.870	0.01	0	0

TAB. 8.13 – Nombres d'événements analysés et sélectionnés par la procédure décrite plus haut (application des coupures) après le niveau 0 de déclenchement.

pour simuler le bruit de fond on obtient au bout d'un an ~ 7.980 $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$ reconstruits pour ~ 665 événements de fond ce qui nous donne un rapport S/B ~ 12 comme on peut le voir sur la figure 8.20.

8.7 Mesure du rapport de branchement

Une mesure importante de ce canal va être celle de son rapport de branchement. Avec un total d'environ 8000 événements reconstruits par an pour le seul canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$, connaissant les valeurs de rapport de branchement de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, les efficacités des coupures, de l'acceptance et du trigger L0, on pourra alors estimer le flux de ce canal dans LHCb.

On peut calculer

$$\frac{\Delta RB(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta)}{RB(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta)} = \left(\frac{\sqrt{\#evts}}{\#evts} \oplus \frac{\Delta RB(b \rightarrow B_s)}{RB(b \rightarrow B_s)} \oplus \frac{\Delta RB(J/\psi(\mu\mu))}{RB(J/\psi(\mu\mu))} \oplus \frac{\Delta RB(\eta(\gamma\gamma))}{RB(\eta(\gamma\gamma))} \right), \quad (8.7.1)$$

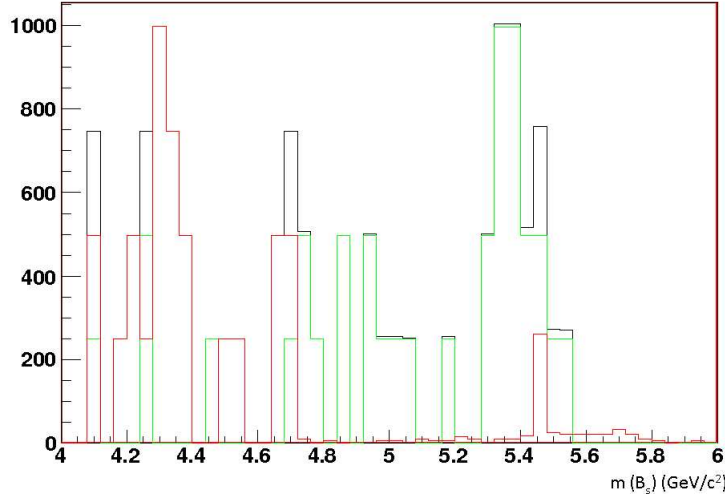


FIG. 8.20 – Spectre en masse des B_s reconstruits avec le bruit de fond, avec en noir le signal, en vert les B_s associés à des B_s , après l'application des coupures en masse pour les η et les J/ψ et sur Pt_{γ_1} , Pt_{γ_2} , $Dist_{\gamma_1\gamma_2}$, Pt_η , $IP_{B_s^0} < 0.1mm$, $\frac{IP_{B_s^0}}{TPE_{B_s^0}} < 3$ et $\theta_{LP}(B_s^0) > 0.9$. On obtient un rapport $S/B \sim 12$, $S=3980$ et $B=335$ dans une fenêtre de masse de $\pm 150MeV$.

la plus grande erreur provient de notre méconnaissance sur le rapport de branchement de l'hadronisation $b \rightarrow B_s^0$, mais l'erreur sur celui-ci ne diminuera pas avec les mesures au LHC et au Tevatron faute de dénominateur commun. Le nombre d'événements reconstruits devrait être assez grand pour que la contribution de l'erreur sur le premier terme ne soit pas dominant. L'erreur irréductible reste celle sur l'hadronisation des quarks b en B_s^0 , on pourra au mieux avoir une précision d'environ 10%.

8.8 Étiquetage de la saveur

L'étiquetage s'effectue de manière identique au cas du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ les résultats sont présentés dans le tableau 8.14. Ceci nous permet de le comparer avec les autres canaux

	ϵ_{tag} (%)	ω (%)	ϵ_{eff} (%)
Cuts/L0	52.5 ± 2.6	34.8 ± 3.1	4.9 ± 0.6

TAB. 8.14 – Performance de l'étiquetage pour le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ passant les coupures de la sélection et le niveau 0 du système de déclenchement. Valeurs tirées de [45].

contenant un méson B_s^0 comme dans le tableau 8.15 On obtient ainsi sur notre échantillon de départ pour cette analyse 1214 B_s^0 étiquetés, ce qui nous en fait 4920 reconstruits par an pour 927 événements de bruit de fond étiquetés. On obtient alors un rapport $S/B=5.3$.

canal	ϵ_{tag} (%)	ω (%)	ϵ_{eff} (%)
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$	52.5 ± 2.6	34.8 ± 0.8	4.9 ± 0.6
$B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$	49.8 ± 0.5	33.0 ± 0.8	5.8 ± 0.5
$B_s^0 \rightarrow \pi^+ K^-$	49.5 ± 1.8	30.4 ± 2.6	7.6 ± 1.7
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^-$	54.6 ± 1.2	30.0 ± 1.6	8.7 ± 1.2
$B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$	54.2 ± 0.6	33.4 ± 0.8	6.0 ± 0.5
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$	50.4 ± 0.4	33.4 ± 0.4	5.5 ± 0.3
$B_s^0 \rightarrow J/\psi(ee)\phi$	53.6 ± 1.5	32.2 ± 2.1	6.8 ± 2.4
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee)K^{*0}$	44.2 ± 2.7	35.6 ± 3.5	3.6 ± 1.4

TAB. 8.15 – Performance de l'étiquetage pour différents canaux incluant un méson B_s^0 passant les coupures de la sélection et le niveau 0 du système de déclenchement. Valeurs tirées de [45].

8.9 Résolutions sur les vertex

Les résolutions sur les trois coordonnées du vertex primaire et du vertex secondaire pour les événements passant les sélections et le trigger L0 sont présentées respectivement sur la figure 8.21. Ces 6 distributions sont ajustées par des gaussiennes dont les largeurs sont résumées dans le tableau 8.16. Ces distributions sont toutes les six centrées sur 0 sauf celles en z qui présentes un biais ($6\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$ pour respectivement les vertex primaire et secondaire) et sont comparables à celles de la figure 7.14. Les résolutions en z sont plus élevées que celles en x et en y dues à la segmentation des stations du VELO en r et en θ .

La résolution sur le temps propre est représentée sur la figure 8.22. Cette distribution est aussi

Vertex	Coordonné	Valeur moyenne (μm)	Largeur (μm)
Primaire			
	x	-0.1 ± 0.1	8.1 ± 0.1
	y	$+0. \pm 0.1$	8.1 ± 0.1
	z	$+5.6 \pm 7.2$	44.2 ± 0.5
Secondaire			
	x	$+0.5 \pm 0.3$	18.4 ± 0.3
	y	$+0.1 \pm 0.3$	15.9 ± 0.2
	z	$+20.0 \pm 3.4$	200.0 ± 0.3

TAB. 8.16 – Résumé des résolutions sur la position des vertex primaire et secondaire. ces valeurs sont similaires à celles obtenues pour le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$??.

ajustée par une gaussienne centrée sur la valeur (4.37 ± 0.87)fs et de largeur (53.4 ± 0.6)fs, ces valeurs restent faibles par rapport à la période d'oscillation des mésons B_s^0 ($2\pi/\Delta m \sim 0.35\text{ps}$).

L'efficacité d'acceptance du signal B_s^0 est présentée en fonction du temps propre sur la figure 8.23, elle peut être paramétrée par la formule 7.4.4. La mesure du temps propre a une large erreur, on obtient (1.659 ± 0.473)ps cohérent avec la valeur théorique [85].

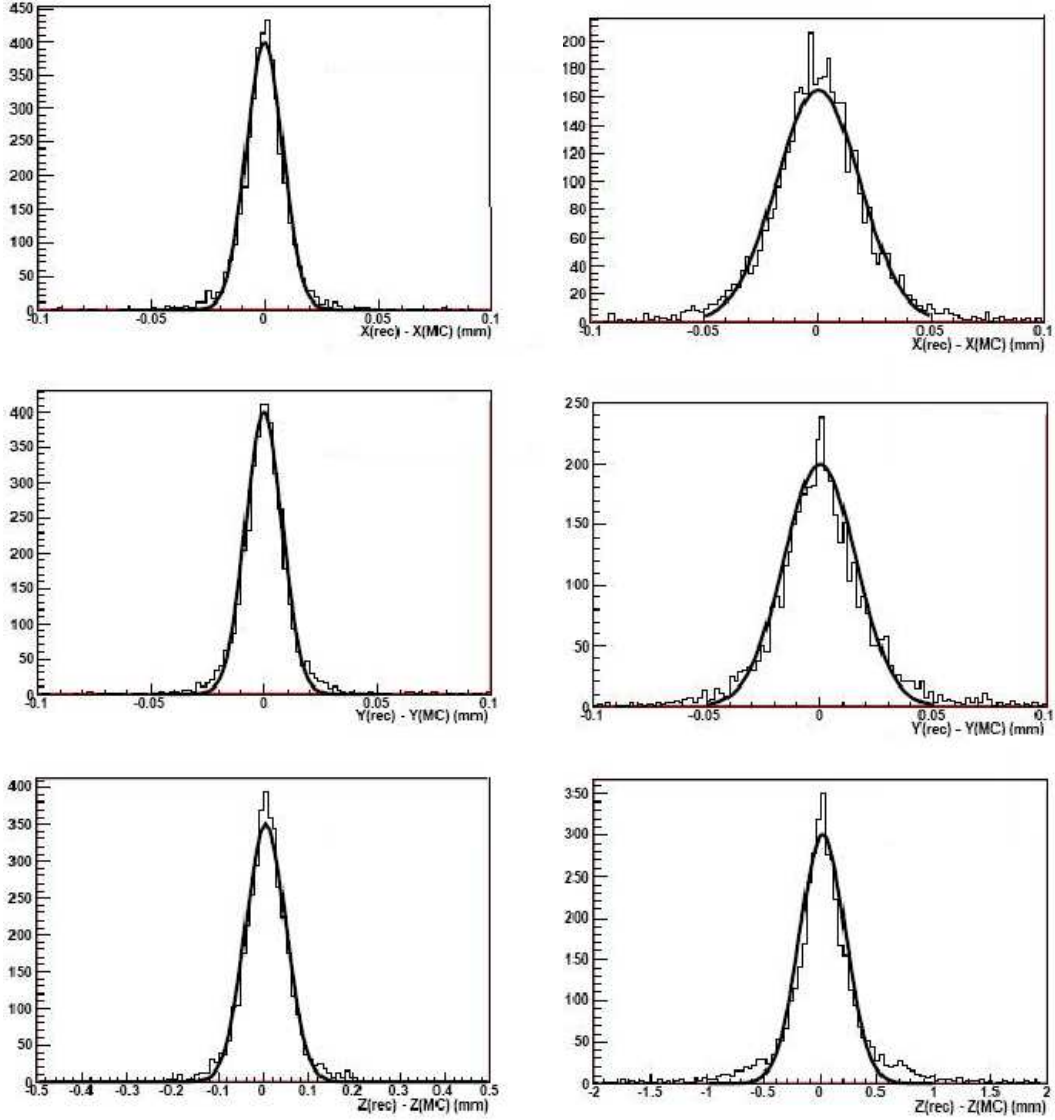


FIG. 8.21 – Résolutions en mm des coordonnées x , y et z des vertex primaire et secondaire (respectivement sur les figures gauche et droite) pour des événements passant les coupures et le trigger $L0$. Ces distributions sont ajustées avec des gaussiennes.

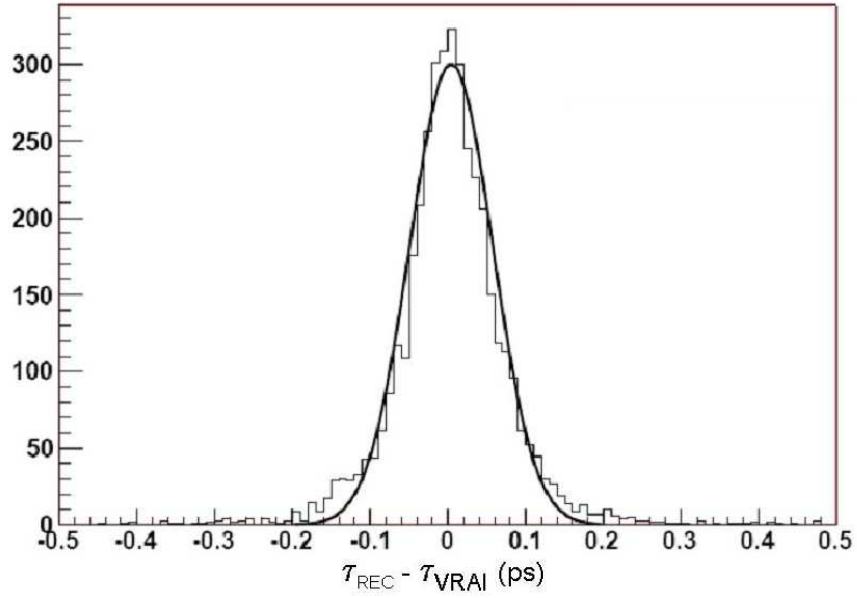


FIG. 8.22 – Résolutions en ps du temps propre pour des événements passant les coupures et le trigger L0. Cette distribution est ajustée avec une gaussienne.

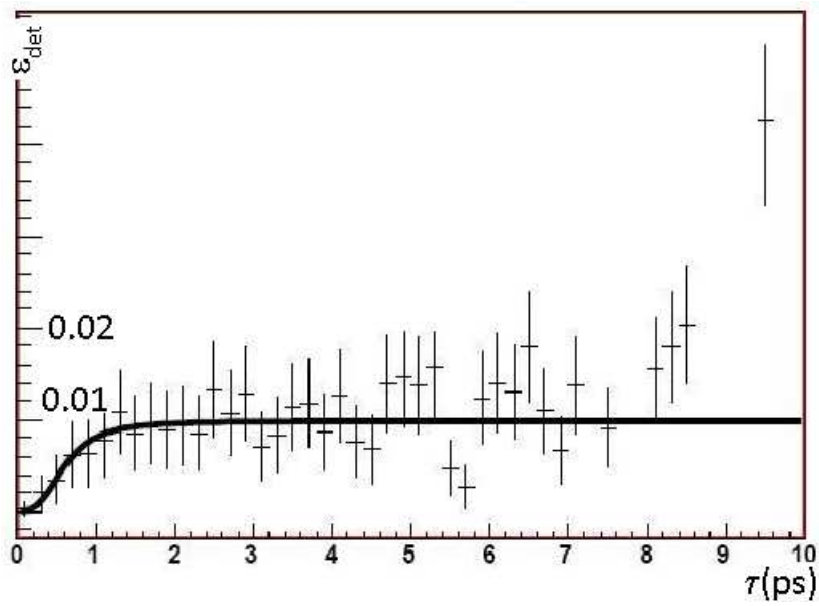


FIG. 8.23 – Efficacité des coupures et du trigger L0 en fonction du temps propre (ps). La fonction d'ajustement est la formule 7.4.4

8.10 Sensibilité aux mesures de $\sin(2\beta_s)$

Nous pouvons ainsi déterminer la sensibilité de LHCb après un an de prise de données dans le cadre du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ en prenant en compte les études réalisées sur les données simulées pour lesquelles la reconstruction, la sélection, le système de déclenchement et l'étiquetage n'utilisent pas l'information Monte-Carlo.

L'asymétrie de l'équation 1.4.23 doit être réécrite en tenant compte des effets de mauvais étiquetage. Les largeurs de désintégration $\Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta)$ deviennent alors $\Gamma_{obs}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta) = (1 - \omega)\Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta) + \omega\bar{\Gamma}(\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi\eta)$ où ω est la fraction de mésons mal étiquetés. L'asymétrie devient alors :

$$(1 - 2\omega) \frac{\sin(2\beta_s) \sin(\Delta M_s t)}{\cosh(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}) - \cos(2\beta_s) \sinh(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2})}. \quad (8.10.1)$$

On retrouve le facteur de dilution calculé précédemment $\omega = (34.8 \pm 0.8)\%$. Les valeurs pour les termes ΔM_s et $\Delta\Gamma_s$ sont celles décrites dans les équations 1.4.27 et 1.4.28.

Les paramètres du Monte-Carlo sont représentés dans le tableau 8.17, ces valeurs servent pour l'ajustement de la fonction d'asymétrie en fonction du temps propre. La statistique simulée

$\Delta(\Gamma_s)$	$6.852 * 10^{10} s^{-1}$
$\Delta(M_s)$	$20 * 10^{12} s^{-1}$
τ_s	$1.461 * 10^{-12} s$

TAB. 8.17 – Paramètres Monte-Carlo de la simulation présents dans la simulation [85].

n'est pas suffisante pour traiter complètement la mesure de $\sin(2\beta_s)$. Les distributions des largeurs de désintégration des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ et $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ sont donc simulées par les formules :

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta) = |A_{cp}(0)|^2 e^{-\Gamma_{B_s} t} [\cosh(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}) + \cos(\phi_s) \sinh(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}) - D * \sin(\phi_s) \sin(\Delta m_s t)] \quad \text{et} \quad (8.10.2)$$

$$\Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi\eta) = |A_{cp}(0)|^2 e^{-\Gamma_{B_s} t} [\cosh(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}) + \cos(\phi_s) \sinh(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}) + D * \sin(\phi_s) \sin(\Delta m_s t)], \quad (8.10.3)$$

avec D le facteur de dilution $(1 - 2\omega)$. La valeur de ϕ_s a été fixée à -0.4 pour nous permettre de diminuer la fréquence des oscillations.

Les distributions des largeurs de désintégration 8.10.2 et 8.10.3 sont représentées en haut à gauche de la figure 8.24 respectivement en noir et en rouge. Ces distributions ont été normalisées par rapport aux nombres d'événements par an attendus dans LHCb. Un ajustement de l'asymétrie a aussi été effectué par la formule 8.10.1, on retrouve la valeur pour $\phi_s = -0.399 \pm 0.003$.

Ces distributions sont convoluées par la fonction d'acceptance décrite dans l'équation 7.4.4 avec les paramètres trouvés plus haut sur la figure 8.23. Les résultats sont représentés sur les figures du milieu de la figure 8.24, avec à gauche les distributions des largeurs de désintégration et à droite l'ajustement de la valeur de l'angle $\phi_s = -0.3751 \pm 0.1181$.

Un deuxième effet a été pris en compte pour être au plus proche de la réalité : l'erreur sur le nombre d'événements par intervalle des distributions. Une erreur égale à la racine carrée du

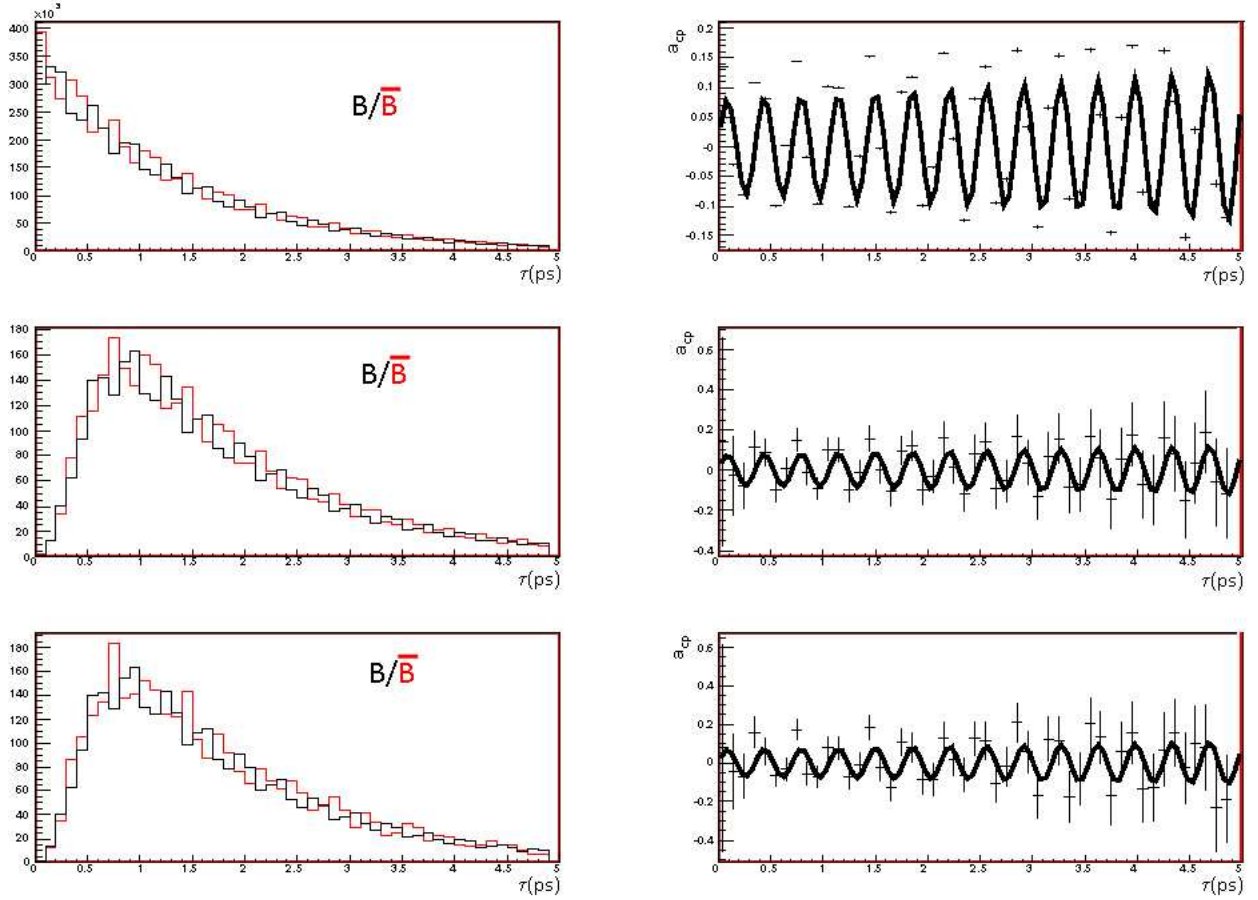


FIG. 8.24 – Distributions en temps propre pour les événements simulés B_s^0 et $\overline{B}_s^0$ sur la ligne du haut, en appliquant les effets d'acceptance sur la ligne du milieu et avec les erreurs sur le nombre d'événements par intervalle sur la ligne du bas. Les fonctions d'asymétries sont aussi représentées et ajustées afin de déterminer l'erreur relative sur l'angle ϕ_s .

nombre d'événements par intervalle a été ainsi introduite. Les résultats sont représentés sur la ligne du bas de la figure 8.24. On obtient ainsi une mesure de

$$\phi_s = -0.320 \pm 0.150, \quad (8.10.4)$$

ce qui correspond à une erreur relative de 47%.

La même étude a été faite pour plusieurs luminosités intégrées, pour 2 et 5 ans de prise de données. Les valeurs de l'erreur relative sur l'angle sont résumées dans le tableau 8.18 pour plusieurs luminosités intégrées et pour une valeur simulée de $\phi_s = -0.13$.

8.11 Les erreurs systématiques

Afin de mieux exploiter les mesures prises par l'expérience LHCb pour les différents canaux de physique, les erreurs systématiques doivent être comprises et prises en compte le

N années	1	2	5
$\delta\phi_s/\phi_s$ (%)	47	33	21

TAB. 8.18 – *Erreurs relatives sur la mesure de l'angle ϕ_s pour plusieurs luminosités intégrées.*

mieux possible. Les contributions à ces erreurs sont :

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

Les erreurs systématiques sur la calibration du calorimètre électromagnétique et le nombre de longueurs de radiation présentes avant le Ecal sont les mêmes que pour le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$. Seule l'erreur sur l'efficacité de l'étiquetage change, elle est meilleure dans le domaine des mésons B_s que dans celui des mésons B_d , on obtient une erreur systématique sur l'étiquetage de 12%.

Pour les asymétries dépendant du temps, les effets d'acceptance du détecteur s'annulent au premier ordre. Par contre contrairement au canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ les échantillons de contrôle sont limités car le système du B_s^0 est mal connu. Une possibilité est le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ [29] où $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ et $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$. Afin de pallier aux effets d'asymétries gauche-droite la polarité de l'aimant peut être inversée. La résolution sur le temps propre est aussi importante dans les mésons B_s du à la fréquence d'oscillation plus importante que dans le système des mésons B_d^0 . La reconstruction des J/ψ et des η ne devrait pas poser de problèmes particulier du fait de la grande statistique de J/ψ et de photons reconstruits.

8.12 Conclusions

En un an de données à la luminosité nominale dans LHCb nous serons capable de reconstruire 4.920 événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$ étiquetés, avec un bruit de fond de l'ordre de 927 événements. L'efficacité effective pour ce canal est de $4.9 \pm 0.6\%$ amenant une précision sur une année de prise de données pour l'angle ϕ_s de l'asymétrie CP de 34%.

Une mesure importante sera aussi la mesure du rapport de branchement de ce canal, qui est actuellement inconnu.

Conclusion

Cette thèse s'est articulée autour de la désintégration de mésons légers neutres en deux photons. Dans le cadre de l'expérience LHCb, elle traite de la reconstruction de π^0 dans différentes configurations et de leur utilisation pour la calibration absolue du calorimètre électromagnétique. Les mésons neutres sont présents dans les deux canaux de physique étudiés : $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta$.

Le flux très important de π^0 dans LHCb est utilisé pour déterminer les performances du calorimètre électromagnétique dès les premières données. Plusieurs scénarii sont étudiés dans l'hypothèse d'une prise de données à 900GeV des collisions p-p et à 14TeV, en fonction de la disponibilité des informations du trajectographe. L'étude menée sur les π^0 reconstruits montre que :

- à 900GeV avec quelques dizaines de milliers d'événements une estimation de l'inter-calibration des cellules pourra être donnée dans la limite où la dispersion de la calibration des cellules n'excède pas 3%, et sur la calibration absolue dans la limite de 2%, quelle que soit la configuration expérimentale.
- à 14TeV avec quelques heures de prises de données l'information similaire pourrait être extraite : 3% sur l'inter-calibration et 2% sur la calibration absolue.
- Dans toutes les configurations, en utilisant des sélections adéquates sur les π^0 ou une méthode discriminante de Fisher, basée sur l'ensemble de l'information des 4 éléments de la calorimétrie, les π^0 peuvent être sélectionnés avec un rapport S/B supérieur à 3.

Le lot de π^0 sélectionnés sert de base à l'étude de la calibration du calorimètre électromagnétique faite dans cette thèse. La résolution en énergie du Ecal a un terme constant à 1% d'après les tests en faisceau et les différentes simulations. Le but est d'inter-calibrer le détecteur au niveau de ce terme constant, soit à 1%.

La méthode développée utilise le fait que les deux photons issus d'un même π^0 forment deux clusters de cellules disjointes. Les coefficients de calibration des cellules individuelles sont alors ajustés en utilisant la contrainte sur la masse du π^0 incident.

L'échantillon de π^0 utilisé équivaut à un flux de 5.2 et $3\pi^0$ pour 100 événements pour respectivement les configurations avec et sans trajectographe. Une méthode itérative de correction des coefficients de calibration on atteint un niveau de 1% avec au maximum 100 millions d'événements ce qui correspond à environ quelques dizaines d'heures de prise de données à la luminosité nominale. Un outil a été développé pour ce scénario itératif qui pourra être utilisé par l'expérience LHCb.

Les mésons π^0 et η sont présents dans de nombreux canaux de physique et notamment les

deux canaux étudiés dans cette thèse $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$.

Le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ mesure l'angle β_{eff} du triangle CKM des mésons B_d . A la mesure de β_{eff} contribuent les diagrammes pingouins, cette mesure si elle est précise peut contribuer à signer la physique au-delà du modèle standard. On s'attend à reconstruire par an dans LHCb environ 2000 événements de ce type après étiquetage. Dans ces conditions les précisions pour une année de mesures à la luminosité nominale sur les deux termes C_{CP} et S_{CP} seraient respectivement de 0.10 et 0.11, soit dès la première année une amélioration des mesures existantes.

Le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ contribue à la mesure de l'angle β_s dans le triangle CKM des mésons B_s^0 . La première contribution de l'analyse de ce canal sera de déterminer le rapport de branchement du $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ même si les incertitudes systématiques et théoriques risquent de dominer. La mesure de l'angle β_s par ce canal permettra de mesurer cet angle avec une erreur de 15% avec 5 ans de prise de données.

Pour ces mesures les performances du trajectographe et en particulier du VELO sont essentielles, le travail présenté repose sur les performances attendues de ces détecteurs. Le traitement du fond dans ce mémoire est limité par les statistiques d'événements Monte-Carlo produits, des méthodes devront être élaborées à partir des données enregistrées pour comprendre les fonds auxquels il y aura à faire face.

Dans les deux canaux présentés l'analyse est basée sur la sélection des J/ψ en paire de muons, et la désintégration en paire de photons des mésons neutres mais d'autres signatures sont à étudier comme le J/ψ en paire electron-positon ou le η en $\pi^+\pi^-\pi^0$.

Chapitre 9

Appendix

9.1 Calibration du détecteur de pied de gerbe (PS)

La calibration du détecteur de pied de gerbe ne peut se faire, comme celle du Ecal, avec une masse reconstruite de particule afin de contraindre l'énergie des ses cellules. Elle peut non plus se faire avec la méthode des électrons pour les mêmes raisons, car l'énergie déposée dans le PS par une particule n'est qu'une fraction de son énergie totale et de larges fluctuations sont présentes, ne sachant pas où la gerbe électromagnétique commence.

Des deux autres méthodes introduites dans les premiers paragraphes de ce chapitre, celle proposée ici se base sur la détermination de la MIP (Minimum Ionizing Particle). Cette énergie déposée alors n'est qu'une ionisation du milieu traversé par freinage des particules. Les seules particules à pouvoir déposer leur énergie d'une telle façon, sont les particules hadroniques. Pour des raisons pratiques et de coupures on ne considérera que les particules hadroniques chargées (π^+ et π^-).

La MIP s'obtient en prenant toutes les cellules du détecteur de pied de gerbe individuellement. Un re-traitement des fichiers de sortie de Gauss (simulation des événements) a du être fait. En effet par défaut dans la digitisation avec le logiciel Boole, une coupure électronique est appliquée à 15 coups d'ADC (Analog-to-digital converter). Cette coupure correspond à une énergie de 3MeV, ce qui élimine la MIP présente à $\sim 2.5\text{MeV}$ ($\sim 10\text{ADC}$).

Le spectre de l'énergie des cellules du PS est représentée sur la figure 9.1. On voit la diminution exponentielle de l'énergie des cellules, avec le pic de saturation à 235MeV, l'énergie du PS étant codée sur 12 bits. Cette saturation est due à des particules électromagnétiques ayant commencé leur gerbe avec le PS.

La MIP du détecteur de pied de gerbe est présente sur le zoom des énergies inférieures à 20GeV comme le montre la figure 9.2. On peut y voir l'effet du codage ADC avec des intervalles vides sur le spectre en énergies du PS.

Afin de mieux voir le pic du MIP, des coupures sont à effectuer. Ces coupures doivent se faire sur l'énergie déposée dans le Ecal, le Hcal et si la particule a laissé un Hit ou non dans le Spd.

Une particule laissant une MIP dans le détecteur de pied de gerbe doit être une particule hadronique ou un muon. Elle ne doit donc ne pas laisser beaucoup d'énergie non plus dans le Ecal mais par contre laisser toute son énergie dans le Hcal (sauf pour les muons). On demande alors que l'énergie déposée dans les cellules Ecal faisant face à celles du PS doit être

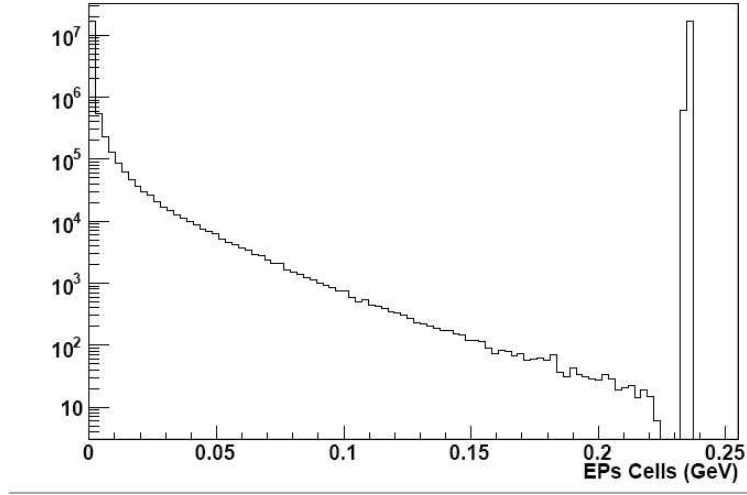


FIG. 9.1 – *Spectre de l'énergie déposée dans le PS sans coupure sur les coups d'ADC. On voit la décroissance exponentielle et le pic de saturation à 235MeV.*

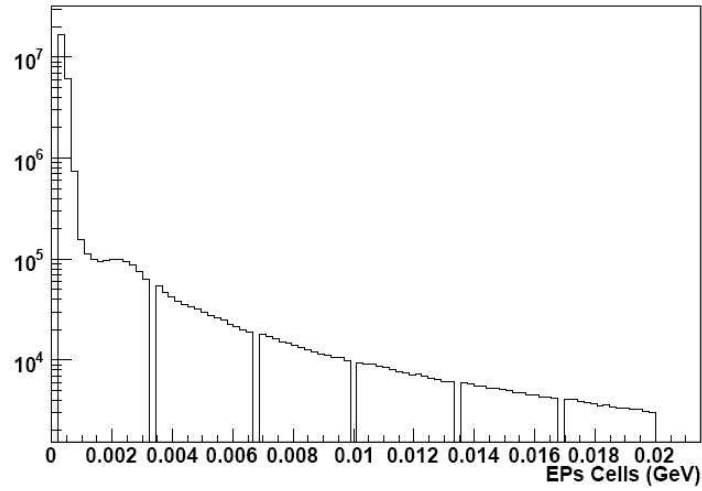


FIG. 9.2 – *Spectre de l'énergie déposée dans le PS sans coupure sur les coups d'ADC. On devine le pic de la MIP à 2MeV ainsi que les effets du codage en ADC par des intervalles vides du spectre.*

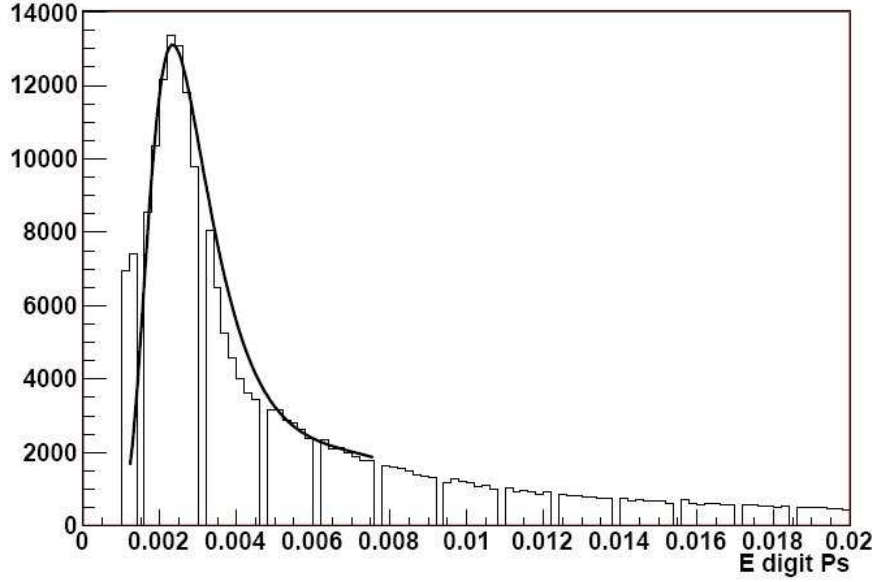


FIG. 9.3 – *Spectre de l'énergie déposée dans le PS avec coupures ($DigitEcalE \neq 0$, $DigitHcalE \neq 0$, $HitSpd \neq 0$ et $DigitEcalE < 0.02$). La distribution est ajustée par une fonction de Landau. La valeur de la MIP est de 2.5MeV avec une erreur de 0.25MeV.*

non nulle et inférieure à 300MeV. La cellule du Spd doit s'allumer pour identifier le passage d'une particule chargée (on élimine ainsi aussi les hadrons neutres réduisant malheureusement la statistique). Un algorithme plus compliqué (du à la différence de taille entre les cellules du Ecal et du Hcal), permet de faire le même travail pour les cellules du Hcal. On demande ainsi que les cellules du Hcal possèdent une énergie non nulle (on a ainsi aussi la possibilité de garder les muons). Ces coupures étant faites on obtient bien le pic de la MIP comme montré sur la figure 9.3. La distribution de la MIP est ajustée par une fonction de Landau.

La MIP est centrée sur 2.5MeV avec une erreur sur l'ajustement de 0.25MeV (10%). Le détecteur de pied de gerbe peut être calibré par cette méthode à 10% près. Cette précision est suffisante car la contribution du PS sur la mesure de l'énergie est faible par rapport à celle du Ecal. Mais le PS dégrade quand même cette résolution en même temps qu'il nous sert à l'identification des particules. C'est un choix à faire.

9.2 Calibration des calorimètres électromagnétique et hadronique

La mise en forme, collection et l'électronique de lecture des signaux des calorimètres électromagnétique et hadronique sont très similaires.

9.2.1 Dispositif de lecture des signaux des calorimètres électromagnétique et hadronique

Les gerbes électromagnétiques (ECAL) ou hadroniques (HCAL) induisent par ionisation des signaux dans les feuilles de scintillateurs des calorimètres , ces signaux lumineux sont collectés et amenés par des fibres optiques de grande longueur d'atténuation aux photo-multiplicateurs. Les photo-multiplicateurs utilisés sont de type HAMAMATSU R7899-20, spécialement développés pour LHCb pour avoir une stabilité de gain améliorée.

Pour chaque photo-multiplicateur la haute tension est produite par un circuit installé sur la base du photo-multiplicateur de type Crockow-Walton (CW) ; ces circuits sont résistants aux radiations. La régulation des hautes tensions est faite par des cartes qui contrôlent un DAC qui communique avec l'expérience à travers un bus SPECS. Le nombre moyen de photo-électrons avec ce type de photo-multiplicateur est pour le calorimètre hadronique de 105 photo-électrons par GeV , et pour le calorimètre électromagnétique de 1000 photo-électrons par GeV. Pour assurer la collection en moins de 25ns , le signal est mis en forme en utilisant une technique de " clipping " . La carte d'électronique " front-end " numérise le signal vers un ADC 12bit travaillant à 40MHz , la sensibilité de la carte étant de 50fC par coup d'ADC.

La haute tension sur les photo-multiplicateurs est ajustée en fonction de la position de la cellule de telle sorte que la valeur en énergie transverse par canal d'ADC soit identique dans l'ensemble du détecteur , et que l'énergie transverse maximale d'une cellule soit de 15GeV pour le calorimètre hadronique et de 10GeV pour le calorimètre électromagnétique.

Les courbes caractérisant chacun de photo-multiplicateurs en fonction de la haute tension appliquée 9.4 ont été mesurées en laboratoire pour chacun d'entre eux et leurs caractéristiques conservées dans une base de données, accessible en ligne permettant ainsi un calcul en ligne des gains .

9.2.2 Système de contrôle avec des signaux de LED

Pendant la prise de données le gain des photo-multiplicateurs est continuellement contrôlé, pour cela un système de LED illumine séquentiellement des groupes de photo-multiplicateurs, grâce à des fibres optiques de longueurs identiques. Les LED sont activées pendant les intervalles de temps où la machine n'envoie pas de proton , ces LED sont des LED dans le bleu pour le HCAL et des LED dans le rouge pour le ECAL.

Comme l'intensité des LED peut varier en fonction de différents paramètres comme la température, une pin-diode installée sur la carte de contrôle des LED contrôle ces variations. Chaque module est illuminé par plusieurs LED indépendantes (2 pour le HCAL 2-4 pour le ECAL). La stabilité des photo-multiplicateurs du HCAL contrôlé par les LED est résumée par la figure 9.5 et montre une stabilité meilleure que 0.4%.

Le système de LED permet aussi de contrôler pour chaque photo-multiplicateur le gain effectif en fonction de la largeur de la distribution du signal des LED (figure[3]). En effet on a la relation :

$$A = k \times G \times N(p.e.) \frac{e}{s(adc)} \quad (9.2.1)$$

où e - est la charge de l'électron, k le coefficient de mise en forme du signal (clipping) , A l'amplitude du signal LED et $s(adc)$ le nombre de picocoulomb par canal d'ADC

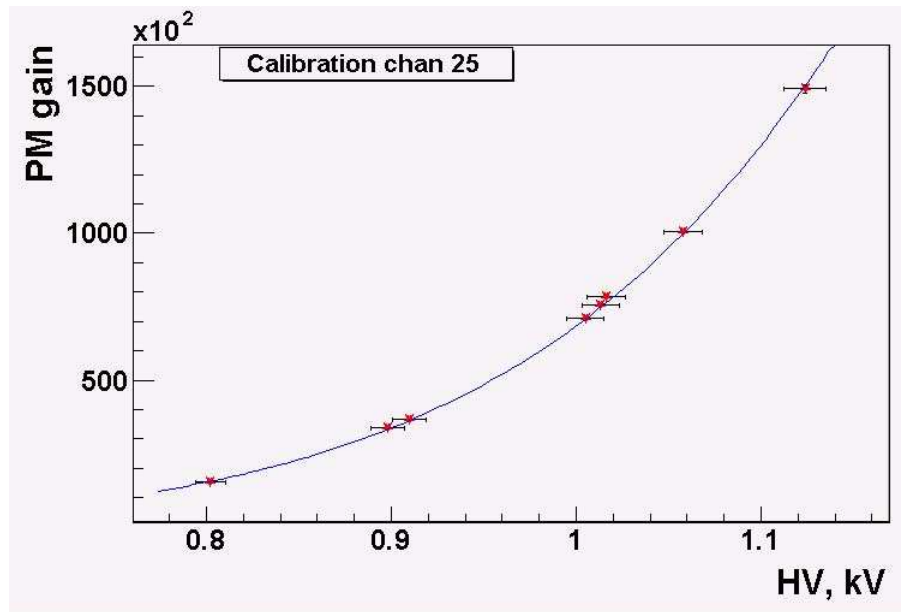


FIG. 9.4 – Exemple de la dépendance du gain d'un photo-multiplicateur HCAL en fonction de la haute tension appliquée

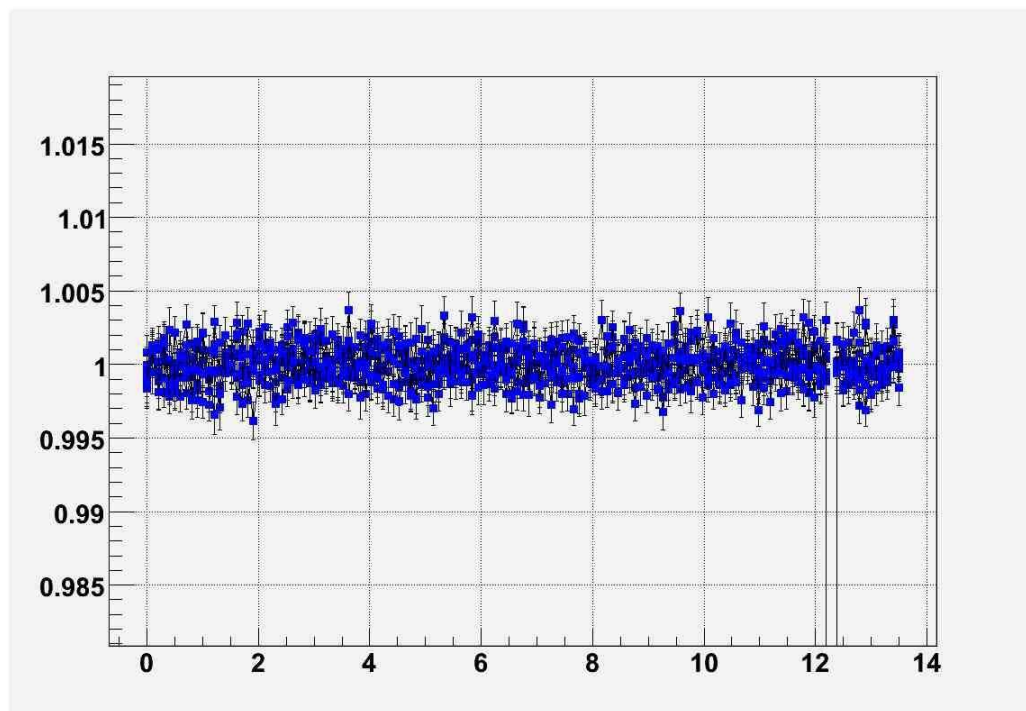


FIG. 9.5 – Stabilité d'un groupe de 40 photo-multiplicateurs du HCAL sur plusieurs heures. La stabilité est meilleure que 0.5%.

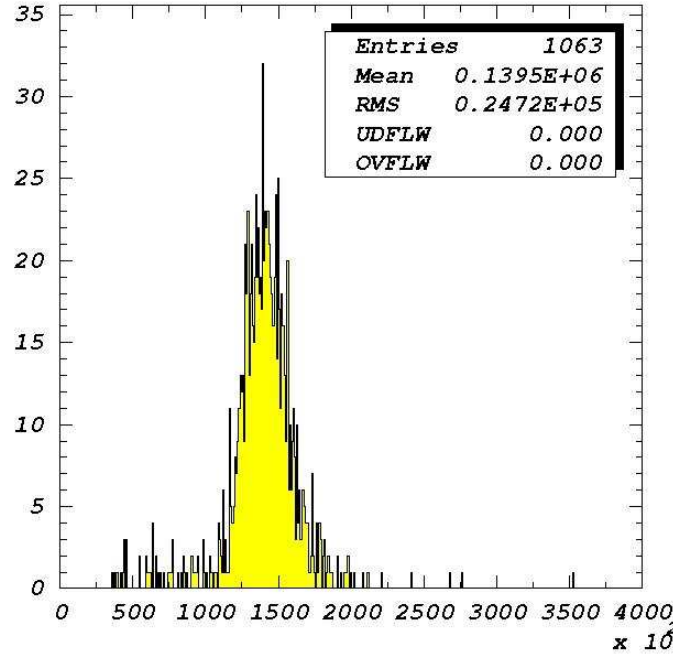


FIG. 9.6 – Gain calculé à partir de la largeur des signaux des LED, pour un échantillon des photo-multiplicateurs de calorimètre électromagnétique.

Des distribution des LED on extrait $N(\text{p.e.}) = f \times \left(\frac{A}{\sigma}\right) \times \sqrt{2}$ avec $f=1.2$ (fano facteur), σ largeur du signal des LED et A l'amplitude du signal, on en déduit le gain avec $s(\text{adc})=0,0195$, $f=1.2$ et $k=1/3$ on a $G = 304688 \times \frac{\sigma^2}{A}$. Cette méthode appliquée aux photo-multiplicateurs du calorimètre ECAL donne pour les gains estimés à partir des signaux des LED, la distribution 9.6. Les gains calculés à partir des LED peuvent alors être comparés avec ceux calculés à partir des données du constructeur et des mesures en laboratoire. L'inter calibration des cellules sera ajustée pour le calorimètre électromagnétique par la calibration à partir de π^0 et des électrons, pour le calorimètre hadronique par une source radioactive au césium.

9.2.3 Calibration du HCAL avec une source de Cesium 137

Une source de césium intégrée dans une capsule se déplace à vitesse constante grâce à un système hydraulique dans des tuyaux intégrés dans chaque module du calorimètre hadronique. Le système de calibration a été développé initialement pour Atlas, le liquide utilisé pour déplacer la source est de l'eau déminéralisée. Le schéma de la désintégration du césium est représenté sur la figure 9.7. Deux désintégrations par émission β^- sont présente mais celle qui nous intéresse est la transition entre les deux niveaux du Barium. Un photon de $(661,662 \pm 0,003) \text{keV}$ est émis. C'est ce photon qui permet la calibration du Hcal.

Le système comprend une source pour chaque demi-calorimètre. Pendant un run source ,

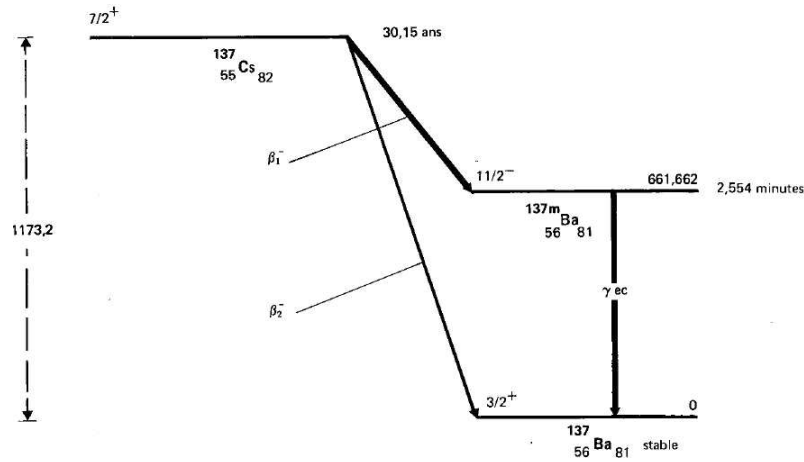


FIG. 9.7 – Diagramme de la désintégration du Cs^{137} . Deux émissions β^- sont présentes, mais celle qui nous intéresse est la désexcitation du Barium par émission d'un photon de 661.662KeV.

le courant des anodes des photo-multiplicateurs est mesuré toutes les 3 ms et enregistré. La dépendance typique pendant que la source se déplace à travers les 13 tuiles d'une rangée lue par un photo-multiplicateur est montré sur la figure x , la courbe ajustée est du type :

$$I(t) = \sum_i c_i \cdot f(t - t_0 - \delta(t)). \quad (9.2.2)$$

La détermination des coefficients permet de contrôler l'inter-calibration en tenant compte de la réponse de chaque section des modules, donnant une inter-calibration inférieure à 3% , tout à fait satisfaisant au regard de la résolution du calorimètre hadronique. Durant l'été 2003 une première calibration a été effectuée avec ce système de calibration et avec un faisceau de π^+ de 50GeV. Le résultat de la calibration est une réponse moyenne temporelle de la mesure du courant en nA. L'activité de la source étant connue ($A_{Cs} = 5$ mCi), la sensibilité (S_{Cs}) est exprimée en nA/mCi. La sensibilité atteinte avec le faisceau de π^+ est, quant à elle, exprimée en pC/GeV. Le rapport de des deux sensibilités est représenté sur le figure 9.8. En pratique cela signifie que pour atteindre une sensibilité de 2pc/GeV, la haute tension des PMs doit être réglée de sorte que le courant moyen mesuré avec la source de Cs d'activité 5mCi soit de $41.07 \times 5 \times 2 = 410.7$ nA, la sensibilité obtenue (RMS) est alors de 2%.

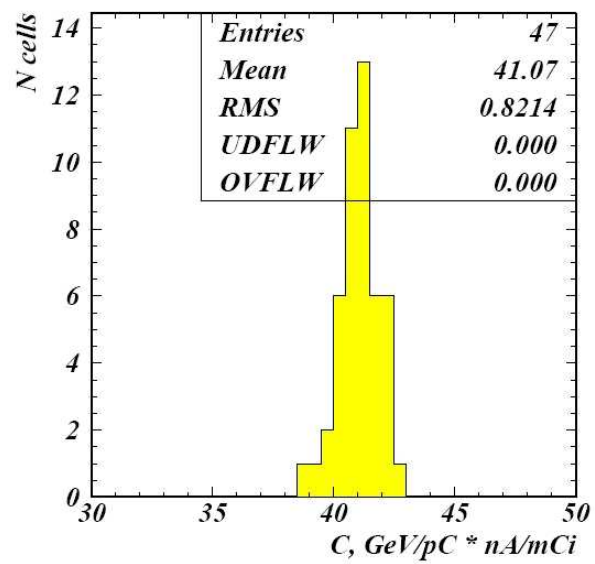


FIG. 9.8 – *Distribution des coefficients de calibration d'un ensemble de cellules du calorimètre électromagnétique.*

Bibliographie

- [1] G. Lüders, Ann. Phys.(NY), 1957, vol. 2,p. 1.
- [2] W. Pauli "Niels Bohr and the developement of physics". Perganon Press, London, 1955.
- [3] J.Schwinger. Phys. Rev. **91** 723 (1953).
- [4] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [5] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [6] J.H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)
- [7] A. D. Sakharov. JETP Lett. **4** 24 (1967)
- [8] C. Jarlskog, Phys. Rev. Lett. **55**, 1039 (1985).
- [9] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **13**, 562, (1964).
- [10] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945, (1983).
- [11] B. Aubert et al. [BABAR]. "Observation of CP violation in the B^0 Meson System", Phys. Rev. Lett., **87** 091801 (2001)
- [12] K. Abe et al. [BELLE]. "Observation of CP violation in the Neutral B Meson System", Phys. Rev. Lett., **87** 091802 (2001)
- [13] L.J. Spencer et al. [CUSB]. "Measurement of B-Meson Semileptonic Deacy". Phys. Rev. Lett., **47** 771, (1981).
- [14] G. Bebek et al. [CLEO]. "Evidence for New Flavor at the $\psi(4S)$ ". Phys. Rev. Lett., **46** 84, (1981).
- [15] K. Chadwick et al. [CLEO]. "Decay of b-Flavored Hadrons to Single-Muon and Di-Muons Final states ". Phys. Rev. Lett., **46** 88, (1981).
- [16] S.Eidelman et al. Particule Data Group. Phys. Lett., **B5921**, (2004).
- [17] C. Albajar et al. [UA1]. "Search for $B_0\overline{B_0}$ 2 oscillations at the CERN p- $\overline{p}$ collider". Phys. Lett., **B186** 247, (1987).
- [18] H. Albrecht et al. [ARGUS]. "Observation of $B_0\overline{B_0}$ 2 mixing. Phys. Lett., **B192** 245, (1987).
- [19] Z. Ligeti. "The CKM matrix and CP violation" <http://arxiv.org/abs/hep-ph/040827>.
- [20] I.I. Bigi et al. "CP violation". ed. C. Jarlskog, Singapour World Scientific, 1989.
- [21] CKMFitter Group (J. Charles et al.) <http://ckmfitter.in2p3.fr>
- [22] Y. Grossman et al. "The Role of the Vaccum Insertion Approximation in Calculating CP Assymetries in B decays". Phys. Lett., **B415** 90, (1998)

- [23] M. Battaglia et al., "The CKM Matrix and the Unitarity Triangle". CERN Yellow Repport, CERN-2003-002
- [24] M. Verderi [BABAR]. hep-ex/0406082
- [25] A.E.Snyder et H.R.Quinn. Phys. Rev., **D48** 2139, (1993)
- [26] H. Li, "Constraints on the CKM anlge α in the $B^0 \rightarrow \rho\rho$ decays". hep-ph/0410092.
- [27] Z. Ligeti "The CKM matrix and CP Violation", hep-ph/0408267
- [28] O. Deschamps et al. " $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ reconstruction with the reoptimized detector". LHCb/2003-103.
- [29] R. Louvot et al. (Belle Collaboration), "Measurement of the Decay $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ and Evidence for $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\pm$ in e+e- Annihilation at sqrt(s) ~ 10.87 GeV", arXiv :0809.2526.
- [30] CDF collaboration, Phys. Rev. Lett. 97, 242003(2006)
- [31] H.Terrier, Thèse, "Etude de la violation CP dan sle canal $B_d^0 \rightarrow K_s^0$, identification et reconstruction des électrons dans l'expérience LHCb", LAPP-T-2005-04
- [32] <http://www.boinc.cz/view.php?cisloclanku=2004102001>
- [33] S.Amato et al. [LHCb]. "A large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-violation and Rare Decays". Technical Proposal, CERN-LHCC/98-4
- [34] LHCb Reoptimized Detector Design and Performance Technical Design Report, LHCb, CERN LHCC 2003-030
- [35] P.R. Barbosa Marinho et al., Inner Tracker Technical Design Report, CERN-LHCC/2002-29
- [36] P.R. Barbosa Marinho et al., Outer Tracker Technical Design Report, CERN-LHCC/2001-24
- [37] LHCb collaboration, S.Amato et al., Magnet Design Report, CERN-LHCC/2000-37
- [38] P.R. Barbosa Marinho et al., Inner Tracker Design Report, CERN-LHCC/2002-029
- [39] <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=1130>, presentation de Frederic Teubert LHCb week en Mars 2006
- [40] LHCb collaboration, S.Amato et al., Calorimeter System Technical Design Report, CERN-LHCC/2000-36
- [41] P.R. Barbosa Marinho et al., Muons System Technical Design Report, CERN-LHCC/2001-010
- [42] lappwiki01.in2p3.fr
- [43] <http://www.boinc.cz/view.php?cisloclanku=2004102001>
- [44] S.Amato et al. [LHCb]. "A large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-violation and Rare Decays". Technical Proposal, CERN-LHCC/98-4
- [45] LHCb Reoptimized Detector Design and Performance Technical Design Report, LHCb, CERN LHCC 2003-030
- [46] P.R. Barbosa Marinho et al., Inner Tracker Technical Design Report, CERN-LHCC/2002-29
- [47] P.R. Barbosa Marinho et al., Outer Tracker Technical Design Report, CERN-LHCC/2001-24

- [48] LHCb collaboration, S.Amato et al., Magnet Design Report, CERN-LHCC/2000-37
- [49] <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=1130>, presentation de Frederic Teubert LHCb week en Mars 2006
- [50] LHCb collaboration, S.Amato et al., Calorimeter System Technical Design Report, CERN-LHCC/2000-36
- [51] P.R. Barbosa Marinho et al., Muons System Technical Design Report, CERN-LHCC/2001-010
- [52] M. Benayoun and O. Callot, "The forward tracking, an optical model method", LHCb/2002-8
- [53] H.Terrier, Thèse, "Etude de la violation CP dans le canal $B_d^0 \rightarrow K_s^0$, identification et reconstruction des électrons dans l'expérience LHCb", LAPP-T-2005-04
- [54] V. Breton et al. "*A clustering algorithm for the LHCb electromagnetic calorimeter using a cellular automaton*". LHCb/2001-123. **B5921**, (2004).
- [55] E. Longo et al., Monte Carlo Calculations of Photon-initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass, Nucl. Instrum. Meth. 128 (1975) 283.
- [56] J.P. Lees "Test d'un module de tubes proportionnels destiné à localiser les gerbes électromagnétiques à l'intérieur d'un calorimètre", Thèse de troisième cycle à l'Université de Grenoble.
- [57] O. Deschamps et A. Robert, "Neutral pions", software meeting LHCb-week May 2003.
- [58] V. Breton et al. "*Neutral pions reconstruction*". LHCb calorimeter reconstruction meeting, 22/01/2001.
- [59] O. Deschamps et al. textit"Photon and Pion reconstruction". LHCb/2003-091.
- [60] O. Deschamps. "*Photons hypothesis correction*". LHCb calorimeter reconstruction meeting, february 2004.
- [61] F. Machefert, "Neutral Object Identification : CaloPhotonEstimatorTool", LHCb-week Calorimeter Meeting, February 2004.
- [62] F. Machefert, "Photon and Neutral Pion Identification", LHCb-week Calorimeter meeting, Septembre 2003.
- [63] I. Korolko, V.F. Obraztsov, S.Popescu et O.P. Yushchenko, "On the possibility of *in situ* calibration of LHCb calorimeters. LHCb internal note, LHCb 2000-51 CALO.
- [64] A. Arefiev et al., "Beam test results of the LHCb electromagnetic calorimeter", LHCb 2007-149.
- [65] K. Voronchev et I. Belayev. "Energy flow calibration of LHCb ECAL". LHCb 2006-051.
- [66] O. Yushchenko. "Ecal Calibration with Isolated Electrons". Calorimeter meeting 28-11-2006.
- [67] Y. Gouz et al., "Design and integration of HV, LED monitoring and radioactive-source system for HCAL". LHCb 2003-147.
- [68] <http://tmva.sourceforge.net/>
- [69] "Gold-plated mode reexamined : $\sin(2\beta)$ and $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ in the standard model", Phys. Rev. D 70, 036006 (2004).
- [70] "Evidence for CP violation in $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ decays", Phys. Rev. Lett. 101, 021801 (2208).

- [71] "Improved measurement of time-dependent CP violation in $B_0 \rightarrow J/\Psi \pi^0$ decays", Phys.Rev.D77 :071101,2008 (arXiv :0708.0304 [hep-ex])
- [72] <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>
- [73] C.Amsler et al. (Particle Data Group). Phys. Lett. B667, 1, (2008).
- [74] T.Sjostrand, S.Mrenna and P.Skands, Comput.Phys.Commun. 178,852(2008) (<http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>)
- [75] D.Lange,Nucl.Instrum.Methods Phys.Res.,Sect. A 462, 152 (2001).
- [76] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/TaggingProperTimeAndMixing>
- [77] CDF collaboration, Phys. Rev. Lett. 100, 121803(2008)
- [78] <https://indico.roma1.infn.it/contributionDisplay.py?contribId=102&sessionId=21&confId=3>
- [79] <https://indico.roma1.infn.it/contributionDisplay.py?contribId=103&sessionId=21&confId=3>
- [80] D. antrasyon. Crystal Ball Note 321 (1983)
- [81] A.Lenz and U.Nierste, JHEP 0706, 072 (2007), arXiv :hep-ph/0612167
- [82] F. Ambrosino et al., "Measurement of the pseudoscalar mixing angle and eta' gluonium content with the KLOE detector" ,Physics Letters B Volume 648, Issue 4, 10 May 2007, Pages 267-273
- [83] Jing-Wu Li, Dong-Sheng Du The study of $B \rightarrow J/\Psi \eta^{(\prime)}$ decays and determination of $\eta - \eta'$ mixing angle arXiv :0707.2631, High Energy Physics - Phenomenology (hep-ph).
- [84] E. Kou, "On the eta[prime] gluonic admixture", Phys. Rev. D 63, 054027 (2001)
- [85] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/SettingsDc06>

Table des figures

1.1	<i>Potentiel de Higgs du Modèle Standard</i>	11
1.2	<i>Deux triangles d'unitarité correspondant aux équations 1.2.12 a) et 1.2.13 b), jusqu'à l'ordre 3 en λ</i>	18
1.3	<i>Diagrammes en boîte du mélange $B_q^0 - \overline{B}_q^0$ avec $q = s$ ou d.</i>	20
1.4	<i>Diagrammes de violation directe de la violation CP si les deux amplitudes de désintégration sont différentes.</i>	21
1.5	<i>Diagrammes de violation CP dans l'interférence.</i>	22
1.6	<i>Triangles d'unitarité correspondant au système des mésons B_d^0 dans le plan complexe. Il a été recentré sur $(0,0)$, $(1,0)$ et $(\overline{\rho}, \overline{\eta})$ avec les contraintes expérimentales. Figure tirée de [21]</i>	24
1.7	<i>Exemple d'un diagramme pingouin.</i>	25
1.8	<i>Diagrammes de Feynman contribuant à la désintégration $\overline{b} \rightarrow c\overline{c}s$</i>	26
1.9	<i>Gauche : diagramme en arbre supprimé de couleur. Droite : diagramme pingouin gluonique.</i>	27
1.10	<i>Mesures expérimentales des coefficients C et S pour les deux expériences BABAR et BELLE et la valeur moyenne. Graphique tiré de [72]</i>	29
1.11	<i>Mesures expérimentales des coefficients C et S pour les deux expériences BABAR et BELLE et la valeur moyenne. Graphique tiré de [72].</i>	30
1.12	<i>Contribution pingouins pour différents canaux servant à la mesure de l'angle β.</i>	31
1.13	<i>Evolution de la mesure de l'angle β en fonction des années, depuis le début des expériences BaBar et Belle en 1999.</i>	31
1.14	<i>Représentation de Feynman de la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ par la transition $\overline{c}c\overline{s}$. A gauche est représentée l'oscillation $B_s^0/\overline{B}_s^0$. A droite le diagramme à l'arbre.</i>	33
1.15	<i>Erreurs attendues après un an de prise de données sur les angles du triangle CKM. Figure tirée de [45].</i>	35
2.1	<i>Schéma du LHC et des pré-accélérateurs qui permettent d'atteindre progressivement l'énergie nominale de 14TeV, les énergies sont en fonction de la célérité de la lumière (c) (figure obtenue dans [43]).</i>	39
2.2	<i>Probabilité d'obtenir n collisions dans un croisement en fonction de la luminosité du LHC, on voit que pour obtenir environ une collision par croisement LHCb n'a besoin "que" d'une luminosité de $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (figure obtenue dans [44]).</i>	41

2.3	<i>Gauche : diagrammes de Feynman représentant la production des mésons B dans les collisions proton-proton à l'ordre le plus bas (α_s^2). Droite : section efficaces des différents processus de création au LHC, on peut voir que la production de paires $b - \bar{b}$ est importante (figure obtenue dans [44]).</i>	41
2.4	<i>Angle de production des mésons B issus des paires de quarks $b\bar{b}$, on voit sur cette simulation que LHCb peut être un détecteur à un seul bras(figure obtenue dans [44])</i>	42
2.5	<i>Le détecteur LHCb est une succession de détecteurs couvrant un angle de 300 mrad autour des faisceaux.</i>	43
2.6	<i>Schéma du tube des faisceaux. On peut voir ses différentes parties et sa forme conique (figure obtenue dans [45])</i>	45
2.7	<i>Simulations de deux tube de faisceaux avec à gauche, le premier composé uniquement d'aluminium et à droite le deuxième et actuel composé de beryllium pour la première partie et beryllium-aluminium pour la deuxième réduisant ainsi le nombre de particules secondaires créées (figure obtenue dans [45])</i>	45
2.8	<i>Le VELO est un ensemble de stations, on peut voir que suivant l'angle par rapport au faisceau le nombre de stations rencontrées n'est pas le même ([45]).</i>	46
2.9	<i>Le VELO est contenu dans cette cuve où plusieurs vides sont faits, il est posé sur un socle de béton ([45])</i>	47
2.10	<i>Angle Cherenkov en fonction de l'énergie pour différentes particules et dans différents milieux, qui sont ici les radiateurs des RICHs. Les deux RICH travaillent dans deux gammes d'énergie différente.</i>	49
2.11	<i>A gauche : schéma du RICH1, seul le miroir sphérique se trouve dans l'acceptance du détecteur. Les deux radiateurs sont de l'aerogel et un gaz (le C_4F_{10}) ([45]). Droite : schéma du RICH2, un seul radiateur y est présent avec du gaz CF_4.</i>	50
2.12	<i>Exemple d'un événement enregistré dans le RICH1. Les cercles Cherenkov reconstruits correspondent à différents types de particules.</i>	51
2.13	<i>Efficacité d'identification (et de mis-identification) des Kaons en fonction de leur impulsion. On obtient une identification moyenne des Kaons de 88% et une efficacité d'identification de 97% pour les Pions.</i>	51
2.14	<i>Vue de face de deux des stations du TT, celle de gauche est verticale tandis que celle de droite est inclinée de 5° (figure obtenue dans [46])</i>	53
2.15	<i>Vue de face des IT, celle du haut est un plan (x,y) tandis que celle du bas est un plan (u,v) incliné de $\pm 5^\circ$ (figure obtenue dans [46])</i>	54
2.16	<i>Vue transverse des chambres à dérive des OT des trajectographes(figure obtenue dans [47])</i>	54
2.17	<i>Gauche : vue de face d'une des stations T1-T2-T3avec en orange, la partie centrale (IT) et en bleu la partie externe (OT). Droite : vue de dessus de ces mêmes stations, avec les deux plans (u,v) et (x,y) en stéréo. (figure obtenue dans [47])</i>	55
2.18	<i>Dimensions de l'aimant, on remarque que l'acceptance en x est plus importante que celle en y à cause de la courbure des particules avec le champ magnétique (figure obtenue dans [48])</i>	56
2.19	<i>Système de mesure du champ magnétique. La position de la sonde pouvait être changée suivant les trois axes ainsi que l'orientation des sondes.</i>	57

2.20	<i>Cartographie de B_y de l'aimant de LHCb suivant l'axe z en $x=y=0$ pour les deux polarités du champ (figure obtenue dans [49])</i>	57
2.21	<i>Schéma de l'implantation des calorimètres de LHCb, en partant du point d'interaction pour aller vers les grands z, on rencontre d'abord le SPD (scintillator pad), puis le PS (Pre-Shower) et enfin les calorimètres Ecal et Hcal (figure obtenue dans [44])</i>	59
2.22	<i>Segmentation des calorimètres électromagnétiques en trois régions avec la taille des cellules de ces trois régions.</i>	59
2.23	<i>En haut est représentée l'énergie déposée dans le SPD par des photons et des électrons, les photons (et donc particules neutres) ne déposent quasiment pas d'énergie dans le SPD contrairement aux électrons (particules chargées). En bas à gauche sont montrées, l'énergie des particules rétro-diffusées et à droite l'énergie de celles qui interagissent dans le SPD.</i>	60
2.24	<i>Fibre optique à l'intérieur du milieu actif.</i>	61
2.25	<i>Énergie déposée (en coup d'ADC), par des pions(a) et des électrons (b) de 50 GeV dans le PS. Les pions ne déposent qu'une MIP alors que les électrons débutent leur gerbe dans le PS.</i>	62
2.26	<i>Module du calorimètre électromagnétique des parties externe, intermédiaire et interne.</i>	62
2.27	<i>Segmentation du calorimètre hadronique en deux régions avec la taille des cellules de ces deux régions.</i>	63
2.28	<i>Vue d'un module de HCAL (figure obtenue dans [50])</i>	64
2.29	<i>Vue en coupe des chambres à muons. Seule une chambre est située avant la calorimétrie, les R_i représentent les différentes granularités latérales.</i>	65
2.30	<i>Gauche : vue de face d'un quart de la chambre M2 où l'on voit les quatre segmentations. Droite : segmentation de chaque partie des stations (figure obtenue dans [51])</i>	66
2.31	<i>A gauche : Coupe d'une MWPC. A droite : section d'une chambre comprenant 4 interstices et les connections électroniques (figure obtenue dans [51])</i>	66
2.32	<i>Schéma du trigger de LHCb. Trois niveaux sont présents réduisant de manière significative la fréquence d'échantillonnage : le L0 et le HLT. Le HLT est divisé en deux parties (HLT1 et HLT2). Le L0 utilise les informations du PUS, Ecal, PS, SPD, Hcal et des stations de muons. Le HLT utilise les informations de tous les détecteurs de LHCb. Le L0 réduit la fréquence d'échantillonnage de 40 MHz à 1 MHz, et le HLT à 2 kHz.</i>	68
2.33	<i>Schéma du trigger L0. Seuls les informations des calorimètres des chambres à muons et du VELO y sont utilisées.</i>	69
2.34	<i>Résultats du trigger L0 pour différents canaux et pour les différents types de déclenchement du L0.</i>	70
2.35	<i>Schéma du trigger HLT. Il est composé de deux étapes HLT1 et HLT2. HLT1 confirme la décision du L0 et ajoute des coupures sur le paramètre d'impact. HLT2 fait une reconstruction ciblée de l'événement, les sélections se font canal par canal.</i>	71
2.36	<i>Schéma d'une allée du trigger HLT. On voit que des informations supplémentaires sont ajoutées à celle du L0 pour la décision finale du HLT.</i>	72

2.37	<i>Schéma de reconstruction des particules pour le HLT2. Les particules sont combinées, des coupures sont effectuées sur la masse des combinaison. Les sélections peuvent être inclusives ou exclusives.</i>	72
2.38	<i>Efficacités de sélection de certains canaux dans LHCb.</i>	74
2.39	<i>Diagramme en blocs des outils informatiques de l'expérience LHCb. Pythia, Geant4 et Boole (Generator e simulation en bleu) sont que des simulations informatiques de la réalité de la prise de données (LHC et LHCb en rose). L'outil informatique sur lequel repose tous les autres est Gaudi. La Grille (noir) permet d'effectuer ces simulations utilisant les ressources informatiques des centres de calcul ouverts à l'expérience LHCb.</i>	75
2.40	<i>Structure de la Grille en différents Tiers. Le Tiers0 étant le CERN, les plus gros centre de ressources informatiques sont Tiers1. La désignation les Tiers2 et Tiers3 étant donnée en fonction des ressources informatiques proposées, c'est à dire stockage de données, puissance de calcul et service offert. La Lapp est par exemple en Tiers2.</i>	76
3.1	<i>Illustration des différentes traces obtenues dans LHCb, chacune traverse des sous-détecteurs différents et est identifiable des autres(figure obtenue dans [45])</i>	78
3.2	<i>Reconstruction des traces d'un événement $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ dans la région du VELO et du trajectographe (avec dans l'encart en haut à gauche un zoom sur la région du VELO et du TT), cet événement contient environ 50% de hits en plus que le nombre moyen de hits dans un événement(figure obtenue dans [45])</i>	80
3.3	<i>Paramètre d'impact dans le cas de la désintégration $B_d^0 \rightarrow J\psi(\mu\mu)\pi^0(\gamma\gamma)$. Il est défini par rapport au point d'interaction p-p et la direction du méson B reconstruit.</i>	81
3.4	<i>Performance de reconstruction des longues traces en fonction de l'impulsion. La figure de gauche représente l'efficacité de reconstruction. Celle du milieu les traces fantômes en fonction d'une coupure en P. Et celle de droite les traces fantômes en fonction d'une coupure en Pt (figure obtenue dans [45])</i>	82
3.5	<i>$\delta p/p$ et $\sigma(IP)$ respectivement en fonction de l'impulsion et de l'inverse de l'impulsion transverse. A gauche est représenté $\delta p/p$ avec la distribution associée. A droite est représentée celle sur $\sigma(IP)$ et la distribution associée (figure obtenue dans [45])</i>	83
3.6	<i>A gauche est représentée $\delta p/p$ ajusté par une gaussienne. A droite, on peut voir la distribution de $\sigma(IP)$ (figure obtenue dans [45])</i>	83
3.7	<i>En haut est représentée ϵ_{Rec} des traces upstream et en bas $\epsilon_{fantmes}$ reconstruites. ϵ_{Rec} est plus faible que pour les longues traces et $\epsilon_{fantmes}$ est plus élevé. (figure obtenue dans [45])</i>	84
3.8	<i>ϵ_{Rec} des traces downstream en fonction de l'impulsion de ces traces. Comme pour les longues traces et les upstream ϵ_{Rec} est faible à basses impulsions (figure obtenue dans [45])</i>	85
3.9	<i>Exemples de signaux obtenus avec les RICH pour un même événement. A gauche avec le RICH1, et à droite avec le RICH2. Les cercles ont été reconstruits : en traits pleins pour les longues traces et en pointillés pour les courtes. (figure obtenue dans [45])</i>	86

3.10	<i>Différence entre les log-likelihood des hypothèses kaon-pion dans l'échantillon $B_S^0 \rightarrow D_S^- K^+$. Deux histogrammes sont superposés, ceux à petites et grandes impulsions (figure obtenue dans [45]).</i>	87
3.11	<i>Efficacité de reconstruction et mauvaises identifications de kaons en fonction de leur impulsion pour deux coupures en $\Delta \ln L_{K/\pi}$ (figure obtenue dans [45]).</i>	87
3.12	<i>Efficacité de reconstruction de deux canaux de physique avec et sans application de l'identification des RICH.</i>	88
3.13	<i>$\Delta L_{e\pi}$ venant des RICH après une première sélection avec le Ecal lors d'événements $B^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S^0$ (figure obtenue dans [45])</i>	89
3.14	<i>ϵ_{Rec} et $\epsilon_{fantmes}$ en fonction de leur impulsion. $\epsilon_{Rec} \sim 94$ (échelle de gauche) et $\epsilon_{fond} \sim 2.9\%$ (échelle de droite) (figure obtenue dans [45])</i>	90
3.15	<i>$\Delta \ln(L)$ entre les muons et les pions obtenu avec un échantillon $B^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_0^S$. En haut sont représentés les muons et en bas les pions (figure obtenue dans [45])</i>	90
3.16	<i>Comparaison entre la reconstruction de la masse invariante du J/ψ pour deux désintégrations en paires de leptons différentes (e^+e^-) en bas et $\mu^+\mu^-$ en haut (figure obtenue dans [45])</i>	91
3.17	<i>Rapport entre l'énergie mesurée dans un cluster chargé et l'impulsion mesurée par le trajectographe pour les électrons en clair et pour les hadrons en hachuré.</i>	92
3.18	<i>Schéma montrant la correction due à l'émission d'un photon bremsstrahlung. Un électron est susceptible d'émettre un photon en traversant des matériaux avant ou après l'aimant.</i>	93
3.19	<i>Efficacité d'identification des électrons et mauvaise identification en fonction de l'impulsion. On obtient en moyenne une efficacité de reconstruction de 95% pour 0.7% de mauvaise identification.</i>	93
4.1	<i>Distribution en impulsion transverse des π^0 produits (courbe noire) et de ceux dans l'acceptance (courbe rouge). $67\pi^0$ sont produits par événement Minimum Bias et 27% de ces π^0 sont dans l'acceptance de LHCb.</i>	96
4.2	<i>Développement d'une gerbe électromagnétique. On la caractérisera par son profil transverse et longitudinal.</i>	96
4.3	<i>Profil longitudinaux de développement de gerbes de photons de 1 et 5 GeV respectivement pour les figures de gauche et de droite. Figure tirée de ([55]).</i>	97
4.4	<i>Exemple de reconstruction de clusters par l'algorithme "Cellular Automaton Clustering". On voit les différentes étapes et itérations. Les différentes couleurs correspondent à deux clusters différenciés et les cellules partagées entre les deux sont hachurées. Les nombres correspondent au dépôt d'énergie dans les cellules ([54]).</i>	98
4.5	<i>Exemple de reconstruction de clusters par l'algorithme "Cellular Automaton Clustering" de deux clusters ayant des cellules dans deux parties du Ecal. deux cellules sont ainsi partagées ([54]).</i>	99
4.6	<i>Estimateur χ_γ^2 de la position d'un cluster dans le Ecal par rapport aux extrapolations des traces du trajectographe : en blanc pour l'ensemble des clusters, en hachuré pour les clusters chargés et en double hachures pour les électrons. Les clusters neutres complètent à la courbe totale ; $\chi_\gamma^2 > 4$ sélectionnera les clusters neutres([59]).</i>	101

4.7	$E_{3\times 3}$ en fonction de l'énergie du photon MC incident. $E_{3\times 3}$ est surestimée d'environ 25%. Ceci a été obtenu pour des clusters neutres sans dépôt dans le PS et pas de hit dans le SPD ([60]).	102
4.8	Corrections à appliquer pour corriger les fuites longitudinales. ([60]).	102
4.9	Gauche : Correction α_2 sur de l'énergie des clusters en fonction de la position relative du barycentre pour les trois régions du clusters. Droite : paramètre α_3 de correction de l'énergie des clusters pour différentes positions du cluster dans un module de la région interne du Ecal. Figure obtenue dans [59].	103
4.10	Paramètre β en fonction de l'énergie du photon. On observe une diminution en fonction de l'énergie car dépendant du commencement de la gerbe électromagnétique. La fraction d'énergie déposée dans le PS varie avec l'énergie du photon incident. ([60]).	104
4.11	Schéma du développement d'une gerbe et correction $Z_c = Z_{ecal} + t\cos(\theta_c)$ est prise en compte la longueur de pénétration $t = \alpha\ln(E) + \beta$ ([60]).	104
4.12	Gauche : dépendance logarithmique de la position z_c en fonction de l'énergie du photon incident avec ou sans initialisation de gerbe dans le PS. Droite : variation du paramètre β en fonction de l'énergie déposée dans le PS ([59]). . .	105
4.13	Corrections à appliquer pour la fonction-S.	106
4.14	Corrections S_1 (gauche) et S_2 (droite) sur la direction X et pour la région externe du Ecal([59]).	106
4.15	Barycentre en fonction du point d'impact MC (en unité de taille de cellule) après l'application des corrections-L et S successives pour les trois régions du Ecal ([59]).	107
4.16	Résolutions en énergie (gauche) et en angle (droite) en fonction de l'inverse de la racine carré de l'énergie du photon incident. En rouge pour les photons ne laissant pas de hit dans le SPD, en bleu dans le cas contraire ([59]).	107
4.17	Position en z de conversion des photons. Quand les photons sont produits dans l'acceptance 35% du total des photons se convertissent dont 23% avant l'aimant et 77% après. La courbe noire représente tous les photons et la courbe rouge ceux qui sont dans l'acceptance.	108
4.18	Identification des photons en utilisant les critères sur les hits du SPD et l'énergie déposée dans le PS. Les candidats photons non convertis sont ceux qui ne laissent pas de hit dans le SPD et déposent de l'énergie dans le PS. Les convertis laissent au moins un hit dans le SPD et un minimum de 10MeV dans le PS. Figure tirée de [62]	109
4.19	Variables du Likelihood pour l'identification des photons. Sont utilisées l'énergie déposée dans le PS (PRS), le χ^2_{2D} de l'ajustement trace/cluster et la forme de la gerbe, sans hit dans le SPD en haut et avec hit en bas. Figure tirée de [61]. .	110
4.20	Distribution des Likelihoods pour les photons et le fond. Le signal est la ligne rouge et le fond est grisé pour les deux cas avec et sans hit dans le SPD. Figure tirée de [61]	110
4.21	Distribution des efficacités et de la pureté en fonction de l'impulsion transverse pour les photons et du fond. Figure tirée de [59]	111
4.22	Distribution des π^0 mélangés et résolus en fonction de l'impulsion transverse des π^0 . Pour $P_t > 7\text{GeV}/c$ tous les π^0 sont mélangés.	112
4.23	Efficacité de reconstruction des π^0 mélangés et résolus en fonction de l'impulsion transverse des π^0 . Figure tirée de [59].	112

4.24	<i>Distribution en masse des π^0 reconstruits par la combinatoire des photons reconstruits. Les π^0 reconstruits associés à des π^0 Monte-Carlo sont représentés en rouge. Cette distribution n'est pas gaussienne du fait des erreurs d'association particule reconstruite-particule Monte-Carlo.</i>	113
4.25	<i>Distribution en masse des π^0 reconstruits associés à des π^0 Monte-Carlo. Les différentes courbes noire, rouge, verte et bleue représentent les distributions totale, sans photon converti, avec un photon converti et les deux photons convertis.</i>	114
5.1	<i>Gauche : acceptance géométrique pour les photons, les pertes se situent à bas angles et ne présentent pas de dépendance en énergie. Droite : acceptance géométrique du Ecal pour les π^0, les pertes se situent à faible énergie et petit angle à cause de la coupure produite par le tube des faisceaux et de la géométrie des calorimètres.</i>	117
5.2	<i>Gauche : spectre en Pt pour tous les photons (trait noir), pour les photons dans l'acceptance (trait rouge) et ceux reconstruits (trait bleu); on voit clairement la coupure de reconstruction en Pt de 0.2GeV/c. Droite : spectre en Pt pour tous les photons reconstruits (trait noir) et ceux provenant d'un π^0 (trait rouge) dont les deux photons sont reconstruits; la plupart des photons reconstruits ne provenant pas d'un π^0 sont à bas Pt.</i>	118
5.3	<i>Spectre en Pt pour les photons reconstruits avec le Gain1 (trait noir) et pour le Gain2 (trait rouge). On voit le glissement de la coupure en Pt de 0.2 GeV/c à 0.1 GeV/c.</i>	119
5.4	<i>Gauche : spectre de masse des π^0 pour un Gain₁ (trait noir), le signal est en rouge tandis que le fond est en gris. Droite : même spectre de masse des π^0 pour un Gain₂. Les deux configurations sont $B_{off}/VELO_{open}$ et le spectre de gauche a été obtenu avec deux fois plus d'événements.</i>	119
5.5	<i>Spectre en Pt pour les photons reconstruits pour les deux positions du VELO, $VELO_{open}$ (trait noir) et $VELO_{closed}$ (trait rouge). Aucune différence n'est visible entre les deux configurations.</i>	120
5.6	<i>Gauche : spectre de masse des π^0 avec le Gain₁ (trait noir), le signal est en rouge et le fond en pointillés. Droite : même spectre de masse de π^0 avec le Gain₂. Les deux configurations sont avec $B_{on}/VELO_{mid-way}$.</i>	121
5.7	<i>Spectre en Pt des photons reconstruits en B_{OFF} (trait noir) et B_{on} (trait rouge), le flux de photons reconstruits augmente en présence du champ magnétique de 25% à bas Pt. Ce sont les photons de Bremsstrahlung des particules chargées et le champ magnétique qui défléchit les traces chargées hors des clusters neutres.</i>	121
5.8	<i>Gauche : spectre de masse des π^0 avec le Gain₁ (trait noir), le signal est en rouge et le fond en pointillés. Droite : même spectre de masse de π^0 avec le Gain₂. Les deux configurations ont $B_{on}/VELO_{open}$.</i>	122
5.9	<i>Spectre de masse des π^0 en appliquant les coupures : $Pt_\gamma > 0.3\text{GeV}/c$, $Pt_{\pi^0} > 0.5\text{GeV}/c$, $0 < dist_{\gamma_1\gamma_2} < 1000\text{mm}$, $E_{PS} > 10\text{MeV}$ et $\#SPDhit = 0$), le rapport S/B devient $\equiv 6$ (30.000 événements)</i>	123

5.10	<i>Étapes de la reconstruction au niveau du calorimètre, sans la présence du trajectographe qui sépare les clusters neutres des clusters chargés, la détermination de la nature des clusters (électromagnétiques et hadroniques) se fera après les CaloHypo (ce sont des clusters dont on a estimé la nature électromagnétique) avec l'application d'un PID et la séparation clusters électromagnétiques neutres et chargés se fera avec l'information du SPD.</i>	124
5.11	<i>Masse invariante (sur 20.000 événements) de la combinatoire de tous les clusters sans coupures. On obtient $\epsilon_{rec} = 25\%$ avec un rapport $S/B = 0.04$.</i>	125
5.12	<i>Masse invariante (sur 30.000 événements MinBias) de la combinatoire avec les coupures décrites précédemment. Le signal est la courbe vert et le bruit est la courbe rouge, la somme des deux étant la courbe noire. On obtient $\epsilon_{rec} = 0.7\%$ avec un rapport $S/B = 3$.</i>	126
5.13	<i>Illustration du discriminant de Fisher. A gauche les distributions sont projetées sur les axes des variables x_1 et x_2, alors que sur la figure de droite ces deux distributions sont projetées sur une combinaison linéaire de ces deux variables : le coefficient de Fisher.</i>	127
5.14	<i>Gauche : rapport $Seed/S4Ecal$, Droite : rapport $S4Ecal/SumE$, pour les photons (bleu) et les hadrons (rouge). On peut voir que les gerbes électromagnétiques sont plus compactes que les hadroniques. Ces distributions ont été obtenues avec le package TMVA v3r8p7.</i>	128
5.15	<i>Gauche : rapport $E_{PS}/SumE$, Droite : rapport $HcalMax/(HcalMax+S4Ecal)$, pour les photons (en bleu) et les hadrons (rouge). On peut voir que les gerbes électromagnétiques sont moins pénétrantes que les hadroniques. Et que les particules hadroniques déposent moins d'énergie dans le PS que les particules électromagnétiques. Distributions obtenues avec le package TMVA v3r8p7.</i>	129
5.16	<i>Nombre de hits dans le SPD pour les photons (bleu) et les hadrons (rouge). Cette variable peut être utilisée comme une coupure ou comme une variable du discriminant de Fisher. Distribution obtenue avec le package TMVA v3r8p7.</i>	129
5.17	<i>Tables de corrélation entre les variables du discriminant, pour le fond et le signal Tables obtenues avec le package TMVA v3r8p7.</i>	130
5.18	<i>Gauche : discriminant de Fisher pour les 5 variables $Seed/S4Ecal$, $E_{PS}/SumE$, $\#SPDhits$, $HcalMax/(HcalMax+S4Ecal)$ et $S4Ecal/SumE$. Les photons sont en bleu et les hadrons en rouge. La coupure à effectuer est estimée à 0,1. Droite : réjection du fond en fonction de l'efficacité du signal pour différentes coupure sur le discriminant de Fisher. Graphiques obtenus avec le package TMVA v3r8p7.</i>	131
5.19	<i>Masse invariante (pour 10.000 événements) pour la combinatoire des clusters estimés comme photons. Avec des coupures sur le Fisher à 0,1, sur le Pt des clusters à 0.3GeV/c et une distance maximal entre les clusters inférieure à 1000mm on obtient un pic de masse des π^0 à 120MeV/c² avec un σ de 10MeV/c²</i>	132
5.20	<i>Efficacité de l'acceptance ($\epsilon_{acc}(\pi^0)$) pour des simulations MinBias. Les pertes se situent à petites énergies et à petits angles.</i>	133
5.21	<i>Spectres en Pt pour tous les photons (trait noir), pour les photons dans l'acceptance (trait rouge) et ceux reconstruits (trait vert); on voit clairement la coupure de reconstruction en Pt de 0.2GeV/c.</i>	134

5.22	<i>Spectre en masse des combinaison de photons pour 25.000 événements minimum biais à 14 TeV. Le pic de masse des π^0 est visible, mais le rapport S/B n'est que de 0.36 avec $20\pi^0/100$ événements reconstruits ce qui induit $\epsilon_{rec}\pi^0 = 37.8 \pm 1.0\%$.</i>	135
5.23	<i>Spectre en masse des photons combinés pour 300.000 événements avec applications des coupures décrites précédemment. Le rapport S/B est maintenant de 5.2 avec une efficacité de reconstruction $\epsilon_{rec}\pi^0=20.1\%$. La très grande statistique nous donne $7\pi^0/100$ événements.</i>	136
5.24	<i>Gauche : spectre de masse de la combinatoire des clusters avec application d'une coupure en Pt ($>0.3\text{GeV}/c$) et en distance entre clusters ($<500\text{mm}$); on obtient un rapport $S/B\sim 0.3$ et $\epsilon_{rec}(\pi^0) \sim 80\%$. . Droite : spectre de masse de la combinatoire mais avec application des coupures habituelles décrites plus haut. On obtient un rapport $S/B\sim 0.5$ et $\epsilon_{rec}(\pi^0) \sim 40\%$.</i>	137
5.25	<i>Gauche : rapport $Seed/S4Ecal$, Droite : rapport $S4Ecal/SumE$, pour les photons (bleu) et les hadrons (rouge). On peut voir que les gerbes électromagnétiques sont plus compacts que les hadroniques. Ces distributions ont été obtenues avec le package TMVA v3r8p7</i>	138
5.26	<i>Gauche : rapport $E_{PS}/SumE$, Droite : rapport $HcalMax/(HcalMax+S4Ecal)$, pour les photons (en bleu) et les hadrons (rouge). On peut voir que les gerbes électromagnétiques sont moins pénétrantes que les hadroniques. Les particules hadroniques déposent moins d'énergie dans le PS que les particules électromagnétiques. Distributions obtenues avec le package TMVA v3r8p7.</i>	138
5.27	<i>Nombre de hits dans le SPD pour les photons (bleu) et les hadrons (rouge). Cette variable peut être utilisée comme une coupure ou comme une variable du discriminant de Fisher. Distribution obtenue avec le package TMVA v3r8p7.</i>	139
5.28	<i>Tables de corrélation entre les variables du discriminant, pour le fond et le signal Tables obtenues avec le package TMVA v3r8p7.</i>	139
5.29	<i>Gauche : Distribution du coefficient de Fisher des clusters du Ecal, le signal (photons venant d'un π^0) est en bleu et le fond en rouge. Droite : Avec une coupure à 0.1 on obtient une efficacité de 90% et une réjection de 95%.</i>	140
5.30	<i>Spectre en masse invariante de la combinatoire des photons estimés avec une coupure sur le discriminant de Fisher à 0.1, le Pt des photons ($>0.3\text{GeV}/c$) et la distance entre les deux photons ($<500\text{mm}$). La masse des π^0 pique à $125\text{MeV}/c^2$ avec un σ de $14.5\text{MeV}/c^2$ car les corrections d'énergie dues aux pertes transverse et longitudinales des photons n'ont pas été appliquées aux photons.</i>	141
6.1	<i>Distribution 2D (x,y) de l'énergie E_t reçue dans le Ecal avec à gauche la distribution initiale, au milieu après dé-calibration et à droite après re-calibration.</i>	145
6.2	<i>Gauche : spectre du rapport E/P des électrons, il est centré sur 1 avec une pureté de 91% après les coupures décrites dans [66]. Droite : occupation des électrons dans le calorimètre électromagnétique, on voit dans les parties internes et externes des problèmes de bord dus en partie au champ magnétique.</i>	145

- 6.3 *Gauche : Distribution caractéristique de l'impulsion transverse des photons (γ_{pt}), le signal (photons venant d'un π^0) est en rouge et le fond en noir. Avec une coupure sur l'énergie transverse γ_{pt} à 0.3GeV/c on obtient une efficacité sur la reconstruction des photons de 40% et une réjection de 77%. Droite : Distribution de la distance entre les deux photons ($Dist_{\gamma_1\gamma_2}$), le signal (photons venant d'un π^0) est en rouge et le fond en noir. Avec une coupure à 500mm on obtient une efficacité de 64% et une réjection de 77% du fond combinatoire. 147*
- 6.4 *Distribution en masse des π^0 pour des événements Minimum Bias avec l'application des coupures : $Pt_\gamma > 0.3\text{GeV}/c$, $Dist_{\gamma_1\gamma_2} < 500\text{mm}$, $Pt_{\pi^0} > 0.8\text{GeV}/c$ et moins de 20 clusters par événement. On obtient un rapport $S/B = 5.2$ pour $7\pi^0/100\text{evts}$ 148*
- 6.5 *Sans trajectographe .Gauche : Distribution des impulsions transverses des deux photons (γ_{Pt}), le signal (photons venant d'un π^0) est en rouge et le fond en vert. Avec une coupure à 0.3GeV/c on obtient une efficacité de 80% et une réjection de 50%. Droite : Distribution de la distance entre les deux photons ($Dist_{\gamma_1\gamma_2}$), le signal (photons venant d'un π^0) est en rouge et le fond en vert. Avec une coupure à 500mm on obtient une efficacité de 65% et une réjection de 80% du fond combinatoire. 148*
- 6.6 *Distribution en masse des π^0 pour des événements Minimum Bias sans trajectographe (Ecal Stand-Alone) avec l'application des coupures : $Pt_\gamma > 0.3\text{GeV}/c$, $Dist_{\gamma_1\gamma_2} < 500\text{mm}$ et un coefficient de Fisher > 0.1 . On obtient un rapport $S/B = 3$ pour $2\pi^0/100\text{evts}$ 149*
- 6.7 *Gauche : Distribution de la fraction d'énergie dans la cellule la plus énergétique (seed). Droite : Fraction des clusters gardés en fonction de la fraction d'énergie contenue dans la "seed", on voit qu'en ne gardant que les clusters dont la "seed" contient au moins 60% de l'énergie totale du cluster on conserve 50% du lot. . 150*
- 6.8 *Distribution du nombre de cellules contenues dans un cluster (en noir sans application d'aucune coupure sur la combinatoire, en rouge après les coupures : $Pt_\gamma > 0.3\text{GeV}/c$, $Dist_{\gamma_1\gamma_2} < 500\text{mm}$ et un coefficient de Fisher > 0.1 et en vert après la sélection des clusters dont au moins 60% de son énergie est comprise dans la "seed". On obtient après ces sélections un $\pi^0/100\text{evts}$ 151*
- 6.9 *Gauche : Application des coefficients de dé-calibration pour les pavés de 3×3 cellules. Droite : Ces coefficients sont différents pour chaque région mais toutes les cellules ayant la même position dans ce pavé 3×3 sont traitées comme étant une seule cellule, réduisant la statistique nécessaire pour l'étude de l'algorithme de calibration. 152*
- 6.10 *Distribution des coefficients des 27 cellules après dé-calibration. Les neuf premiers correspondent à la région externe, les neuf suivants à la région intermédiaire et les neuf derniers à la région externe. 153*
- 6.11 *Distribution de masse des π^0 après dé-calibration. En haut à gauche représente le Ecal en entier et les trois autres sont les trois régions du calorimètre électromagnétique. Les distributions en noir sont pour chaque regroupement de cellules d'une zone et la rouge représente leur somme divisée par un facteur 9. 154*

6.12	9 histogrammes des distributions de N (ici $N = 100$) π^0 par cellules du carré 3×3 pour les trois régions. Les traits verticaux rouges correspondent à des coefficients égaux à l'unité. On peut y voir que certaines cellules sont décalibrées avec des coefficients inférieurs à 1 et d'autres avec des coefficients supérieurs à l'unité, et que les distributions ne sont pas gaussiennes.	155
6.13	Evolution des coefficients de la région externe avec les conditions d'arrêt $\frac{mean_i - mean_{i-1}}{mean_i} < 1/1000$, $\frac{sigma_i - sigma_{i-1}}{sigma_i} < 1/1000$ et Dispersion $< 1/1000$. On peut voir ici que le nombre d'itérations est trop grand alors que le système est déjà stabilisé depuis longtemps, les lignes rouges représentant les coefficients unitaires et les vertes une dé-calibration de $\pm 2\%$	157
6.14	Evolution des coefficients de la région intermédiaire avec les mêmes conditions d'arrêt que pour la figure 6.13. On peut voir ici le système n'est pas stabilisé et que la méthode de re-calibration s'arrête, les lignes rouges représentant les coefficients unitaires et les vertes une dé-calibration de $\pm 2\%$	158
6.15	Colonne 1 : évolution de la différence ($mean - \pi^0_{masse}$), on peut voir les oscillations dues aux sous et sur-corrections. Colonnes 2 et 3 : évolution des conditions d'arrêt respectivement sur le maximum des distributions en masse et sur le sigma de ces mêmes distributions. Et ceci pour les trois régions du Ecal; ligne 1 pour la région externe, ligne 2 pour la région intermédiaire et ligne 3 pour la région interne.	159
6.16	Masse invariante des π^0 reconstruits pour les trois régions du Ecal. De gauche à droite on va de la partie interne du Ecal à la partie externe en passant par la région intermédiaire avec des sigma respectifs de 10, 8 et $11 \text{ MeV}/c^2$. La région la mieux calibrée est la partie intermédiaire, ceci est dû aux corrections déjà appliquées aux autres régions qui accélèrent le processus.	160
6.17	Distributions des nouveaux coefficients énergétiques des cellules après re-calibration, pour le Ecal en entier (en haut à gauche), et les trois régions externe (haut/droite), intermédiaire (bas/gauche) et interne (bas/droite). La région la mieux re-calibrée est la partie intermédiaire, puis la partie externe et enfin la partie interne avec respectivement un écart-type de 0.8, 0.9 et 1.1%. Le Ecal total est calibré à 1%.	161
6.18	Distribution en masse des π^0 après re-calibration. La valeur de $135 \text{ MeV}/c^2$ est de nouveau atteinte avec un écart type de $9 \text{ MeV}/c^2$ correspondant bien à nos conditions initiales.	162
6.19	Evolution des coefficients de re-calibration pour 15 dé-calibrations de 10% avec 500 π^0 par histogrammes de correction pour la région interne.	163
6.20	Distributions en masse des π^0 utilisés pour la calibration pour 50.000 événements MinBias. En noir sont représentés les π^0 du tout venant et en rouge ceux passant le L0. On voit une diminution de la statistique d'un facteur 4.5 ± 0.3	165
7.1	Désintégration de $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$	169
7.2	Gauche : Distribution en P_t des π^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les π^0 sont dans l'acceptance, quand ils passent le L0. Droite : Distribution en E des π^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.	171

7.3	<i>Gauche : Distribution en Pt des J/ψ produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les J/ψ sont dans l'acceptance et quand ils passent le L0. Droite : Distribution en E des J/ψ produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.</i>	171
7.4	<i>Gauche : Distribution en Pt des B_d^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les B_d^0 sont dans l'acceptance et quand ils passent le L0. Droite : Distribution en E des B_d^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.</i>	172
7.5	<i>Spectre en masse des J/ψ reconstruits avec en noir le signal, en vert les J/ψ associés à des vrais J/ψ venant d'un B_d. A gauche même distribution sans application du L0 et à droite avec l'application du L0.</i>	174
7.6	<i>Spectre en masse des π^0 reconstruits avec en noir le signal, en vert les π^0 associés à des vrais π^0 venant d'un B_d. On voit que le signal est noyé sous du bruit de fond, des coupures vont être faites pour le réduire.</i>	175
7.7	<i>Spectre en masse des B_d^0 reconstruits avec en rouge les B_d^0 associés à des vrais B_d.</i>	176
7.8	<i>Haut, Gauche : spectre en Pt (GeV/c) des photons reconstruits les plus énergétiques de chaque association, en noir pour tous les photons, en rouge ceux venant d'un π^0 issu d'un méson B_d. Haut, Droite : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma 1} > 1\text{GeV}/c \Rightarrow \text{Eff} = 78\%$). Bas, Gauche : réjection des photons ne venant pas d'un π^0 en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma 1} > 1\text{GeV}/c \Rightarrow \text{Rej} = 95\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.</i>	178
7.9	<i>Haut, Gauche : spectre en Pt (GeV/c) des deuxièmes photons reconstruits, en noir pour tous les photons, en rouge ceux venant d'un π^0 issu d'un méson B_d. Haut, Droite : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma 2} > 0.6\text{GeV}/c \Rightarrow \text{Eff} = 40\%$). Bas, Gauche : réjection photons ne venant pas d'un π^0 en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma} > 0.6\text{GeV}/c \Rightarrow \text{Rej} = 95\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.</i>	179
7.10	<i>Haut, Gauche : spectre en distance (mm) entre les photons de la combinatoire, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant d'un π^0 issu d'un méson B_d. Haut, Droite : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en distance entre les photons ($\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2} < 300\text{mm} \Rightarrow \text{Eff} = 88\%$). Bas, Gauche : réjection des combinaisons ne venant pas de π^0 en fonction de la coupure en distance entre les photons ($\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2} < 500\text{mm} \Rightarrow \text{Rej} = 88\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.</i>	180

- 7.11 *Haut, Gauche : spectre en impulsion transverse (GeV/c) des π^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant d'un π^0 issu d'un méson B_d . Haut, Droite : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en impulsion transverse des π^0 ($Pt_{\pi^0} > 1.5 \text{ GeV}/c \Rightarrow \text{Eff} = 80\%$). Bas, Gauche : réjection de combinaisons n'étant des π^0 en fonction de la coupure en Pt_{π^0} ($Pt_{\pi^0} > 1.5 \text{ GeV}/c \Rightarrow \text{Rej} = 95\%$). En bas à droite est représentée la réjection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal. 181*
- 7.12 *Spectre en masse des π^0 reconstruits avec en noir tous les π^0 reconstruits, en vert les π^0 associés à des π^0 venant d'un B_d et en rouge pour le fond combinatoire. Des vrais π^0 font partis du fond. L'efficacité des coupures des π^0 est de 34% pour un rapport $S/B=0.4$. On voit que le pic est exclusivement composé de π^0 mais seul une partie vient de la désintégration d'un méson B_d^0 182*
- 7.13 *Spectre en masse des B_d reconstruits avec en noir le signal, en rouge les B_d associés à des B_d après l'application des coupures en masse pour les π^0 et les J/ψ 182*
- 7.14 *Résolution longitudinale (gauche) et transverse (droite) de reconstruction des vertex. Elles sont respectivement de $44\mu\text{m}$ en z et de $7.8\mu\text{m}$ en x et y 184*
- 7.15 *Définition du paramètre d'impact. Il est défini par rapport aux vertex primaire, secondaire et la direction du méson B reconstruit. 185*
- 7.16 *Haut, Gauche : spectre du paramètre d'impact (mm) des B_d^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant du méson B_d . Haut, Droite : efficacité de reconstruction des B_d^0 en fonction de la coupure en paramètre d'impact des B_d^0 ($IP_{B_d^0} < 0.1 \text{ mm} \Rightarrow \text{Eff} = 45\%$). Bas, Gauche : réjection des combinaisons non issues de B_d^0 en fonction de la coupure en $IP_{B_d^0}$ ($IP_{B_d^0} < 0.1 \text{ mm} \Rightarrow \text{Rej} = 98\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal. 185*
- 7.17 *Haut, Gauche : spectre des rapports IP/IPE des B_d^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant des mésons B_d . Haut, Droite : efficacité de reconstruction des B_d^0 en fonction de la coupure en IP/IPE des B_d^0 ($\frac{IP_{B_d^0}}{IPE_{B_d^0}} < 3 \Rightarrow \text{Eff} = 37\%$). Bas, Gauche : réjection des combinaisons non issues de B_d^0 en fonction de la coupure en $\frac{IP_{B_d^0}}{IPE_{B_d^0}}$ ($\frac{IP_{B_d^0}}{IPE_{B_d^0}} < 3 \Rightarrow \text{Rej} = 99\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal. 186*
- 7.18 *Haut, Gauche : spectres des θ_{LP} des B_d^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant d'un méson B_d . Haut, Droite : efficacité de reconstruction des B_d^0 en fonction de la coupure en θ_{LP} des B_d^0 ($\theta_{LP}(B_d^0) > 0.9 \Rightarrow \text{Eff} = 71\%$). Bas, Gauche : réjection de combinaisons non issues de B_d^0 en fonction de la coupure en $\theta_{LP}(B_d^0)$ ($\theta_{LP}(B_d^0) > 0.9 \Rightarrow \text{Rej} = 88\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal. 187*

7.19	<i>Spectres en masse des B_d reconstruits avec en noir le signal, en vert pour les B_d, après l'application des coupures en masse pour les π^0 et les J/ψ et sur Pt_{γ_1}, Pt_{γ_2}, $Dist_{\gamma_1\gamma_2}$, Pt_{π^0}, $IP_{B_d^0} < 0.1\text{mm}$, $\frac{IP_{B_d^0}}{IPE_{B_d^0}} < 3$ et $\theta_{LP}(B_d^0) > 0.9$. $S=766$ $B=2$, on obtient une efficacité de coupures sur B_d^0 de 20% et une rejection de 99.8% du fond.</i>	188
7.20	<i>Schéma des différents étiquetages : étiquetage du même côté ou du coté opposé.</i>	191
7.21	<i>Résolutions en mm des coordonnées x, y et z des vertex primaire et secondaire (respectivement sur les figures gauche et droite) pour des événements passant les coupures et le trigger L0. Ces distributions sont ajustées avec des gaussiennes.</i>	194
7.22	<i>Résolutions en ps du temps propre pour des événements passant les coupures et le trigger L0. Cette distribution est ajustée avec une gaussienne.</i>	195
7.23	<i>Efficacité des coupures et du trigger L0 en fonction du temps propre (ps). La fonction d'ajustement est la formule 7.4.4</i>	196
7.24	<i>Temps propre pour le fond $b\bar{b}$. Ces événements ont été obtenus en relâchant les coupures sur le J/ψ et le π^0.</i>	197
7.25	<i>Asymétries du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ pour 0.46fb^{-1}.</i>	199
7.26	<i>Erreur sur la mesure de C_{CP} après 0.74fb^{-1} de données.</i>	199
7.27	<i>Erreur sur la mesure de S_{CP} après 0.74fb^{-1} de données.</i>	200
7.28	<i>Evolution de l'erreur systématique de la calibration du Ecal en fonction de la calibration. La loi est linéaire.</i>	201
7.29	<i>Evolution de l'erreur systématique du nombre de photons convertis en fonction de l'erreur relative sur le nombre de longueurs de radiation avant le Ecal. La loi est linéaire.</i>	201
8.1	<i>Rapport de branchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$ en fonction de l'angle θ_p du mélange η.</i>	204
8.2	<i>Désintégration de $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\eta(\gamma\gamma)$. Le J/ψ et le η se désintègrent immédiatement.</i>	206
8.3	<i>Gauche : Distribution en Pt des η produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les η sont dans l'acceptance et quand ils passent le L0. Droite : Distribution en énergie des η produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.</i>	208
8.4	<i>Gauche : Distribution en Pt des J/ψ produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les J/ψ sont dans l'acceptance ou quand ils passent le L0. Droite : Distribution en énergie des J/ψ produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.</i>	208
8.5	<i>Gauche : Distribution en Pt des B_s^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert. La valeur moyenne de cette distribution augmente si les B_s^0 sont dans l'acceptance et quand ils passent le L0. Droite : Distribution en énergie des B_s^0 produits en noir, dans l'acceptance du détecteur en rouge et passant le niveau L0 en vert.</i>	209
8.6	<i>Spectre en masse des J/ψ reconstruits avec en rouge les J/ψ associés à des vrais J/ψ venant d'un B_s et en vert les J/ψ reconstruits ne correspondant pas à un J/ψ venant d'un B_s. La courbe en noir est la somme des deux.</i>	210

8.7	<i>Spectre en masse des η reconstruits avec en noir le signal, en vert les η associés à des vrais η venant d'un B_s et le bruit de fond combinatoire en rouge. On voit que le signal est noyé sous du bruit de fond, des coupures vont être à appliquer pour le réduire.</i>	211
8.8	<i>Spectre en masse des B_s^0 reconstruits avec en noir le signal, en vert les B_s^0 associés à des vrais B_s.</i>	212
8.9	<i>Haut, Gauche : spectre en Pt (GeV/c) du premier photon reconstruit, en noir pour tous les photons, en rouge ceux venant d'un η issu d'un méson B_s. Haut, Droite : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma_1} > 1\text{GeV} \Rightarrow \text{Eff} = 90\%$). Bas, Gauche : réjection photons ne venant pas d'un η en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma_1} > 1\text{GeV} \Rightarrow \text{Rej} = 95\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.</i>	214
8.10	<i>Haut, Gauche : spectre en Pt (GeV/c) du deuxième photon reconstruit, en noir pour tous les photons, en rouge ceux venant d'un η issu d'un méson B_s. Haut, Droite : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma} > 0.6\text{GeV/c} \Rightarrow \text{Eff} = 70\%$). Bas, Gauche : réjection photons ne venant pas d'un η en fonction de la coupure en Pt des photons ($Pt_{\gamma} > 0.6\text{GeV/c} \Rightarrow \text{Rej} = 80\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.</i>	215
8.11	<i>Haut, Gauche : spectre en distance (mm) entre les photons de la combinatoire, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant de η et de la combinatoire, en rouge pour les η issu d'un méson B_s. Haut, Droite : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en distance entre les photons ($\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2} < 900\text{mm} \Rightarrow \text{Eff} = 90\%$). Bas, Gauche : réjection de combinaisons n'étant pas des η en fonction de la coupure en distance entre les photons ($\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2} < 900\text{mm} \Rightarrow \text{Rej} = 93\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.</i>	216
8.12	<i>Haut, Gauche : spectre en impulsion transverse (GeV/c) des η reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant d'un η issu d'un méson B_s. Haut, Droite : efficacité de reconstruction des photons en fonction de la coupure en impulsion transverse des η ($Pt_{\eta} > 1.4\text{GeV/c} \Rightarrow \text{Eff} = 90\%$). Bas, Gauche : réjection de combinaisons n'étant des η en fonction de la coupure en Pt_{η} ($Pt_{\eta} > 1.4\text{GeV/c} \Rightarrow \text{Rej} = 95\%$). En bas à droite est représentée la rejection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal.</i>	217
8.13	<i>Spectre en masse des η reconstruits avec en noir tous les η reconstruits, en rouge les η associés à des η venant d'un B_s. L'efficacité des coupures des η est de 73% pour un rapport $S/B=0.4$. On voit que le pic est presque exclusivement composé de η mais seul une partie vient de la désintégration d'un méson B_s^0.</i>	217
8.14	<i>Spectre en masse des B_s reconstruits avec en noir le signal, en vert les B_s associés à des B_s, après l'application des coupures en masse pour les η et les J/ψ et sur Pt_{γ_1}, Pt_{γ_2}, $\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2}$ et Pt_{η}. On obtient une efficacité de coupures sur les η de 87% pour un rapport $S/B=3.3$ dans une fenêtre de masse de $\pm 150\text{MeV}$ autour de la masse du B_s.</i>	218

- 8.15 *Haut, Gauche : spectre du paramètre d'impact (mm) des B_s^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant méson B_s . Haut, Droite : efficacité de reconstruction des B_s^0 en fonction du paramètre d'impact des B_s^0 ($IP_{B_s^0} < 0.1\text{mm} \Rightarrow \text{Eff} = 55\%$). Bas, Gauche : réjection des combinaisons n'étant pas des B_s^0 en fonction de la coupure en $IP_{B_s^0}$ ($IP_{B_s^0} < 0.1\text{mm} \Rightarrow \text{Rej} = 96\%$). En bas à droite est représentée la réjection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal. 219*
- 8.16 *Haut, Gauche : spectre du rapport IP/IPE des B_s^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant méson B_s . Haut, Droite : efficacité de reconstruction des B_s^0 en fonction de la coupure en IP/IPE des B_s^0 ($\frac{IP_{B_s^0}}{IPE_{B_s^0}} < 3 \Rightarrow \text{Eff} = 42\%$). Bas, Gauche : réjection des combinaisons n'étant pas des B_s^0 en fonction de la coupure en $\frac{IP_{B_s^0}}{IPE_{B_s^0}}$ ($\frac{IP_{B_s^0}}{IPE_{B_s^0}} < 3 \Rightarrow \text{Rej} = 96\%$). En bas à droite est représentée la réjection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal. 220*
- 8.17 *Haut, Gauche : spectre de θ_{LP} des B_s^0 reconstruits, en noir pour toutes les combinaisons, en rouge celles venant méson B_s . Haut, Droite : efficacité de reconstruction des B_s^0 en fonction de la coupure en θ_{LP} des B_s^0 ($\theta_{LP}(B_s^0) > 0.9 \Rightarrow \text{Eff} = 74\%$). Bas, Gauche : réjection de combinaisons n'étant pas des B_s^0 en fonction de la coupure en $\theta_{LP}(B_s^0)$ ($\theta_{LP}(B_s^0) > 0.9 \Rightarrow \text{Rej} = 80\%$). En bas à droite est représentée la réjection du fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal. 221*
- 8.18 *Spectre en masse des B_s reconstruits avec en noir le signal, en rouge les B_s associés à des B_s , après l'application des coupures en masse pour les η et les J/ψ et sur Pt_{γ_1} , Pt_{γ_2} , $\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2}$, Pt_η , $IP_{B_s^0} < 0.1\text{mm}$, $\frac{IP_{B_s^0}}{IPE_{B_s^0}} > 3$ et $\theta_{LP}(B_s^0) > 0.9$. On obtient une efficacité de coupures sur B_s^0 de 38% pour un rapport $S/B=62$. 222*
- 8.19 *Spectre en masse des B_s reconstruits avec en noir le signal, en rouge les B_s associés à des B_s , après l'application des coupures en masse pour les η et les J/ψ et sur Pt_{γ_1} , Pt_{γ_2} , $\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2}$, Pt_η , $IP_{B_s^0} < 0.1\text{mm}$, $\frac{IP_{B_s^0}}{IPE_{B_s^0}} < 3$ et $\theta_{LP}(B_s^0) > 0.9$. On obtient un rapport $S/B \sim 18$, $S=18$ et $B=1$ dans une fenêtre de masse de $\pm 150\text{MeV}$ 223*
- 8.20 *Spectre en masse des B_s reconstruits avec le bruit de fond, avec en noir le signal, en vert les B_s associés à des B_s , après l'application des coupures en masse pour les η et les J/ψ et sur Pt_{γ_1} , Pt_{γ_2} , $\text{Dist}_{\gamma_1\gamma_2}$, Pt_η , $IP_{B_s^0} < 0.1\text{mm}$, $\frac{IP_{B_s^0}}{IPE_{B_s^0}} < 3$ et $\theta_{LP}(B_s^0) > 0.9$. On obtient un rapport $S/B \sim 12$, $S=3980$ et $B=335$ dans une fenêtre de masse de $\pm 150\text{MeV}$ 225*
- 8.21 *Résolutions en mm des coordonnées x , y et z des vertex primaire et secondaire (respectivement sur les figures gauche et droite) pour des événements passant les coupures et le trigger L0. Ces distributions sont ajustées avec des gaussiennes. 227*
- 8.22 *Résolutions en ps du temps propre pour des événements passant les coupures et le trigger L0. Cette distribution est ajustée avec une gaussienne. 228*
- 8.23 *Efficacité des coupures et du trigger L0 en fonction du temps propre (ps). La fonction d'ajustement est la formule 7.4.4 228*

8.24	<i>Distributions en temps propre pour les événements simulés B_s^0 et $\overline{B}_s^0$ sur la ligne du haut, en appliquant les effets d'acceptance sur la ligne du milieu et avec les erreurs sur le nombre d'événements par intervalle sur la ligne du bas. Les fonctions d'asymétries sont aussi représentées et ajustées afin de déterminer l'erreur relative sur l'angle ϕ_s.</i>	230
9.1	<i>Spectre de l'énergie déposée dans le PS sans coupure sur les coups d'ADC. On voit la décroissance exponentielle et le pic de saturation à 235MeV.</i>	236
9.2	<i>Spectre de l'énergie déposée dans le PS sans coupure sur les coups d'ADC. On devine le pic de la MIP à 2MeV ainsi que les effets du codage en ADC par des intervalles vides du spectre.</i>	236
9.3	<i>Spectre de l'énergie déposée dans le PS avec coupures ($\text{DigitEcalE} \neq 0$, $\text{DigitHcalE} \neq 0$, $\text{HitSpd} \neq 0$ et $\text{DigitEcalE} < 0.02$). La distribution est ajustée par une fonction de Landau. La valeur de la MIP est de 2.5MeV avec une erreur de 0.25MeV.</i>	237
9.4	<i>Exemple de la dépendance du gain d'un photo-multiplicateur HCAL en fonction de la haute tension appliquée</i>	239
9.5	<i>Stabilité d'un groupe de 40 photo-multiplicateurs du HCAL sur plusieurs heures. La stabilité est meilleure que 0.5%.</i>	239
9.6	<i>Gain calculé à partir de la largeur des signaux des LED, pour un échantillon des photo-multiplicateurs de calorimètre électromagnétique.</i>	240
9.7	<i>Diagramme de la désintégration du Cs^{137}. Deux émissions β^- sont présentes, mais celle qui nous intéresse est la désexcitation du Barium par émission d'un photon de 661.662KeV.</i>	241
9.8	<i>Distribution des coefficients de calibration d'un ensemble de cellules du calorimètre électromagnétique.</i>	242

Résumé LHCb est une expérience dédiée à l'étude de la violation CP dans le domaine des mésons B et de leurs désintégrations rares. Lors du démarrage du LHC, une des premières actions sera de vérifier que l'appareillage a les performances attendues. Cette thèse se place dans le contexte des premières mesures de l'expérience LHCb pour deux des sujets traités : la reconstruction des photons par le calorimètre électromagnétique de LHCb dans différentes situations expérimentales et la calibration du calorimètre. Dans ce but une identification des photons à partir de l'ensemble des informations du SPD, PS, ECAL et HCAL est développée basée sur une méthode discriminante de Fisher. Ces photons reconstruits sont utilisés dans la reconstruction des π^0 dont les spectres mesureront dès le début des prises de données le niveau de calibration du calorimètre. Pour calibrer chaque cellule du calorimètre électromagnétique la contrainte sur la masse des π^0 reconstruits est utilisée. Une calibration à 1% est possible pour une dé-calibration allant jusqu'à 30% en une dizaine d'heures de prise de données à la luminosité nominale. Deux canaux de physique, ou la calibration du calorimètre et la reconstruction de mésons neutres se désintégrant en paire de photons sont les points clefs, sont étudiés. Le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ mesure de l'angle β du triangle CKM, les graphes qui y contribuent peuvent être sensibles à de la physique au delà du Modèle Standard. Le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta$ mesure l'angle χ , domaine spécifique de LHCb. La sensibilité de LHCb pour la mesure de χ dans ce canal est estimée.

Mots-clés : LHCb, violation CP, mésons B, reconstruction des photons, Ecal stand-alone, Pi0 calibration, calorimètre électromagnétique, $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta$.

Abstract : LHCb has been designed in order to perform precise measurements of CP violation and rare decays with B mesons. At the LHC start-up, one of the first tasks will be to check the expected apparatus performances. This thesis looks to the first recorded data by the LHCb experiment for two of the subjects developed : the photon reconstruction in the electromagnetic calorimeter assuming different experimental situations, and the calibration of the calorimeter. A photon identification tool is developed based on a Fisher discriminant method using informations from all the calorimeter sub-detectors (SPD,PS,ECAL,HCAL). The reconstructed photons are used for π^0 mass reconstruction parameters, able to evaluate the overall calibration level. For individual cell calibration, the constraint from the reconstructed π^0 mass is used. A 1% calibration can be achieved even starting from a 30% spread cell to cell calibration within a few tenth hours at the LHCb nominal luminosity. Two physics channels, for which the calorimeter calibration and neutral mesons decaying into photon pair reconstruction are key points, are studied . The channel $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ to measure β angle, where unexpected contributions beyond the standard model may occur. The channel $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta$ measures the χ angle.

Keywords : LHCb, CP violation, B mesons, photon reconstruction, Ecal stand-alone, Pi0 calibration, electromagnetic calorimeter, $B_d^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta$.