Le système de lecture du détecteur calorimétrique de pied de gerbe de LHCb
Étude des performances et impact sur la physique

Sébastien BINET

8 juillet 2002

Résumé

L'origine de la violation de la symétrie CP fait partie des mystères non résolus de la physique des particules moderne. L'étude de la violation de CP est en effet particulièrement intéressante car elle peut nous conduire sur les traces d'une Physique au-delà du Modèle Standard. L'expérience LHCb (*Large Hadron Collider Beauty experiment*) fait partie de la seconde génération des détecteurs de mésons B.

À partir des désintégrations de ces mésons, on peut reconstruire les angles des triangles d'unitarité de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa et surcontraindre les paramètres du Modèle Standard, notamment la phase de la matrice CKM, qui doit rendre compte de la violation de CP. On peut ainsi explorer de manière indirecte la Physique au-delà du Modèle Standard. Pour mener à bien son programme, LHCb comprend un détecteur de vertex très précis, nécessaire à l'étiquetage de la saveur belle, un système d'identification de particules pour la reconstruction complète des états finaux, ainsi qu'un système de déclenchement performant capable de faire face au haut débit d'interactions issues des croisements de faisceau à 40 MHz du LHC (*Large Hadron Collider*).

Le détecteur calorimétrique de pied-de-gerbe auquel je me suis intéressé lors de mon stage de DEA, prend une part importante dans le système de déclenchement rapide de LHCb. Il s'agit d'un élément du système calorimétrique constitué de deux longueurs de radiation de plomb suivi d'un plan de scintillateurs. Sa principale fonction est de valider rapidement le passage de particules électromagnétiques (électrons ou photons) dans le système calorimétrique.

Les petits signaux issus de ce détecteur s'avèrent être fluctuants et seule une fraction de ce signal, de l'ordre de 80% en moyenne, est intégrée durant les 25 ns qui séparent deux interactions consécutives au LHC. Les 20% restant constituent un signal résiduel que le système de lecture du détecteur pied de gerbe doit soustraire en moyenne. Cette soustraction induit une incertitude sur la mesure des dépôts d'énergie dans le détecteur pied de gerbe.

Le travail effectué lors de mon stage, a pour objet l'évaluation de cette incertitude et son impact sur les performances du système de déclenchement de LHCb.

Table des matières

Chapitre 1

Théorie

Dans ce chapitre, on décrit comment la violation de la symétrie CP est introduite dans le Modèle Standard.

1.1 La violation de la symétrie CP

La violation de la symétrie de CP est un des aspects les plus intriguants de la physique moderne. Elle traduit le fait qu'il y a une différence fondamentale entre la matière et l'antimatière. Cette violation est un des ingrédients nécessaire pour rendre compte de l'asymétrie observée entre les quantités de matière et d'antimatière dans l'univers, ce qui est prérequis pour notre propre existence.

Le Modèle Standard donne (pour le moment) une paramétrisation satisfaisante de la violation de CP, mais *n'explique pas son origine !*

Ceci peut arriver dans trois secteurs :

- dans le secteur des quarks, via la matrice CKM,
- dans le secteur des leptons, via les phases de la matrice de mélange des neutrinos,
- par les interactions fortes, via le paramètre θ_{QCD}. La non-observation des violations de CP dans ce secteur est un mystère.

Jusqu'à aujourd'hui, la violation de CP a seulement été observée dans le secteur des quarks. Elle a en effet été observée dans le système des kaons neutres, pour lesquels les états propres de masse et les états propres de CP ne coïncident pas. Une bien meilleure compréhension dans ce secteur est donc nécessaire.

1.1.1 La matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)

La matrice CKM est une matrice 3×3 unitaire. Elle a ainsi quatres paramètres indépendants dont l'un est une phase complexe. Sa structure en phase n'est pas unique car on a toute latitude pour effectuer la transformation : $V_{ij} \rightarrow e^{i\xi_i} V_{ij} e^{-i\bar{\xi_j}}$ qui est reliée au changement de phase du champ de quark correspondant. La phase complexe restante induit la violation de CP dans les désintégrations faibles.

Il est d'usage d'utiliser une paramétrisation par trois angles $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ et une phase δ_{13} :

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

où $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ avec $i, j = 1, 2, 3$

La phase de violation de CP est toujours multipliée par le facteur très petit $s_{13} \sim \mathcal{O}\left(10^{-3}\right)$ et ne peut pas être réabsorbée par redéfinition des phases des champs. Cela montre qu'il faut une grande sensibilité pour mesurer la violation de CP.

L'avantage de cette paramétrisation est que chaque angle θ_{ij} est relié à la mesure d'un seul processus physique ($b \rightarrow c$ pour θ_{23}). De plus, la matrice est unitaire.

La paramétrisation la plus populaire de la matrice CKM est l'approximation introduite par Wolfenstein :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(\rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

où [10] $\lambda = s_{12} \simeq |V_{us}| \simeq 0.22$, $A\lambda^2 = s_{23}$ et $A\lambda^3(\rho - i\eta) = s_{13}e^{-i\delta_{13}}$.

Comme la matrice n'est qu'une approximation valide à l'ordre λ^3, elle n'est pas exactement unitaire. D'après la définition des paramètres, A, λ, ρ et η ne sont pas uniques. Compte tenu des précisions attendues dans LHCb, il est nécessaire de considérer le développement de la matrice CKM à l'ordre $\mathcal{O}\left(\lambda_5\right)$.

Si on impose que les définitions de A, λ, ρ et η soient valables à tout ordre et que :

$$\rho = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \cos\delta_{13} \quad \eta = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \sin\delta_{13}$$

alors la paramétrisation de Wolfenstein de la matrice CKM devient unitaire.

L'unitarité de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa,

$$V^\dagger_{CKM} V_{CKM} = V_{CKM} V^\dagger_{CKM} = \mathbf{1}$$

conduit à :

- six équations exprimant le module au carré de tous les coefficients de chaque ligne, sommé sur les colonnes,
- six équations traduisant l'othogonalité des lignes et des colonnes.

Les six dernières équations peuvent être représentées par des triangles dans le plan complexe.

Chacun de ces triangles a la même aire, proportionnelle à l'intensité de la violation de la symétrie CP telle que décrite par le Modèle Standard de la physique des particules. Quatre de ces triangles sont aplatis parce que la longueur de leur côtés ne sont pas du même ordre en λ. Ils sont reliés à la violation de CP dans le secteur des quarks légers (incluant les kaons).

Les triangles les plus intéressants sont les non-aplatis :

$$\begin{cases} V_{ud}V_{ub}^{\star} + V_{cd}V_{cb}^{\star} + V_{td}V_{tb}^{\star} & = & 0 \\ V_{ud}^{\star}V_{td} + V_{us}^{\star}V_{ts} + V_{ub}^{\star}V_{tb} & = & 0 \end{cases}$$

Comme ces triangles mettent en jeu la troisième ligne et la troisième colonne (respectivement) de la matrice CKM, ils sont reliés à la troisième génération de quarks. Le fait que seulement deux triangles ne sont pas aplatis est une conséquence de la hiérarchie de masse des quarks.

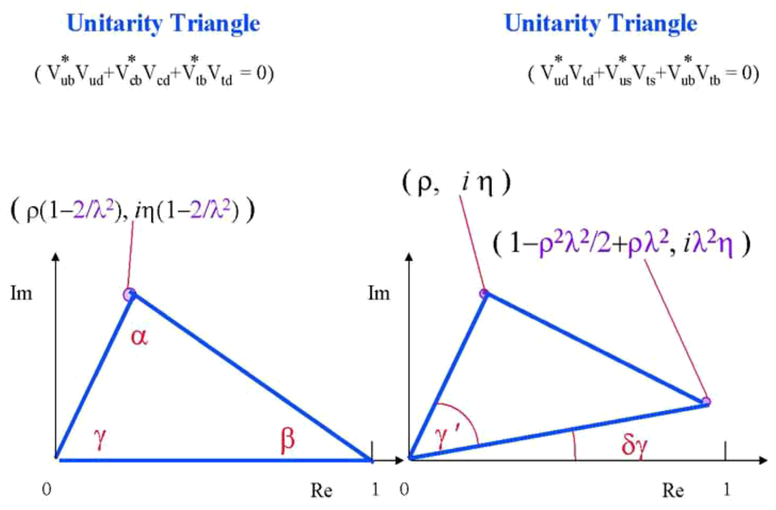

FIG. 1.1: Les triangles d'unitarité représentant la matrice CKM dans la paramétrisation de Wolfenstein.

Cela montre que les asymétries CP ne peuvent être grandes que dans ce secteur, qui peut être sondé par les désintégrations de B. Ces deux triangles sont identiques à l'ordre λ^3. L'apex du premier triangle est le point $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ avec $\bar{\rho} = \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2})$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2})$. Le second triangle diffère très peu du premier. Son apex est en $\rho + i\eta$. Le très petit angle $\delta\gamma$ est du plus grand intérêt dans la mesure de la phase de mélange de B_s. Les usines à B actuelles travaillent à la résonance de l'$\Upsilon(4S)$ et ne peuvent rien dire de l'angle $\delta\gamma$. En revanche, le nombre important de mésons B_s^0 produits à LHCb doit permettre de mesurer précisément l'angle $\delta\gamma$.

1.1.2 Contraindre les triangles d'unitarité

Il y a deux côtés et trois angles à déterminer dans le triangle, alors qu'il n'y a que deux paramètres indépendants dans ce triangle. Une expérience de précision comme LHCb devrait donc être en mesure de surcontraindre le Modèle Standard et de tester la cohérence de sa description de la violation de CP dans le secteur des quarks.

Actuellement, les mesures de violation CP dans le secteur des kaons forcent l'apex à être dans la moitié supérieure du plan complexe : $\bar{\eta} > 0$. Ceci est confirmé par les plus récentes mesures de ϵ'/ϵ [11, 12] et $\sin 2\beta$ faites par BABAR et BELLE [10].

Au LHC, la détermination des angles de la matrice CKM sera principalement effectuée grâce aux canaux de désintégration suivant :

β : la phase de mélange du B_d^0, ϕ_B^{mix} qui est égale à 2β dans le Modèle Standard, sera extraite de $B_d^0 \to J/\Psi K_s^0$ en particulier. Le canal expérimentalement plus ardu $B_d^0 \to \phi K_s^0$ est gouverné par la même phase venant de boucles de pingouins. Une mesure différente de $sin 2\beta$ serait une indication claire d'une physique au-delà du Modèle Standard.

α : $sin 2\alpha$ sera mesuré grâce à $B_d^0 \to \rho\pi$. Il peut aussi être extrait de $B_d^0 \to \pi\pi$ si la pollution par les pingouins est connue (par exemple à partir de $B_d^0 \to K\pi$).

$\delta\gamma$: $B_s^0 \to J/\Psi\phi$ autorise l'extraction de l'angle de mélange de B_s^0, $\phi_{B_s}^{mix}$ qui est égal à $-2\delta\gamma$ dans le Modèle Standard. Le canal $B_s \to J/\Psi\eta$ sera aussi étudié car il n'inclut aucune analyse angulaire.

γ : il y a deux manières indépendantes théoriquement pour mesurer γ :

- Connaissant l'angle de mélange de B^0, ϕ_B^{mix} de $B \to J/\Psi K_s^0$, on peut obtenir γ de $B \to D^\star\pi$ qui est sensible à $\gamma + \phi_B^{mix}$.
- De la même manière, en utilisant $\phi_{B_s}^{mix}$, on peut extraire γ de $B \to D_s K$ qui est sensible à $\gamma + \phi_{B_s}^{mix}$.

$\|R_b\|$: le module $\|R_b\|$ dépend du rapport $\|V_{ub}/V_{cb}\|$ où $\|V_{ub}\|$ et $\|V_{cb}\|$ peuvent être déterminés par des désintégrations semileptoniques inclusives.

$\|R_t\|$: le module $\|R_t\|$ est donné par :

$$\|R_b\| = \frac{\|V_{td}V_{tb}^\star\|}{\|V_{cd}V_{cb}^\star\|} = \sqrt{(1-\bar{\rho})^2 + \bar{\rho}^2} = \frac{1}{\lambda}\left\|\frac{V_{td}}{V_{cd}}\right\|$$

V_{td} est le facteur le moins bien connu. Il peut être extrait si on connaît V_{ts}. La détermination directe de V_{td} à partir de la mesure de Δm_d souffre d'incertitudes QCD importantes. Celles-ci sont supprimées lorsque l'on détermine le rapport :

$$\frac{\Delta m_d}{\Delta m_s} \propto \left\|\frac{V_{td}}{V_{ts}}\right\|^2 \xi(QCD)$$

avec $\xi = \mathcal{O}\,(5\%)$. Le Tevatron devrait fournir une mesure précise de Δm_s. Des mesures incompatibles avec la géométrie des triangles indiqueraient la présence d'une Nouvelle Physique dans les désintégrations de B.

1.2 Conclusion

La violation de la symétrie de CP a été observée pour la première fois dans le système des mésons neutres B_0 en 2001 par les expériences BABAR et BELLE [10]. La mesure de l'angle 2β effectuée par ces deux expériences est :

$$\sin 2\beta = 0.82 \pm 0.12(stat) \pm 0.05(syst) \quad \text{par BELLE}$$

$$\sin 2\beta = 0.75 \pm 0.09(stat) \pm 0.04(syst) \quad \text{par BABAR}$$

Cependant, le mode de production de quarks beaux à BABAR et BELLE, utilisant la résonnance $\Upsilon(4S)$, n'a une section efficace que de l'ordre de quelques nanobarns et ne produit que des mésons B_d^0. Au LHC, les collisions hadroniques autoriseront un taux de production élevé et permetteront la production d'environ 10^{12} paires $b\bar{b}$ dont une fraction importante ($\sim$ 20%) de B_s^0, ouvrant la voie à des mesures de précision des angles γ et $\delta\gamma$. De plus, avec cette grande statistique, des canaux de désintégrations rares pourront être étudiés et par suite, des observables de la violation CP qui n'étaient pas encore mesurées.

Chapitre 2

L'expérience LHCb

Dans ce chapitre sera décrit le détecteur LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment*). On va d'abord présenter l'accélérateur LHC (*Large Hadron Collider*) en construction au CERN. Ensuite on décrira les principaux sous-détecteurs ainsi que le déclenchement de niveau zéro. On attachera un intérêt plus particulier à la description du détecteur pied de gerbe ainsi qu'à ses interactions avec le système de déclenchement de niveau zéro. Le futur grand accélérateur du CERN, actuellement en construction dans le tunnel libéré par le LEP (*Large Electron Positron Collider*), devrait être mis en service en Avril 2007.

2.1 Le Grand Collisionneur de Hadrons ou LHC

Le Grand Collisionneur de Hadrons (figure 2.1) est une machine circulaire de $27\ km$ de diamètre. Cette machine va permettre de réaliser des collisions proton-proton à haute luminosité, avec une énergie atteignant $14\ TeV$ dans le centre de masse.

Après le LEP, le LHC constitue une nouvelle génération de collisionneur. Un changement de technologie est en effet nécessaire car les énergies de l'ordre du TeV ne peuvent pas, actuellement, être atteintes par des collisionneurs e^+e^- circulaires, du fait des pertes d'énergies par rayonnement synchrotron. Ainsi, un collisionneur de protons est préférable, bien que l'environnement des collisions rende l'analyse plus difficile. Un accélérateur proton-antiproton aurait été plus facile à construire mais de par la faiblesse des taux de production d'antiprotons et les difficultés pour les stocker, les chances de pouvoir atteindre une haute luminosité auraient été compromises et par conséquent les chances de pouvoir découvrir de nouvelles particules.

Une des caractéristiques importantes pour l'électronique de lecture de l'expérience LHCb est la fréquence des croisements de paquets de protons. Cela définit le cycle d'horloge des cartes de lecture des sous-détecteurs.

La fréquence prévue de fonctionnement du LHC est de $40\ MHz$. Ainsi, toutes les $25\ ns$, deux paquets de protons se croiseront aux différents points d'interaction de la machine.

2.1.1 Production de $b\bar{b}$

Le processus dominant dans les machines hadroniques et pour la physique de la beauté est la production de quarks $q\bar{q}$, principalement par fusion de gluons. La section efficace de production de quarks b est donnée dans le tableau 2.1

Section efficaces	
σ_{tot}	$100\ mb$
σ_{inel}	$55\ mb$
$\sigma_{c\bar{c}}$	$3.5\ mb$
$\sigma_{b\bar{b}}$	$500\ \mu b$

TAB. 2.1: Sections efficaces utilisées dans ce document

Le nombre moyen d'interactions proton-proton par croisement de pa-

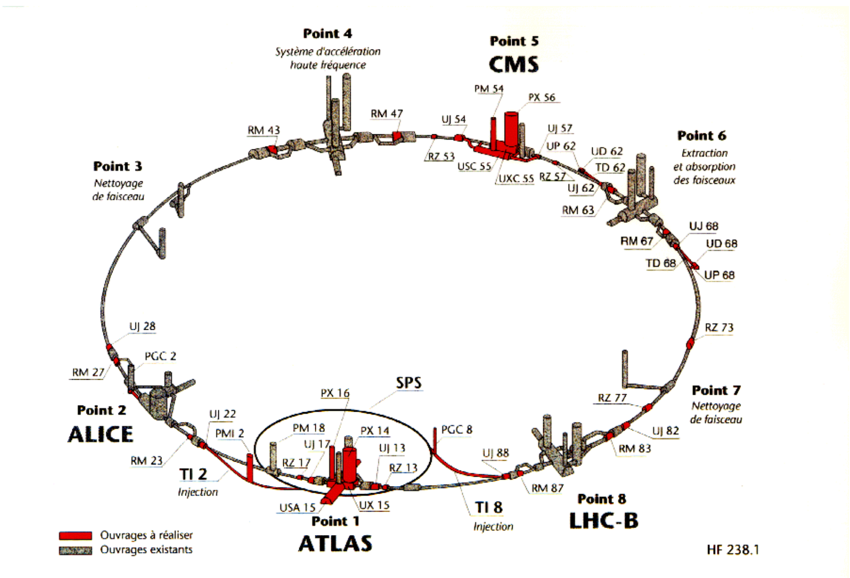

FIG. 2.1: Vue d'ensemble du futur grand collisionneur de hadrons au CERN. On retrouve les quatre grandes expériences qui s'y tiendront : ATLAS, CMS, LHCb et ALICE.

quets est donné par :

$$\langle N_{pp} \rangle = \frac{\mathcal{L} * \sigma_{tot}}{F}$$

où F est la fréquence de fonctionnement du LHC et $\mathcal{L}$ la luminosité du faisceau de protons. Ainsi, le seul paramètre libre que l'on puisse faire varier sans perturber les autres expériences, est la luminosité au point d'interaction.

2.1.2 Luminosité

La luminosité instantanée est donnée pour un point d'interaction par :

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 k_b f \gamma F}{4\pi \beta^\star \epsilon}$$

où $N_i \simeq 10^{11}$ est le nombre de protons par paquet, k_b le nombre de paquets qui se croisent à un point d'interaction donné, $f = 11.25\ kHz$ la fréquence de révolution et γ est le paramètre relativiste E_p/m_p. L'émittance $\epsilon = 3.75\ \mu m\ rad$ mesure la compacité du faisceau tandis que la fonction beta $\beta^\star = 0.5\ m$ décrit la capacité des aimants à focaliser le faisceau au point d'interaction. Enfin, F est un facteur qui prend en compte l'angle de croisement entre les deux faisceaux. Ce sont ces deux facteurs, F et $\beta^\star$ qui permettent de régler la luminosité au niveau désiré.

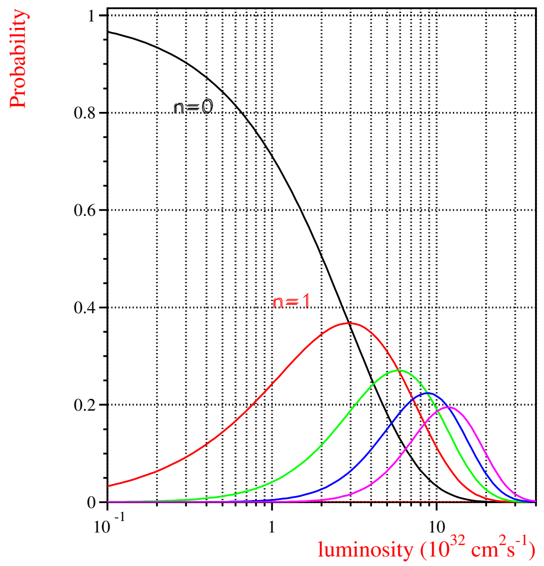

FIG. 2.2: Variation de la probabilité d'avoir en moyenne $\langle n \rangle$ interactions proton-proton dans un croisement de paquet donné, en fonction de la luminosité.

Pour maximiser le fait de n'avoir qu'une seule interaction proton-proton par paquet et d'après la figure 2.2, il faut donc que l'expérience LHCb tourne à une luminosité de 2.10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$. En effet, à cette luminosité, la probabilité d'avoir deux interactions proton-proton est relativement basse par rapport à celle d'en avoir une seule. Maximiser la probabilité de n'avoir qu'une seule interacction proton-proton par paquet limite les empilements de vertex primaires. Ces seconds vertex primaires pourraient être en effet identifiés à tort comme des vertex déplacés de mésons B. De plus, les événements avec une seule interaction sont plus faciles à analyser du fait de leur moins grande multiplicité en traces.

2.2 Le détecteur LHCb

Le détecteur LHCb est un spectromètre à un seul bras sensible aux angles très avant. Il est dédié à l'étude de la violation CP et d'autres phénomènes rares dans la désintégration de particules belles.

Les différents sous-détecteurs seront décrits dans une première partie, puis le système de déclenchement du détecteur LHCb. Finalement, une attention plus particulière sera portée sur le détecteur pied de gerbe.

2.2.1 Les sous-détecteurs

Afin de réaliser son programme de mesures de précision, le détecteur LHCb nécessite l'identification précise de particules afin de reconstruire précisément les états finaux des désintégrations des hadrons beaux. Il faut aussi pouvoir mesurer précisément les éventuels vertex déplacés pour permettre d'étiqueter les mésons beaux dont le temps de vie moyen est $\tau = 1.543 \pm 0.015$ ps [10]. De plus, pour faire face au haut flux d'interactions dans LHCb, un système de déclenchement souple sur quatre niveaux est nécessaire.

Ainsi, une particule produite vers l'avant, au point de collision croisera successivement les sous-détecteurs suivants (figure 2.3) :

- le détecteur de vertex (VELO), pour la recherche et la mesure de vertex déplacés, caractéristiques du temps de vol des B,
- le détecteur Čerenkov amont (RICH1), qui assure l'identification des particules,
- le bouclier qui protège le RICH1 du champ magnétique et collimate les produits de désintégration,
- l'aimant qui permet la mesure de l'impulsion des particules chargées en courbant leur trajectoire,
- le système de traceurs (T1 ... T10) qui permet de reconstruire la trajectoire de la particule,

– le RICH2 aval,
– le système calorimétrique, composé du SPD (*Single Pad Detector*), du détecteur pied de gerbe (PS), du calorimètre électromagnétique (ECAL) et du calorimètre hadronique (HCAL), et
– le système permettant de détecter les muons (M1. . . M2).

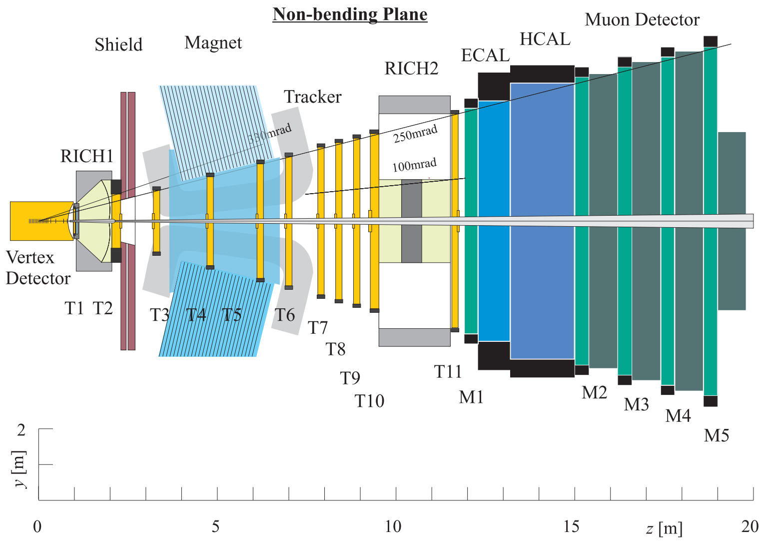

FIG. 2.3: Vue de côté du détecteur LHCb, plan (y, z). L'acceptance du spectromètre, définie par l'ouverture des aimants, est de 300 $mrad$ dans le plan horizontal (plan de courbure) et 250 $mrad$ dans le plan vertical.

Cependant, la difficulté majeure pour une expérience recherchant des phénomènes rares, est de construire l'unité de déclenchement.

2.2.2 Le système de déclenchement

Les techniques de stockage informatique et de transmission réseau étant limitées, il ne sera pas matériellement possible d'enregistrer tous les événements se produisant à LHCb. On ne veut en effet sélectionner que les événements contenant des mésons B. Pour cela, il faut se servir de critères de sélection basés sur les caractéristiques intrinsèques des désintégrations de mésons B. Il faut donc un système qui puisse appliquer une sélection des événements intéressants pour la physique de la beauté, s'appuyant sur des stratégies minutieuses et ce, malgré les hauts flux d'interactions du LHC.

Cette tâche est assurée par le système de déclenchement. Pour assurer la robustesse et la flexibilité de ce système, le déclenchement est décomposé sur quatre niveaux. A LHCb, le système de déclenchement de premier niveau est cadencé à 40 MHz et de type "hardware". Il est basé sur l'identification des leptons, des photons, des hadrons et des muons. C'est le système calorimétrique qui réalise l'identification des leptons, photons et hadrons [2, 3].

Le déclenchement de niveau zéro recherche les particules de grande énergie transverse, provenant d'événements où il n'y a qu'une seule interaction proton-proton (veto sur l'empilement de ces interactions). En effet, les produits de désintégration des mésons B ont une grande impulsion transverse. La tâche principale du déclenchement de niveau zéro est de valider rapidement le passage de particules électromagnétiques dans le système calorimétrique.

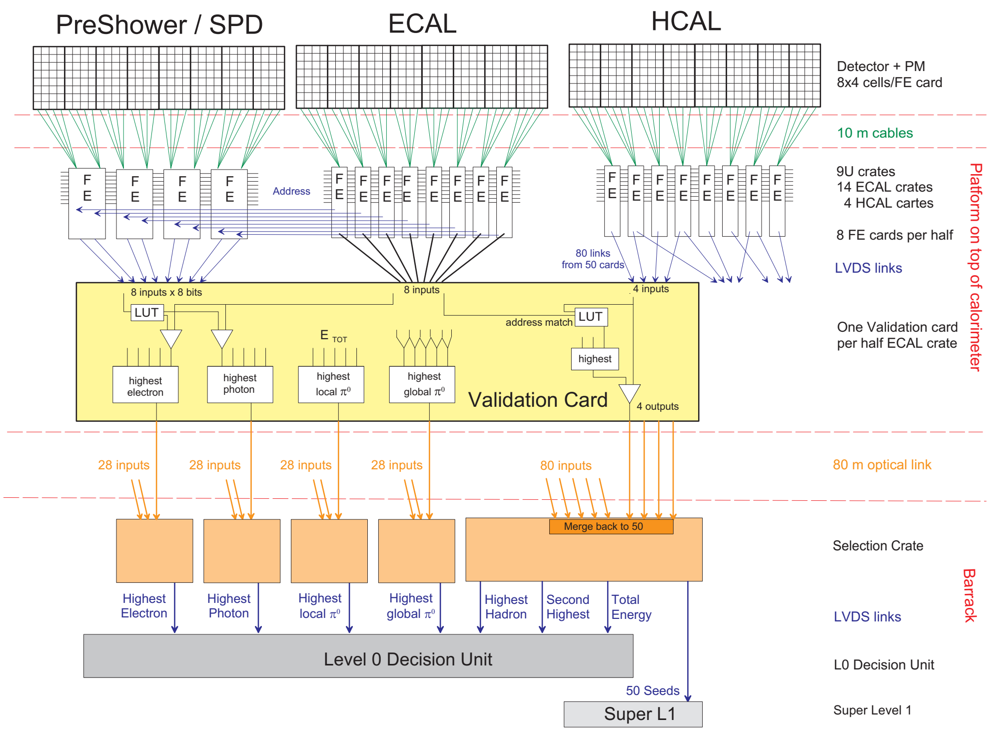

FIG. 2.4: Architecture du système de déclenchement de niveau zéro. Les adresses des blocs 2×2 du calorimètre électromagnétique sont envoyées aux cartes FE du détecteur pide de gerbe, pour valider la nature électromagnétique du bloc. Grâce au SPD, il est même possible de signer ce bloc (électron ou photon). Seuls les blocs de plus grande énergie transverse sont gardés pour une analyse plus poussée, effectuée par le niveau de déclenchement suivant.

Comme schématisé sur la figure 2.4, l'algorithme du système de déclenchement recherche le bloc 2×2 de plus grande énergie transverse de chaque carte FE du calorimètre électromagnétique. L'adresse de ces blocs est ensuite envoyée aux cartes FE du PS. L'état des cellules des blocs correspondants est vérifié : si l'énergie déposée dans la cellule est supérieure à un seuil, alors la cellule est considérée comme touchée. Si le bloc PS correspondant n'a aucune cellule touchée, alors le candidat est rejeté : c'est une gerbe hadronique qui a déposé de l'énergie dans le ECAL (cf figure 2.5). Le nombre de cellules touchées des blocs PS et SPD est compté. Si le nombre de cellules PS est supérieur ou égal à 3, alors ce bloc est rejeté : c'est le veto "*Dirty Criteria*". Il est sensé rejeter les cellules pour lesquelles le bruit de fond est trop important.

Pour valider la nature chargée ou neutre de la gerbe électromagnétique, l'état de la cellule SPD associée à la cellule ECAL de plus grande énergie transverse, est étudié. Si la cellule est touchée alors le bloc est considéré comme un candidat électron, sinon c'est un candidat photon. Le travail effectué lors de ce stage a donc consisté à évaluer l'impact que la résolution sur la mesure du dépôt d'énergie dans les cellules du détecteur pied de gerbe a sur la physique, en termes de mouvements des candidats électrons et photons.

Le système de déclenchement de niveau zéro utilise donc les informations du calorimètre électromagnétique en coïncidence avec celles du détecteur pied de gerbe et du SPD (*Single Pad Detector*) pour sélectionner les candidats électrons et photons.

2.2.3 Le détecteur pied de gerbe

Le détecteur pied de gerbe (PS) fait partie du système semi-projectif calorimétrique [2, 3]. Ce système est en effet constitué de quatre plans successifs de détecteurs (figure 2.5) : le SPD, le PS et les calorimètres électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL). Un radiateur en plomb est placé entre le SPD et le PS.

La tâche principale du détecteur pied de gerbe est de réaliser la réjection des gerbes hadroniques dans le ECAL. Pour cela, il s'appuie donc sur les caractéristiques des gerbes électromagnétiques. De plus, en utilisant les informations du SPD, on peut valider la nature neutre ou chargée de la gerbe électromagnétique. Ceci est possible en utilisant les caractéristiques des interactions des particules avec la matière.

En effet, une particule va interagir avec la matière de différentes manières selon la nature de cette particule. Pour une particule chargée, les pertes d'énergie se font principalement par ionisation (sauf pour les électrons) ; c'est-à-dire par interaction avec les électrons du cortège des atomes. Les pertes d'énergie par ionisation sont modélisées par la formule de Bethe et

Block :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}$$

où Z/A dépend du matériau traversé, z est la charge de la particule incidente et β sa vitesse. On peut alors identifier les particules de basse énergie incidente en construisant le graphique des pertes d'énergie en fonction de l'énergie de la particule. A haute énergie, toutes les particules perdent leur énergie de la même manière, elles sont alors appelées particules au minimum d'ionisation ($1\ MIP \sim 2\ MeV$).

Les photons peuvent interagir avec la matière de différentes manières. En effet, ils peuvent interagir par diffusion Compton et par effet photoélectrique. Lorsqu'ils sont assez énergétiques ($E \geq 4m_ec^2$ dans le champ de l'électron et $E \geq 2m_ec^2$ dans celui du noyau), il peut y avoir création de paires électron-antiélectron.

Cependant, lorsque des électrons ou des photons de grande énergie (de l'ordre du GeV) interagissent avec la matière, il y a formation d'une gerbe électromagnétique. En effet, les électrons vont rayonner des photons dès qu'ils seront dans le champ des noyaux du matériau (phénomène continu). Par contre les photons ne pourront pas produire de paires e^+e^- dès l'entrée dans le matériau : il faut en effet qu'ils passent à proximité d'un noyau (phénomène discontinu). Les photons produits par rayonnement de freinage et les électrons par production de paires seront eux-mêmes à l'origine de la création d'autres électrons et d'autres photons (respectivement). Ce phénomène d'amplification cessera lorsque les photons passeront en-dessous du seuil de production de paires ou lorsque les électrons auront une énergie inférieure à l'énergie critique (les pertes d'énergie par ionisation des atomes du milieu seront alors prépondérantes).

Pour mesurer les pertes d'énergie des particules, le détecteur pied de gerbe est composé de cellules de matériau plastique scintillant de différentes tailles (figure 2.6). Cela permet d'avoir une granularité adaptatée à la grande concentration en particules près du tube faisceau. En effet, les particules de la fragmentation issues de la collision proton-proton auront une faible impulsion transverse et resteront donc localisées près de l'axe faisceau.

Les cellules de matériau scintillant sont connectées à des fibres à décalage de longueur d'onde puis à des fibres claires. Ces fibres claires sont lues par des photomultiplicateurs (PM) multi-anodes à 64 voies. Le signal électrique que délivre le PM est ensuite traité par les cartes de lecture *Very Front-End* (VFE) et *Front-End* (FE). La carte VFE réalise l'intégration du signal (figure 2.7) sur les $25\ ns$ que dure un croisement de paquet. Ce signal analogique est ensuite envoyé vers la carte FE pour être digitalisé par l'ADC (*Analogic to Digital Converter*). La soustraction des piédestaux [1] et les corrections de gain sont aussi réalisées par la carte FE.

[1] le piédestal est la valeur intégrée du bruit électronique incompressible

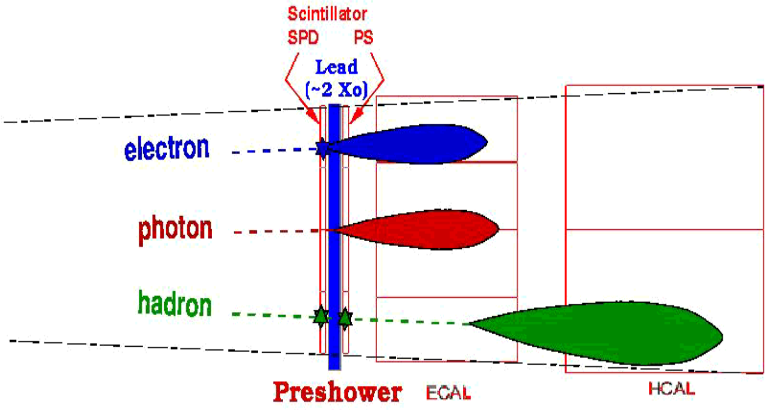

FIG. 2.5: Le système calorimétrique. Une particule provenant du point de collision traversera successivement le plan de scintillateurs du SPD, puis une plaque de plomb, le détecteur pied de gerbe, le calorimètre électromagnétique puis le calorimètre hadronique.

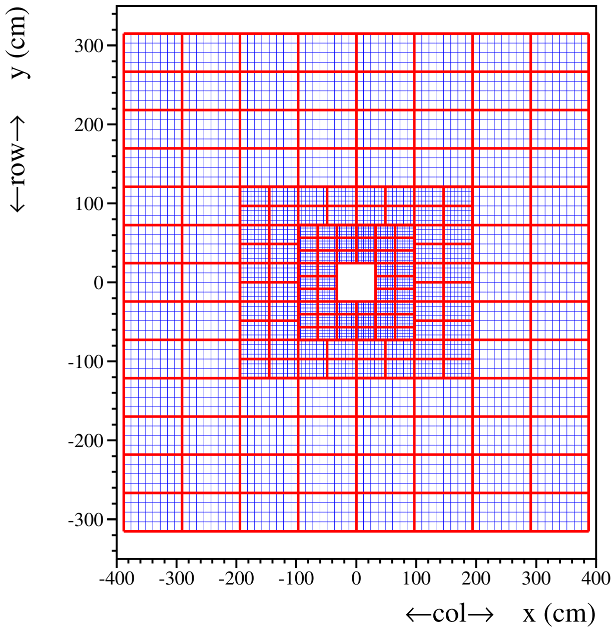

FIG. 2.6: Vue de face d'un des plans de scintillateurs. On peut noter les différentes tailles de cellules, à savoir $4.07\ cm$, $6.1\ cm$ et $12.12\ cm$. Les cellules sont connectées aux photomultiplicateurs, eux-mêmes regroupés par cartes de lecture (traits gras).

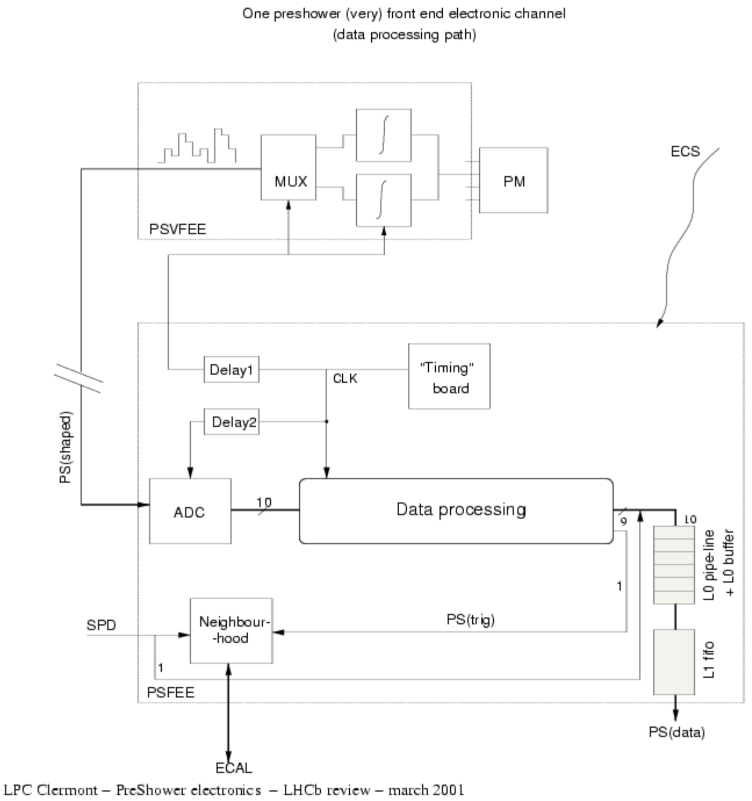

FIG. 2.7: Schéma des cartes de lecture (*VFE* en haut et *FE* en bas). Le signal provenant du PM est envoyé sur les intégrateurs qui travaillent en alternance. Le signal intégré est ensuite envoyé vers la carte FE pour que le piédestal soit soustrait et le gain corrigé(*Data Processing*). Pour corriger des contributions des croisements de paquets précédents, une certaine fraction $1-\alpha$ du signal précédent est soustraite du signal courant.

Cependant, les performances attendues [2, 3] du détecteur pied de gerbe ne tiennent pas compte de tous les effets tant physiques qu'électroniques qui peuvent dégrader la qualité de la mesure. Une modélisation la plus fidèle possible du détecteur pied de gerbe doit être réalisée afin de valider le fait que les performances réelles soient les plus proches de celles attendues.

2.3 Modélisation du détecteur pied de gerbe

La modélisation du détecteur pied de gerbe prend en compte deux grandes classes d'effets : les effets dus à des phénomènes physiques et les effets dus à l'instrumentation électronique. Pour réaliser une modélisation la plus fidèle possible, il faut donc prendre en compte tous ces effets et les simuler de la manière la plus judicieuse.

2.3.1 Modélisation des effets physiques

Tout d'abord, de par la nature de la fibre à décalage, le signal électrique en sortie de photomultiplicateur est plus long que les $25\ ns$ allouées pour l'intégration par la fréquence de fonctionnement du LHC. Il en résulte donc que l'énergie intégrée en $25\ ns$, n'est qu'une fraction α du signal réellement induit par la particule traversant la cellule de scintillateur. La précision que l'on serait en mesure d'avoir sur le signal si on pouvait intégrer la charge totale, sera bien sûr moins bonne avec seulement une fraction α. La figure 2.8 représente la distribution de la fraction d'énergie intégrée pendant $25\ ns$. Les fluctuations de α sont inversément proportionnelles à la racine du nombre de photo-électrons par MIP qui arrivent sur le photomultiplicateur. Ainsi, les fluctuations sont de l'ordre de 10% pour un signal d'un MIP et d'environ 4% pour un signal de $5\ MIPs$, si on ne tient pas compte des empilements de signaux consécutifs.

Par ailleurs, la fraction $1 - \alpha$ restante du signal peut s'ajouter au signal eventuel provenant du croisement de paquets suivant. Cette superposition des signaux provenant de croisements de paquets différents biaise évidemment la mesure du dépôt d'énergie dans le détecteur pied de gerbe (figure 2.9).

Ce piédestal supplémentaire pourrait donc faire passer le signal audessus du seuil de déclenchement et donc conduire à des déclenchements qui n'auraient pas du se produire. Ce sont en effet des déclenchements qui n'auraient pas eu lieu avec une lecture idéale, c'est-à-dire une lecture sans fluctuations dues aux photo-électrons et sans empilement des signaux. Cependant, on peut essayer de remonter au vrai signal généré au temps t en

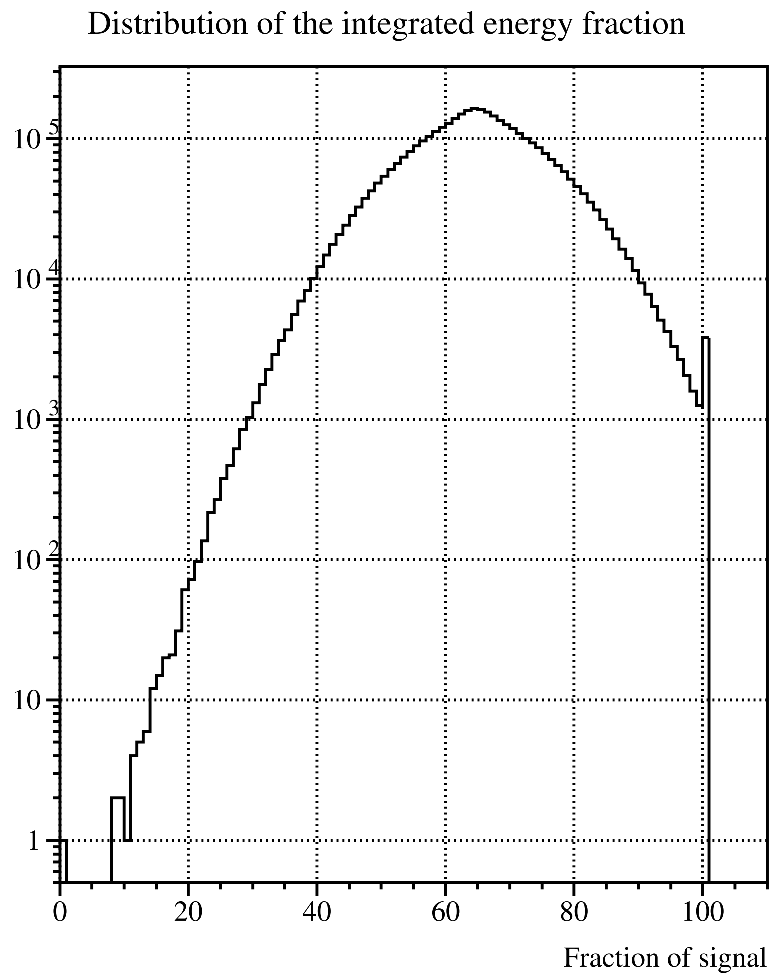

FIG. 2.8: Distribution de la fraction d'énergie intégrée en $25\ ns$. Les fluctuations de cette fraction sont dues au faible nombre de photo-électrons qui arrivent sur le photomultiplicateur ($20 - 30$ pour $1\ MIP$). Cette fluctuation est de l'ordre de 10% pour $1\ MIP$ et pour $n\ MIPs$, la fluctuation est diminuée d'un facteur $1/\sqrt{n}$.

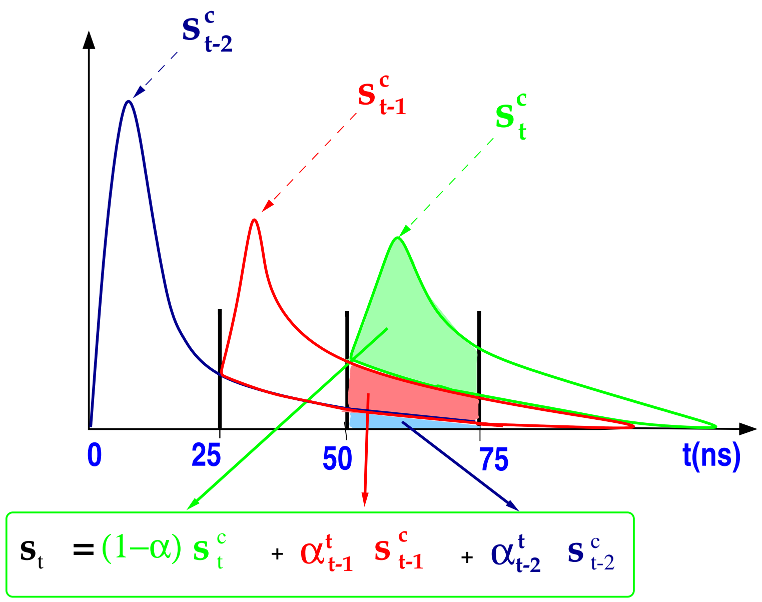

FIG. 2.9: Processus d'empilement des signaux provenant de croisements de paquets de protons différents. Dans la formule du dessous, α^t_{t-1} représente la fraction d'énergie déposée par le croisement de paquet à $t-1$ qui contribue au temps t. S^c_{t-1} est le signal au temps $t-1$, avant empilement. S_t est le signal que l'on mesure au temps t après la somme de toutes les contributions des signaux précédents.

corrigeant de ces effets d'empilement [6] :

$$S_t^{reco} = \frac{S_t^{mesure} - (1-\alpha)\, S_{t-1}^{mesure}}{\alpha} \qquad (2.1)$$

où S_t^{reco} est le signal reconstruit au temps t, S_{t-1}^{mesure} est le signal mesuré au temps t et α la fraction d'énergie intégrée en $25\ ns$. Cette correction est effectuée par la carte FE (figure 2.10).

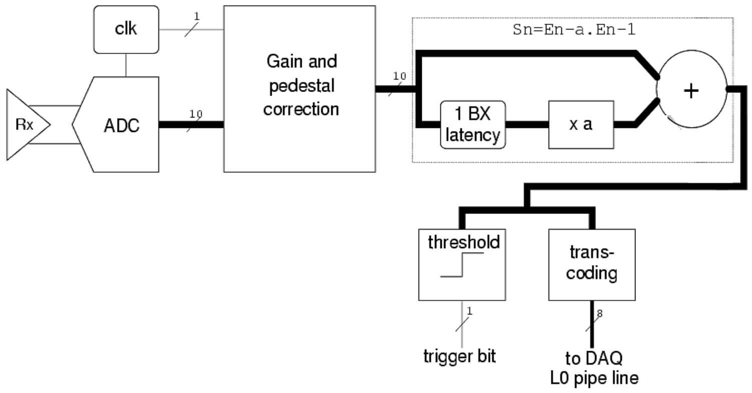

FIG. 2.10: Détail de la carte de lecture *Front-End*. Le signal est corrigé des contributions des croisements de paquets de protons précédents. L'algorithme est différent de celui présenté dans l'équation 2.1. En effet, la division par la fraction d'énergie déposée est absorbée par la calibration en énergie de la carte *Front-End*.

De plus, le détecteur pied de gerbe est positionné juste derrière le radiateur en plomb qui ne fait que deux longueurs de radiation. A ce niveau, la gerbe électromagnétique ne s'est pas encore assez développée pour que le PS puisse mesurer des signaux de grande amplitude. Le nombre de photoélectrons étant relativement faible pour l'énergie définissant le seuil de coupure ($5\ MIPs$), la forme du signal sera sujette à des fluctuations. La nature ératique de ces signaux est illustrée par la figure 2.11.

Ainsi, la fraction d'énergie intégrée α sera non seulement relativement faible (bien que suffisante) mais présentera aussi des fluctuations qui pourront faire passer en-dessous du seuil de déclenchement des signaux qui étaient au-dessus : ce sont les déclenchements perdus. Ce sont en effet des déclenchements qui auraient du avoir lieu avec une lecture idéale.

Cependant, il est possible d'optimiser la charge intégrée en $25\ ns$, et donc d'améliorer la précision sur la mesure du dépôt d'énergie, en retardant le début de l'intégration. Par contre, la contribution due à la fraction de charge comprise dans les premières nanosecondes du signal précédent le temps t_0 du début de l'intégration, ne pourra pas être corrigée par l'algorithme de reconstruction.

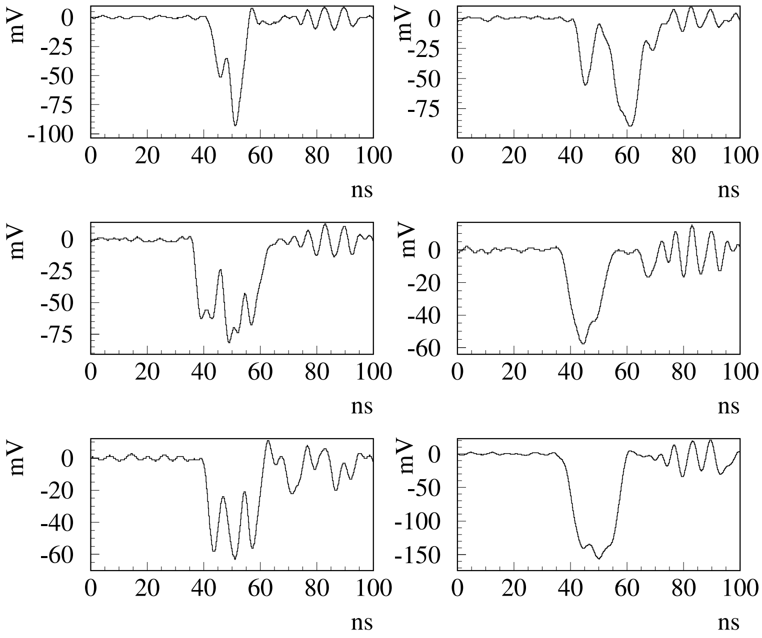

FIG. 2.11: Exemple de signaux que l'on a en sortie des photomultiplicateurs du détecteur pied de gerbe. Ceci est du aux faibles dépôts d'énergie ayant lieu au niveau du détecteur pied de gerbe.

2.3.2 Modélisation des effets électroniques

La dynamique du détecteur pied de gerbe est étendue [2, 7] : de $1/10$ MIP à 100 $MIPs$. Avec la correspondance $1\ MIP \rightarrow 10$ coups d'$ADC \rightarrow$ $10\ bits$, on a le codage de l'énergie déposée sur $10\ bits$. Cependant, il peut arriver que l'énergie déposée dans la cellule par la particule sature l'électronique de lecture : on ne connaît pas la valeur du dépôt. Ceci est très gênant pour les événements suivant le croisement de paquets saturé, car la soustraction relative à cette contribution est complètement fausse.

De plus la digitalisation de l'énergie effectuée par la carte FE peut avoir un impact sur la résolution du dépôt d'énergie, ainsi que le changement de codage de cette énergie. En effet, pour satisfaire les contraintes de bande-passante, l'énergie est transcodée sur $8\ bits$ en dynamique. C'est-à-dire un codage de $10\ bits$ sur 8 : entre 0 et $127\ bits$ inclus, c'est bien l'énergie E qui est digitalisée, mais pour une énergie comprise entre 128 et $1023\ bits$, alors c'est l'énergie $E/8 + 128$ qui est digitalisée. En outre, la digitalisation de la fraction α utilisée dans la carte FE pour la soustraction des contributions parasites peut dégrader la précision sur le signal reconstruit.

Lors de la simulation, plusieurs valeurs pour α on été utilisées. Le cas idéal d'un signal de décroissance exponentielle, sans front de montée et correspondant à $\alpha = 80\%$ a été étudié. D'autres valeurs pour α, dépendant du début de l'intégration et correspondant à différents paramétrages de la forme temporelle, ont été utilisées, grâce aux données prises lors du faisceau test de Novembre 2001. Il faut de plus prendre en compte le fait que la fraction d'énergie déposée en $25\ ns$ peut dépendre de l'énergie.

Chapitre 3

Analyse

Ce chapitre présente les résultats de l'étude de l'impact sur les performances du détecteur pied de gerbe, de la modélisation de l'empilement des croisements de paquets successifs, de la reconstruction du signal, de la digitalisation de l'énergie et du codage de la fraction d'énergie intégrée.

On s'intéressera d'abord à l'étude du taux d'occupation et des effets induits par la luminosité. Dans une seconde partie, les résultats de l'impact de la reconstruction et de la digitalisation sur la résolution du dépôt d'énergie dans le détecteur pied de gerbe seront développées. Finalement, l'impact de ces effets sur les taux de faux déclenchements et de déclenchements perdus des candidats électrons et photons seront considérés.

3.1 Construction des taux d'occupation et spectre en énergie

Dans cette section, on va s'intéresser au taux d'occupation des cellules du détecteur pied de gerbe, ainsi qu'à leur spectre en énergie.

La figure 3.1 montre les taux d'occupation de la zone la plus chaude du détecteur pied de gerbe. Ainsi, à chaque collision proton-proton générique (appelées minimum biais ou *minibias*), la cellule la plus active a une probabilité d'environ 6% d'être touchée. On voit donc se dessiner la superposition des signaux pour des événements provenant de croisements de paquets différents.

Cependant, ce facteur est compensé par le fait que ce ne sont pas les mêmes cellules qui sont touchées d'un croisement de paquet à l'autre. En effet, si on se reporte à la figure 3.3, on voit que la probabilité pour une cellule de la zone la plus chaude d'être touchée deux fois dans un intervalle de cinq croisements de paquets est inférieure au pourcent lorsque $\mathcal{L} = 2.10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$ et atteint 2% pour $\mathcal{L} = 5.10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$. La superposition des signaux provenant de différents croisements se produira donc

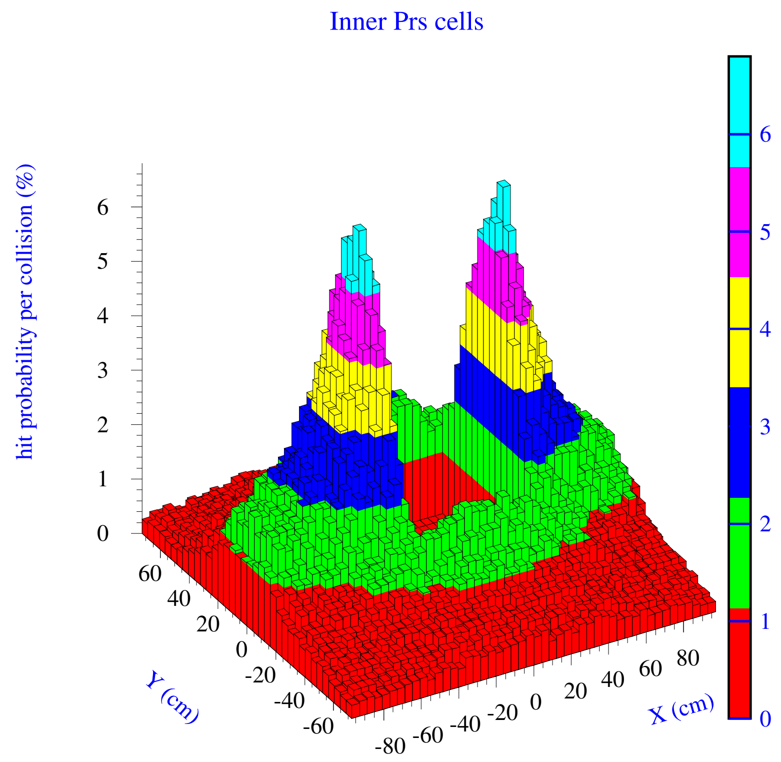

FIG. 3.1: Taux d'occupation de la zone la plus chaude du détecteur pied de gerbe (couronne interne). Lorsqu'il y a une interaction proton-proton dans le croisement de paquets courant, chaque cellule a une certaine probabilité de recevoir des particules. On voit nettement l'effet du champ magnétique sur la distribution des particules.

relativement peu souvent.

Grâce à la granularité variant en fonction de la distance au tube faisceau (figure 2.6), les distributions d'énergie déposée dans les cellules sont relativement uniformes et les corrélations des dépôts d'énergie entre cellules voisines sont compatibles avec zéro (figure 3.2).

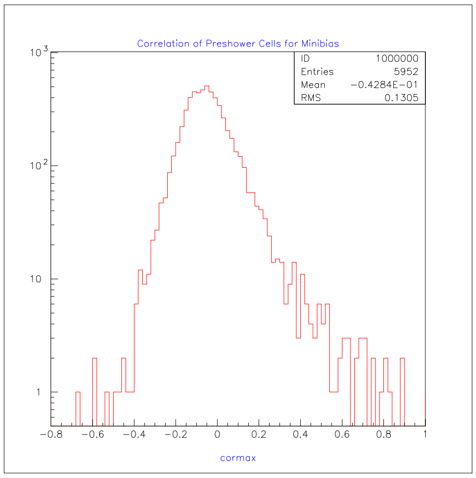

FIG. 3.2: Corrélation entre les dépôts d'énergie de cellules voisines. Pour chaque cellule touchée, on recherche la cellule qui a le dépôt d'énergie le plus important.

Ceci s'explique par le fait qu'au niveau du détecteur pied de gerbe, la taille de la plus petite des cellules ($4.07\ cm$) est supérieure à l'extension transversale de la gerbe électromagnétique (90% de l'énergie d'une gerbe sont compris dans un rayon de Molière R_M, $R_M = 3\,cm$ [2] pour le plomb). Cela permet de construire simplement un spectre d'énergie pour chaque cellule et de simuler les empilements de signaux sans avoir recours à la simulation complète.

Le fait de découper le détecteur pied de gerbe en plusieurs couronnes de différentes granularités permet d'avoir des distributions en énergie assez homogènes. Cependant, à cause de l'aimant qui balaye les particules dans le plan (x, z), on ne peut pas utiliser une seule distribution d'énergie par couronne (cf figure 3.1). Il a donc fallu construire cette distribution pour chaque cellule pour avoir la modélisation des dépôts d'énergie la plus fidèle possible. Dans la suite du document, les distributions en termes d'occupation et de spectres en énergie des cellules seront engendrées conformément à cette méthode.

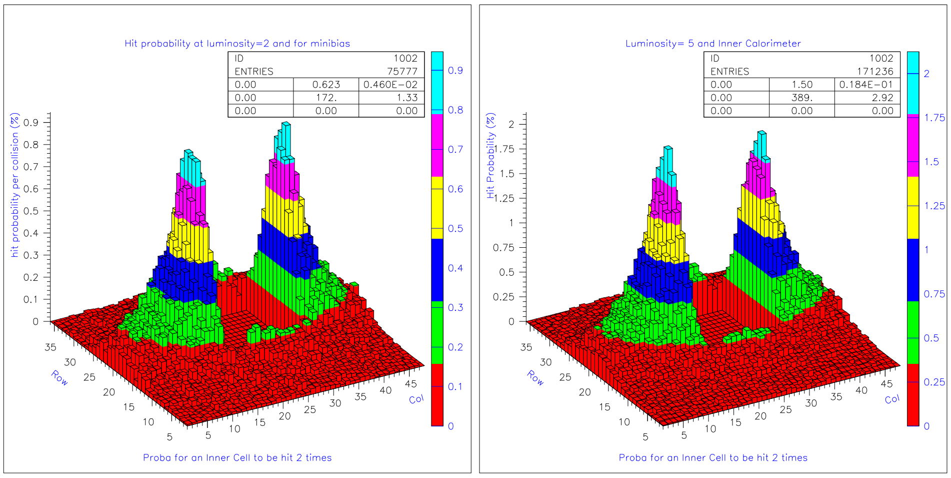

FIG. 3.3: Probabilité qu'une cellule de la zone la plus chaude du détecteur pied de gerbe soit touchée deux fois dans un intervalle de cinq croisements de paquets. La probabilité qu'une cellule soit touchée deux fois sur 125 ns est donc inférieure à 0.9% pour une luminosité de 2.10^{32} et inférieure à 2% pour une luminosité de 5.10^{32}. Ainsi, même si le taux d'occupation des cellules atteint 6%, sa contribution à l'empilement des signaux est diminuée par le fait qu'en moyenne ce ne sont pas les mêmes cellules qui sont touchées sur cinq croisements de paquets consécutifs.

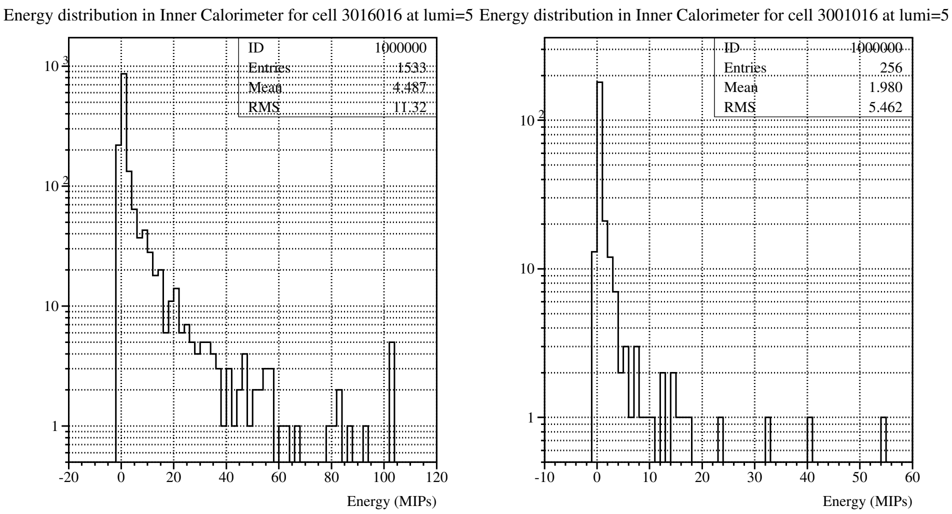

FIG. 3.4: Distribution des dépôts d'énergie dans le détecteur pied de gerbe, pour différentes cellules. L'aimant brise la symétrie de révolution autour du faisceau.

3.2 Reconstruction du signal

A chaque croisement de paquets, le nombre d'interactions proton proton est tiré. Ce nombre dépend comme on l'a vu dans le chapitre 2, de la luminosité instantanée et de la section efficace inélastique σ_{inel}. Ensuite, la probabilité que la cellule soit touchée est tirée conformément aux taux d'occupation définis dans le paragraphe 3.1. Identiquement, si la cellule est touchée, les énergies des croisements de paquets précédents et suivant sont générées à partir des spectres d'énergie construits à partir des banques de données Monte Carlo (cf figure 3.4).

La fraction d'énergie intégrée toutes les $25\ ns$ est la somme du signal du croisement de paquet courant et des contributions des croisements de paquets précédents. Finalement, le signal reconstruit qui intéresse la physique est le signal mesuré auquel on soustrait cette dernière contribution (cf paragraphe 2.3).

3.3 Impact de l'empilement des signaux sur la résolution en énergie

La résolution sur l'énergie du détecteur pied de gerbe est obtenue en effectuant la différence relative entre énergie Monte Carlo et énergie reconstruite. Nous avonc cherché à mesurer les effets de la valeur de la luminosité de travail sur la qualité de la soustraction des signaux provenant des croisements de paquets précédents, d'une part, de la fluctuation de α d'autre part.

La figure 3.5 montre que le changement de valeur de luminosité n'affecte pas la résolution sur l'énergie (comparaison des figures de gauche et de droite). En revanche, la fluctuation de α dégrade significativement cette résolution (comparaison des figures du haut et du bas). L'impact de cet effet sur les taux de déclenchements est évalué dans le paragraphe 3.5.

Il faut aussi noter que la résolution, qui dépend de la qualité du signal reconstruit, va forcément dépendre de la précision du codage du α dans la carte électronique *Front End*. Cependant, l'erreur de codage sur α sera complétement noyée par celles induites par les fluctuations sur la charge intégrée en $25\ ns$.

Le facteur dominant la résolution est donc la large fluctuation de la fraction d'énergie intégrée autour de sa valeur moyenne.

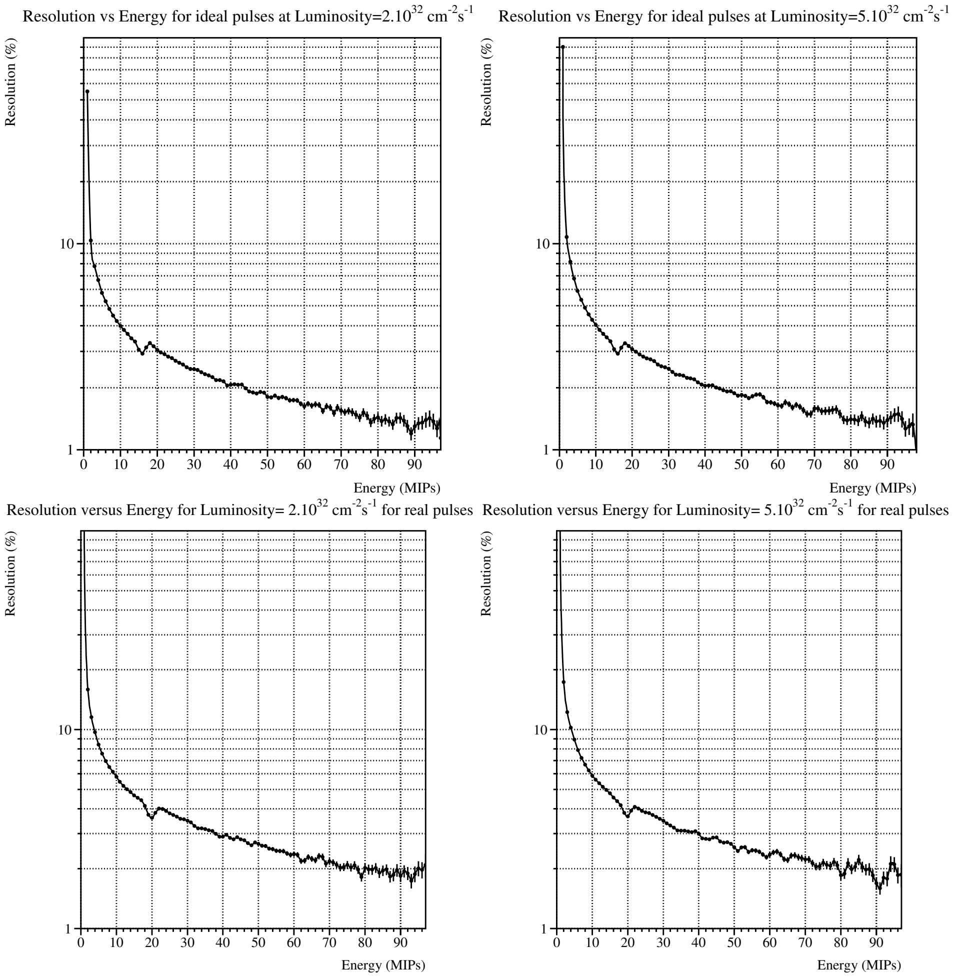

FIG. 3.5: Résolutions atteignables par le détecteur pied de gerbe pour différentes luminosités : 2.10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$ à droite et 5.10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$ à gauche, et pour différentes cellules : cellules idéales (première ligne) et cellules réelles (deuxième ligne). Le changement dans la résolution aux alentours de 15 $MIPs$ correspond à la modification de codage dans l'électronique. Cette dégradation de la résolution est négligeable devant la fluctuation de α. La résolution en énergie pour un signal proche du seuil de 5 $MIPs$ est de 6%.

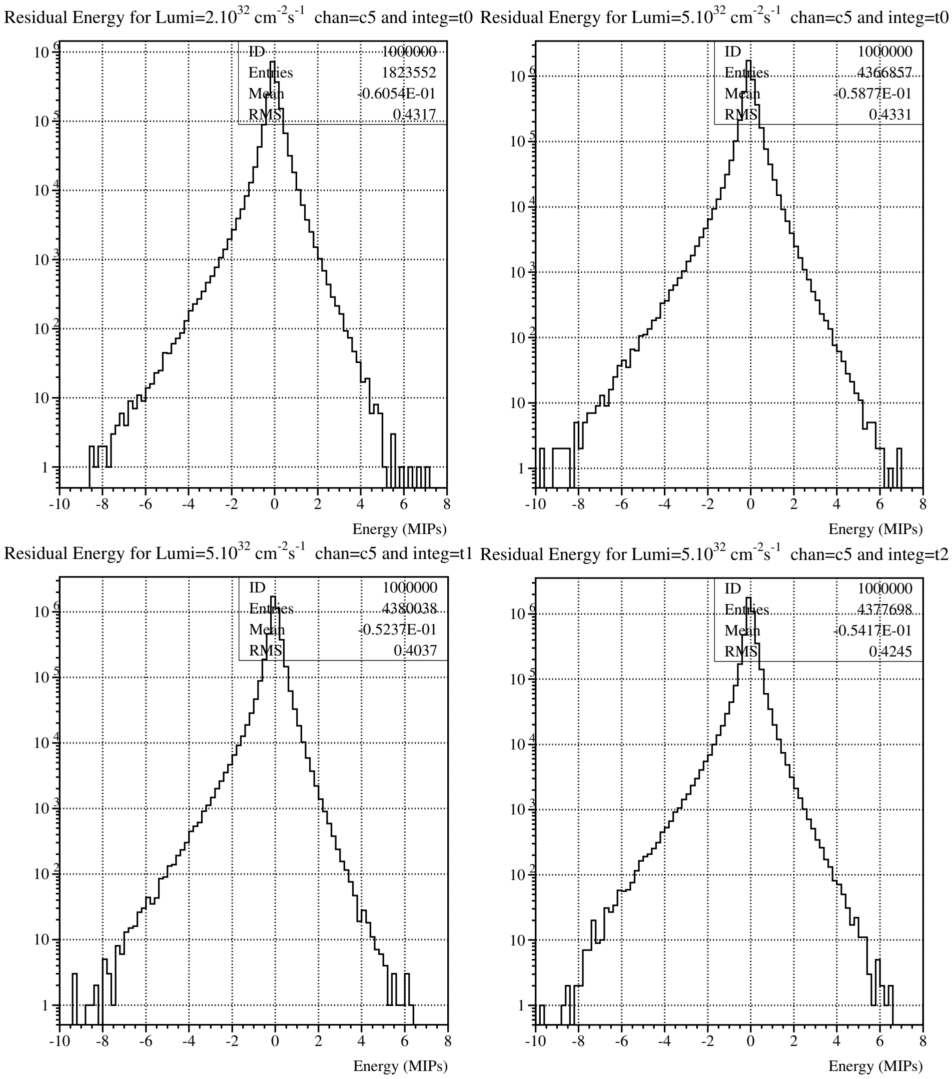

FIG. 3.6: Charge résiduelle pour différentes valeurs du décalage du début de l'intégration du signal. Les événements sont de type biais minimum.

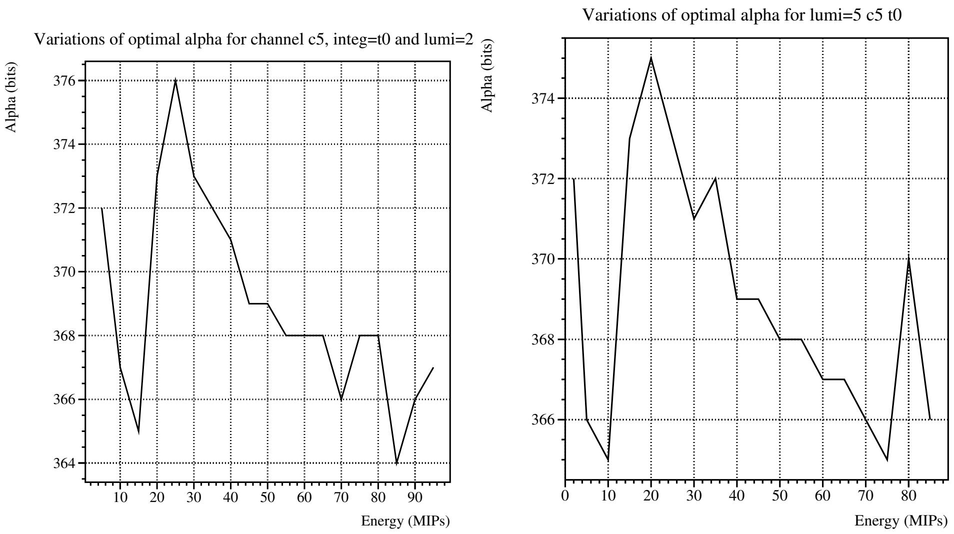

FIG. 3.7: Variation de la valeur optimale de la fraction d'énergie intégrée pendant $25\ ns$. Ces figures illustrent le fait que α dépend de l'énergie de la particule incidente. La reconstruction du signal a été effectuée en laissant libre la valeur de α et en prenant celle pour laquelle la différence entre énergie Monte Carlo et énergie reconstruite était la plus faible. On remarque donc que d'après cette simulation, il serait judicieux de coder plusieurs valeurs pour différents intervalles en énergie dans la carte FE pour la reconstruction du signal.

3.4 Effet de la fluctuation de α sur la charge résiduelle et optimisation du temps de début d'intégration

La charge résiduelle est définie comme la partie du signal précédent qui n'est pas intégrée dans les 25 ns. Nous avons cherché à estimer l'effet de la fluctuation de α sur la charge résiduelle que la carte FE doit soustraire. Pour ce faire, nous avons comparé la valeur mesurée de la charge résiduelle à la valeur reconstruite utilisée dans la soustraction. Cette différence est illustrée figure 3.6 pour la luminosité nominale et la luminosité maximale, ainsi que pour trois temps de début d'intégration.

La fluctuation de α induit une dispersion de l'ordre de $0.5\ MIPs$ autour de la valeur vraie. L'impact de cette dispersion sur les taux de déclenchements est évalué dans le paragraphe 3.5. L'accroissement de luminosité est en première approximation sans effet sur la charge résiduelle.

Trois figures à la luminosité maximale de 5.10^{32} ont été construites pour trois temps d'intégration $t_0, t_1 = t_0 + 1\ ns, t_2 = t_0 + 2\ ns$. Lorsque l'on augmente le temps d'intégration, on maximise la valeur de α et par conséquent, la fluctuation autour de la valeur de α diminue. Cet effet s'observe sur la distribution de la dispersion de la charge résiduelle qui décroît, conformément à la figure 3.6 en bas à gauche. Cependant, il convient de noter que cet effet positif entre en compétition avec le fait que l'on commence à intégrer la charge du croisement de paquet suivant. Le choix de la valeur d'intégration est par conséquent un exercice déquilibre délicat. La valeur $t_0 + 1\ ns$ est la valeur optimale. Toutefois, nous avons montré qu'une variation de 3 ns dégradait peu la dispersion de la charge résiduelle.

On voit bien sur la figure 3.6, l'impact de la luminosité qui dégrade la qualité de la soustraction effectuée par la carte *FE*. On peut aussi noter que tant que le décalage du temps d'intégration est inférieur à 3 ns, la distribution ne s'étale pas trop. On peut donc optimiser le temps d'intégration sans perdre en reconstruction.

Cependant, un très faible nombre de cellules parvient à une énergie audessus du seuil. Elles peuvent donc conduire à un déclenchement si elles sont en face du bloc de cellules ECAL ayant la plus grande énergie transverse de la carte *FE* du ECAL.

3.5 Impact sur le système de déclenchement

L'impact sur le taux de déclenchement de la soustraction des contributions provenant de croisements de paquets précédents est mesuré en regardant l'évolution de la population de blocs 2×2 entre ceux de la banque Monte Carlo et ceux de la banque reconstruite.

Les blocs pour lesquels l'énergie vaie est supérieure au seuil de déclenchement mais pour lesquels l'énergie reconstruite du détecteur pied de gerbe ne l'est pas, sont autant d'événements perdus. Les blocs dont l'énergie vraie ne dépasse pas le seuil de déclenchement, mais dont l'énergie reconstruite lui est supérieure, conduisent à de faux déclenchements. L'analyse des taux de faux déclenchements et d'événements perdus est effectuée dans la suite pour chaque type de bloc électromagnétique photon et électron, correspondant respectivement à des gerbes électromagnétiques neutres ou chargées.

3.5.1 Taux de faux déclenchements et de déclenchements perdus

Après simulation des superpositions de croisements de paquets, les taux de déclenchement pour chaque type de bloc électromagnétique (neutre ou chargé) ont été calculés. Les taux de déclenchements sont mesurés en faisant varier les paramètres pertinents que nous avons explorés au paragraphe précédent : la luminosité, la fluctuation sur la fraction d'énergie intégrée pour deux valeurs de α ($\alpha = 80\%$ et $\alpha = 60\%$ qui correspondent aux valeurs maximales mesurées sur les cellules des scintillateurs), le début de l'intégration du signal t_0 et le type d'événements simulés (collisions proton-proton génériques ou événements $B_d^0 \to \rho\pi$).

La table 3.1 montre les taux de faux déclenchements et de déclenchements perdus mesurés sur des candidats électrons (qui simulent une gerbe électromagnétique compatible avec l'hypothèse électron) pour la luminosité nominale et pour un temps de début d'intégration $t = t_0 + 2\ ns$. Les taux mesurés sont faibles et n'affecteront pas la physique. La contribution principale aux taux de faux déclenchements et de déclenchements perdus est la fluctuation de α autour de sa valeur moyenne.

Les figures 3.8 et 3.9, respectivement pour les candidats photons et électrons, montrent les taux de déclecnhements perdus et de faux déclenchement pour différentes configurations de luminosité de travail, de temps de début d'intégration et pour les deux valeurs de α considérées.

La comparaison de ces taux de déclenchements pour différentes valeurs de luminosité montre que la variation de luminosité a un effet marginal sur les taux de déclenchement. En revanche, l'optimisation du temps de début d'intégration apparaît comme un élément important dans le contrôle des taux de déclenchements, tout au moins à la lumminosité nominale.

Dans l'actuelle simulation d'événements de LHCb, il existe un critère de rejection des cellules pour lesquelles le bruit de fond est trop important. Ce critère réclame que deux cellules au plus du bloc 2×2 en face de la gerbe électromagnétique dépassent le seuil de déclenchement. Les quatre graphiques au bas des figures 3.8 et 3.9 montrent que les taux de déclenchements perdus augmentent d'un facteur 2 à haute énergie lorsque ce critère est invoqué.

Ceci s'explique par le fait que plus les particules sont énergétiques, plus la gerbe électromagnétique développée sera étendue spatialement. Les cel-

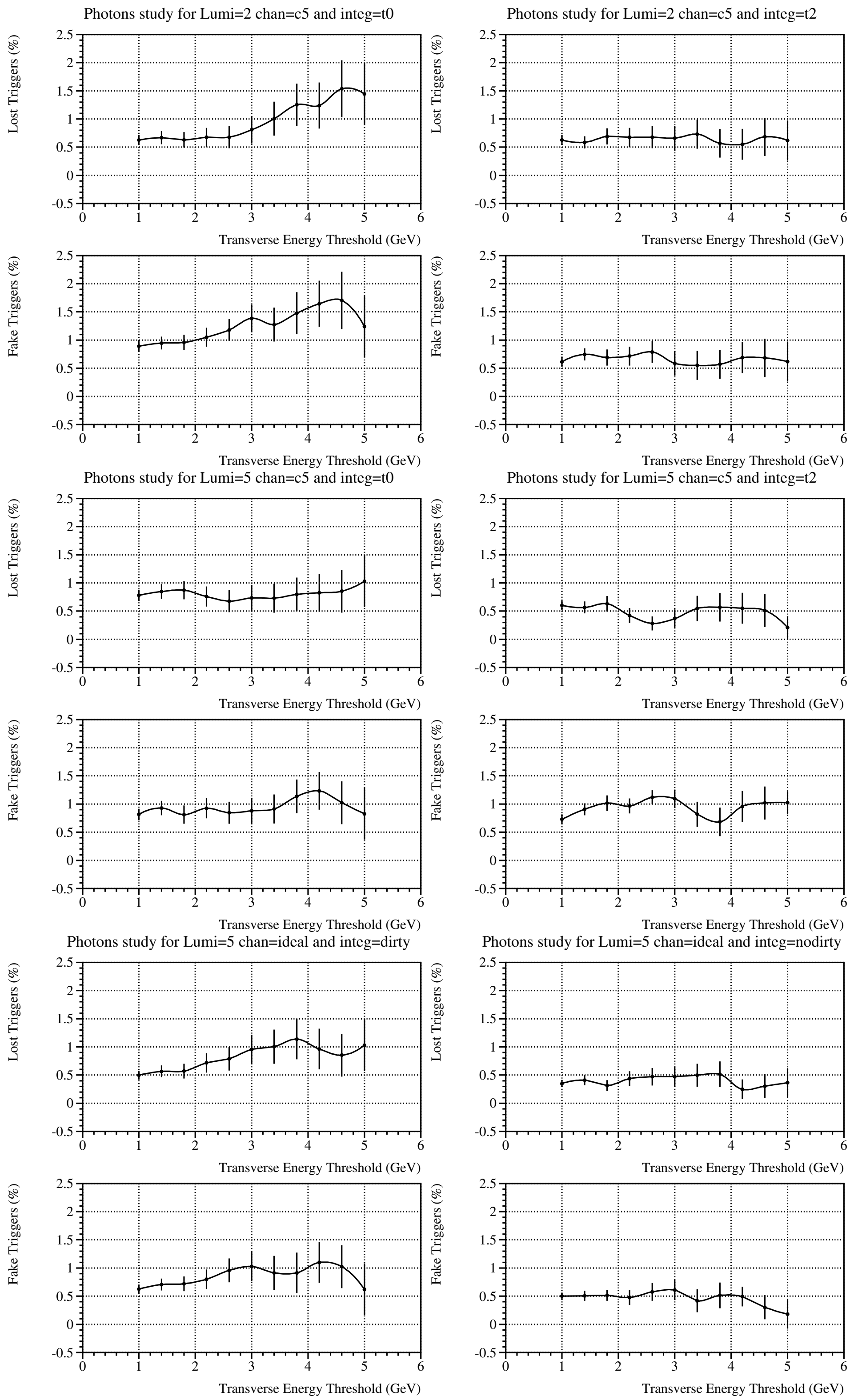

FIG. 3.8: Taux de faux déclenchements et de déclenchements perdus pour les candidats photons pour des événements $B_d^0 \rightarrow \rho\pi$. La légende "integ=nodirty" correspond à un signal sans critère sur le nombre de cellules PS touchées.

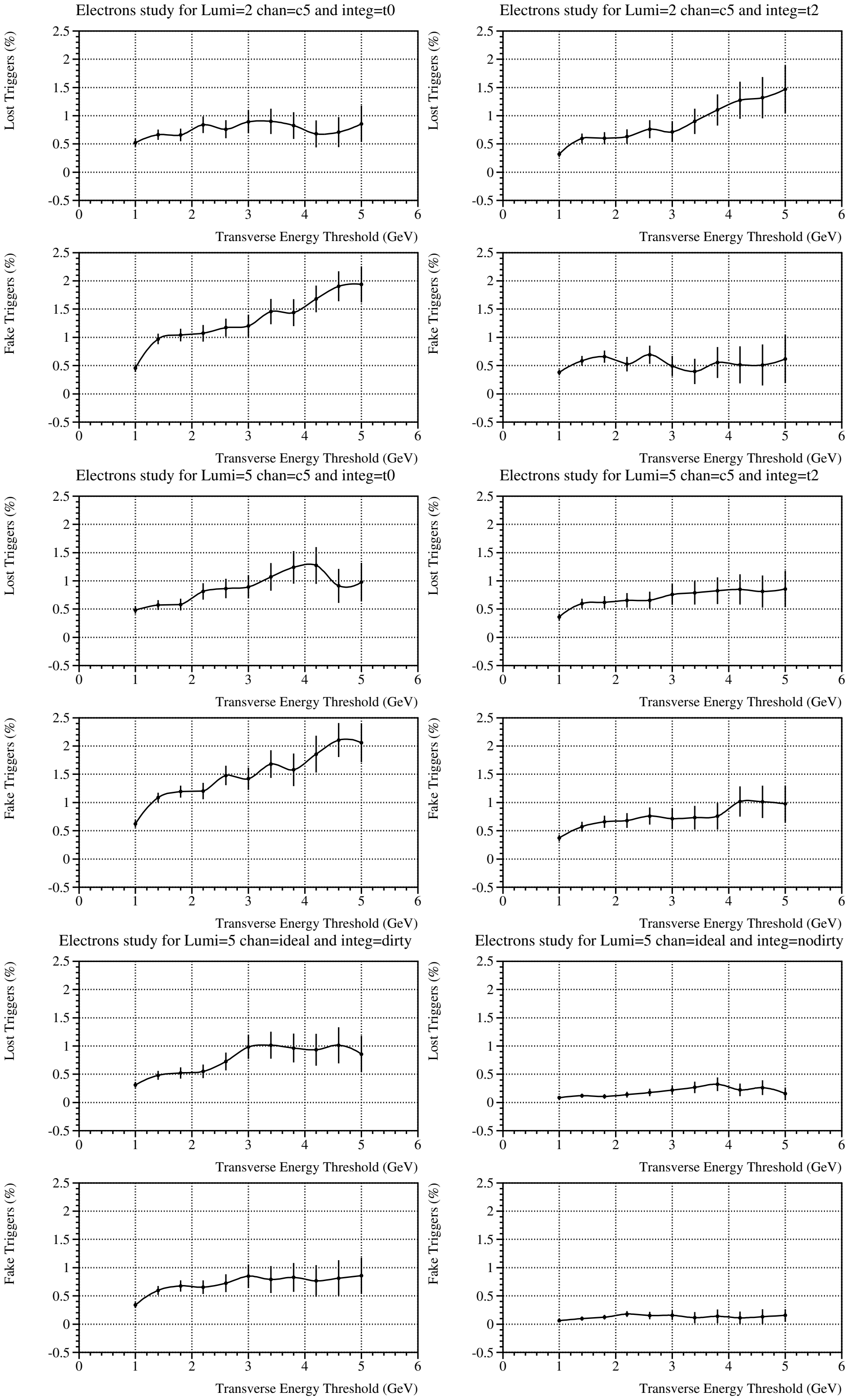

FIG. 3.9: Taux de faux déclenchements et de déclenchements perdus pour les candidats électrons pour des événements $B_d^0 \rightarrow \rho\pi$. De même que pour les candidats photons, on remarque que le taux de faux déclenchements diminue significativement lorsque l'on change le temps de début d'intégration. La légende "integ=nodirty" correspond à un signal sans critère sur le nombre de cellules PS touchées.

Seuil E_T	Faux déclenchements (%)	Déclenchements perdus (%)
1.00000	0.05641	0.05186
1.40000	0.08694	0.08789
1.80000	0.11248	0.10746
2.20000	0.11707	0.12811
2.60000	0.15432	0.16174
3.00000	0.14803	0.17813
3.40000	0.14952	0.22491
3.80000	0.19533	0.27472
4.20000	0.20900	0.32793
4.60000	0.22805	0.36474
5.00000	0.27520	0.42269

TAB. 3.1: Taux de faux déclenchements et de déclenchements perdus pour les candidats électrons pour des événements $B_d^0 \to \rho\pi$ avec $\mathcal{L} = 2.10^{32}\ cm^{-2}s^1$ et $t = t_0 + 2\ ns$.

lules voisines auront donc une plus grande probabilité d'être touchées et de passer au-dessus de la coupure sur l'énergie déposée dans le détecteur pied de gerbe. Nos résultats indiquent qu'il faudrait reconsidérer ce critère dans l'optimisation du système de déclenchement.

On remarque aussi l'influence de la précision sur le signal mesuré. En effet, lorsque le début de l'intégration est déplacé, le niveau de déclenchements perdus et faux chute notablement (presque 0.5 points pour les faux).

3.6 Conclusion

Le propos de cette étude était de mesurer l'effet sur la physique, c'est-à-dire le contrôle des taux de déclenchements pour le détecteur de pied de gerbe dans l'expérience LHCb, de la correction d'énergie mesurée nécessitée par l'empilement des signaux provenants de différents croisements de paquets.

En premier lieu, nous avons montré que la résolution en énergie après intégration, correction du gain, soustraction du piédestal, reconstruction du signal et enfin digitalisation de l'énergie est de l'ordre de 6% pour les deux luminosités étudiées et pour un signal proche du seuil de $5\ MIPs$ (seuil de déclenchement).

L'erreur induite par la précision sur le codage de α dans l'électronique est inférieure à celle due à la nature ératique des signaux, c'est-à-dire la fluctuation de α autour de sa valeur moyenne.

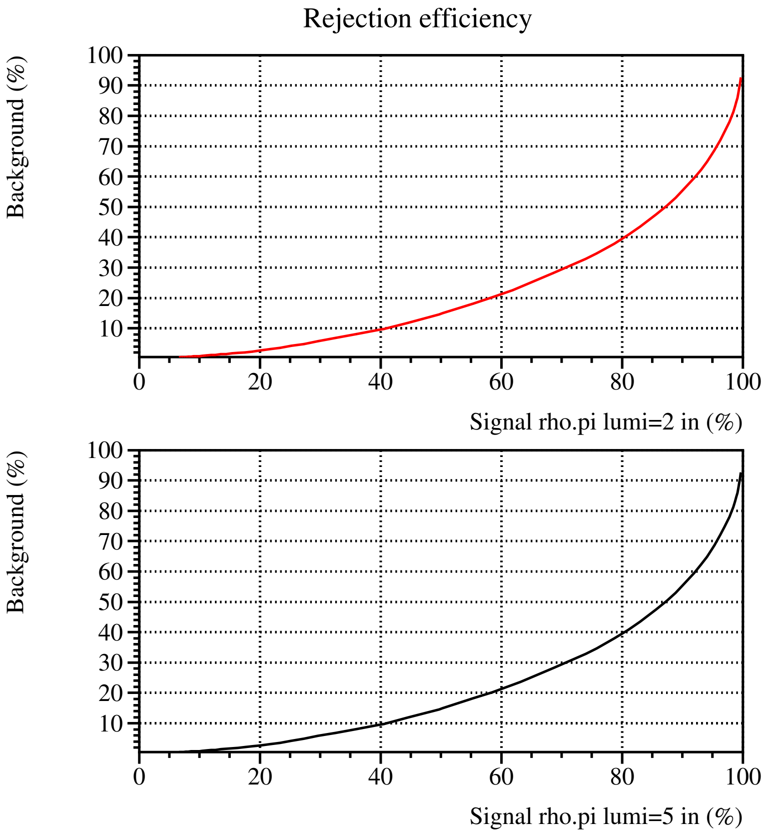

FIG. 3.10: Efficacité de rejection pour le signal $\rho\pi$ par rapport au bruit de fond (biais minimum). L'efficacité de rejection ne varie pas entre les deux luminosités. La légende "integ=nodirty" correspond à un signal sans critère sur le nombre de cellules PS touchées.

Le résultat le plus significatif de cette étude est que la résolution de la mesure du dépôt d'énergie dans le détecteur pied de gerbe et conséquemment le taux de déclenchements inadéquats sont dominés par les fluctuations de la fraction de signal intégré plutôt que par les énergies résiduelles issues des signaux d'une interaction précédente.

Un autre conclusion de cette étude est que le critère de rejection des cellules avec beaucoup de bruit de fond tend à augmenter significativement le taux de déclenchements perdus. Par ailleurs, il induit un taux de faux déclenchements lié à la diaphonie optique entre les canaux du photodétecteur qui n'a pas été prise en compte dans cette étude. Une investigation dédiée serait par conséquent nécessaire pour optimiser les critères de déclenchement.

Enfin, il faut noter que le détecteur LHCb est à cinq ans du début de prises de données. Son architecture est encore sujette à modifications. Depuis quelques mois, un effort important a été engagé par la collaboration pour minimiser la quantité de matière devant le système calorimétrique afin de réduire les taux de conversion de photons et les diffusions multiples qui affectent la résolution en énergie et l'identification des photons. Les programmes développés pour cette étude ont été guidés par cette considération et peuvent être facilement adaptés dans le futur au projet de détecteur qui émergera.

Bibliographie

[1] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch and R. Turlay, *Evidence for the 2 π Decay of the K_2^0 Meson*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138(1964).

[2] *LHCb Technical Proposal*, CERN/LHCC 98-4, LHCC/P4 (1998).

[3] *LHCb Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/2000-0036 (2000).

[4] Ed. P.F. Harrison and H.R. Quinn, *The BaBar Physics Book*, SLAC Report 504 (1998).

[5] P. Ball, R. Fleischer, G.F. Tartarelli, P. Vikas, G.R. Wilkinson, *B Decays at the LHC*, CERN-TH/2000-101, hep-ph/0003238.

[6] O. Deschamps, A. Falvard, P. Perret, *Pulse Overlap and Signal Cross-talk impact on the preshower precision and performances*, LHCb 2000-023.

[7] Z. Ajaltouni, O. Deschamps, A. Falvard, P. Perret, *Study of a preshower dynamics using high energy ALEPH ECAL data*, LHCb 99-048, ALEPH 99-111, EMCAL 99-001.

[8] Particule Data Group *Physics Booklet*, (2002).

[9] Site web du *"LEP B lifetimes working group"* http ://claires.home.cern.ch/claires/lepblife.html

[10] *Electroweak Interactions and Unified Theories*, Moriond, 2002.

[11] *XX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, July 23, 2001.

[12] NA48 Collaboration, *A precise measurement of the direct CP violation parameter* $\mathcal{R}e\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right)$, hep-ex0110019.