HAL
open science

Etude des désintégrations de mésons beaux avec photons convertis dans l'expérience LHCb

Richard Beneyton

To cite this version:

Richard Beneyton. Etude des désintégrations de mésons beaux avec photons convertis dans l'expérience LHCb. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2005. Français. NNT : . tel-00385494

HAL Id: tel-00385494

https://theses.hal.science/tel-00385494

Submitted on 19 May 2009

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

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

Thèse présentée pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Louis Pasteur
Strasbourg *I*

Discipline : Physique
par Richard Beneyton

CERN-THESIS-2005-015
27 / 01 / 2005

Études des désintégrations de mésons beaux avec photons convertis dans l'expérience *LHCb*

Soutenue publiquement le 27 janvier 2005
Référence : LAL 04 – 130

Membres du jury :

Président : M. *Ulrich GOERLACH*, Professeur, ULP
Directeur de thèse : M. *Marc WINTER*, DR., IReS
Codirecteur de thèse : M. *Olivier CALLOT*, DR., LAL
Rapporteur interne : M. *Daniel BLOCH*, DR., IReS
Rapporteur externe : Mme. *Anne-Marie LUTZ*, DR., LAL
Rapporteur externe : M. *Yannis KARYOTAKIS*, DR., LAPP

Quand je fus las de chercher
J'appris à faire des découvertes ;
Depuis qu'un vent fut mon adversaire
Je fais voile à tout vent.

Friedrich Nietzsche, Le Gai Savoir.

Remerciements

Tout ce travail n'aurait pas été possible sans toutes les personnes qui m'ont accompagné le long de cette thèse. Toutes ne seront pas cités, j'espère qu'elles ne m'en tiendront pas rigueur.

Je tiens tout d'abord à remercier les directeurs du *LAL*, *Francois Richard* et *Bernard D'Almagne*, pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire. Je remercie *Ulrich Goerlach* d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je remercie d'avance *Daniel Bloch*, *Anne-Marie Lutz* et *Yannis Karyotakis* pour leur travail de rapporteur.

Je remercie *Marc Winter* d'avoir accepter d'être mon directeur de thèse. Je remercie mon codirecteur de thèse *Olivier Callot* qui m'a guidé durant ces trois années.

Un grand merci à *Benoît Delcourt*, qui a partagé son bureau et pour nos discussions de physique et autres.

Je remercie *Patrick Robbe* pour ses explications théoriques, ainsi que *Marie-Hélène Schune*. Je remercie les membres du groupe *LHCb*, *Frédéric Machefert*, *Jacques Lefrancois*, *Bernard Jean-Marie* et *Ioana Videau* pour l'accueil qu'ils m'ont réservé. Le soutien d'*Étienne Augé* au sein du laboratoire ainsi que ses cours m'ont apporté une aide précieuse.

Et bien sûr il ne faut pas oublier *Guy Barrand* pour nos discussions en informatique.

Cette thèse n'aurait pas été possible sans le dévouement d'*Erice North*, qui suit, assiste et aide les doctorants du DEA de physique subatomique de strasbourg, simples scientifiques perdus au sein des diverses administrations. Le service scientifique du *LAL* m'a de plus aidé à m'insérer au sein de mon laboratoire d'acceuil.

Il ne faudrait pas oublier *Sébastien* et *Isabelle* qui m'ont toujours accueilli dans le pays de GeX lors de mes nombreux voyages au *CERN*. Merci à *Sonia* qui m'a soutenue le long de ces trois années, et bien sûr ma sœur *Florence* qui m'a accueilli lors de mon arrivée à Paris. Merci au personnel de l'hôpital *Cochin* de m'avoir permis de finir cette thèse.

Résumé

L'expérience *LHCb* est dédiée à l'étude de la violation de la symétrie $\mathcal{CP}$ dans la désintégration des mésons beaux. Le détecteur est en cours de construction auprès du collisionneur proton - proton *LHC* ($2x7\,TeV$) au *CERN*, et collectera des données à partir de l'année 2007. Les désintégrations rares des mésons beaux pourraient mettre en évidence des phénomènes non prévus dans le cadre du Modèle Standard. La violation de la symétrie $\mathcal{CP}$ observée pourrait infirmer le formalisme de la matrice $\mathcal{CKM}$, qui décrit les relations entre les différents paramètres. Les mesures non corrélées des trois angles et des trois côtés du triangle d'unitarité permettraient de mettre cette nouvelle physique encore hypothétique en évidence.

LHCb est encore en partie en phase de développement. Tandis que la construction de certains sous-détecteurs est aujourd'hui quasiment achevée, d'autres sont encore en phase de réglage ou d'optimisation.

Le logiciel de *LHCb* est en plein développement. Toute la chaîne de simulation et de reconstruction évolue sans cesse pour tenir compte des évolutions du détecteur. Cette simulation permet de comprendre pleinement tous les effets à prendre en compte lors de la reconstruction des particules (reconnaissance des traces, identification, etc.). Le logiciel peut ainsi tester et valider certaines modifications et certains réglages, comme la position des détecteurs de position par exemple.

Au sein de ce développement, j'ai contribué à plusieurs tâches :

- **la calibration du calorimètre hadronique.**
  Cela nécessite une connaissance approfondie des gerbes hadroniques, et des interactions des hadrons avec le calorimètre électromagnétique, qui se trouve juste avant le calorimètre hadronique sur la trajectoire des particules provenant de l'interaction proton $\leftrightarrow$ proton. Cette opération doit de plus être renouvelée à chaque changement majeur dans la simulation du sous-détecteur "calorimètre", comme lors du changement du logiciel qui simule l'interaction des particules avec la matière (*Geant*, passé de la version 3 à 4) ;
- **la tentative de modélisation et de correction des paramètres des gerbes électromagnétiques dans le calorimètre électromagnétique.**
  Le calorimètre électromagnétique de *LHCb* est composé de cellules scintillateur - plomb qui détectent les gerbes électromagnétiques. Ces cellules sont disposées en grille dans le plan $(x - y)$, z étant l'axe des faisceaux. Elles sont assez profondes suivant z pour contenir la totalité d'une gerbe. De plus, une gerbe dépose de l'énergie dans quelques cellules adjacentes. Il faut déterminer la position (x, y, z) de la particule ayant donné la gerbe uniquement grâce à cette information, c'est-à-dire quelques valeurs de dépôt d'énergie dans un plan $(x - y)$. La détermination de la position de ces particules ($e^{\pm}$,

γ, ...) au moyen du calorimètre électromagnétique s'avère donc plus complexe que la détermination de la position des particules chargées ($\pi^{\pm}$, $l^{\pm}$, ...) par un détecteur adapté classique, comme une chambre à dérive. Ce problème, connu sous le nom de "*S-Shape*", permet de se servir des informations sur l'étalement radial de la gerbe pour obtenir une meilleure position que le simple centre de la cellule la plus énergétique ou le barycentre des différentes cellules touchées. Il faut de plus estimer la profondeur (z) de cette position (x, y), qui lui est fortement liée, car la trajectoire de cette particule n'est pas parallèle à l'axe des cellules, qui ne sont pas projectives par rapport au point d'interaction proton $\leftrightarrow$ proton ;

- **l'implémentation de la représentation des particules dans le logiciel de visualisation du détecteur et des événements *Panoramix*.**
  Le développement d'un logiciel de visualisation des événements, bien que souvent peu prioritaire, permet d'aider les physiciens dans leurs travaux quotidiens, aussi bien dans le domaine de la reconstruction des différents types de traces, que dans celui de la compréhension de la nature du "bruit" des sélections. L'implémentation d'un visualiseur d'objets de type "particule reconstruite" aide alors pleinement ceux qui travaillent sur les aspects géométriques de certains sous-détecteurs ou sur les limites de certains algorithmes et critères de sélection des particules.

Mon travail de thèse s'est essentiellement concentré sur deux points liés :

- **l'étude de la conversion des photons dans *LHCb* et la reconstruction de ceux qui se sont convertis au sein du sous-détecteur "*Vertex Locator*" (*VELO*).**
  Lors de l'étude de la conversion des photons au sein du *VELO*, une caractéristique spécifique des dépôts de charge de l'électron et du positon produits par un photon converti a été observée et permet de les détecter. Cette technique est basée sur l'usage d'un détecteur de particules chargées à base de silicium, le *Vertex Locator*, et ses différentes caractéristiques, essentiellement la mesure de la charge déposée. Cela a permis une nouvelle approche de la détection et de la reconstruction des photons dans *LHCb*. J'ai donc conçu et réalisé les algorithmes et outils pour utiliser ces photons convertis au sein du logiciel. Cette utilisation alternative est complémentaire à celle du calorimètre électromagnétique. Le faible taux de conversion des photons au sein du *VELO* est bien sûr à prendre en compte, et l'utilisation des photons convertis ne se révèle pertinente que grâce à la très bonne caractérisation des électrons et des positrons engendrés, donc du photon converti. Cette technique permet aussi une identification indirecte des traces reconstruites. Les π^0 dont l'un des deux photons s'est converti dans le *VELO* sont de plus facilement reconstruits, car la caractérisation exacte du moment du photon converti permet de sélectionner parfaitement le second photon qui a laissé une gerbe dans le calorimètre électromagnétique. Le problème important des π^0 dont les gerbes des deux photons se confondent dans le calorimètre électromagnétique et qui sont donc très facilement confondus avec des photons peut ainsi être évité ;

- **la sélection de différents canaux de désintégration des mésons beaux engendrant des photons se convertissant.**
  Le compromis entre le faible nombre d'événements et la qualité de la mesure des photons permet d'envisager l'étude et la sélection de différents canaux :
  — $B^0 \to K^*\gamma$: la possibilité de faire un vertex contraint (distance d'approche, position, ...) entre le K* et le photon converti permet de mieux déterminer la distance de vol du B^0 et de mieux mesurer ses paramètres ;
  — $B^0 \to \pi^-\pi^+\pi^0$: le vertex à trois corps du B^0 augmente les contraintes et améliore la pureté de la sélection ;
  — $B^0 \to \pi^0\pi^0$: l'utilisation d'un ou de deux photons convertis permet de contraindre géométriquement la sélection (paramètre d'impact, distance de vol, ...), qui n'est plus alors uniquement basée sur un pic de masse.

  Les taux de désintégration des différents canaux de physique étudiés sont cependant assez faibles. L'étude exposée dans ce mémoire montre que les canaux impliquant un méson neutre (π^0) ou un photon peuvent être étudiés sous deux angles différents. Bien que les conversions des photons soient a priori une gêne pour le calorimètre électromagnétique, les autres sous-détecteurs, en l'occurrence le *VELO* et les autres détecteurs de traces, permettent de compenser cet effet et de récupérer une partie de ces événements. La technique utilisée permet alors de traiter les canaux "neutres" comme des canaux "classiques". Étant donné la difficulté de reconstruction et de sélection de ces canaux, l'usage des conversions de photons devient alors un atout supplémentaire pour l'expérience *LHCb*. L'apport de cette approche est particulièrement appréciable dans le cas $B^0 \to \pi^0\pi^0$, état final qu'il est extrêmement difficile d'identifier en l'absence de photon converti. Ce travail de sélection, basé sur les données Monte-Carlo générées, en propose une étude complète (efficacité, nombre d'événements attendus, etc.).

Abstract

The *LHCb* experiment studies $\mathcal{CP}$ violation in B meson decays and is expected to take data from 2007 on. Analysis strategies are studied on simulated data samples. In this development, I worked in several areas, and essentially in :

- converted photons reconstruction : the charge deposited by electrons and positrons produced by converted photons can be detected and allows to reconstruct them. The low rate of conversion is of course to consider and the use of converted photons is advantageous only because of their good momentum measurements.
- decay channels with converted photon selection : the good momentum resolution allows to select different channels, among which : $B^0 \to K^*\gamma$, $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ and $B^0 \to \pi^0\pi^0$. Despite low branching ratios, I show that these modes can indeed be studied. The classical method with photons detected by the electromagnetical calorimeter being difficult, the use of converted photons will be an advantage for *LHCb*, especially in the $B^0 \to \pi^0\pi^0$ final state, which is particularly difficult to identify in absence of converted photons.

Table des matières

Remerciements **v**

Résumé **vii**

Abstract **xi**

Table des matières **xiii**

Liste des figures **xvii**

Liste des tableaux **xxii**

Introduction **xxv**

1 La violation $\mathcal{CP}$ **1**

1.1 Le Modèle Standard 1
1.2 Les symétries en physique 3
1.3 Historique : la violation $\mathcal{CP}$ dans le système des kaons 3
1.4 La matrice $\mathcal{CKM}$ 5
1.5 La désintégration des mésons beaux 8
1.5.1 Les modes leptoniques et semi-leptoniques 9
1.5.2 Les modes hadroniques 10
1.5.2.1 Les modes spectateurs 11
1.5.2.2 Les diagrammes pingouins 11
1.5.2.3 Les oscillations 12
1.6 La violation $\mathcal{CP}$ dans le système des mésons beaux 14
1.6.1 La violation $\mathcal{CP}$ directe dans le système des mésons beaux 14
1.6.2 La violation $\mathcal{CP}$ dans le mélange des mésons beaux 14
1.6.3 La violation $\mathcal{CP}$ par interférence entre le mélange et la désintégration des mésons beaux 15
1.7 L'identification de la saveur 15
1.8 L'intérêt de certains canaux 16
1.8.1 Le $B^0 \to \pi^0\pi^0$ 16
1.8.2 Le $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ 16

1.8.3 Le $B^0 \to K^{*0}(892)\gamma$ 17

2 Le détecteur *LHCb* **19**
2.1 Le collisionneur *LHC* et la zone d'interaction 21
2.1.1 Le collisionneur 21
2.1.2 Le tube à vide 22
2.2 Le système de mesure des traces 23
2.2.1 Le *Vertex Locator* 24
2.2.1.1 Les senseurs 26
2.2.1.2 Le *RF-Foil* 27
2.2.2 L'aimant 29
2.2.3 Le *Outer Tracker* 30
2.2.4 Le *Silicon Tracker System* 33
2.2.4.1 Le *Inner Tracker* 33
2.2.4.2 Le *Trigger Tracker* 34
2.3 Les *RICH* 35
2.3.1 L'effet *Tcherenkov* 36
2.3.2 Principe de fonctionnement des *RICH* 37
2.3.2.1 Les matériaux radiatifs 37
2.3.2.2 Les détecteurs de photons 40
2.3.3 Le *RICH1* 41
2.3.4 Le *RICH2* 41
2.4 Les calorimètres 42
2.4.1 *SPD* : le détecteur de particules chargées 45
2.4.2 *PRS* : le détecteur de pied de gerbe 46
2.4.3 *ECAL* : le calorimètre électromagnétique 47
2.4.4 *HCAL* : le calorimètre hadronique 48
2.4.4.1 La calibration du calorimètre hadronique 48
2.5 Le système de détection des muons 53
2.5.1 Les chambres à muons 54
2.5.2 Technologie de détection 54
2.6 Le système de déclenchement 55
2.6.1 Le système de déclenchement de niveau 0 55
2.6.1.1 Le système de déclenchement de niveau 0 du calorimètre . . . 56
2.6.1.2 Le système de déclenchement de niveau 0 du système des muons 56
2.6.1.3 Le système de détection d'empilement de niveau 0 57
2.6.2 Le système de déclenchement de niveau 1 58
2.6.3 Le système de sélection des événements 58
2.7 Le traitement des données 60
2.7.1 La simulation des événements 60
2.7.1.1 La collision $p-p$: *Pythia* 61
2.7.1.2 L'interaction des particules générées avec les sous-détecteurs : *Gauss* 61
2.7.1.2.1 Les processus physiques : *Geant* 61

2.7.1.2.2 Les réponses de l'électronique 62
2.7.1.2.3 La lecture des données 62
2.7.2 La reconstruction des événements : *Brunel* 62
2.7.2.1 Les "*clusters*" des calorimètres 62
2.7.2.2 Les traces 63
2.7.2.3 L'identification des particules 63
2.7.2.3.1 L'identification des particules grâce aux RICH 63
2.7.2.3.2 L'identification des particules grâce aux calorimètres . 64
2.7.2.3.3 L'identification des particules grâce au système des muons. 65
2.7.2.4 La sélection des possibles désintégrations : *DaVinci* 65
2.7.3 La visualisation des événements : *Panoramix* 66
2.7.3.1 La géométrie 66
2.7.3.2 Les données 66
2.7.3.2.1 La visualisation des objets de type *Particle* 66

3 La détection des photons convertis 69
3.1 Les conversions 70
3.1.1 La position des conversions 70
3.1.2 La position des conversions des photons dans l'acceptance 71
3.1.3 La position des conversions des photons dans l'acceptance au sein du *VELO* 75
3.2 Les traces 75
3.2.1 La reconstruction des traces 75
3.2.2 Les traces provenant de photons convertis 76
3.2.3 Les différentes traces *VELO* 77
3.2.4 Les "traces" des photons convertis 78
3.3 Les données du VELO 79
3.3.1 Les dépôts d'énergie 79
3.3.2 La charge des traces VELO 80
3.4 L'identification des photons convertis 82
3.4.1 La méthode 82
3.4.2 L'efficacité et la pureté de l'identification 82
3.5 Le problème du bremsstrahlung et la mesure de l'énergie 84
3.5.1 Le problème du bremsstrahlung 84
3.5.2 La mesure de l'énergie 86
3.6 Les π^0 ayant donné un photon converti 88
3.6.1 L'identification du photon non converti 89
3.6.2 Le problème de la confusion entre le photon de bremsstrahlung et le photon non converti 92
3.7 Conclusion 92

4 L' analyse **95**
4.1 Le $B^0 \to K^*\gamma$ . . . 97
4.1.1 La chaîne de désintégration . . . 97
4.1.2 La présélection des événements . . . 98
4.1.2.1 Les photons convertis . . . 99
4.1.2.2 Les $K^* \to K\,\pi$ . . . 102
4.1.2.3 La présélection du B^0 . . . 104
4.1.3 La sélection des événements . . . 105
4.1.4 Conclusion . . . 110
4.2 Le $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ . . . 112
4.2.1 La chaîne de désintégration . . . 112
4.2.2 La présélection des événements . . . 112
4.2.2.1 Les critères sur le π^0 . . . 114
4.2.2.2 Les critères sur les pions chargés . . . 116
4.2.2.3 Les critères sur le B^0 . . . 118
4.2.3 La sélection des événements . . . 120
4.2.3.1 Les critères classiques . . . 120
4.2.3.2 Les masses de *Dalitz* . . . 122
4.2.3.3 Résultats . . . 124
4.2.4 Conclusion . . . 124
4.3 Le $B^0 \to \pi^0\pi^0$ . . . 127
4.3.1 La présélection des événements . . . 127
4.3.1.1 Les critères sur le photon converti . . . 128
4.3.1.2 La sélection du π^0 . . . 129
4.3.1.3 La sélection du second π^0 . . . 129
4.3.1.4 La présélection du B^0 . . . 131
4.3.2 La sélection des événements . . . 133
4.3.3 Conclusion . . . 134

Conclusion **137**

Annexe A : $B^0 \to K^*\gamma$ **139**

Annexe B : $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ **147**

Annexe C : $B^0 \to \pi^0\pi^0$ **155**

Bibliographie **159**

Liste des figures

1 Le triangle unitaire découlant des propriétés de la matrice $\mathcal{CKM}$. 9
2 Le triangle unitaire après une normalisation par le facteur $|V_{cd}V_{cb}^*|$. 9
3 Le triangle unitaire normalisé avec l'approximation $V_{ud} = V_{tb} = 1$. 10
4 Désintégration leptonique ($B^+ \to \mu^+\nu_\mu$). 10
5 Désintégration semi-leptonique. 10
6 Désintégration hadronique (spectateur interne). 11
7 Désintégration hadronique (spectateur externe). 11
8 Désintégration radiative en pingouin avec un gluon. 12
9 Désintégration radiative en pingouin avec un photon. 12
10 Désintégration radiative en pingouin avec une paire leptonique. 12
11 Oscillation par échange de quarks. 13
12 Oscillation par échange de bosons W. 13
13 Angle polaire de production des mésons beaux au *LHC*, calculé par le simulateur d'événements *PYTHIA*. 20
14 Schéma général du détecteur *LHCb*. 22
15 Schéma général du tube à vide. 24
16 Vue générale du *VELO*. 25
17 Vue générale des composants d'un module du *VELO*. 26
18 Les senseurs r du *VELO*. 27
19 Les senseurs φ du *VELO*. 27
20 Schéma des pistes des senseurs du *VELO*. 28
21 Schéma du *RF-Foil*. 29
22 Schéma de l'arrangement des senseurs au sein du *RF-Foil*. 29
23 Vue générale de l'aimant. 30
24 Schéma explicatif de l'ambiguïté induite par le temps entre deux croisements de faisceaux pour le *Outer Tracker*. 32
25 Schéma des deux types de chambres du *Outer Tracker*. 33
26 Schéma du *Inner Tracker* (géométrie X, distance en cm). 34
27 L'arrangement des tuiles des pistes pour le premier plan de détection de *TTa* (géométrie X). 35
28 L'arrangement des tuiles des pistes pour le second plan de détection de *TTa* (géométrie U). 35
29 Polarisation induite par le passage d'une particule chargée. 37

30 Évolution de l'angle *Tcherenkov* θ_c en fonction de la vélocité β, pour différents indices de réfraction. 38
31 Évolution de l'angle *Tcherenkov* θ_c, en degré, en fonction du rapport $\frac{p}{m}$, pour les différents matériaux utilisés. 39
32 Schéma d'un *HPD*. 40
33 Photo d'un prototype de *HPD*. 40
34 Le schéma de principe du *RICH1*. 41
35 Le schéma de principe du *RICH2*. 42
36 Découpage des trois zones au sein du *SPD*, du *PRS* et du *ECAL*, et des deux zones au sein du *HCAL*. 43
37 Densité d'énergie déposée en fonction de la position dans une gerbe électromagnétique. 44
38 Schéma de gerbes électromagnétiques dans le détecteur de particules chargées et le détecteur de pied de gerbe. 45
39 Schéma d'un pavé de scintillateur du détecteur de particules chargées. 46
40 Schéma général du calorimètre électromagnétique. 47
41 Résolution en énergie du calorimètre électromagnétique pour des photons de $50\ GeV$. 49
42 Résolution en énergie du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie des photons. 50
43 Résolution en énergie du calorimètre hadronique pour des pions ($E = 50\ GeV$) lorsque l'énergie dans le cluster électromagnétique est faible. 51
44 Résolution en énergie du calorimètre électromagnétique pour des pions ($E = 50\ GeV$) lorsque l'énergie dans le cluster hadronique est faible. 51
45 Énergie dans le calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie dans le calorimètre hadronique pour des pions ($E = 50\ GeV$). 52
46 Profil de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie dans le calorimètre hadronique pour des pions ($E \in [34, 168]\ GeV$). 53
47 Schéma d'une chambre proportionnelle multi-fils ($MWPC$) du système des muons. 54
48 Schéma du principe de la mesure du moment transverse des muons. 57
49 Schéma du principe du système de déclenchement de niveau 0 du veto d'empilement. 59
50 Schéma des différentes traces. 64
51 Schéma explicatif de la recherche des photons de bremsstrahlung. 65
52 Position des conversions des photons suivant l'axe z. 71
53 Position des conversions des photons sur le plan $x - z$ (vue de dessus). 71
54 Position des conversions des photons sur le plan $y - z$ (vue de côté). 72
55 Position des conversions des photons dans le plan $x - z$ (vue de dessus), pour $-400\ mm < z < 1000\ mm$. 72
56 Position des conversions des photons dans le plan $x - y$ (vue de face), pour $-300\ mm < z < 800\ mm$. 72
57 Extrapolation de la position des photons convertis dans le plan $x - y$ du *SPD* (vue de face). 73
58 Angle au sein du SPD de l'extrapolation de la position des photons convertis. . 73

59 Angle et rayon au sein du SPD de l'extrapolation de la position des photons convertis. 73
60 Extrapolation de la position des photons convertis dans le plan $x - y$ du *SPD*, près du tube à vide (vue de face). 74
61 Position des conversions des photons dans l'acceptance du calorimètre sur le plan $x - z$ (vue de dessus). 75
62 Position des conversions des photons au sein du *VELO* dans l'acceptance du calorimètre sur le plan $x - z$ (vue de dessus). 76
63 Position des conversions des photons au sein du *VELO* dans l'acceptance du calorimètre sur l'axe z. 76
64 Nombre de clusters en commun avec d'autres pour les traces *VELO*, selon leur type et leur provenance. 77
65 Données mesurées par le *VELO* pour chaque cluster appartenant à une trace *simple*. 80
66 Charge moyenne des traces *VELO*, selon leur type (source : 10000 événements du canal $B^0 \to K^*\gamma$). 81
67 Efficacité de la sélection des photons convertis en fonction de la coupure sur la charge de la trace *VELO*. 83
68 Pureté de la sélection des photons convertis en fonction de la coupure sur la charge de la trace *VELO*. 83
69 Relation entre l'efficacité et la pureté de la sélection des photons convertis en fonction de la coupure sur la charge de la trace *VELO*. 83
70 Schéma de l'émission du bremsstrahlung dans le cas d'un photon converti. . . . 84
71 Distance extrapolée entre le photon converti et le cluster le plus proche. 85
72 Masse invariante entre le photon converti et le cluster le plus proche. 85
73 Distance extrapolée entre le photon converti et le second cluster le plus proche. 86
74 Masse invariante entre le photon converti et le second cluster le plus proche. . . 86
75 Énergie du premier candidat bremsstrahlung. 87
76 Énergie du second candidat bremsstrahlung. 87
77 Rapport entre l'énergie mesurée du photon converti et la vérité *Monte Carlo*. . 88
78 Masse reconstruite du π^0 sans qu'aucun photon de bremsstrahlung n'ait été ajouté au photon converti. 89
79 Masse reconstruite du π^0 quand un photon de bremsstrahlung a été ajouté au photon converti. 89
80 Masse reconstruite du π^0. 90
81 Énergie transverse du photon converti, quand un second cluster a été trouvé pour former un π^0 avec $m_{\pi^0} \in [\,70\,,\,220\,]\ MeV/c^2$. 91
82 Énergie transverse du photon non converti, quand un π^0 a été trouvé avec $m_{\pi^0} \in [\,70\,,\,220\,]\ MeV/c^2$. 91
83 Schéma du canal $B^0 \to K^*\gamma$ avec photon converti. 98
84 Charge *VELO* du photon converti. 100
85 Impulsion transverse la plus élevée des deux électrons. 101
86 Paramètre d'impact réduit du photon converti. 101
87 Impulsion transverse minimale de $K\,\pi$. 102

88 Paramètre d'impact réduit minimal de $K\,\pi$. 103
89 Masse invariante du vertex $K\,\pi$ testé. 103
90 Paramètre d'impact réduit du K^*. 104
91 Masse invariante du vertex $K^*\,\gamma$ testé. 105
92 Distance réduite entre le vertex du B^0 et l'interaction primaire. 107
93 Paramètre d'impact réduit du B^0. 107
94 χ^2 du vertex du B^0. 108
95 Paramètre d'impact réduit du K^*. 108
96 Impulsion transverse du B^0. 109
97 Masse invariante du vertex $K^*\,\gamma$. 110
98 Schéma du canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ avec photon converti, en supposant que le ρ soit neutre. 112
99 Schéma du canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ avec photon converti, en supposant que le ρ soit chargé. 112
100 Impulsion transverse la plus élevée des deux électrons. 114
101 Paramètre d'impact réduit le plus élevé des deux électrons. 115
102 Masse du π^0. 115
103 Impulsion transverse du second photon. 116
104 Distance minimale d'approche entre les deux pions chargés. 117
105 Impulsion transverse minimale du couple $\pi^+ - \pi^-$. 117
106 Impulsion transverse maximale du couple $\pi^+ - \pi^-$. 118
107 Paramètre d'impact minimal des deux pions chargés. 118
108 Impulsion transverse du B^0 formé. 119
109 Masse du B^0 formé. 120
110 Paramètre d'impact réduit du B^0. 121
111 χ^2 du vertex du B^0. 122
112 Impulsion transverse du B^0. 123
113 Diagramme de *Dalitz* en appliquant les coupures de la présélection pour le canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$. 123
114 Masse carrée minimale du vertex trois corps. 124
115 Diagramme de *Dalitz* en appliquant les coupures de la sélection pour le canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$. 125
116 Masse invariante du vertex $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ après la sélection. 126
117 Schéma du canal $B^0 \to \pi^0\pi^0$ avec photon converti. 127
118 Paramètre d'impact réduit maximum des deux électrons. 129
119 Masse du π^0 reconstruit grâce au photon converti. 130
120 Impulsion transverse du second photon. 130
121 Masse du π^0 "classique". 131
122 Impulsion transverse du π^0 "classique". 131
123 Masse du B^0 reconstruit. 132
124 Impulsion transverse du photon converti. 134
125 Impulsion transverse du second π^0. 134
126 Masse invariante du vertex $B^0 \to \pi^0\pi^0$. 135
127 Impulsion transverse la plus élevée des deux électrons. 139

128 Paramètre d'impact réduit du photon converti. 140
129 Impulsion transverse minimale de $K\,\pi$. 140
130 Paramètre d'impact réduit minimal de $K\,\pi$. 141
131 Masse invariante du vertex $K\,\pi$ testé. 141
132 Paramètre d'impact réduit du K^*. 142
133 Distance réduite entre le vertex du B^0 et l'interaction primaire. 143
134 Paramètre d'impact réduit du B^0. 143
135 χ^2 du vertex du B^0. 144
136 Paramètre d'impact réduit du K^*. 144
137 Impulsion transverse du B^0. 145
138 Impulsion transverse la plus élevée des deux électrons. 147
139 Impulsion transverse du second photon. 148
140 Distance minimale d'approche entre les deux pions chargés. 149
141 Impulsion transverse minimale du couple $\pi^+ - \pi^-$. 149
142 Impulsion transverse maximale du couple $\pi^+ - \pi^-$. 150
143 Paramètre d'impact minimal des deux pions chargés. 150
144 Impulsion transverse du B^0 formé. 151
145 Paramètre d'impact réduit du B^0. 152
146 χ^2 du vertex du B^0. 152
147 Impulsion transverse du B^0. 153
148 Masse carrées minimal du vertex trois corps. 153
149 Paramètre d'impact réduit maximum des deux électrons. 155
150 Masse du π^0 reconstruit grâce au photon converti. 156
151 Impulsion transverse du second photon. 156
152 Masse du π^0 "classique". 157
153 Impulsion transverse du π^0 "classique". 157
154 Impulsion transverse du photon converti. 158
155 Impulsion transverse du second π^0. 158

Liste des tableaux

1 Les interactions fondamentales. 2
2 Les fermions. 2
3 Caractéristiques des traces longues selon leur type et leur provenance. 78
4 Les différents types de photons convertis créés. 87
5 Efficacité et pureté de la selection des π^0 pour les différentes coupures. 91
6 Données simulées utilisées pour la présélection du canal $B^0 \to K^*\gamma$. 99
7 Critères simples utilisés pour la sélection triviale des candidats du canal $B^0 \to K^*\gamma$ afin de trouver les coupures de présélection. 99
8 Nombre de candidats résultant de la sélection triviale utilisés pour la sélection des candidats du canal $B^0 \to K^*\gamma$ afin de trouver les coupures de présélection. 99
9 Efficacités séquentielles des coupures de présélection. 105
10 Efficacités isolées et marginales des coupures de présélection. 106
11 Efficacités séquentielles des coupures de sélection. 109
12 Efficacités isolées et marginales des coupures de sélection. 111
13 Données simulées utilisées pour la présélection du canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$. 113
14 Critères simples utilisés pour la sélection des possibles candidats du canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ afin de trouver les coupures de présélection. 113
15 Nombre de candidats résultant de la sélection triviale utilisés pour la sélection des candidats du canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ afin de trouver les coupures de présélection. 113
16 Efficacités séquentielles des coupures de présélection. 120
17 Efficacités isolées et marginales des coupures de présélection. 121
18 Efficacités séquentielles des coupures de sélection. 125
19 Efficacités isolées et marginales des coupures de sélection. 126
20 Données simulées utilisées pour la présélection du canal $B^0 \to \pi^0\pi^0$. 127
21 Critères simples utilisés pour la sélection des candidats du canal $B^0 \to \pi^0\pi^0$ afin de trouver les coupures de présélection. 128
22 Nombre de candidats résultant de la sélection triviale utilisés pour la sélection des candidats du canal $B^0 \to \pi^0\pi^0$ afin de trouver les coupures de présélection. 128
23 Efficacités séquentielles des coupures de présélection. 133
24 Efficacités isolées et marginales des coupures de présélection. 133
25 Efficacités séquentielles des coupures de sélection. 135
26 Efficacités des coupures de sélection. 136

Introduction

La physique des particules étudie l'infiniment petit pour essayer de comprendre l'Univers. Décrire le monde par une théorie universelle semble impossible. Les physiciens ont néanmoins essayé et l'ensemble de leurs travaux a abouti à ce que l'on nomme communément le Modèle Standard. Ce cadre théorique décrit aujourd'hui presque intégralement la matière et les forces qui l'animent. Au moment du "*big bang*", c'est-à-dire à l'origine de l'Univers, il a été créé autant de matière que d'antimatière grâce à une énergie considérable. Mais la matière et l'antimatière s'annihilent, et il aurait dû en résulter le vide. L'Univers aurait donc dû disparaître. Cependant, nous sommes là. Un effet étrange a rompu cet équilibre entre matière et antimatière. Cet infime effet, appelé la *violation de la symétrie* $\mathcal{CP}$, a légèrement favorisé la matière, et l'Univers a survécu. Cet effet, qui a été découvert dans les années 60 dans le système des mésons K, a été intégré au Modèle Standard. Plus récemment, il a été mis en évidence dans la désintégration de certaines particules : les mésons beaux. Les mesures issues de ces travaux sont compatibles avec le Modèle Standard. Elles se révèlent néanmoins trop imprécises pour confirmer ou infirmer totalement ce modèle. Pour cela, la *violation de la symétrie* $\mathcal{CP}$ dans le système des mésons beaux doit être mesurée avec davantage de précision, ce qui implique de mener une expérience avec une luminosité très élevée, compte tenu de l'effet très faible de *violation* dans ce système. Au sein du futur collisionneur *LHC*, une expérience est dédiée à cette étude de la *violation* de symétrie $\mathcal{CP}$ dans le système des mésons beaux : *LHCb*. Elle débutera en 2007. Cette thèse étudie les désintégrations intéressantes des mésons beaux, c'est-à-dire celles qui nous renseigne sur la *violation de la symétrie* $\mathcal{CP}$. Le premier chapitre rappelle le cadre théorique actuel de la symétrie $\mathcal{CP}$. Le second décrit le fonctionnement du détecteur. Le troisième explique la détection des photons convertis, qui sont utilisés au quatrième chapitre pour sélectionner les canaux de désintégration recherchés.

Chapitre 1

La violation $\mathcal{CP}$

1.1 Le Modèle Standard

La physique des particules a pour objectif de découvrir et de mieux comprendre les constituants élémentaires et leurs interactions. Le Modèle Standard décrit trois des quatre interactions fondamentales qui dominent au niveau microscopique :

- l'interaction faible, responsable de la désintégration β par exemple ;
- l'interaction forte, responsable de la cohésion des noyaux des atomes ;
- l'électromagnétisme (lumière, frottements, réactions chimiques, etc.).

Ce modèle se base sur le principe d'invariance de jauge[1] qui relie les interactions à trois groupes de symétrie :

$$SU(3)_{\mathcal{C}} \otimes SU(2)_{\mathcal{L}} \otimes U(1)_{\mathcal{Y}} \tag{1.1}$$

avec : $\mathcal{C}$ la couleur (interaction forte), $\mathcal{L}$ l'isospin faible (interaction faible) et $\mathcal{Y}$ l'hypercharge (électromagnétisme).

Il modélise les particules élémentaires sous forme de champs relativistes (théorie quantique), et décrit deux types de particules :

- les fermions (spin demi-entier), c'est-à-dire la matière à proprement parler ;
- les bosons (spin entier), qui véhiculent les interactions.

Chaque boson transmet une interaction, comme montré dans le tableau 1 ; on les appelle donc les *médiateurs* des forces.

Les fermions sont classés en deux catégories : les leptons et les quarks, selon leur sensibilité à l'interaction forte. On peut de plus regrouper ces fermions en trois familles, comme le montre le tableau 2. Il faut noter que pour chaque fermion de ce tableau, il existe son antiparticule associée, ce qui fait 24 constituants de base.

[1] La gravitation n'est cependant pas encore décrite par une théorie de jauge classique pouvant être intégrée à ce modèle.

interaction	force forte	force faible	électromagnétisme
particules sensibles	quarks et gluons	fermions	particules chargées
médiateur	8 gluons (g)	Z^0 et $W^{\pm}$	photon (γ)
masse (GeV)	0	91 et 80	0
intensité	1	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-2}$
portée (m)	10^{-16}	10^{-16}	∞

TABLEAU 1: Les interactions fondamentales.

Famille	type	nom	charge	masse [1]
1	quarks	haut (u)	$+\frac{2}{3}$	3 MeV
		bas (d)	$-\frac{1}{3}$	7 MeV
	leptons	électron (e^-)	-1	511 keV
		neutrino électron (ν_e)	0	< 2.5 eV
2	quarks	charme (c)	$+\frac{2}{3}$	1.2 GeV
		étrange (s)	$-\frac{1}{3}$	100 MeV
	leptons	muon (μ^-)	-1	105 MeV
		neutrino muonique (ν_μ)	0	< 170 keV
3	quarks	vérité (t)	$+\frac{2}{3}$	178 GeV
		beauté (b)	$-\frac{1}{3}$	4.25 GeV
	leptons	tau (τ^-)	-1	1.77 GeV
		neutrino taunique (ν_τ)	0	< 18.2 MeV

TABLEAU 2: Les fermions.

Nomenclature

Les leptons sont notés :

$$\begin{pmatrix} l^i \\ \nu^i \end{pmatrix}_L, l^i_R \tag{1.2}$$

où $(l^i, \nu^i)_{i=1,2,3} = (e^-, \nu_e), (\mu^-, \nu_\mu), (\tau^-, \nu_\tau)$. L'absence de neutrino d'hélicité positive (jamais observé) est prise en compte à l'aide du terme $1 - \gamma^5$ dans l'équation 1.23. La matrice $SU(2)_{\mathcal{L}}$ représentant l'interaction faible dans l'équation 1.1 opère uniquement sur les spineurs d'hélicité négative.

Les quarks sont notés :

$$\begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L, u^i_R, d^i_R \tag{1.3}$$

où $(u^i, d^i)_{i=1,2,3} = (u, d), (c, s), (b, t)$.

1.2 Les symétries en physique

En physique, la recherche d'unité, au sens de cohérence, se retrouve dans la notion de symétrie. Le théorème de *Noether* [2] nous explique que chaque symétrie correspond à la conservation d'une quantité physique. L'exemple le plus marquant est la dérivation de la conservation de l'énergie, comme conséquence de l'invariance par translation dans le temps.

Les symétries peuvent se classer selon leurs types :

- continues : translation, rotation, etc. ;
- unitaires : multiplication par une phase des fonction d'ondes, etc. ;
- discrètes :
  - conjugaison de charge $\mathcal{C}$: transforme une particule en son antiparticule ;
  - parité $\mathcal{P}$: inverse les coordonnées d'espace ($\vec{r}$) ;
  - inversion du temps $\mathcal{T}$.

Les interactions fondamentales sont supposées respecter ces symétries de base, ce que l'on peut résumer naïvement par : "la même force appliquée à deux systèmes symétriques donne deux résultats symétriques".

Le produit des trois transformations $\mathcal{CPT}$ est supposé laisser inchangé tout système quelle que soit l'interaction envisagée et toutes les tentatives pour infirmer cette invariance ont été infructueuses [1, *tests of conservation laws*]. Ce postulat est à la base de nombreux principes, comme l'égalité des masses et des temps de vie entre une particule et son antiparticule associée.

Il a été observé [3] que la désintégration β, due à l'interaction faible, ne respectait ni $\mathcal{C}$, ni $\mathcal{P}$. On dit alors que l'interaction faible "viole" ces deux symétries.

Le Modèle Standard permet la violation de $\mathcal{CP}$ par l'interaction faible, via le mécanisme de la matrice $\mathcal{CKM}$, ou par l'interaction forte, jamais observée jusqu'ici, car d'intensité trop faible.

La violation de la symétrie $\mathcal{CP}$ joue un rôle important en cosmologie. En effet, c'est l'un des mécanismes qui permet d'expliquer l'excès de matière par rapport à l'antimatière dans l'univers [4]. Mais le "niveau" de violation de symétrie $\mathcal{CP}$ prédit par le Modèle Standard, vérifié par les désintégrations des kaons et des mésons beaux, est cependant insuffisant pour expliquer l'excès observé. Cela amène à chercher d'autres sources de violation de symétrie $\mathcal{CP}$, au delà du Modèle Standard. C'est pourquoi tant d'expériences passées (*NA48* [5], *CPLear* [6], ...), en cours (*Belle* [7], *BaBar* [8], *CDF* [9], *BTeV* [10], ...) ou en préparation (*LHCb* [11]) se concentrent sur ce domaine de la physique des particules.

1.3 Historique : la violation $\mathcal{CP}$ dans le système des kaons

Les kaons possèdent un nombre quantique interne, l'étrangeté, associé au quark s. Les kaons neutres sont des mésons avec le quark s couplé au quark $\bar{d}$. Ils ne peuvent être leur propre antiparticule car l'étrangeté est égale à $+1$ si le méson comporte le quark $\bar{s}$, et -1 s'il comporte le quark s. On a donc deux particules :

- le kaon K^0, composé d'une paire de quarks $\bar{s} - d$, d'étrangeté $+1$;
- le kaon $\bar{K}^0$, composé d'une paire de quarks $s - \bar{d}$, d'étrangeté -1.

Ces deux particules peuvent se mélanger. Ceci est formalisé grâce à des diagrammes en "boîte" : $K^0 \leftrightarrow \bar{K^0}$ (cf. exemples pour les mésons beaux aux figures 11 et 12). L'interaction faible ne conserve donc pas l'étrangeté.

Les états propres de saveur K^0 et $\bar{K^0}$ diffèrent des états propres de masse, c'est-à-dire les états propres de l'hamiltonien total :

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K_0\rangle + |\bar{K_0}\rangle\right) \tag{1.4}$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K_0\rangle - |\bar{K_0}\rangle\right) \tag{1.5}$$

$|K_0\rangle$ et $|\bar{K_0}\rangle$ étant les états propres de saveur, comme $\mathcal{CP}|K_0\rangle = |\bar{K_0}\rangle$, K_1 et K_2 sont des états propres de $\mathcal{CP}$:

$$\mathcal{CP}|K_1\rangle = +|K_1\rangle \tag{1.6}$$

$$\mathcal{CP}|K_2\rangle = -|K_2\rangle \tag{1.7}$$

Si la symétrie $\mathcal{CP}$ est conservée, les modes hadroniques principaux de désintégration de ces particules sont :

$$K_1 \rightarrow \pi\pi \tag{1.8}$$

$$K_2 \rightarrow \pi\pi\pi \tag{1.9}$$

car :

$$\mathcal{CP}|\pi\pi\rangle = +|\pi\pi\rangle \tag{1.10}$$

$$\mathcal{CP}|\pi\pi\pi\rangle = -|\pi\pi\pi\rangle \tag{1.11}$$

La masse du kaon, environ égale à 500 MeV, n'est que très peu supérieure à celle de trois pions, égale à $3 \times 140 = 420$ MeV. L'espace de phase disponible pour que les kaons se désintègrent en trois pions est donc faible. L'espace de phase disponible pour que le K_1 se désintègre en deux pions est beaucoup plus grand (140 MeV de plus). Le K_1 se désintégrera donc beaucoup plus vite que le K_2. En 1956, on a ainsi découvert [12] ces deux particules de même masse mais avec une durée de vie très différente (facteur $\simeq$ 1000). Ces deux particules sont alors appelées K_{short} (pour K_1) et K_{long} (pour K_2).

En 1964, l'expérience de *J. Christenson* [13] a mis en évidence la désintégration rare (3×10^{-3}) :

$$K_{long} \rightarrow \pi^+\pi^- \tag{1.12}$$

qui est normalement impossible si le K_{long} est un état propre de $\mathcal{CP}$ de valeur propre -1. Cette anomalie montre que le K_{long} n'est pas un état "pur" de $\mathcal{CP}$. On en déduit ainsi que

les K_{short} et les K_{long} ne correspondent pas exactement aux deux états propres de $\mathcal{CP}$: K_1 et K_2, mais en sont légèrement différents. Cette déviation est caractérisée par un paramètre complexe ϵ, avec [1, *CP Violation in K_L decay*] :

$$\epsilon = (2.2884 \pm 0.014) \times 10^{-3}.e^{i(43.5\pm0.7)^\circ} \tag{1.13}$$

Les états propres de masse s'expriment alors :

$$|K_{short}\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}\left(|K_1\rangle - \epsilon|K_2\rangle\right) \tag{1.14}$$

$$|K_{long}\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}\left(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle\right) \tag{1.15}$$

L'interaction faible ne respecte donc pas la symétrie $\mathcal{CP}$, même si le rapport d'embranchement associé reste faible.

1.4 La matrice $\mathcal{CKM}$

Dans le Modèle Standard, la masse des différents champs découle de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, qui s'appuie sur un doublet de champ scalaire : le doublet de *Higgs*. Le lagrangien de couplage entre ce doublet de *Higgs* et les fermions est celui de *Yukawa*.

Pour les quarks, il s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \lambda^u_{i,j}\overline{Q}^i\tilde{H}u'^j_R + \lambda^d_{i,j}\overline{Q}^i H d'^j_R + \ h.c. \tag{1.16}$$

où :

- $Q_i = \begin{pmatrix} u'^i \\ d'^i \end{pmatrix}_L$ représente les trois familles de quarks gauches ;
- u'^j_R et d'^j_R représentent les trois familles de quarks droits. q' représente l'état propre de saveur alors que q représente l'état propre de masse ;
- H est le doublet de *Higgs* ($\tilde{H} = i\sigma_2 H^*$) ;
- λ^u et λ^d sont des matrices 3×3 de couplage de saveur.

La brisure spontanée de symétrie permet de développer le champ de *Higgs* autour de sa valeur moyenne dans le vide (non nulle et notée v), on a alors :

$$H \longrightarrow H = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \tag{1.17}$$

où h est le champ de *Higgs*.

Ce développement nous permet de détailler le lagrangien de *Yukawa* :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \ = \ & \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\lambda^u_{i,j}\bar{u}'^i_L v u'^j_R + \lambda^d_{i,j}\bar{d}'^i_L v d'^j_R\right)}_{\mathcal{L}_{masse}} \\ & + \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\lambda^u_{i,j}\bar{u}'^i_L h u'^j_R + \lambda^d_{i,j}\bar{d}'^i_L h d'^j_R\right)}_{\mathcal{L}_{interaction}} + h.c.\end{aligned} \tag{1.18}$$

Le premier terme représente l'interaction entre les quarks et la valeur moyenne dans le vide du doublet de *Higgs* (il lui est proportionnel). Nous pouvons alors diagonaliser les matrices λ^u et λ^j pour obtenir les masses des quarks, c'est-à-dire un opérateur constant appliqué à $\bar{u}u$ (pour u). On peut ainsi exprimer ce lagrangien sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{masse} &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}\bar{u'}^i_L V_L^{u^{ij}\dagger}\left(V_L^{u^{jk}}\lambda^u_{k,l} v V_R^{u^{lm}\dagger}\right)V_R^{u^{mn}}u'^n_R \\ &+\tfrac{1}{\sqrt{2}}\bar{d'}^i_L V_L^{d^{ij}\dagger}\left(V_L^{d^{jk}}\lambda^d_{k,l} v V_R^{d^{lm}\dagger}\right)V_R^{d^{mn}}d'^n_R + \ h.c.\end{aligned} \tag{1.19}$$

où V_R^u, V_L^u, V_R^d et V_L^d sont des matrices unitaires, telles que $V_L^u\lambda^u V_R^{u\dagger}$ et $V_L^d\lambda^d V_R^{d^\dagger}$ soient diagonales. On voit ainsi apparaître le changement de base :

$$\begin{aligned} u^i_L &= V_L^{u^{ij}}u'^j_L \\ d^i_L &= V_L^{d^{ij}}d'^j_L \\ u^i_R &= V_R^{u^{ij}}u'^j_L \\ d^i_R &= V_R^{d^{ij}}d'^j_L \end{aligned} \tag{1.20}$$

On obtient ainsi le lagrangien :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{masse} &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}\underbrace{\bar{u'}^i_L V_L^{u^{ij}\dagger}}_{\bar{u}^j_L}\left(\underbrace{V_L^{u^{jk}}\lambda^u_{k,l} v V_R^{u^{lm}\dagger}}_{v\Lambda^u_{j,m}}\right)\underbrace{V_R^{u^{mn}}u'^n_R}_{u^m_R} \\ &+\tfrac{1}{\sqrt{2}}\underbrace{\bar{d'}^i_L V_L^{d^{ij}\dagger}}_{\bar{d}^j_L}\left(\underbrace{V_L^{d^{jk}}\lambda^d_{k,l} v V_R^{d^{lm}\dagger}}_{v\Lambda^d_{j,m}}\right)\underbrace{V_R^{d^{mn}}d'^n_R}_{d^m_R} + h.c. \\ &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}\bar{u}^i_L\left(v\Lambda^u_{i,j}\right)u^j_R + \tfrac{1}{\sqrt{2}}\bar{d}^i_L\left(v\Lambda^d_{i,j}\right)d^j_R + \ h.c.\end{aligned} \tag{1.21}$$

en posant $\Lambda^u_{i,l} \equiv V_L^{u^{ij}}\lambda^u_{j,k}V_R^{u^{kl}\dagger}$ et $\Lambda^d_{i,l} \equiv V_L^{d^{ij}}\lambda^d_{j,k}V_R^{d^{kl}\dagger}$. Les matrices $\Lambda^{u,d}$ sont diagonales par construction, on note $\Delta^{u,d}$ leurs valeurs propres, on a alors :

$$\mathcal{L}_{masse} = \underbrace{\frac{v\Delta^u}{\sqrt{2}}}_{\equiv -m_u}\bar{u}u + \underbrace{\frac{v\Delta^d}{\sqrt{2}}}_{\equiv -m_d}\bar{d}d + \ h.c. \tag{1.22}$$

Nous identifions alors les opérateurs de masse : $m_{u,d}$.

Mais ce changement de base est à appliquer au lagrangien total. Le lagrangien des courants chargés décrit l'interaction entre les quarks gauches du fait de l'interaction faible :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}}\left(\bar{u'}\gamma^\mu\frac{1-\gamma^5}{2}d'\right)W^+_\mu + \ h.c. \tag{1.23}$$

Dans la base des états propres de masse, il s'exprime donc :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}}\left(\bar{u}V_L^u\gamma^\mu\frac{1-\gamma^5}{2}V_L^{d^\dagger}d\right)W^+_\mu + \ h.c. \tag{1.24}$$

En définissant la matrice de *Cabibbo - Kobayashi - Maskawa* (ie. $\mathcal{CKM}$) :

$$V_{\mathcal{CKM}} \equiv V_L^u V_L^{d\dagger} \tag{1.25}$$

on obtient :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{u} V_{\mathcal{CKM}} \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} d' \right) W_\mu^+ + \ h.c. \tag{1.26}$$

Cette matrice a été introduite en 1973 pour l'extension de deux à trois familles de la matrice de rotation 2×2 de *Cabibbo*, qui n'a qu'un seul paramètre (l'angle de *Cabibbo* θ_C). Cette matrice est à la base du mécanisme de la violation de $\mathcal{CP}$ dans le Modèle Standard.

Les matrices V sont unitaires, donc, par construction, $V_{\mathcal{CKM}}$ l'est aussi. On l'exprime de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.27}$$

Cette matrice 3×3 présente a priori 9 paramètres complexes indépendants. Mais son unitarité réduit ce nombre à 9 paramètres réels, si bien qu'on peut la paramétrer par trois angles de rotation et six phases.

De plus, $\mathcal{L}_{CC}$ agit sur les champs de quarks, qui peuvent subir une rotation par un terme en $e^{i\alpha_q}$. Si q_L et q_R subissent la même rotation, $\mathcal{L}_{masse}$ restera identique. On peut ainsi annuler cinq phases de la matrice en choisissant les six angles (α_i) de chaque saveur. En effet, seules les différences de phases interviennent dans le lagrangien, car les courants deviennent alors du type $\bar{u}_L d_L e^{i(-\alpha_u+\alpha_d)} V_{ud}$. Il ne reste plus que quatre paramètres : trois angles et une phase complexe.

Cette matrice étant unitaire, elle peut se décomposer en un produit de trois matrices 3×3 de rotation, notées $R_{12}(\theta_{12}, \delta_{12})$, $R_{23}(\theta_{23}, \delta_{23})$ et $R_{13}(\theta_{13}, \delta_{13})$. On peut fixer deux des trois phases de ces matrices à 0 car la matrice $\mathcal{CKM}$ ne présente qu'une seule phase complexe. La paramétrisation habituelle est :

$$V_{\mathcal{CKM}} = R_{23}(\theta_{23}, 0) \times R_{13}(\theta_{13}, -\delta) \times R_{12}(\theta_{12}, 0) \tag{1.28}$$

On obtient alors :

$$V_{\mathcal{CKM}} = \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C13 & S_{13}e^{-i\delta} \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{12}C_{23} - S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & S_{23}C_{13} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & -C_{12}S_{23} - S_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{23}C_{13} \end{pmatrix} \tag{1.29}$$

en utilisant la notation : $C_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $S_{ij} = \sin\theta_{ij}$.

Pour simplifier, la paramétrisation de *Wolfenstein* développe cette matrice en fonction du paramètre $\lambda = \sin\theta_{12} = \sin\theta_C \approx 0.22$. Ce paramètre étant petit devant 1, un développement en puissances de λ est légitime. En posant $A = \frac{\sin\theta_{23}}{\lambda^2}$, $\rho = \frac{\sin\theta_{13}}{A\lambda^3}\cos\delta$ et $\eta = \frac{\sin\theta_{13}}{A\lambda^3}\sin\delta$, on obtient ainsi :

$$V_{\mathcal{CKM}} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \tag{1.30}$$

L'unitarité de la matrice $\mathcal{CKM}$ nous permet d'en déduire 18 relations :

$$\forall i \in [\![1,3]\!], \forall k \in [\![1,3]\!] : \sum_{j=1}^{3} V_{ij}V_{kj}^* = \sum_{j=1}^{3} V_{ji}V_{jk}^* = \delta_{ik} \tag{1.31}$$

Les relations utilisant les paramètres complexes (V_{ub} et V_{td}) sont :

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \tag{1.32}$$
$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \tag{1.33}$$
$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \tag{1.34}$$

En les exprimant selon les puissances de λ, ces trois relations se résument en :

$$\mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda^5) \tag{1.35}$$
$$\mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) \tag{1.36}$$
$$\mathcal{O}(\lambda^4) + \mathcal{O}(\lambda^2) + \mathcal{O}(\lambda^2) \tag{1.37}$$

Ces trois relations complexes peuvent être représentées par des triangles dans le plan complexe. Mais un seul, celui représentant : $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ (1.33), donnera un triangle "non plat", car ses côtés sont du même ordre de grandeur ($\mathcal{O}(\lambda^3)$ dans 1.36). Ce triangle est montré sur la figure 1.

En divisant chaque côté de ce triangle par $|V_{cd}V_{cb}^*|$ et en alignant le côté de longueur égale à un sur l'axe des abscisses, on obtient la figure 2. La coordonnée du coin supérieur du triangle est (ρ, η).

En faisant l'approximation $V_{ud} = V_{tb} = 1$, on obtient la figure 3.

Les angles α, β et γ sont alors définis après cette approximation.

1.5 La désintégration des mésons beaux

Les mésons B ont quatre saveurs annexes possibles, suivant le quark qui forme une paire avec l'antiquark $\bar{b}$:

- u : B^+ et B^- ;
- d : B_d^0 et $\bar{B}_d^0$, notés simplement B^0 et $\bar{B}^0$;
- s : B_s^0 et $\bar{B}_s^0$;

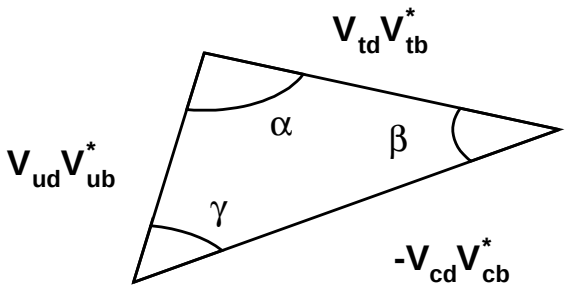


FIGURE 1: Le triangle unitaire découlant des propriétés de la matrice $\mathcal{CKM}$.

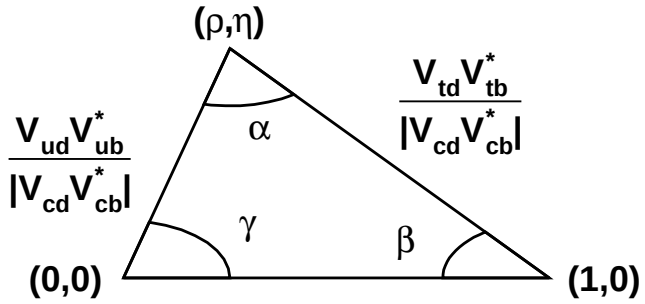


FIGURE 2: Le triangle unitaire après une normalisation par le facteur $|V_{cd}V^*_{cb}|$.

- c : B_c^+ et B_c^-.

Ils ne peuvent se désintégrer qu'avec une interaction violant la conservation de la saveur, c'est-à-dire via l'interaction faible.

1.5.1 Les modes leptoniques et semi-leptoniques

Le mode leptonique est très difficile à observer, car :

- une seule particule est détectée dans l'état final ;
- la présence d'un neutrino fait que l'énergie transmise (q^2) n'est pas connue ;

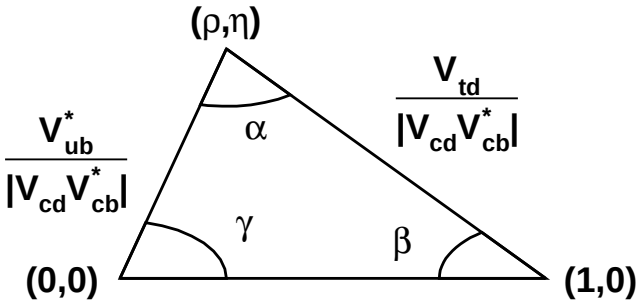


FIGURE 3: Le triangle unitaire normalisé avec l'approximation $V_{ud} = V_{tb} = 1$ et la convention usuelle des phases.

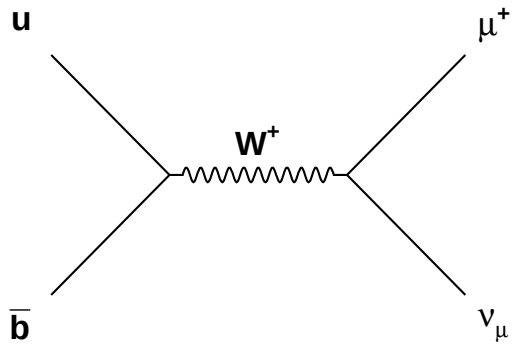


FIGURE 4: Désintégration leptonique ($B^+ \to \mu^+\nu_\mu$).

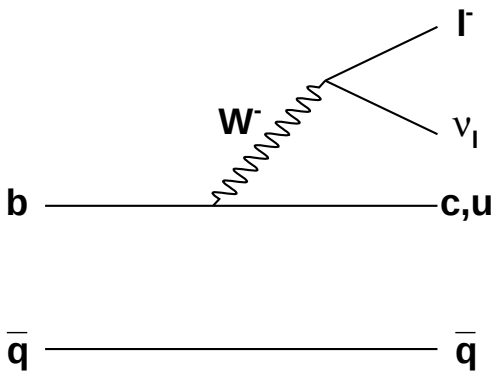


FIGURE 5: Désintégration semi-leptonique.

- son rapport d'embranchement est très faible, sa limite supérieure actuelle étant de 10^{-4} [1].

Le rapport d'embranchement du mode semi-leptonique est plus élevé que celui du mode leptonique. Ces modes peuvent être calculés à l'aide de modèles phénoménologiques ("*heavy-quark effective theory*", "*Heavy-quark expansion*", etc.).

1.5.2 Les modes hadroniques

Les modes hadroniques sont les plus compliqués, car l'effet de la force forte ne peut être isolé, c'est-à-dire représenté par un seul courant. Les interactions des états finaux compliquent encore leur étude. De nombreux diagrammes peuvent mener ici aux mêmes états finaux, et

cela induit des effets d'interférence. Cela permet d'avoir accès aux phases. Ce sont donc ces modes que l'expérience *LHCb* doit permettre d'étudier.

1.5.2.1 Les modes spectateurs

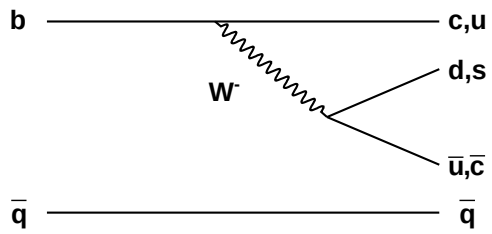


FIGURE 6: Désintégration hadronique (spectateur interne).

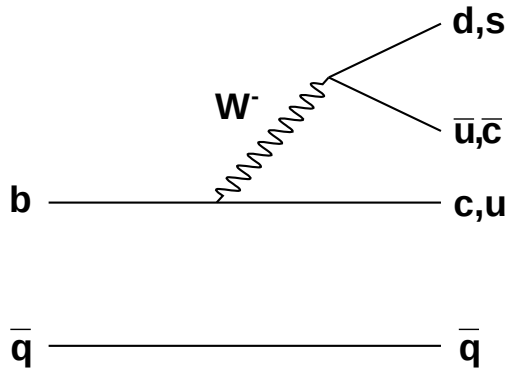


FIGURE 7: Désintégration hadronique (spectateur externe).

Le quark initial léger peut être vu ici comme indépendant de la désintégration. Cela se passe comme une désintégration simple du quark b. Les interférences entre les modes spectateurs internes et externes peuvent être très importantes. Pour la désintégration du D^+, cette interférence est destructive, et allonge sa durée de vie par rapport au D^0. Pour le B^0, cette interférence est constructive.

1.5.2.2 Les diagrammes pingouins

Les modes pingouins gluoniques supposent l'émission et l'absorption du même boson W, et mènent à un changement de saveur du quark b, par une transition $b \to s$ ou $b \to d$. Ces modes peuvent interférer avec les modes spectateurs $b \to u$. Les différences des phases de la matrice $\mathcal{CKM}$ pour ces transitions entraînent une violation de la parité $\mathcal{CP}$, appelée violation directe ici (cf. 1.6.1). Par exemple, les taux pour $\bar{B}^0 \to K^-\pi^+$ et $B^0 \to K^+\pi^-$ (mode $\mathcal{CP}$ conjugué) peuvent ne pas être égaux.

Les modes pingouins électromagnétiques traduisent l'émission et l'absorption d'un photon (réel ou virtuel). Ces modes ont déjà été observés par les expériences *CLEO* [14], *BaBar* [8] et *Belle* [7].

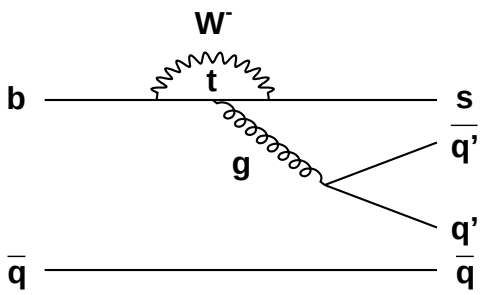


FIGURE 8: Désintégration radiative en pingouin avec un gluon.

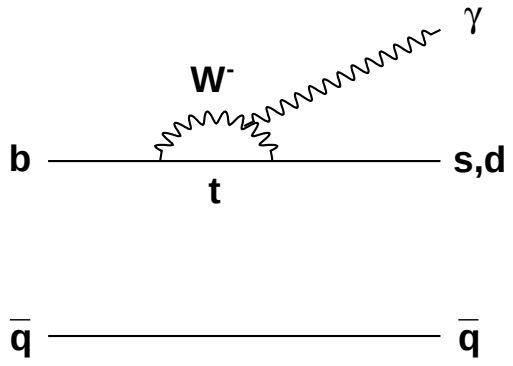


FIGURE 9: Désintégration radiative en pingouin avec un photon.

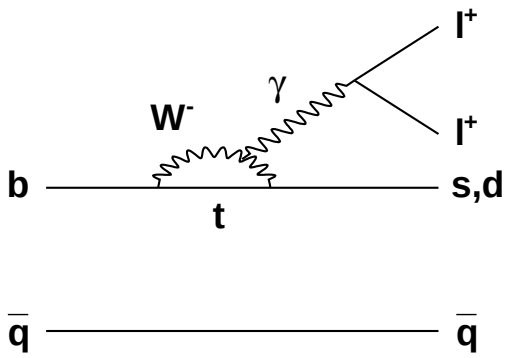


FIGURE 10: Désintégration radiative en pingouin avec une paire leptonique.

1.5.2.3 Les oscillations

Comme pour les kaons, l'interaction faible ne conserve pas la beauté, donc les B^0 et les $\bar{B}^0$ peuvent se mélanger. Les états propres de saveur sont :

$$|B^0\rangle = |\bar{b}d\rangle \tag{1.38}$$

$$|\bar{B}^0\rangle = |b\bar{d}\rangle \tag{1.39}$$

et diffèrent des états propres de masse. L'évolution en fonction du temps de ces mésons est donnée par la relation de *Schroedinger* :

$$i\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} B^0(t) \\ \bar{B}^0(t) \end{pmatrix} = \left(M - \frac{i}{2}\Gamma\right)\begin{pmatrix} B^0(t) \\ \bar{B}^0(t) \end{pmatrix} \tag{1.40}$$

avec :

- M la matrice de masse ;
- Γ la matrice de largeur.

L'invariance $\mathcal{CPT}$ impose $M_{11} = M_{22}$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$. Les vecteurs propres de $M - \frac{i}{2}\Gamma$ sont les états propres de masse :

- B_H, l'état lourd ;
- B_L, l'état léger.

Si la symétrie $\mathcal{CP}$ est conservée, ces deux états propres sont :

$$|B_H\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|B^0\rangle + |\bar{B^0}\rangle\right) \tag{1.41}$$

$$|B_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|B^0\rangle - |\bar{B^0}\rangle\right) \tag{1.42}$$

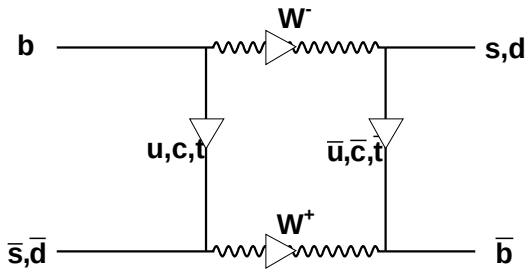


FIGURE 11: Oscillation par échange de quarks.

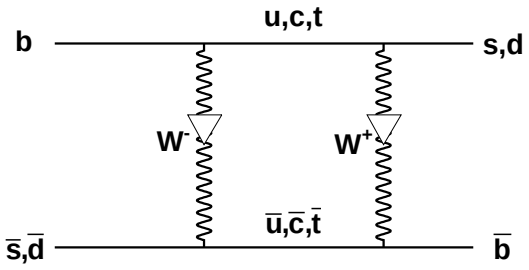


FIGURE 12: Oscillation par échange de bosons W.

Les diagrammes en boîte 11 et 12 permettent l'oscillation $B^0 \leftrightarrow \bar{B^0}$ ou $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B_s^0}$, par l'échange d'un quark ou d'un boson W. La probabilité qu'un B^0 produit à l'instant 0 ait oscillé vers l'état $\bar{B^0}$ à l'instant t est proportionnelle à :

$$\exp\left(\frac{-t}{\tau}\right)(1 - \cos(t\Delta M)) \tag{1.43}$$

avec :

- ΔM : la différence de masse entre les deux états propres de masse du méson concerné, pour B^0 [1] :

$$\Delta m_d = (3.304 \pm 0.046) \times 10^{-10} MeV \Leftrightarrow (0.502 \pm 0.007)\, ps^{-1} \tag{1.44}$$

et pour B_s^0 [1] :

$$\Delta m_s > 94.8 \times 10^{-10} MeV \Leftrightarrow 14.4\, ps^{-1} \tag{1.45}$$

- τ : la durée de vie concernée [1] :

$$\tau_{B_d} = (1.536 \pm 0.014)\ ps \tag{1.46}$$
$$\tau_{B_s} = (1.461 \pm 0.057)\ ps \tag{1.47}$$

L'oscillation des B^0 est assez rapide pour qu'au moins 20 % d'entre eux oscillent avant leur désintégration.

La fréquence d'oscillation prédite des B_s^0 est environ 30 fois plus élevée que celle des B^0, ce qui rend leur observation beaucoup plus difficile, car il faut une résolution spatiale plus fine. La mesure de cette fréquence est l'un des objectifs de *LHCb*.

1.6 La violation $\mathcal{CP}$ dans le système des mésons beaux

Elle a été simultanément découverte en juillet 2001 par les expériences *BaBar* [8] et *Belle* [7] ([15] et [16]).

Le principe est le même que pour la violation $\mathcal{CP}$ dans le système des kaons (cf. 1.3). Les mésons beaux possèdent un nombre quantique interne, la beauté, associée au quark b. Les mésons beaux neutres sont des mésons avec le quark b couplé au quark $\bar{d}$ ou $\bar{s}$.

1.6.1 La violation $\mathcal{CP}$ directe dans le système des mésons beaux

La violation de $\mathcal{CP}$ est dite directe lorsque les amplitudes $|A(B \to f)|$ et $|A(\bar{B} \to \bar{f})|$ ne sont pas égales. On définit alors le paramètre d'asymétrie :

$$a_{\mathcal{CP}} = \frac{\Gamma(B \to f) - \Gamma(\bar{B} \to \bar{f})}{\Gamma(B \to f) + \Gamma(\bar{B} \to \bar{f})} \tag{1.48}$$

où $\Gamma(B \to f)$ est la largeur partielle de désintégration du processus $B \to f$. Cette asymétrie est non nulle si le processus observé implique une violation directe de $\mathcal{CP}$. Cette violation $\mathcal{CP}$ peut se produire dans le cas des B chargés comme des B neutres. Elle ne dépend pas des oscillations des B. Elle est difficile à mettre en évidence car les rapports d'embranchement du B dans les modes où cette asymétrie $\mathcal{CP}$ directe prédite par le Modèle Standard est non négligeable (typiquement $\approx 1\%$) sont faibles ($\approx 10^{-5}$).

Pour connaître la saveur initiale du B, il faut disposer d'un système d'identification de saveur (appelle "*tagging*"), expliqué en 1.7.

1.6.2 La violation $\mathcal{CP}$ dans le mélange des mésons beaux

Elle peut être observée pour un état final accessible à travers une oscillation du méson B^0 (cf. 1.5.2.3). Il ne faut pas qu'il y ait de violation $\mathcal{CP}$ directe pour pouvoir l'observer. Il faut de plus connaître la saveur initiale du B^0. Si l'asymétrie :

$$A = \frac{P((\bar{B}^0(t) \to f) - P((B^0(t) \to \bar{f})}{P((\bar{B}^0(t) \to f) + P((B^0(t) \to \bar{f})} \tag{1.49}$$

est non nulle, il y a donc une violation $\mathcal{CP}$ au sein du mélange B^0 - $\bar{B}^0$ dans le mode f. Cette asymétrie entraîne $P((\bar{B}^0 \to B^0) \neq P((B^0 \to \bar{B}^0)$. Elle est cependant faible dans le système B^0 - $\bar{B}^0$.

1.6.3 La violation $\mathcal{CP}$ par interférence entre le mélange et la désintégration des mésons beaux

Contrairement aux deux cas précédents, l'état final f n'apporte ici aucune indication sur la saveur du méson neutre lors de sa désintégration. Pour observer cette violation, il faut que l'état final f soit état propre de $\mathcal{CP}$ ($\bar{f} = f$). On peut alors définir l'asymétrie :

$$A_{CP}(t) = \frac{P((\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) - P((B^0(t) \to f_{CP})}{P((\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) + P((B^0(t) \to f_{CP})} \tag{1.50}$$

En négligeant certains effets, cette asymétrie peut s'exprimer :

$$A_{CP}(t) = Cte * \sin(\Delta m\ t) \tag{1.51}$$

Pour certains états finaux, cette constante est égale à $\sin(2\alpha)$ ou $\sin(2\beta)$.

Ainsi, pour le mode de désintégration $J/\psi K_S^0$ ($\mathcal{CP} = -1$), l'angle $\sin(2\beta)$ peut être mesuré, car [17] :

$$\Gamma\left(B^0_{t=0} \to J/\psi K^0_S\right)_t = \frac{\Gamma_B}{2} e^{-\Gamma_B t}\left(1 + \sin(2\beta)\sin(\Delta m_B t)\right) \tag{1.52}$$

Cela mène à la valeur de l'angle [1, *tests of conservation laws*] :

$$\sin(2\beta) = 0.731 \pm 0.056 \tag{1.53}$$

1.7 L'identification de la saveur

La saveur du méson beau doit être connue lorsque qu'il est produit, pour ne pas confondre les $\bar{B}$ et les B. Cela contraint les expériences à utiliser un système d'identification de la saveur, appelé étiquetage ("*tagging*"). En effet, les mésons étant produits par paires $B\ \bar{B}$, la détection du "second" méson renseigne sur la saveur initiale du premier. Deux méthodes permettent de connaître la saveur du méson reconstruit :

- l'étiquetage du même côté : cette technique s'appuie sur les corrélations de saveur pour les B_s^0. En effet, la production d'un B_s^0 fournira un quark $\bar{s}$ disponible, qui donnera un kaon chargé ou neutre. Ce kaon peut être détecté par des critères simples (paramètre d'impact et angle) car il est produit avec le B_s^0.
- l'étiquetage du côté opposé : la présence d'un lepton énergétique de charge + indique qu'il provient d'un B^0, alors qu'un lepton de charge − signe un $\bar{B}^0$. Mais cette règle n'est pas stricte et il faut tenir compte du bruit de l'événement. Les kaons peuvent aussi indiquer le saveur du B^0 produit.

Remarque.

Le méson $\Upsilon(4S)$ se désintègre en une paire B^0 - $\bar{B}^0$ suivant la statistique de Bose. Les deux mésons gardent donc des saveurs opposées jusqu'à ce que l'un des deux se désintègre. Les détecteurs utilisant cette résonance pour produire les paires de mésons beaux (*BaBar* [8] et *Belle* [7]) doivent donc étudier les saveurs en fonction de la différence de temps entres les deux désintégrations, et non en fonction de la durée de vol.

1.8 L'intérêt de certains canaux

La détection des canaux $B, \bar{B} \to \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0, \pi^\pm\pi^0$ permet d'extraire les paramètres de la violation $\mathcal{CP}$, en particulier l'angle α, grâce à l'analyse d'isospin [18]. Cette approche se heurte à la difficulté d'identifier le canal $\pi^0\pi^0$, cf. 1.8.1. D'autres méthodes permettent de s'affranchir de ce canal pour relier la désintégration $\pi\pi$ à $K\pi$ par la symétrie $SU(3)$ de saveur. Mais les diagrammes en pingouins (cf. 1.5.2.2) dominent alors, et il faut maîtriser leurs contributions, ce qui peut s'avèrer difficile.

1.8.1 Le $B^0 \to \pi^0\pi^0$

Le canal particulier $\pi^0\pi^0$ est difficile à détecter, car il est :

- d'amplitude faible : $(1.9 \pm 0.5) \times 10^{-6}$, plus faible que les autres canaux $\pi\pi$ à cause de la suppression de couleur, qui la réduit d'un ordre de grandeur (en fait $1/3^2$). En effet, seuls les π^0 ($(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$) de couleur globale neutre (blanche) peuvent être formés, mais la couleur du d du B initial est déjà fixée, donc la couleur du $\bar{d}$ à produire est imposée ;
- très difficile à différencier du fond combinatoire. En effet, le π^0 est d'une part neutre (invisible par un système de détection de traces) et d'autre part difficile à distinguer d'un photon. Les π^0 produits ont une grande énergie dans ce mode, leurs deux γ sont donc difficiles à distinguer.

Appelé "*canal en or*", sa détection permettrait d'obtenir l'ensemble des quatre canaux[2] nécessaires à l'étude complète du $B \to \pi\pi$. Cela donnerait accès à la phases faible α.

Sa détection par *LHCb* est de plus difficile à cause du bruit de fond hadronique, qui est plus important que dans les usines à B de type résonance $\Upsilon(4S)$.

1.8.2 Le $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$

Un autre moyen d'obtenir certains des paramètres du triangle $\mathcal{CKM}$ est d'utiliser les désintégrations $\rho\pi$ [19]. En exploitant les phases, les résonances du méson ρ et la dépendance temporelle, il suffit de la distribution $B^0(t) \to \pi^+\pi^-\pi^0$, le *tagging* du B^0 et l'analyse de *Dalitz* pour connaître α. Mais la mesure pour chaque point du diagramme de *Dalitz* oblige à avoir une forte statistique, malgré le rapport d'embranchement faible $< 7.2 \times 10^{-4}$ (le sous canal $\rho^\pm\pi^\pm$ a un taux de branchement de $(2.28 \pm 0.25) \times 10^{-5}$).

[2] Les trois canaux chargés sont beaucoup plus simples à détecter.

L'étude de ce canal repose sur l'hypothèse de base que seuls les ρ contribuent à le peupler. Le $\rho(770)$ domine ici, mais il faut toutefois tenir compte du $\rho(1450)$, voire des résonances de masse supérieure. On décrit donc cette désintégration en trois corps en deux désintégrations simples :

$$B^0 \to \rho\pi \tag{1.54}$$

$$\rho \to \pi\pi \tag{1.55}$$

Trois désintégrations sont alors possibles pour obtenir l'état final :

$$B^0 \to \rho^+\pi^- \tag{1.56}$$

$$B^0 \to \rho^-\pi^+ \tag{1.57}$$

$$B^0 \to \rho^0\pi^0 \tag{1.58}$$

La sélection de couple $\pi\pi$ ayant la masse du $\rho(770)$ est une contrainte forte permettant d'augmenter le rapport signal/bruit. Les interférences dues à la présence de la résonance large $\rho(770) \to \pi\pi$ permettent ensuite d'accéder à la mesure de la phase faible α. En effet, les phases entre les différentes contributions 1.56, 1.57 et 1.58 sont les sommes de phases "fortes", invariantes par symétrie $\mathcal{CP}$, et de phases "faibles", changeant de signe entre B^0 et $\bar{B}^0$ (en fonction de α). La phase forte dépend de la désintégration observée, c'est-à-dire du point dans le diagramme de *Dalitz*. Le *tagging*, l'analyse en temps des distributions et la modélisation des variations de la phase forte permettent alors d'accéder à la phase faible, c'est-à-dire à α.

1.8.3 Le $B^0 \to K^{*0}(892)\gamma$

La figure 9 montre le type de processus invoqué, c'est-à-dire une désintégration radiative en pingouin avec émission d'un photon. Le K^* ($m_{K^{*0}(892)} = 896.10 \pm 0.27\ MeV$) se désintègre en une paire $K\pi$. Sa largeur faible :

$$\Gamma_{K^{*0}(892)} = 50.7 \pm 0.6\ MeV \tag{1.59}$$

permet de le distinguer facilement du bruit de fond. Ce canal a déjà été observé, et son rapport d'embranchement est [1] :

$$Br(B^0 \to K^{*0}(892)\gamma) = 4.3 \pm 0.4 \times 10^{-5} \tag{1.60}$$

L'intérêt de ce canal est d'être contraint par la désintégration $b \to s\gamma$, ce qui permet d'accéder directement à la valeur de V_{cb} [20].

De plus, alors que le Modèle Standard prédit une asymétrie $\mathcal{CP}$ directe de l'ordre de 0.6% [21], certains modèles supersymétriques prédisent 10 à 50% [22].

Chapitre 2

Le détecteur *LHCb*

Les données du *LEP* (grand collisionneur électron $\leftrightarrow$ positron, *"Large Electron Positron"*) au *CERN* [23] (*Laboratoire Européen pour la recherche en physique des particules*, basé à Genève en Suisse) ont permis de confirmer en grande partie le Modèle Standard. Il reste cependant à découvrir le boson de *Higgs* pour que ce modèle soit totalement confirmé. Certains indices suggèrent par ailleurs qu'une nouvelle physique est possible à des énergies de l'ordre du *TeV*. Plusieurs modèles prédisent de nouveaux phénomènes jusqu'alors interdits au sein du Modèle Standard, comme le passage boson $\leftrightarrow$ fermion, ou la mise en évidence de dimensions supplémentaires. Les plus prometteurs sont ceux regroupés sous le nom de supersymétrie (abrégé en *SUSY*). Le modèle supersymétrique le plus standard est appelé MSSM, pour modèle supersymétrique minimal (*"Minimal SuperSymetrical Model"*).

Ce contexte a conduit la communauté des physiciens à proposer la création d'un nouveau collisionneur plus puissant que le *LEP* pour explorer des domaines d'énergie encore inconnus, où les effets attendus de ces théories sont important. Le choix s'est porté sur un collisionneur proton $\leftrightarrow$ proton de $2x7\ TeV$, le *LHC* : grand collisionneur de hadrons (*"Large Hadron Collider"*). Le proton n'étant pas une particule élémentaire, les collisions observées et étudiées seront surtout des collisions gluon $\leftrightarrow$ gluon (plus probables que quark $\leftrightarrow$ gluon ou quark $\leftrightarrow$ quark). Pour obtenir une énergie disponible élevée lors de la collision gluon $\leftrightarrow$ gluon, il a fallu augmenter très fortement l'énergie des faisceaux de protons. L'énergie des faisceaux du *LHC* est ainsi environ 70 foix plus élevée que celle utilisée pour le *LEP*. L'énergie disponible dans le centre de masse gluon $\leftrightarrow$ gluon n'est pas la somme des énergies des deux faisceaux de protons, mais :

$$\sqrt{s'} \;=\; \sqrt{x_1 x_2}\,\sqrt{s} \tag{2.1}$$

avec :

- $\sqrt{s'}$ l'énergie impliquée dans la collision élémentaire ;
- x_i les fractions de l'énergie totale emportées par les constituants (gluon ou quark), de l'ordre de quelques % ;
- $\sqrt{s}$ l'énergie totale disponible, ici, $14\,TeV$.

L'utilisation du tunnel du *LEP* permet de réduire les coûts d'infrastructure. Quatre expériences ont été acceptées sur le *LHC* : *ALICE* [24], *ATLAS* [25], *CMS* [26] et *LHCb* [11]. Les cavernes des anciennes expériences ont ainsi pu être réutilisées pour *ALICE* et *LHCb*. Étant

donné la plus grande taille des deux expériences *ATLAS* et *CMS*, de nouvelles cavernes ont été creusées. La luminosité prévue est de $10^{34}\ cm^{-2}.s^{-1}$ ($100\ fb^{-1}/an$).

LHCb est une expérience dédiée à l'étude de la violation $\mathcal{CP}$ dans le système des mésons beaux, à l'issue de laquelle de nombreuses découvertes sont attendues. Le "*Technical Proposal*", c'est-à-dire l'étude de faisabilité, a été accepté en 1998 [27]. *LHCb* réutilisera le puits 8, où était installée l'expérience *Delphi* du temps du *LEP*. Cette caverne présente une longueur utile d'environ 20 mètres le long du faisceau. Pour utiliser cette distance au mieux, le détecteur n'est pas conçu comme une expérience classique (cylindre "4 π" entourant le point d'interaction), mais comme un spectromètre doté uniquement d'un seul bras, ce qui permet de doubler la trajectoire "utile" des particules. Cette géométrie peut être envisagée car, lors des collisions proton $\leftrightarrow$ proton à $2x7\ TeV$, les mésons beaux sont produits à très faible angle polaire par rapport aux faisceaux, comme le montre la figure 13, les deux mésons produits allant du même côté du détecteur.

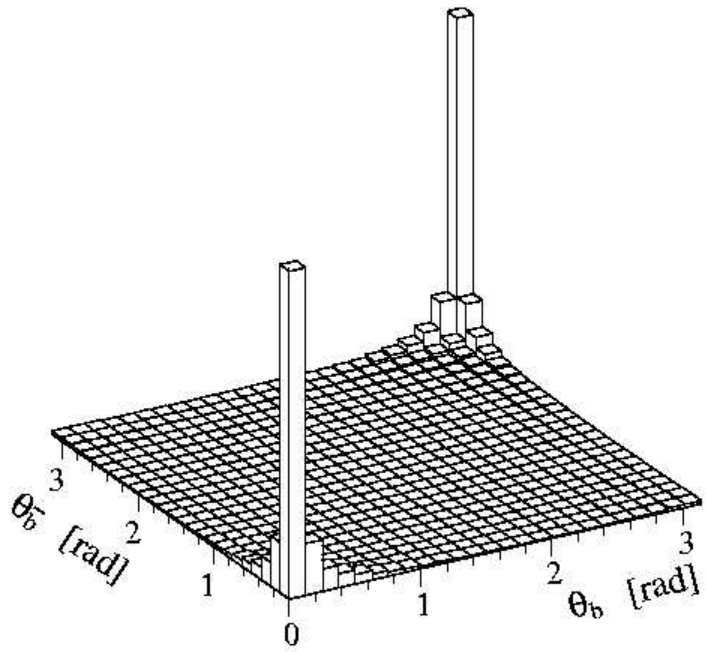


FIGURE 13: Angle polaire de production des mésons beaux au *LHC*, calculé par le simulateur d'événements *PYTHIA*. Le point $(0,0)$ correspond à l'axe de l'un des faisceaux, le point (π,π) à l'autre.

En ayant une acceptance de l'ordre de 300 *mrad* d'ouverture par rapport à l'axe des faisceaux uniquement sur un bras, on ne perd que :

- la moitié des mésons beaux qui sont produits "de l'autre côté", c'est-à-dire du côté du

bras manquant ;
- les mésons beaux produits avec un angle supérieur à l'acceptance ;
- les mésons beaux produits avec un angle très faible ($< 10\ mrad$), qui restent dans le tube à vide des faisceaux.

Il reste ainsi environ 30%[1] de mésons beaux détectables, c'est-à-dire avec toutes les particules de la chaîne de désintégration laissant un signal dans le détecteur.

L'expérience *LHCb* fonctionnera avec une luminosité plus faible que les deux "grandes" expériences *ATLAS* et *CMS*, de l'ordre de $2.10^{32}\ cm^{-2}.s^{-1}$. Cela permet d'éviter de devoir séparer les produits des différentes interactions primaires durant le même croisement de faisceau (23 en moyenne avec la luminosité de *ATLAS* ou de *CMS*), et ainsi mieux caractériser le vertex déplacé du méson beau cherché.

L'agencement général de l'appareillage est le suivant :
- un système de détection et d'identification des traces avant l'aimant, composé d'un positionneur de vertex (*VELO*), d'un identificateur de particules (*RICH1*) et d'un détecteur de position (*Trigger Tracker*) ;
- l'aimant, générant un champ vertical de $4\ Tm$;
- un système de détection et d'identification des traces après l'aimant, composé d'un détecteur de position (*T1*, *T2* et *T3*) et d'un identificateur de particules (*RICH2*) ;
- le système calorimètre (*CALO*), composé d'un identificateur de particules chargées (*SPD*), d'un détecteur de pied de gerbe (*PS*), du calorimètre électromagnétique (*ECAL*) et du calorimètre hadronique (*HCAL*) ;
- le système de détection des muons (*M1* placée avant le *CALO*, *M2*, *M3*, *M4* et *M5*).

Le schéma général de *LHCb* est montré sur la figure 14.

2.1 Le collisionneur *LHC* et la zone d'interaction

2.1.1 Le collisionneur

Le *LHC* prend la succession du *LEP* au *CERN*, qui a étudié les collisions $e^- - e^+$ jusqu'à $209\ GeV$. Il utilisera le même tunnel, de $26.6\ km$ de circonférence.

Ce collisionneur possède les caractéristiques suivantes :
- énergie des faisceaux (proton[2]) : $7\ TeV$, énergie dans le centre de masse : $14\ TeV$;
- nombre d'expériences : 4 (*ALICE*, *ATLAS*, *CMS* et *LHCb*) ;
- luminosité maximale : $10^{34}\ cm^{-2}s^{-1}$;
- courant : $0.53\ A$;
- étalement radial des faisceaux : $16.63\ \mu m$;
- dipôles :
  — champ maximal : $8.36\ T$;
  — température : $1.9°\ K$;
  — nombre : 1296 ;

[1] La valeur dépend de la saveur du méson beau (B_d ou B_s principalement) et du canal de désintégration envisagé.

[2] Pour les faisceaux de plomb : $575\ TeV$ et $1.15\ PeV$ respectivement.

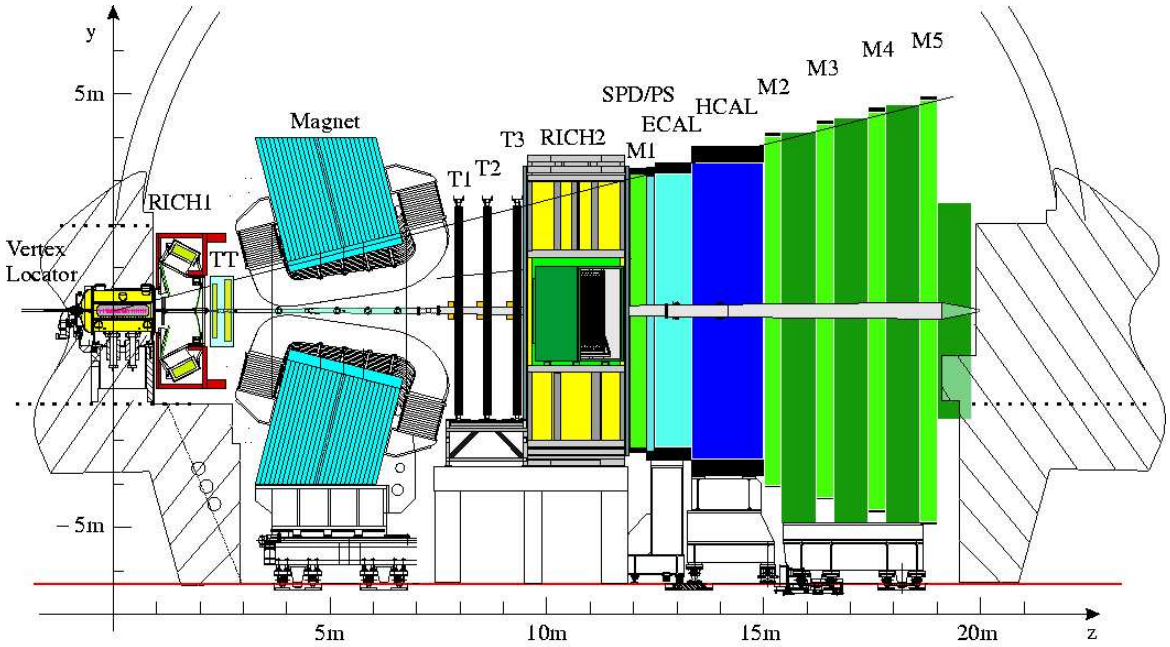


FIGURE 14: Schéma général du détecteur *LHCb*.

— diamètre intérieur : 5.6 cm ;
— distance entre les deux faisceaux : 19.4 cm.

Pour *LHCb*, l'angle horizontal entre les deux faisceaux est de 570 μrad, l'angle vertical est nul car ils se trouvent dans le même plan. L'étalement angulaire des faisceaux correspond à une emittance de 0.5 $10^{-9}\pi rad.m$. La fonction β^*, qui représente en quelque sorte la focalisation des faisceaux au point d'interaction, est de 10 m (0.55 m pour *ATLAS* [25] et *CMS* [26], qui disposent ainsi d'une luminosité supérieure). La région d'interaction est modélisée par une ellipsoïde gaussienne avec $\sigma_z = 5\ cm$ (z est l'axe des faisceaux) et $\sigma_x = \sigma_y = 70\ \mu m$.

2.1.2 Le tube à vide

Le tube à vide sert à séparer hermétiquement le détecteur de la zone où circulent les deux faisceaux, qui doit être sous vide. Il a donc grossièrement la forme d'un tube qui passe au centre de chaque sous-détecteur, suivant l'axe z.

Mais de nombreuses particules sont produites à faible angle polaire lors des collisions $p-p$. Ces particules peuvent alors interagir avec la matière du tube à vide et donc gêner les sous-détecteurs, les effets les plus notables étant :

- la détection de particules provenant du tube avec des trajectoires "anormales", c'est-à-dire qui ne pointent pas vers l'interaction primaire ;
- la forte densité de particules près du tube, qui induit un rayonnement néfaste aux com-

posants électroniques disposés ici.
Pour minimiser ces interactions, le tube à vide est conçu comme un cône centré sur le point d'interaction. Les particules émises du point d'interaction avec un angle polaire inférieur à celui du cône pourront ainsi suivre leur trajectoire sans interagir avec sa matière. Les particules émises à l'angle polaire du cône interagiront rapidement et les sous-détecteurs plus éloignés du point d'interaction ne les verront pas.

Le détecteur englobant le point d'interaction, le *Vertex Locator* (*VELO*), pose un autre problème. En effet, ce détecteur est très proche des deux faisceaux (à 7 mm) pour pouvoir mesurer avec une très grande précision les trajectoires des particules émises. La matière du tube à vide à cet endroit gênerait de plus beaucoup cette mesure. Ces deux raisons font qu'il n'est plus possible alors d'isoler les faisceaux dans leur tube à vide. Une pièce spéciale du *VELO*, le *RF-Foil* (cf. 2.2.1.2), permet d'isoler la zone des faisceaux du reste du *VELO*, qui est mis sous un vide secondaire. Le tube à vide est ainsi absent à cet endroit, cette particularité de *LHCb* par rapport aux autres expériences *LHC* comme *ATLAS* et *CMS* permet d'obtenir une très bonne mesure des paramètres d'impact. Le *VELO* est englobé dans un cylindre d'un diamètre de 120 cm, sur une longueur de 1.8 m autour du point d'interaction.

Le tube à vide proprement dit est ensuite constitué par :

- une section conique en béryllium d'une longueur de 1.5 m ayant un angle d'ouverture de 25 $mrad$;
- une section conique en alliage aluminium - béryllium d'une longueur de 16 m ayant un angle d'ouverture de 15 $mrad$.

La figure 15 en montre un schéma.

2.2 Le système de mesure des traces

La détection des traces et la mesure de leur moment sont basées sur :

- le *VELO*, autour de la zone d'interaction ;
- une station de détection des positions des particules chargées, située derrière le *RICH1*, appelée *Trigger Tracker* (*TT*) ;
- un aimant qui courbe les trajectoires de ces particules ;
- trois stations de détection, situées derrière l'aimant, avant le *RICH2*, appelées *T1*, *T2* et *T3*.

Le *VELO* et la station *Trigger Tracker* sont en silicium parcourus par des pistes conductrices qui détectent le passage des particules chargées.

Chaque station *T1*, *T2* et *T3* est constituée de deux zones où des techniques différentes sont utilisées :

- la zone centrale autour du tube à vide représente environ 2% de la surface totale des stations, mais regroupe environ 20% des signaux. Les détecteurs utilisent ici des pistes de silicium, car la densité de particules est plus forte, jusqu'à $5.10^5.cm^{-2}s^{-1}$. Ces trois sous-détecteurs sont regroupés dans le projet appelé *"Inner Tracker"*. Ce projet est regroupé avec celui du *Trigger Tracker* pour former avec lui le projet *détecteur silicium* [28], car la même technologie est utilisée ;

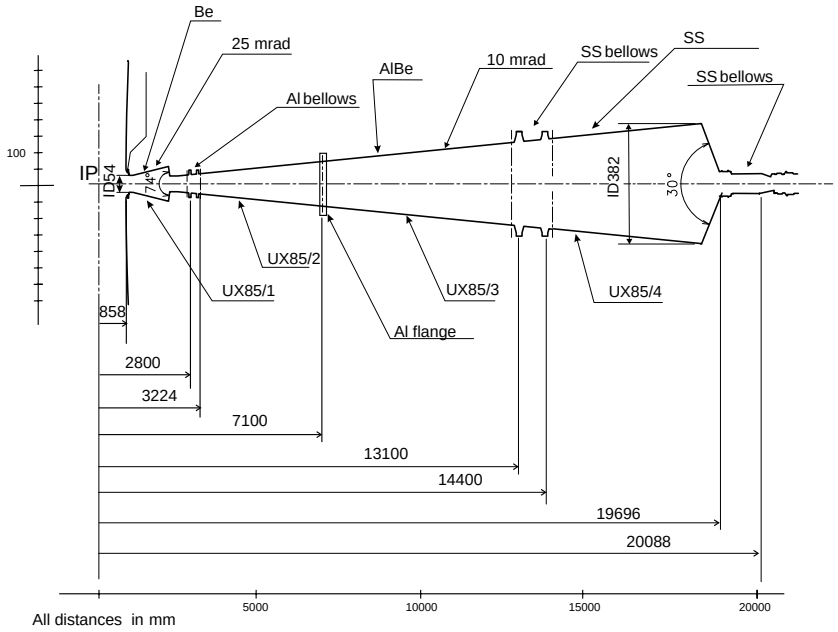


FIGURE 15: Schéma général du tube à vide.

- la zone externe, c'est-à-dire autour de l'*"Inner Tracker"*, regroupe le reste de l'acceptance de *LHCb* ($\approx$ 98% de la surface[3]). Les détecteurs utilisent ici des chambres à dérive en tube, qui sont beaucoup moins onéreuses que le silicium. Ces trois sous-détecteurs sont regroupés dans le projet appelé *"Outer Tracker"* [29].

Le but du système de détection des traces est d'obtenir une résolution sur l'impulsion des particule telle que $\delta p/p \approx 0.4\%$ pour les particules chargées provenant des désintégrations du B, ce qui donne une résolution sur la masse invariante du B de l'ordre de 10 MeV/c^2. La reconstruction des trajectoires est expliquée en 2.7.2.2.

2.2.1 Le *Vertex Locator*

Le *Vertex Locator*, abrégé en "*VELO*", est un détecteur essentiel pour *LHCb*. En effet, le temps de vol d'un méson beau est assez long pour que sa distance de vol soit détectable, mais il faut une très bonne précision pour distinguer ce vertex secondaire (la désintégration du méson) du vertex primaire (la collision $p - p$). Le but du VELO est donc de mesurer très précisément les paramètres des traces, pour pouvoir les associer avec leur vertex, et ainsi trouver le vertex secondaire potentiel. Il sert dans le déclenchement de second niveau (L1), en informant la chaîne d'acquisition des données sur la présence probable d'un vertex secondaire

[3]La limite entre les deux détecteurs est choisie pour que le taux d'occupation du *"Outer Tracker"* ne dépasse jamais 10 %.

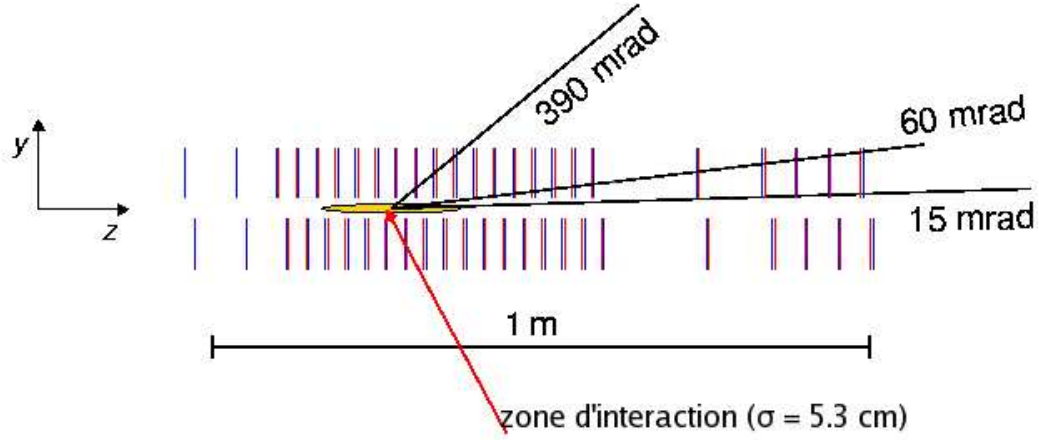


FIGURE 16: Vue générale du *VELO*.

déplacé, c'est-à-dire d'un méson beau dans l'événement. Le *VELO* doit de plus mesurer toutes les traces dans l'acceptance de *LHCb* ($1.6 < \eta < 4.9$).

La technologie utilisée est celle de pistes conductrices receuillant le signal d'ionisation produit au sein du silicium. L'ensemble a la forme de demi disques [30] (cf. 2.2.1.2). Ces demi disques, appelés senseurs, sont disposés perpendiculairement à l'axe des faisceaux, comme montré sur la figure 16. Ils sont regroupés en modules, c'est-à-dire en deux senseurs. Deux modules, l'un côté droit et l'autre côté gauche, forment ce que l'on appelle une station. Chaque passage d'une particule chargée ionisera les pistes (généralement une ou deux pistes selon l'angle d'incidence et la position des pistes par rapport à sa trajectoire) et un signal électrique sera récupéré à l'extrémité des pistes sous tension ($400\ V$).

Certains facteurs extérieurs sont aussi à prendre en compte :

- les ondes électromagnétiques RF du LHC, dont on doit protéger le détecteur. Cela oblige à disposer une feuille métallique entre l'axe des faisceaux et le détecteur ;
- le vide qui règne dans le tube de l'accélérateur. Le *VELO* est donc dans un vide intermédiaire, pour qu'il n'y ait pas trop de contraintes mécaniques ;
- l'environnement très irradiant. Cela oblige à éloigner le plus possible l'électronique d'acquisition, qui est donc disposée autour des disques. Les puces de lecture des données doivent de plus résister à ces doses de radiation.

La structure de l'ensemble des stations est composée de :

- silicium pour les senseurs ;
- au delà de la zone utile (à plus de $42\ mm$ de l'axe des faisceaux) :
  - une feuille fine de kapton entre l'électronique et le support ;
  - un composé de fibre de carbone et de graphite comme substrat, pour le support mécanique et thermique ;
  - un système en carbone pour évacuer la chaleur dissipée par l'électronique ;

— un support en fibre de carbone qui maintient le tout.

La figure 17 montre le schéma éclaté d'un module.

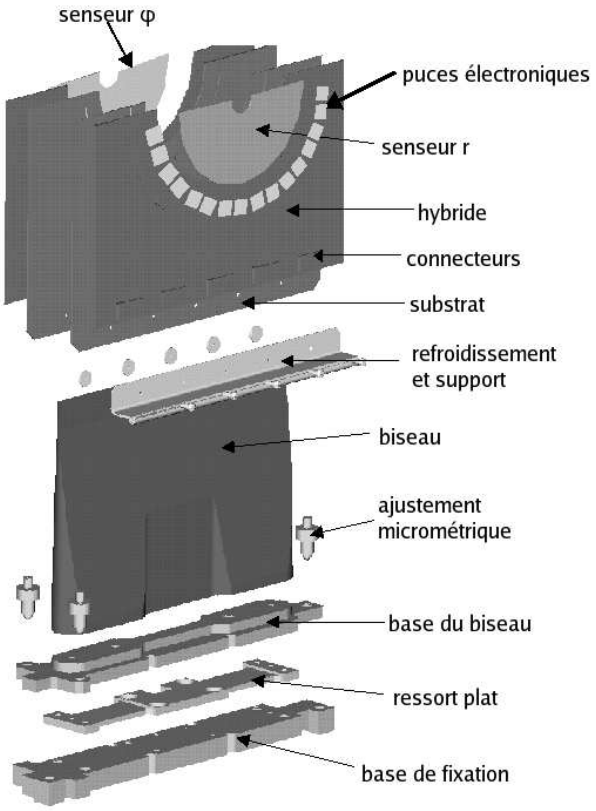


FIGURE 17: Vue générale des composants d'un module du *VELO*.

2.2.1.1 Les senseurs

Les pistes ont deux géométries possibles :

- soit à r constant (cf. figure 18) ;
- soit à φ presque constant (cf. figure 19).

La combinaison des points de mesure sur ces deux types de géométrie permet de détecter la position des traces.

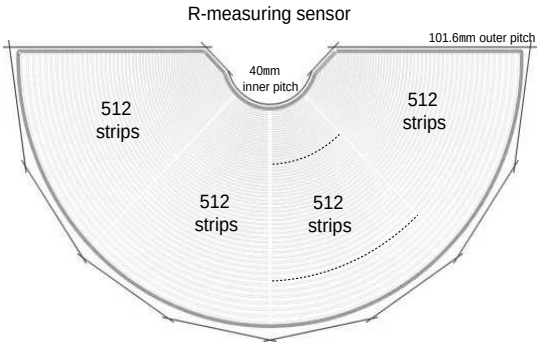


FIGURE 18: Les senseurs r du *VELO* (géométrie radiale).

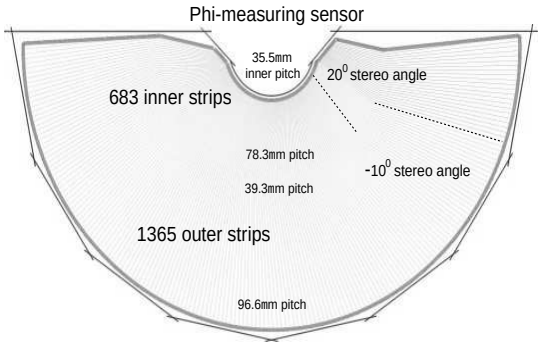


FIGURE 19: Les senseurs φ du *VELO* (géométrie quasi-radiale).

La précision des traces dépend de la longueur sur laquelle on les extrapole, depuis le premier point de mesure. Le rayon intérieur de ces disques est donc petit et vaut 7 mm, la première piste r étant à 8.17 mm.

L'espacement entre les pistes n'est pas régulier, mais a pour but d'optimiser la densité d'occupation, c'est-à-dire d'avoir un taux moyen de signal uniforme sur tout le senseur, quelle que soit la piste considérée. Ainsi les senseurs r ont été divisés en quatre quartiers, chacun de 512 pistes. Les senseurs φ ont été divisés en deux zones (intérieure et extérieure). L'écartement entre les pistes est minimum pour r minimum et varie de 40 μm à 92 μm pour les senseurs r et de 37 μm à 98 μm pour les senseurs φ.

L'espacement entre les stations optimise le nombre de points détectés pour chaque trace, leur disposition est montrée à la figure 16. Le rayon de la dernière piste est de 42 mm. Il y a 21 couples de modules, allant de $z = -17.5$ cm à $z = 75$ cm. L'épaisseur du silicium est de 220 μm.

Avoir des demi disques pose aussi un léger problème de recouvrement, les stations droites et gauches sont donc décalées de 1.5 cm selon l'axe des faisceaux (cf. figure 16). Elles peuvent ainsi couvrir chacun plus d'un demi disque (182°) pour pouvoir détecter toutes les traces quel que soit leur angle azimutal φ.

L'électronique d'acquisition des pistes est "à l'extérieur", c'est-à-dire loin des faisceaux, à cause du rayonnement. Les signaux des pistes r sont donc transportés vers l'extérieur des senseurs (cf. figure 20). Le routage des pistes φ pose moins de problème, car les lignes de routage ont la même géométrie que les pistes. Il faut toutefois transporter le signal des pistes φ internes vers l'extrémité des senseurs.

2.2.1.2 Le *RF-Foil*

Le rayon intérieur des senseurs, très faible (7 mm) pose de nombreuses difficultés, car pendant l'injection des faisceaux, les opérateurs de l'accélérateur ont besoin d'une grande

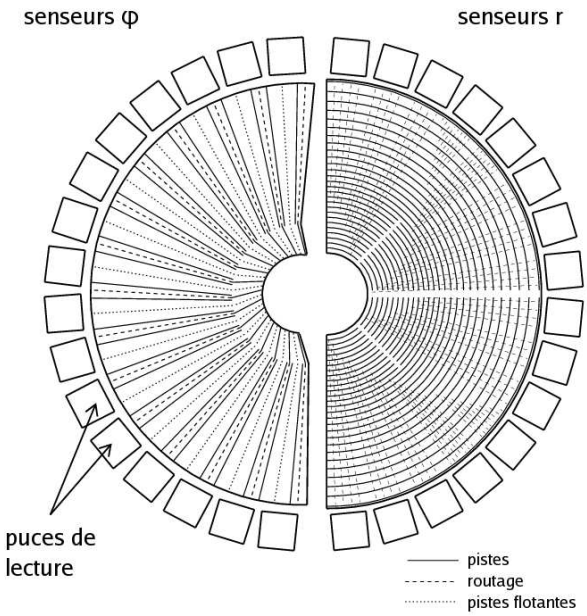


FIGURE 20: Schéma des pistes des senseurs du *VELO*.

marge de manœuvre. Ils veulent donc un espace libre disponible conséquent autour de l'axe des faisceaux, de l'ordre de quelques centimètres.

Ce problème a été résolu ingénieusement par les concepteurs du *VELO* :

- ils ont séparé les disques de silicium en deux demi disques (les senseurs), comme nous l'avons déjà vu ;
- ces senseurs sont regroupés selon leur côté (droit ou gauche) ;
- deux senseurs, l'un avec des pistes r, l'autre avec des pistes φ sont regroupés en un module ;
- tous les modules d'un même côté ont un même support ;
- ces deux supports (le droit et le gauche, qui forment l'ensemble appelé *RF-Foil*) peuvent s'écarter de l'axe des faisceaux (d'environ 3 cm), écartant ainsi tous leurs modules respectifs ;
- cela laisse toute la place disponible pour injecter les faisceaux ;
- après l'injection, les deux supports se rapprochent et les modules sont donc à leur bonne position, tout près des faisceaux.

Le *RF-Foil* doit donc soutenir les senseurs et pouvoir se translater à chaque injection de faisceau (environ une par jour, la durée de vie prévue des faisceaux étant de l'ordre de 15 heures). Les contraintes mécaniques font que la position du *RF-Foil* ne sera pas la même après chaque injection. Il faudra donc prévoir un système de correction de cet alignement pour chaque injection.

La forme du *RF-Foil* est optimisée pour minimiser la quantité de matière vue par les particules. Il est fabriqué par moulage et est constitué par un alliage aluminium (97%) - magnesium (3%) d'une épaisseur moyenne d'environ 250 μm, allant de 300 à 150 μm.

Les figures 21 et 22 montrent la forme du *RF-Foil*.

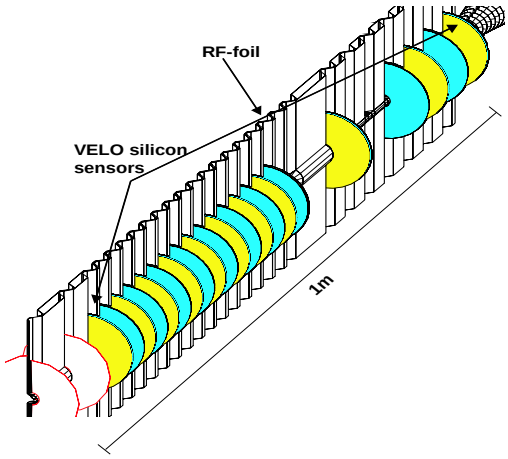


FIGURE 21: Schéma du *RF-Foil*.

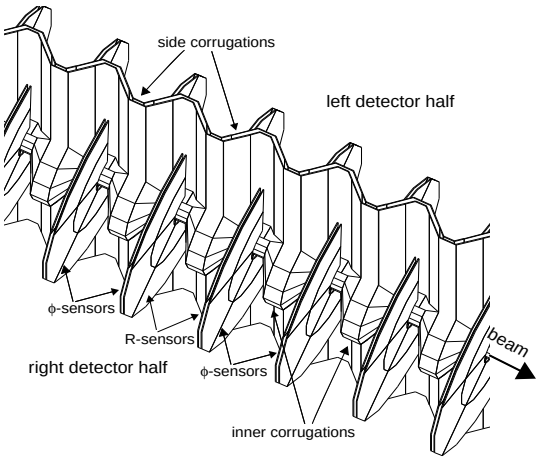


FIGURE 22: Schéma de l'arrangement des senseurs au sein du *RF-Foil*.

2.2.2 L'aimant

L'acceptance requise pour *LHCb* est de 300 $mrad$ horizontalement et de 250 $mrad$ verticalement. Cela conditionne entièrement la géométrie de l'aimant [31]. La précision sur la mesure de l'impulsion des traces est proportionnelle à la valeur du champ magnétique vu par les particules le long de leur trajectoire. L'expérience *LHCb* veut pouvoir mesurer les particules de moment de l'ordre de 200 GeV/c avec une précision de l'ordre du %. Étant donné la précision des détecteurs de position avant et après l'aimant, cela requiert un champ intégré de l'ordre de 4 Tm. Il faut de plus que le champ soit relativement uniforme pour obtenir une mesure de moment fiable et simple. Le choix s'est porté sur un aimant classique, de technologie dite chaude, et non pas sur un aimant supraconducteur, qui posait des problèmes supplémentaires (coût, encombrement, délai de fabrication, complexité, etc.), même si sa consommation aurait été moindre.

Cet aimant a les caractéristiques suivantes :

- puissance : 4.2 MW ;
- énergie magnétique stockée : 32 MJ ;
- courant d'excitation : 2 $\times$ 1.3 MA ;
- courant dans le conducteur : $\approx$ 5.8 kA ;
- inductance : 2 H ;

- matériel conducteur : aluminium de type $Al - 99.7$;
- densité de courant : 2.9 A/mm^2 ;
- ouverture horizontale : de 2.6 m (entrée) à 4.2 m (sortie) ;
- ouverture verticale : de 2.2 m (entrée) à 3.5 m (sortie) ;
- longueur totale projetée sur l'axe du faisceau : 5 m ;
- poids : 1450 *tonnes*.

Les lignes de champ sont approximativement verticales, les particules sont donc déviées à droite ou à gauche, vu du point d'interaction. Ceci explique l'ouverture plus grande suivant x que suivant y, cf. figure 23.

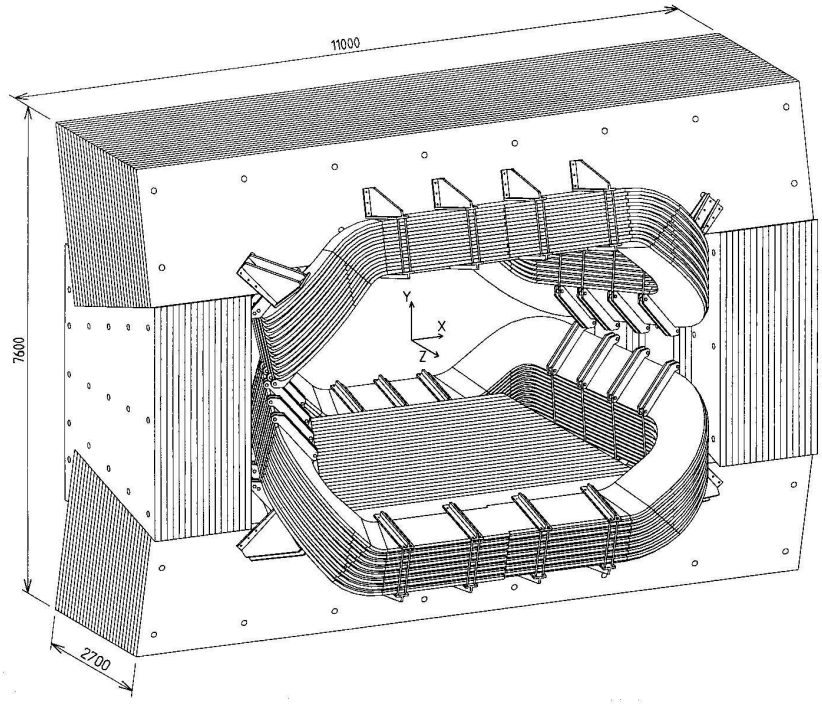


FIGURE 23: Vue générale de l'aimant.

2.2.3 Le *Outer Tracker*

Le *Outer Tracker* détecte les positions des traces dans l'acceptance de *LHCb* qui ont un angle radial supérieur à environ 15 *mrad*. À cet endroit, la densité de particules n'est pas très élevée et la technologie des chambres à dérive peut donc être utilisée. Cette technologie est assez bon marché et permet d'obtenir une assez bonne résolution spatiale. Pour simplifier la géométrie et la construction, ces chambres à dérive ont la forme d'un tube, avec en leur centre l'anode recueillant le signal. Les charges créées par l'ionisation induite par le passage

d'une particule chargée dans le gaz migreront vers l'anode grâce à la différence de potentiel entre celle-ci et le tube, d'environ 1.5 kV. Cette dérive se fait quasiment à vitesse constante. La durée entre l'instant où la charge est récoltée et l'instant où passe la particule est donc proportionnelle à la distance minimale séparant l'anode de la trajectoire. On peut donc ainsi localiser[4] la particule chargée. Les particules mesurées se déplaçant quasiment à la vitesse de la lumière, l'instant d'ionisation est déduit de l'instant du croisement de faisceau et de la distance parcourue (connue).

L'anode est un fil de tungstène plaqué d'or, de diamètre égal à 25 μm. Le tube est constitué de deux couches :

- la première est un film de polymère dopé au carbone d'une épaisseur de 40 μm ;
- la seconde est en aluminium et a une épaisseur de 25 μm.

Ces deux couches sont collées entre elles par une couche adhésive en polyester dopé de graphite (pour être conductrice) d'une épaisseur de 10 μm.

Le rayon de ces tubes est limité par la durée entre deux croisements de faisceaux (25 ns), car il faut savoir à quel événement attribuer un signal. En effet, la mesure de l'instant où l'avalanche touche le fil dans l'absolu ne suffit pas, car il faut de plus connaître l'instant où la particule a entraîné l'ionisation du gaz. Seule cette durée, le temps de dérive, permet de connaître la distance minimale entre la trajectoire et le fil. Or on ne sait pas de quel croisement de faisceaux provient cette particule, donc le temps de dérive est connu avec un *modulo* de 25 ns, comme le montre le schéma de la figure 24. Pour chaque charge recueillie à l'anode, il y aura donc une "possibilité" de passage de particule chargée dans l'événement le plus récent et dans tous les événements précédents, jusqu'à ce que la longueur de dérive envisageable dépase le rayon du tube. Une limite de deux croisements (50 ns) de temps maximal de dérive est donc imposée, car s'il y a plus que deux possibilités de temps de dérive, le programme de reconnaissance des traces a beaucoup de difficulté pour les distinguer. Cela impose un diamètre de 5 mm, étant donné le gaz choisi.

64 tubes sont disposés côte à côte pour former un plan de détection. Étant données les contraintes de construction, la distance entre les fils de deux tubes adjacents est de 5.25 mm. Deux plans de détection sont regroupés pour former un module. Ces deux plans sont bien sûr décalés d'une distance égale à la moitié de celle entre deux fils de détection d'un même plan, afin de couvrir toute la surface. Un module mesure 34 cm de large. Ces modules sont disposés côte à côte pour recouvrir toute l'acceptance de *LHCb* (300×250 $mrad$), et sont séparés en quatre zones, selon leur localisation haut - bas et droite - gauche. Quatre plans de modules de la même surface de détection forment une station. Ces plans de modules sont disposés respectivement :

- un premier plan dont les tubes sont alignés verticalement (géométrie X) ;
- un deuxième plan dont les tubes sont alignés à $+5°$ par rapport à la verticale (géométrie U) ;
- un troisième plan dont les tubes sont alignés à $-5°$ par rapport à la verticale (géométrie V) ;

[4]Une ambiguïté droite - gauche subsiste cependant, car on ne sait pas de quel côté de l'anode la particule est passée.

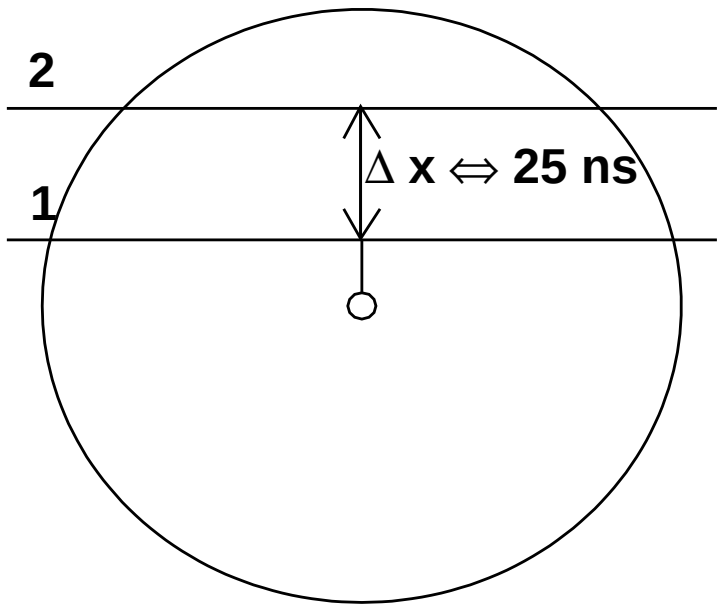


FIGURE 24: Schéma explicatif de l'ambiguïté induite par le temps entre deux croisements de faisceaux pour le *Outer Tracker*. La trajectoire 1 est possible pour le croisement de faisceau le plus récent et la solution 2 pour le précédent.

- un dernier plan dont les tubes sont alignés verticalement (géométrie X).

La figure 25 montre les deux géométries (verticale X et stéréo UV).

Le choix du gaz est important car il détermine la taille des tubes, à cause de la contrainte sur le temps entre deux croisements de faisceaux comme déjà indiqué. Un gaz "rapide", c'est-à-dire permettant une grande vitesse de dérive, est donc privilégié. Le choix s'est porté sur un mélange $Ar(75\%) - CF_4(15\%) - CO_2(10\%)$. Le CF_4 permet une dérive rapide, mais l'activité chimique du fluor oblige à rajouter une membrane en carbone polymère pour s'en protéger. Les tubes n'étant pas totalement étanches, le gaz est renouvelé et circule en continu dans les modules.

L'électronique qui mesure l'instant où est collectée la charge sur le fil est placée à l'extrémité des tubes, en dehors de l'acceptance de *LHCb*. Elle doit cependant résister à l'environnement assez irradiant à cet endroit.

Les côtés droit et gauche de ces détecteurs sont montés sur des rails et peuvent être déplacés indépendamment.

Les abscisses des trois stations sont $z = 790$ ($T1$), 860 ($T2$) et 930 cm ($T3$).

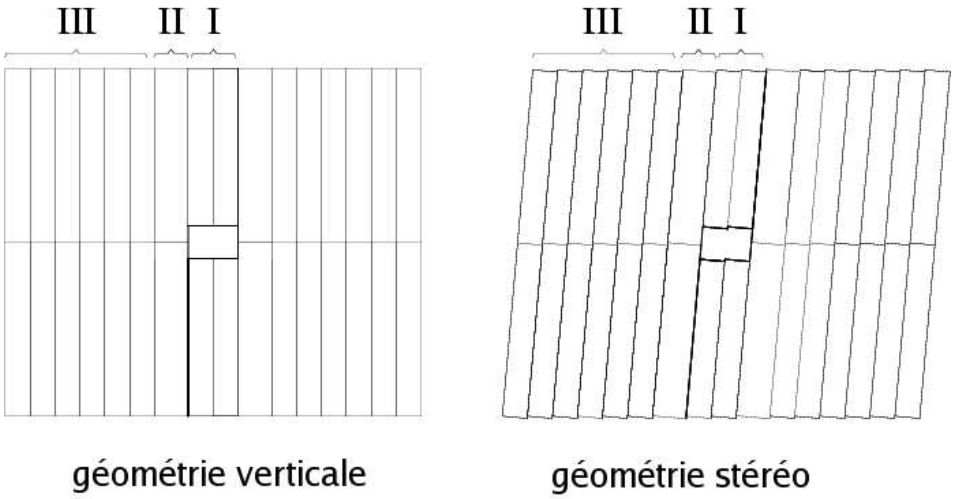


FIGURE 25: Schéma des deux types de chambres du *Outer Tracker*.

2.2.4 Le *Silicon Tracker System*

2.2.4.1 Le *Inner Tracker*

Le *Inner Tracker* permet de mesurer la position des traces. La densité de particules à faible angle polaire ne permet pas d'utiliser la technologie des tubes à dérive comme pour le *Outer Tracker*, donc un détecteur spécifique a été conçu, basé sur la technologie des pistes conductrices sur du silicium. Bien que cette technologie soit assez onéreuse, elle permet d'obtenir une très forte granularité. Le *Inner Tracker* a une taille d'environ 120 cm de large sur 40 cm de haut, et une forme de croix, comme le montre la figure 26.

Les pistes ont un écartement de 200 μm, et une longueur de 11 cm. Elles sont regroupées sur des senseurs d'une largeur de 7.8 cm. Chaque station est constituée de quatre plans de mesure, ayant la même disposition que pour le *Outer Tracker* :

- un premier plan dont les pistes sont alignées verticalement (géométrie X) ;
- un deuxième plan dont les pistes sont alignées à $+5°$ par rapport à la verticale (géométrie U) ;
- un troisième plan dont les pistes sont alignées à $-5°$ par rapport à la verticale (géométrie V) ;
- un dernier plan dont les pistes sont alignées verticalement (géométrie X).

Le détecteur est divisé en quatre zones de détection : droit, gauche, haut et bas.

Les abscisses des trois stations sont $z = 770$ ($T1$), 840 ($T2$) et 910 cm ($T3$). Elles sont donc disposées juste avant les stations du *Outer Tracker*, pour que le recouvrement des surfaces de détection sur 1 cm soit possible.

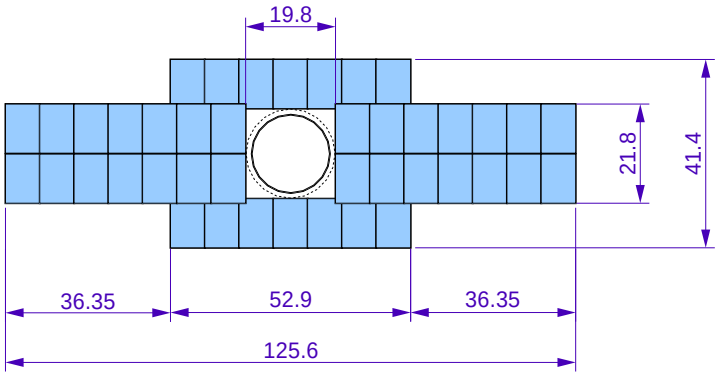


FIGURE 26: Schéma du *Inner Tracker* (géométrie X, distance en cm).

L'ensemble du détecteur est refroidi à 5° C pour limiter les effets des courants de fuite dûs aux très fortes densités de particules traversant la station.

2.2.4.2 Le *Trigger Tracker*

Le *Trigger Tracker* (TT) a un rôle important dans le système de déclenchement de niveau 1 (cf. 2.6.2) en permettant une estimation rapide du moment des traces lorsqu'il est couplé avec le *Vertex Locator*. Il est disposé après le *RICH1*, juste avant l'aimant, et permet d'obtenir une mesure des positions "intermédiaires" des particules chargées. Le système de reconnaissance des traces peut alors aisément combiner les traces produites par les données du *Vertex Locator* avec celles reconstruites grâce aux trois stations après l'aimant.

Les pistes ont un écartement de 198 μm, et une longueur totale maximale de 33 cm (trois tuiles de 11 cm de long reliées entre elles). Il y a en tout quatre plans de mesure, comme pour le *Outer Tracker* et le *Inner Tracker* :

- le premier et le dernier ont des pistes verticales (géométrie X) ;
- le second et le troisième ont des pistes inclinées de $+$ 5° et $-$ 5° respectivement (géométrie U et V).

Les deux premiers plans sont regroupés à $z = 232$ cm et forment TTa. Les deux derniers sont 30 cm derrière, à $z = 262$ cm, et forment TTb.

TT couvre bien sûr toute l'acceptance de *LHCb*, ce qui donne les tailles suivantes :

- $\Delta x = 143.5$ cm et $\Delta y = 118.5$ cm pour TTa ;
- $\Delta x = 162.1$ cm et $\Delta y = 133.8$ cm pour TTb.

Le tube à vide a un rayon égal à 2.6 cm à la position de TTa et à 2.71 cm à celle de TTb. Une distance de sécurité de 0.5 cm a été prise entre le tube à vide et tout support de TT. En considérant toutes les contraintes, les zones sensibles de TTa et de TTb sont amputées par un trou d'une largeur totale de 7.7 cm et de 8 cm respectivement.

Les tuiles de base pour la détection mesurent 11 cm de long sur 7.8 cm de large. Les

figures 27 et 28 montrent leur agencement pour les deux plans de *TTa* (*TTb* ne présente pas de différences sensibles).

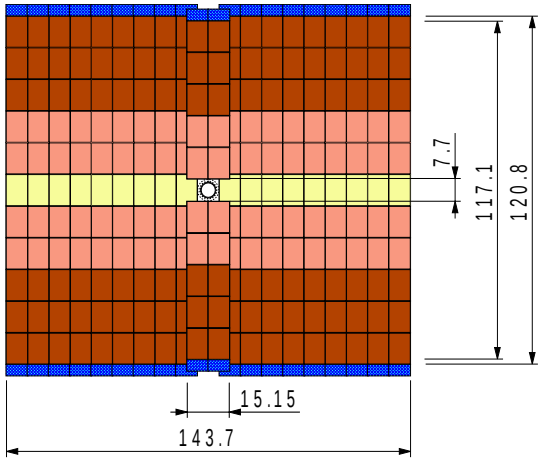


FIGURE 27: L'arrangement des tuiles des pistes pour le premier plan de détection de *TTa* (géométrie X).

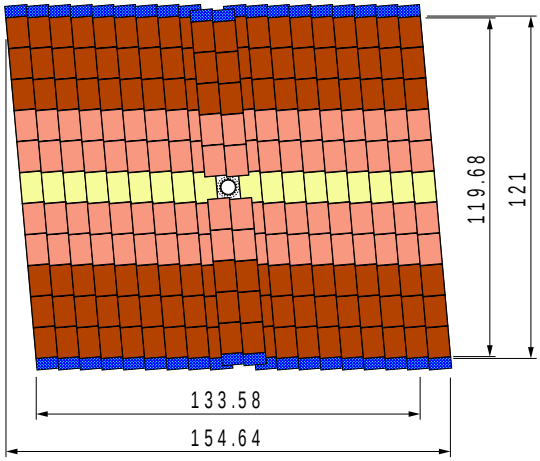


FIGURE 28: L'arrangement des tuiles des pistes pour le second plan de détection de *TTa* (géométrie U).

L'ensemble du détecteur est refroidi à 5° C comme pour le *Inner Tracker*.

2.3 Les *RICH*

L'identification des particules est essentielle pour *LHCb*. En effet, la mesure des paramètres de la violation $\mathcal{CP}$ est possible dans les canaux hadroniques uniquement s'ils sont bien identifiés. La distinction entre les pions et les kaons est donc le principal but des *RICH* [32]. Cette identification est possible grâce à l'utilisation d'imageurs d'anneaux *Tcherenkov* ("*ring-imaging Cherenkov*" en anglais, d'où l'acronyme des deux sous-détecteurs). Les *RICH* peuvent alors séparer les canaux de désintégration :

- $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ de la contamination engendrée par les canaux voisins : $B_d^0 \to K^+\pi^-$, $B_s^0 \to K^-\pi^+$ et $B_s^0 \to K^+K^-$;
- $B_s^0 \to D_s^\pm K^\pm$ de son canal proche $B_s^0 \to D_s^-\pi^+$;
- $B^0 \to D^0 K^{*0} \to K^-\pi^+K^+\pi^-$;
- $B^0 \to \overline{D^0} K^{*0} \to \pi^-K^+K^+\pi^-$.

90% des pions et des kaons de ces canaux ont une impulsion inférieure à 150 GeV/c. Les kaons de faible impulsion (2 GeV/c) doivent donc pouvoir être séparés.

Les pions et les kaons servent de plus pour l'identification de la saveur du B. En effet, l'un des "*tagging*" de *LHCb* est basé sur le paramètre d'impact des kaons de grand moment transverse.

Les *RICH* peuvent de plus, couplés aux calorimètres et aux chambres à muons, améliorer l'identification des électrons et des muons.

2.3.1 L'effet *Tcherenkov*

Lorsqu'une particule de charge Z pénètre dans un milieu transparent d'indice de réfraction $n > 1$ avec une vitesse $\beta = \frac{v}{c} > \frac{1}{n}$, il se produit une onde de choc électromagnétique dont la direction de propagation forme un angle θ_c avec la trajectoire de la particule, tel que :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \tag{2.2}$$

Ce phénomène a été observé pour la première fois par *P.* et *M. Curie* en 1911. Le physicien russe *Tcherenkov* en a fait une étude complète entre 1934 et 1938.

Une explication phénoménologique basée sur la polarisabilité du milieu permet de mieux comprendre son origine [33]. Supposons d'abord que la particule traverse le milieu à petite vitesse (cf. fig. 29, a). Le champ électromagnétique qu'elle rayonne sur son passage déforme le cortège électronique des atomes qui l'entourent, ainsi le milieu se polarise. Le champ électromagnétique de la particule se propage plus vite que la particule, de ce fait le milieu est polarisé de façon symétrique en amont et en aval de la particule. Le champ résultant est alors nul à grande distance. Si maintenant la particule se déplace plus vite que la lumière dans le milieu, les atomes localisés en amont ne peuvent plus être informés du passage de la particule car celle-ci va plus vite que son champ électromagnétique (cf. fig. 29, b). La polarisation induite par la particule est cette fois dissymétrique et piquée vers l'arrière. Le champ résultant global est donc visible à grande distance.

L'angle θ_c est inférieur à θ_{max}, angle qui dépend du milieu :

$$\theta_{max} = \arccos\frac{1}{n} \tag{2.3}$$

Cet angle θ_{max} est atteint pour $\beta \rightarrow 1$, la figure 30 montre l'évolution de cet angle en fonction de la vélocité β, pour différents indices de réfraction.

Dans l'approximation classique, le nombre de photons émis par unité de longueur a pour expression :

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = \alpha Z^2 \sin^2\theta_c \frac{1}{\lambda^2} \tag{2.4}$$

où :

- $d\lambda$ est la bande de longueur d'onde concernée ;
- dx est la longueur de matériau traversé.

La perte d'énergie de la particule est de l'ordre du keV, donc négligeable pour *LHCb*. La majeure partie des photons est émise dans l'ultraviolet, puis l'émission s'éteint dans le visible où la moyenne est située dans le bleu[5]. L'intérêt de l'effet *Tcherenkov* est multiple :

[5] Cela est vérifié par la lumière bleue émise dans l'eau ($n \approx 1.33$) par les électrons relativistes induits par les réacteurs nucléaires.

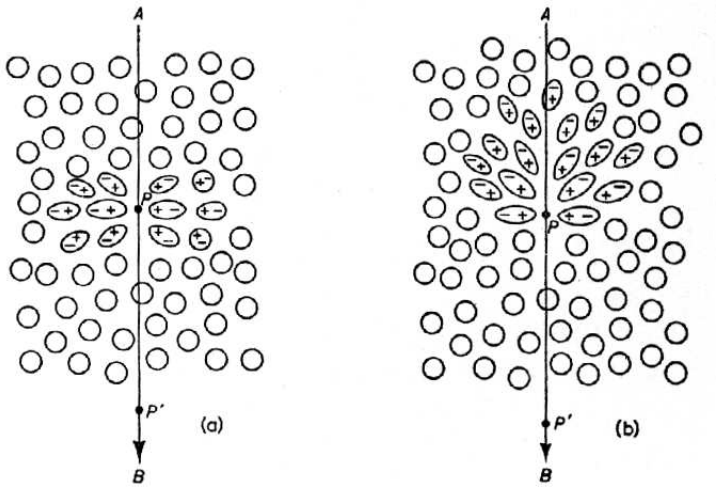


FIGURE 29: Polarisation induite par le passage d'une particule chargée : (a) à basse vitesse (b) à grande vitesse.

- le nombre de photons produits est proportionnel à Z^2, on peut ainsi mesurer la charge électrique de la particule (pratique en physique nucléaire surtout) ;
- la mesure de l'angle d'émission θ_c des photons donne une mesure directe de la vélocité β de la particule. Dans l'absolu, si la trajectoire de la particule est connue, un seul photon suffit pour connaître β.

La mesure parallèle de l'impulsion $p = m\gamma\beta c$ des particules et de β permet de mesurer la masse m et donc d'identifier les particules.

2.3.2 Principe de fonctionnement des *RICH*

2.3.2.1 Les matériaux radiatifs

Le seul moyen de couvrir la plage d'impulsion requise ($1\ GeV/c < p < 150\ GeV/c$) est d'utiliser deux *RICH*. En effet, l'angle polaire des particules est fortement corrélé à leur impulsion, les particules les plus énergétiques ayant de faibles angles polaires ($20\ mrad < \theta \lesssim 50\ mrad$). Trois matériaux radiatifs sont utilisés :

- pour le *RICH1*, positionné avant l'aimant :
  - l'aérogel de silice[6] ($n = 1.03$, dépend de la composition), pour les particules de basse impulsion ;
  - le perfluorobutane (C_4F_{10}, $n = 1.00153$), pour les particules d'impulsion moyenne.
- pour le *RICH2*, positionné après l'aimant, le tétrafluorométhane (CF_4, $n = 1.00046$), adapté aux impulsions élevées.

[6] Cette technologie assez récente [34] consiste à fabriquer des colloïdes à base de silice fondue. Ces matériaux ont été développés pour l'expérience *HEAO* au *CEA* [35]. Ils ont une faible densité par rapport à la silice et un indice de réfraction plus faible que les cristaux.

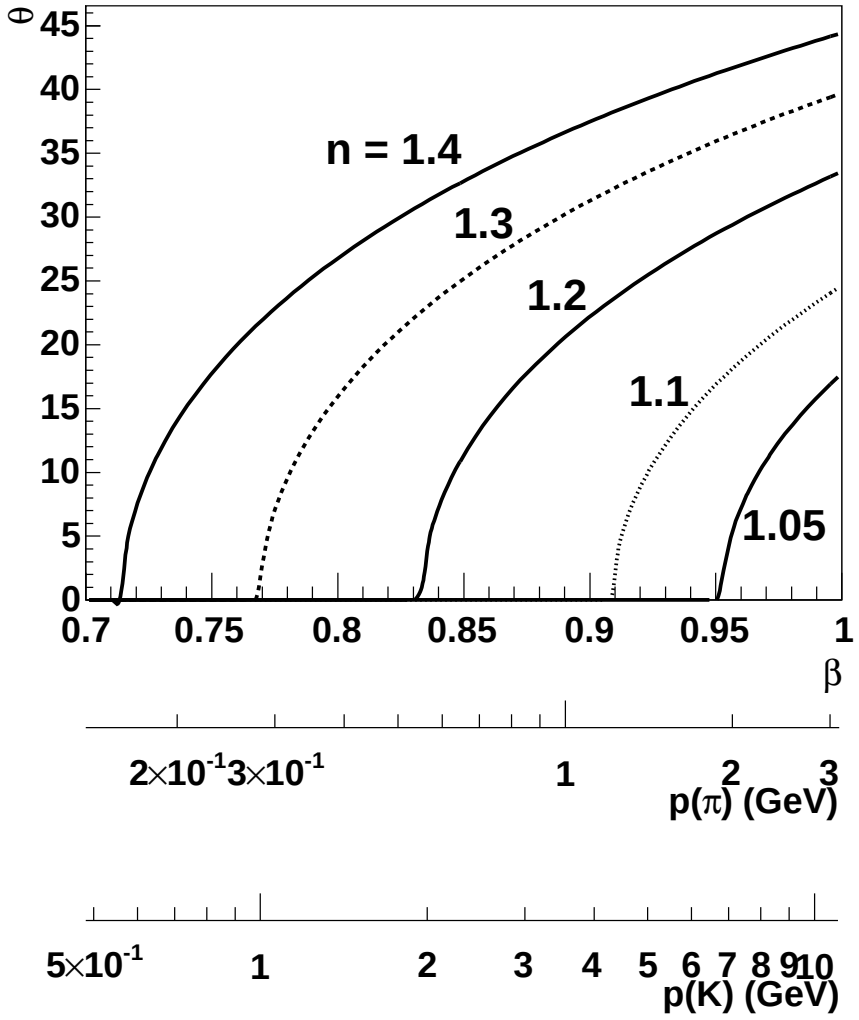


FIGURE 30: Évolution de l'angle *Tcherenkov* θ_c, en degrés, en fonction de la vélocité β, pour différents indices de réfraction. Les deux échelles supplémentaires montrent l'impulsion correspondante des pions et des kaons.

La figure 31 montre les différents angles θ en fonction du matériau radiatif utilisé et de l'impulsion de la particule.

Un système de miroirs guide ensuite les photons produits vers le détecteur de photons.
La mesure de l'angle d'émission θ_c nécessite de connaître :

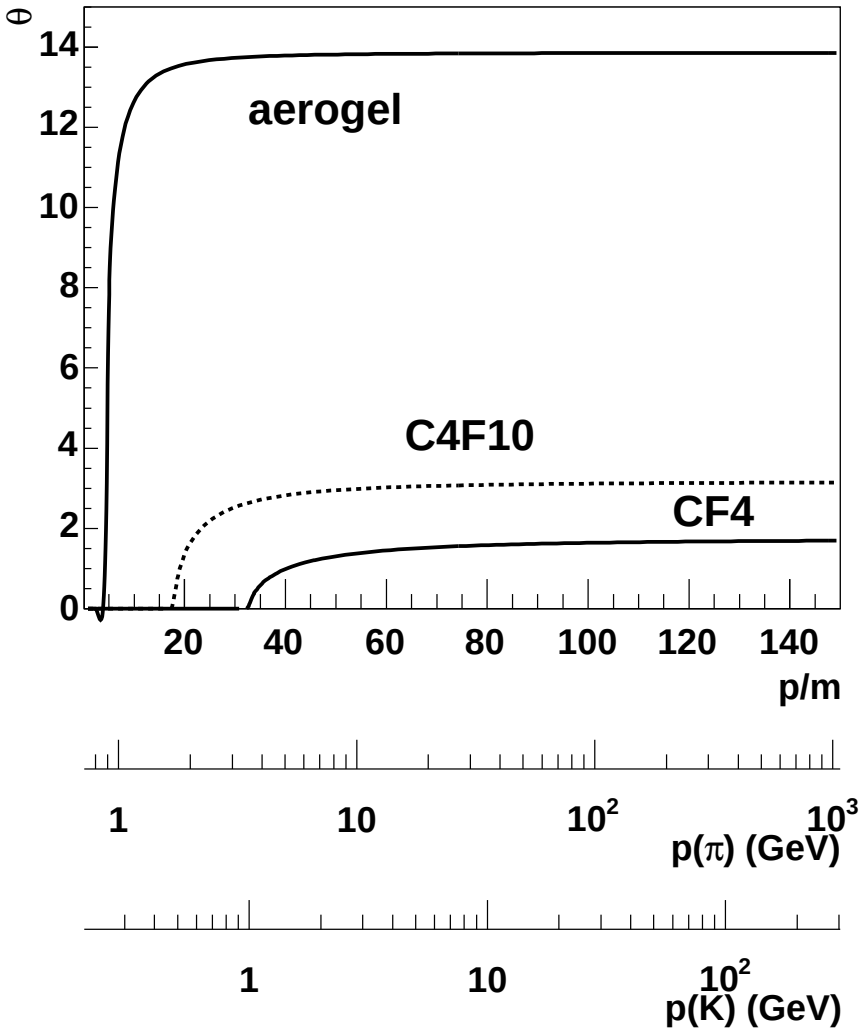


FIGURE 31: Évolution de l'angle *Tcherenkov* θ_c, en degrés, en fonction du rapport $\frac{p}{m}$, pour les différents matériaux utilisés. Les deux échelles supplémentaires montrent l'impulsion correspondante des pions et des kaons.

- le point de passage de la particule dans le radiateur ;
- l'angle d'incidence de la trajectoire de la particule par rapport à la normale au radiateur ;

- les points d'impact des photons sur le plan de détection.

Les deux premières conditions sont fournies par le système de reconnaissance de traces, cf. 2.7.2.2.

Remarque.

Si le nombre de photons détectés est assez important, il est possible de reconstruire l'angle θ_c sans connaître la trajectoire de la particule. Le calcul est alors itératif et nécessite une minimisation de type χ^2. La connaissance de la trajectoire de la particule est cependant avantageuse car elle permet d'augmenter la précision de la mesure et de simplifier la reconstruction de la vélocité. Cette simplicité est essentielle quand le temps de calcul disponible est limité, car les *RICH* font partie du système global de déclenchement.

2.3.2.2 Les détecteurs de photons

Les détecteurs de photons sont des *HPD* (détecteur hybride de photon, *"Hybrid Photon Detector"*). Ces détecteurs utilisent le principe des photomultiplicateurs. Ces détecteurs sont cylindriques, de diamètre extérieur égal à 83 mm. Ils sont constitués :

- d'une fenêtre d'entrée, la photocathode, à environ $-20\ kV$, qui convertit les photons en électrons (dans le domaine des longueurs d'ondes visibles et ultra-violettes) ;
- d'une zone sous vide, où la différence de potentiel guide les électrons ;
- d'un détecteur à silicium plan (une puce électronique), constitué d'une grille où est mesurée la charge collectée sur chaque carré (*pixel*).

La figure 32 montre le schéma d'un *HPD*, la figure 33 la photo d'un prototype.

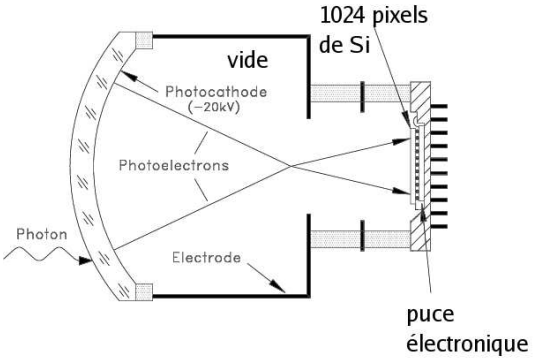


FIGURE 32: Schéma d'un *HPD*.

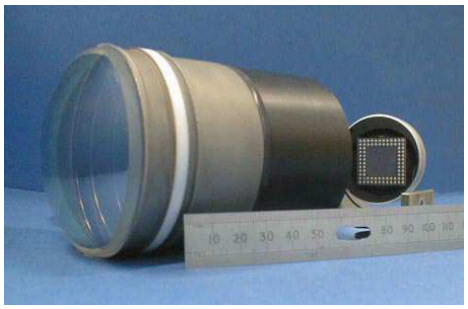


FIGURE 33: Photo d'un prototype de *HPD*.

L'ensemble des deux RICH utilise 430 *HPD*, pour couvrir une surface totale de détection des photons de 2.6 m^2.

2.3.3 Le *RICH1*

Le *RICH1* doit couvrir toute l'acceptance de *LHCb*. Il est placé derrière le *VELO*, juste avant *TT* et occupe environ 1 m de longueur. Les détecteurs de photons sont situés en dehors de l'acceptance de *LHCb*, il faut donc deux miroirs pour récolter les photons *Tcherenkov*, comme montré sur la figure 34. Pour ne pas déformer les signaux, ces miroirs doivent focaliser les photons émis par une particule sur un même cercle. Il faut donc qu'ils soient paraboliques et que les *HPD* soient positionnés en leur point focal. Étant donné les angles d'incidence des traces et les angles θ_c typiques attendus, des miroirs sphériques n'introduisent que très peu de déformation et ont l'avantage d'être moins onéreux. La position des *HPD* est imposée par la géométrie du détecteur, ce qui détermine le rayon de courbure de ces miroirs. L'aérogel occupe 5 cm de long, et le perfluorobutane 85 cm.

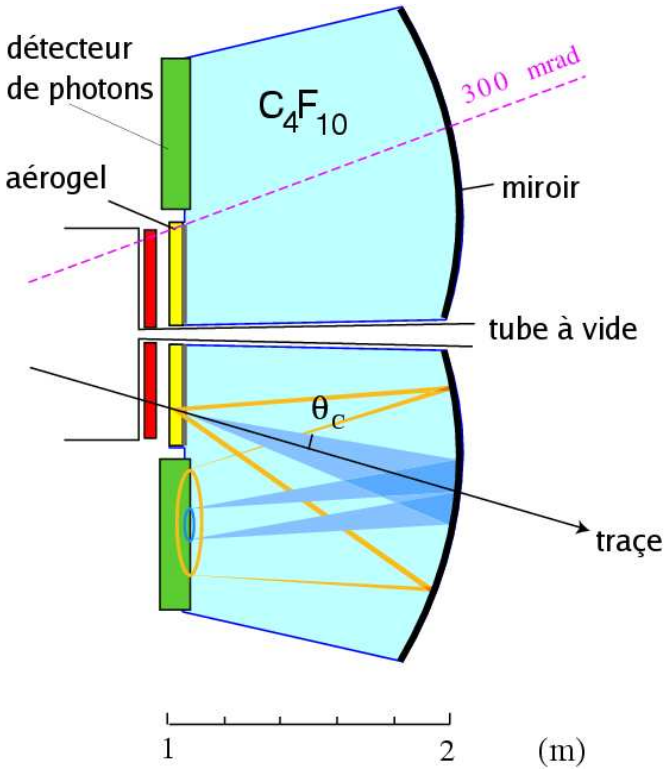


FIGURE 34: Le schéma de principe du *RICH1*.

2.3.4 Le *RICH2*

Le *RICH2* a une acceptance moindre : 120 $mrad$ horizontalement et 100 $mrad$ verticalement. Il est placé derrière la dernière station de détection des traces ($T3$, cf. 2.2.3), juste

avant le calorimètre, et occupe environ 2 m de longueur. Comme pour le *RICH1*, les détecteurs de photons sont situés en dehors de l'acceptance de *LHCb* et deux miroirs sphériques récoltent les photons. Pour réduire la taille longitudinale de ce sous-détecteur, deux miroirs plats permettent de rabattre encore les photons. Sans ces deux miroirs, les détecteurs de photons auraient dus être beaucoup plus en avant du tétrafluorométhane, et il aurait donc fallu reculer tout l'ensemble. La figure 35 montre son schéma. Le tétrafluorométhane occupe environ 170 cm de long.

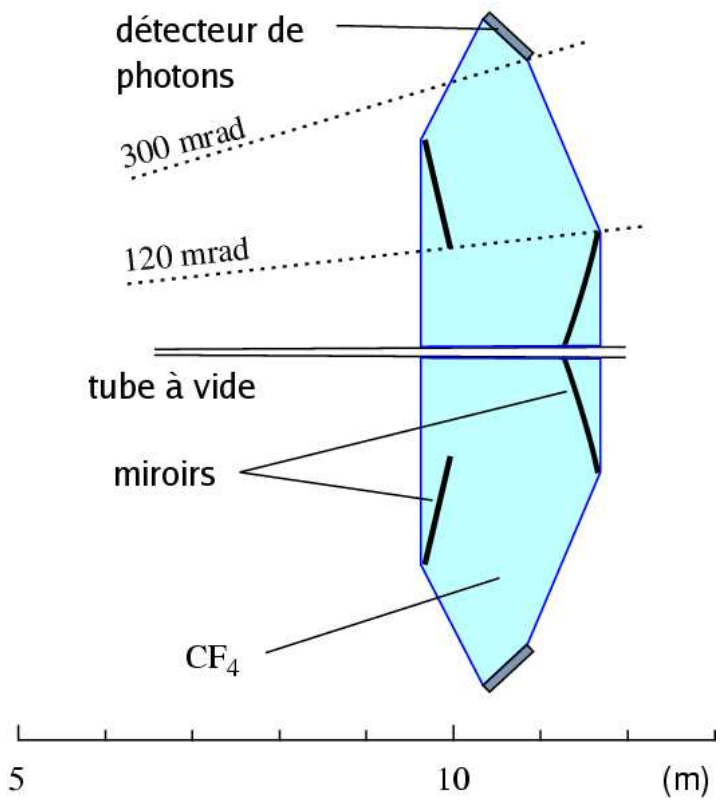


FIGURE 35: Le schéma de principe du *RICH2*.

2.4 Les calorimètres

Le système calorimètre a pour but de :

- détecter les hadrons de grand p_t pour le premier déclenchement (L0), rôle essentiel du calorimètre hadronique ;
- détecter les électrons et les photons de grand p_t pour le premier déclenchement (L0), l'un des rôles du calorimètre électromagnétique, couplé au système de détection de pied de

gerbe ;

- identifier les électrons pour la détection de la saveur du B ;
- reconstruire les π^0 et les γ, en particulier ceux produits par les désintégrations des B.

Les trois premiers détecteurs, c'est-à-dire le détecteur de particules chargées (*SPD*), le détecteur de pied de gerbe (*PRS*) et le calorimètre électromagnétique (*ECAL*), sont divisés en cellules qui correspondent entre elles. Ces cellules sont regroupées en trois zones : intérieure (*"inner"*), médiane (*"middle"*) et extérieure (*"outer"*). La disposition de ces trois zones est montrée sur la figure 36.

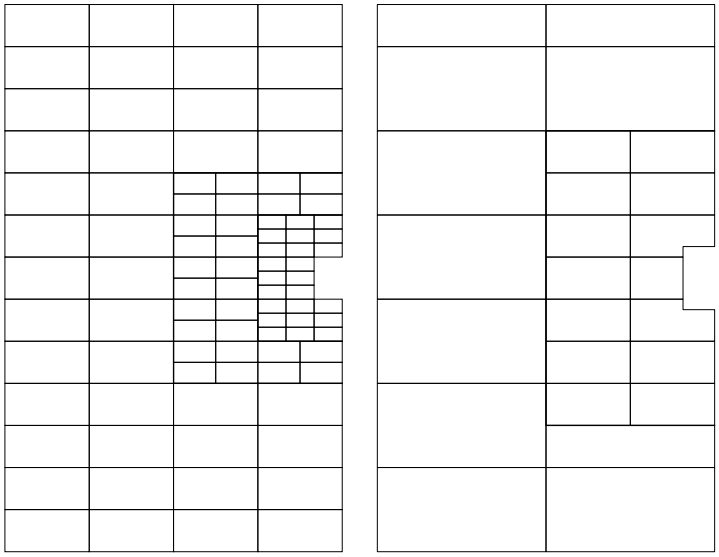


FIGURE 36: Découpage des trois zones au sein du *SPD*, du *PRS* et du *ECAL* (à gauche), et des deux zones au sein du *HCAL* (à droite). Chaque rectangle représente 8×4 cellules.

Ainsi les particules pourront fournir plusieurs informations le long de leur trajectoire sur ces trois détecteurs, sur les pavés de détecteur qui coïncident. Ce principe de projectivité dicte toute la géométrie de ces détecteurs. Cependant, cette projectivité n'est pas totale car les pavés utilisés sont parallélépipédiques, donc leur cotés sont parallèles à l'axe des faisceaux et ne pointent pas vers le point d'interaction.

La longueur de radiation d'un matériau (X_0) est définie comme la longueur (exprimée aussi en $g.cm^{-2}$) au bout de laquelle un électron de grande énergie ($> 1\ GeV$) perd une fraction $1/e$ de son énergie par rayonnement de freinage (*"bremsstrahlung"*). Cette énergie est donc transmise essentiellement à des photons. Les photons de grande énergie perdent leur énergie majoritairement par production de paires, et leur libre parcours moyen est de $9/7 \times X_0$. La répartition longitudinale de l'énergie déposée dans une gerbe présentera un maximum à une certaine profondeur, qui se trouve être essentiellement proportionnelle à $\ln(E)$. X_0 dépend

sutout du nombre de charges (cf. équations 3.1 et 3.2).

La figure 37 montre la densité de dépôt d'énergie d'une gerbe, sachant que :

- le paramètre X_0 dépend du matériau (6.37 $g.cm^{-2} \Leftrightarrow 0.56$ cm [1, *Atomic and nuclear properties of materials*] pour le plomb) ;
- le paramètre R_M (rayon de *Molière*) caractéristique de l'étalement radial dépend de l'énergie (17.34 $g.cm^{-2} \Leftrightarrow 1.53$ cm [1, *Atomic and Nuclear Properties; Atomic and nuclear properties of materials*] pour le plomb) ;
- les paramètres contrôlant la distribution longitudinale dépendent de l'énergie et de la nature de la particule incidente ($e^{\pm}$, γ).

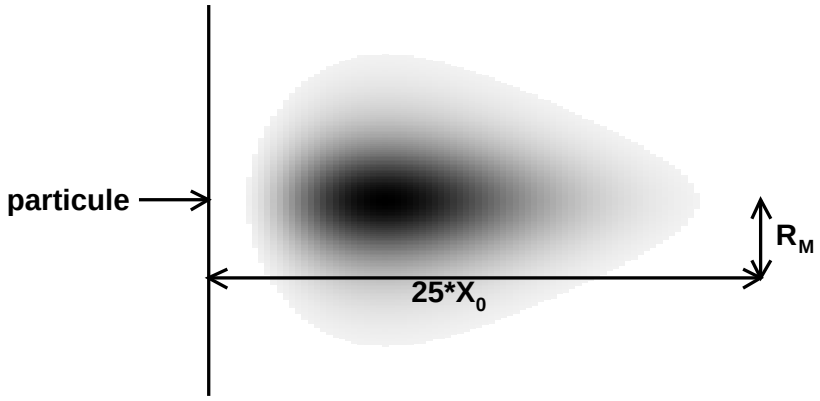


FIGURE 37: Densité d'énergie déposée en fonction de la position dans une gerbe électromagnétique.

La figure 38 montre la position type d'une gerbe électromagnétique provenant d'un électron ou d'un photon au sein du système calorimètre, ainsi que le comportement des muons et des pions.

Le nombre de longueurs de radiation correspondant à chacun des trois détecteurs est [36] :

- rappel : ensemble des détecteurs avant le calorimètre : $\approx$ 0.4 X_0 ;
- détecteur de particules chargées : négligeable ;
- détecteur de pied de gerbe : 2.5 X_0, ce qui permet de voir le début des gerbes électromagnétiques des électrons (déclenchées dans le *SPD*) et des photons ;
- calorimètre électromagnétique : 25 X_0, les particules électromagnétiques "meurent" dans ce détecteur, leur gerbe ($e^{\pm}$, γ) y étant entièrement contenue.

Le calorimètre hadronique a une longueur de 5.6 λ_i (λ_i repésente la longueur d'interaction), permettant de contenir l'essentiel des gerbes hadroniques, constituées surtout de pions.

La technique de base de détection pour ces calorimètres est l'utilisation d'un matériau scintillant, de fibres guidant la lumière et d'un photomultiplicateur mesurant cette lumière.

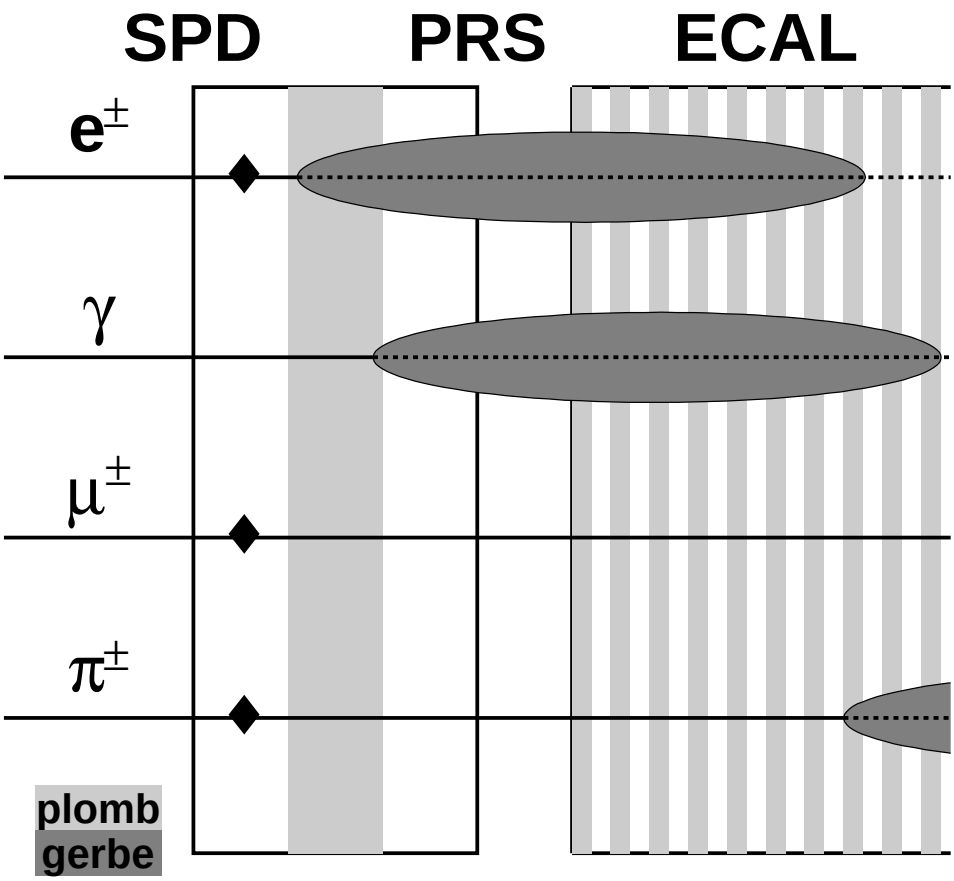


FIGURE 38: Schéma de gerbes électromagnétiques provenant d'un photon et d'un électron dans le détecteur de particules chargées et le détecteur de pied de gerbe. Le symbole ♦ représente l'ionisation dans le détecteur de particules chargées. Les positions longitudinales des gerbes de l'électron et du photon sont décalées car le photon ne peut débuter sa gerbe que par une création de paire (et non par bremsstrahlung). Le comportement des muons et des pions est aussi illustré.

2.4.1 *SPD* : le détecteur de particules chargées

Le but de ce détecteur est de distinguer les particules chargées ($e^{\pm}$, $\pi^{\pm}$, etc.) des photons. En effet, le passage de la charge des électrons induira un rayonnement dans le matériau scintillant.

Le détecteur de particules chargées utilise 5952 pavés carrés de scintillateur de 15 mm de profondeur. La lumière émise par les particules passant à travers ces pavés est recueillie par des fibres, d'une longueur de 0.7 à 3.5 m. Des photomultiplicateurs à 64 multianodes placés autour du détecteur mesurent cette lumière. La taille du *SPD* est de 7.6 m de large sur 6.2 m de haut, comparable à l'acceptance de *LHCb* à cette distance. Ce détecteur est séparé en deux

parties autonomes qui peuvent coulisser sur des rails pour s'écarter du tube à vide. Les côtés des pavés mesurent :

- 39.66 mm pour la zone intérieure ;
- 59.5 mm pour la zone médiane ;
- 119.0 mm pour la zone extérieure.

La figure 39 montre le schéma d'un pavé de scintillateur avec ses fibres. Sur le signal reçu sur les photomultiplicateurs est appliqué un seuil, environ la moitié d'un MIP (potentiel minimal d'ionisation, *"Minimal Ionization Potential"*). Cela permet de savoir si une particule ionisante, donc chargée, a traversé le pavé concerné.

Un photon n'ionisera pas le matériau scintillant du *SPD*, donc ne laissera pas de signal dans le *SPD*. La gerbe électromagnétique des photons ou des électrons déclenchée par la couche de plomb après le *SPD* est détectée par le *ECAL*. Il suffit alors de voir si le pavé du *SPD* en face de cette gerbe a laissé un signal pour identifier la nature de la particule. S'il y a un signal, la gerbe provient d'un électron, s'il n'y en a pas, elle provient d'un photon. C'est ici que la projectivité du *SPD* vis-à-vis du reste du détecteur (*PRS* et *ECAL*) est très importante.

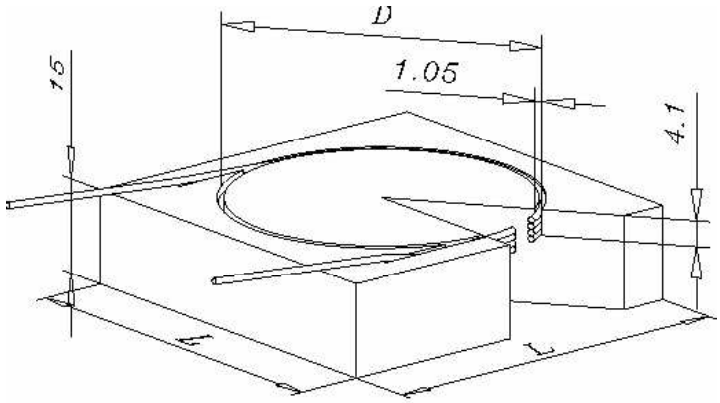


FIGURE 39: Schéma d'un pavé de scintillateur du détecteur de particules chargées.

2.4.2 *PRS* : le détecteur de pied de gerbe

Le détecteur de pied de gerbe est identique au détecteur de particules chargées. Seule une plaque de plomb de longueur égale à 2.5 X_0 est insérée entre eux. Cette plaque déclenche la gerbe électromagnétique. Le *PRS* détecte alors leur début.

Les côtés des pavés mesurent :

- 39.84 mm pour la zone intérieure ;
- 59.76 mm pour la zone médiane ;
- 119.5 mm pour la zone extérieure.

2.4.3 *ECAL* : le calorimètre électromagnétique

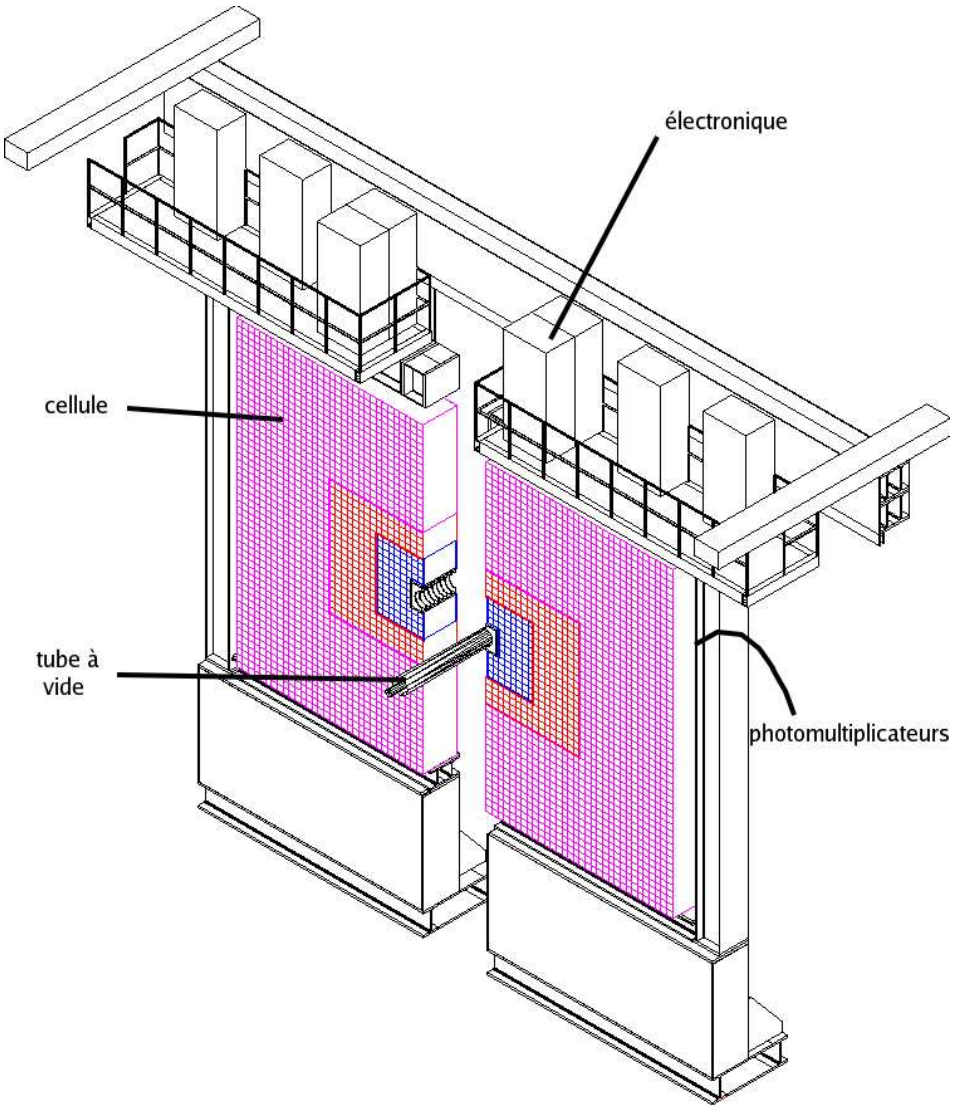


FIGURE 40: Schéma général du calorimètre électromagnétique.

Ce calorimètre utilise la technologie "*Shashlik*", un empilement de plomb et de matériau scintillant. Les plaques de plomb sont perpendiculaires à l'axe des faisceaux. La résolution est égale à :

$$\sigma(E)/E \;=\; 10\,\%/\sqrt{E} \;\oplus\; 1.5\,\% \tag{2.5}$$

Le premier terme est dû à un effet statistique classique, le second au bruit. La gerbe est en

quelque sorte échantillonnée dans le matériau scintillant, mais le dépôt d'énergie dans le plomb reste inconnu, ce qui amène cette incertitude gaussienne classique. Les gerbes se développent dans le plomb, et une partie de la lumière est émise dans le matériau scintillant. Cela permet d'échantillonner la gerbe sur toute sa longueur. Un système de collection de la lumière émise grâce à des fibres abaissant la fréquence de la lumière (technologie "*WLS*"), amène le signal vers des photomultiplicateurs placés derrière la cellule, juste avant le calorimètre hadronique.

2.4.4 *HCAL* : le calorimètre hadronique

Le *HCAL* est constitué par une alternance de tuiles scintillantes et de plaques de fer, disposées parallèlement à l'axe du faisceau. Son principe est le même que celui du *ECAL*. Sa résolution est environ égale à :

$$\sigma(E)/E \approx 80\,\%/\sqrt{E} \tag{2.6}$$

Ce calorimètre n'est pas projectif par rapport aux trois autres sous-détecteurs. Il ne présente que deux zones, avec des pavés de 13.1 mm de côté pour la zone au centre ("inner") et des pavés deux fois plus larges pour la zone externe ("outer"). La séparation de ces deux zones est montrée sur la figure 36.

La profondeur de dépôt maximum d'énergie d'une gerbe hadronique est [1] :

$$z_{max} \approx (0.2\ \ln(E(GeV)) + 0.7) \times \lambda_i \tag{2.7}$$

2.4.4.1 La calibration du calorimètre hadronique

La calibration de la simulation du calorimètre hadronique a été effectuée et vérifiée à plusieurs reprises. Elle doit toujours coïncider avec les mesures sur les prototypes du calorimètres, effectuées grâce à des faisceaux tests. Beaucoup de paramètres évoluent au sein de la simulation, comme les bibliothèques de physique utilisées (cf. 2.7.1.2), la géométrie, l'estimation du bruit de fond de l'événement type, etc.

La première calibration a donné lieu à une note interne *LHCb* en janvier 2002 et a abouti à une correction de la mesure de l'énergie du calorimètre hadronique d'un facteur supérieur à 40%. Les résultats montrés ici proviennent des données produites début 2004, avec la configuration suivante :

- configuration : "*Calo Testing*", c'est-à-dire une seule particule générée (γ, $\pi^{\pm}$), aux énergies fixes suivantes : $5, 10, 17, 34, 50, 100$ et $168\ GeV$, dans l'ensemble de l'acceptance du calorimètre ;
- simulation : *Gauss* v14r1 (cf. 2.7.1.2) ;
- digitisation : *Boole* v5r1.

Chaque hadron dépose une partie de son énergie au sein du calorimètre électromagnétique ($25\ X_0 \Leftrightarrow 1.1\ \lambda_i$), le reste dans le calorimètre hadronique ($5.6\ \lambda_i$). Il faut donc vérifier tout d'abord la calibration du calorimètre électromagnétique. Pour cela, nous mesurons l'énergie que déposent les photons dans les clusters. La figure 41 montre le rapport entre l'énergie mesurée (E_{ECAL}) et l'énergie réelle du photon ($E_{Monte\ Carlo}$). Les événements pour lesquels l'énergie est beaucoup sous-estimée correspondent aux cas où une partie du cluster n'a pas été mesuré (près du tube à vide). La valeur moyenne de ce rapport n'est pas égale à un, le calorimètre

électromagnétique n'est donc pas bien calibré dans la configuration observée. Un fit gaussien modélise cette distribution avec :

- valeur moyenne : 1.23 ;
- σ : 0.043.

Cela nous donne une résolution d'environ 3.5%, compatible avec la valeur attendue pour ce détecteur (environ 3% à cette énergie, cf. eq. 2.5), mesurée lors des tests sur faisceaux.

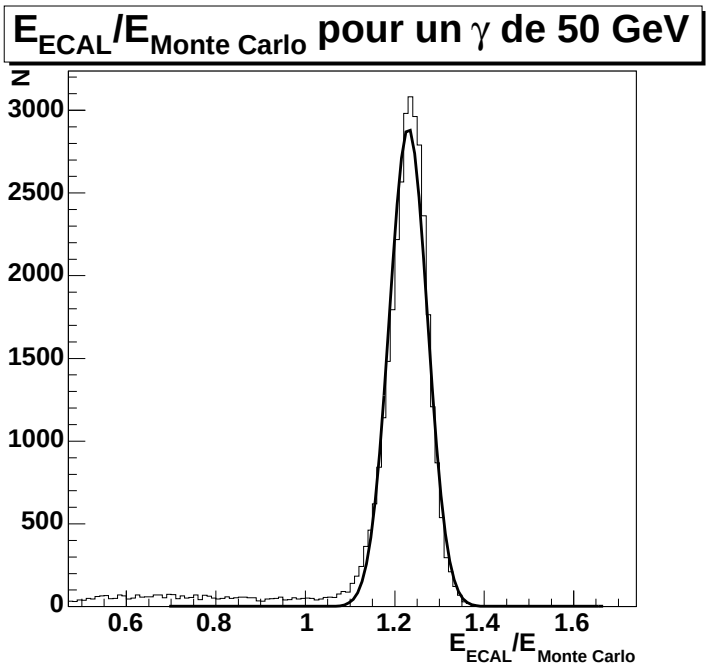


FIGURE 41: Résolution en énergie du calorimètre électromagnétique pour des photons de 50 GeV.

La figure 42 montre l'évolution de ces paramètres en fonction de l'énergie, la position des points représentant la valeur moyenne, les barres d'erreurs l'ecart type σ de la répartition, asymétrique aux petites énergies.

Nous déduisons de la figure 42 un facteur de correction global du calorimètre électromagnétique égal à 1.25. Le paramètre correspondant dans la configuration du détecteur a été actualisé, et toutes les données du calorimètre électromagnétique utilisées par la suite pour calibrer le calorimètre hadronique en tiennent compte.

Pour le calorimètre hadronique, nous pouvons estimer sa constante de calibration. La figure 43 montre la résolution intrinsèque du calorimètre hadronique, c'est-à-dire le rapport entre l'énergie mesurée (E_{HCAL}) et l'énergie restante après le passage de la gerbe à travers le calorimètre électromagnétique, estimée à $E_{Monte\ Carlo} - E_{ECAL}$, lorsque l'énergie déposée

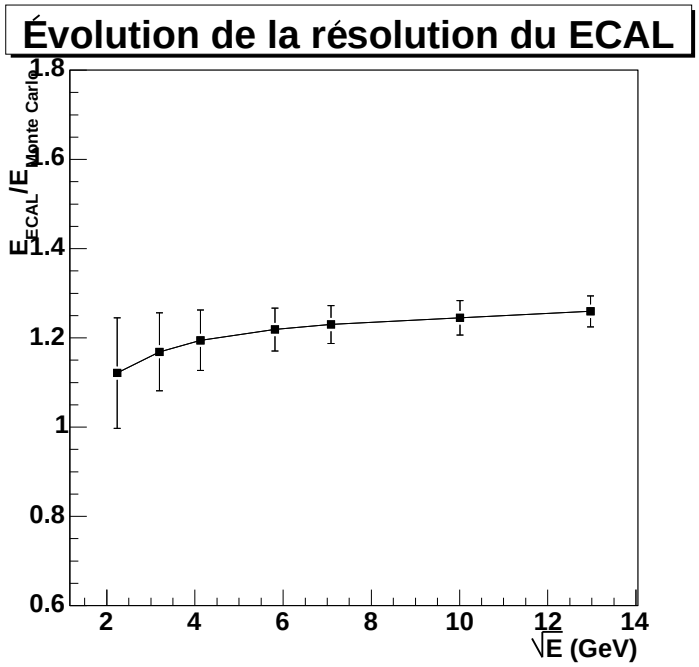


FIGURE 42: Résolution en énergie du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie des photons.

dans le calorimètre électromagnétique est petite ($E_{ECAL}/E_{HCAL} < 0.3$). La valeur moyenne de la répartition est égale à un, donc le calorimètre hadronique semble a priori bien calibré. La queue de la distributions de la figure 43 ne coïncide pas avec la modélisation gausienne testée, ce qui peut être expliqué par des positions différentes de la gerbe hadronique au sein des plaques de fer.

La figure 44 montre le symétrique, c'est-à-dire la résolution du calorimètre électromagnétique lorsque l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique est petite. Nous voyons que la valeur moyenne de cette répartition n'est pas égale à un mais à environ 0.9, alors que nous avons calibré le calorimètre électromagnétique. Cette différence peut être expliquée par la nature de la particule ayant généré la gerbe hadronique.

En effet, le calorimètre électromagnétique a été calibré avec une gerbe électromagnétique provenant d'un photon, donc constituée uniquement de particules électromagnétiques (γ et $e^{\pm}$). Dans notre cas, la gerbe a été déclenchée par un pion chargé et elle comporte par conséquent des hadrons ($\pi^{\pm}$, n, p). Or, le matériau scintillant n'a pas la même réponse en fonction de la nature de la particule ionisante. Cet effet est dû au "*facteur* π/e", c'est-à-dire le rapport entre les efficacités de dépôt d'énergie hadronique et électromagnétique. Il peut être expliqué par la perte d'énergie des pions quand ils fragmentent un noyau (ici de plomb). Le calorimètre électromagnétique est calibré "électromagnétiquement", pour que le signal total d'une gerbe

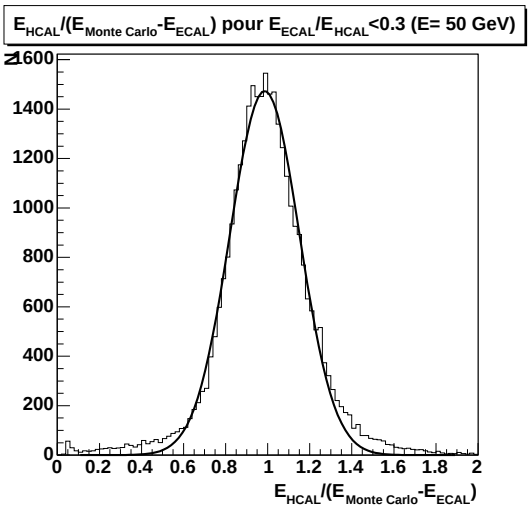


FIGURE 43: Résolution en énergie du calorimètre hadronique pour des pions ($E = 50\ GeV$) lorsque l'énergie dans le cluster électromagnétique est faible.

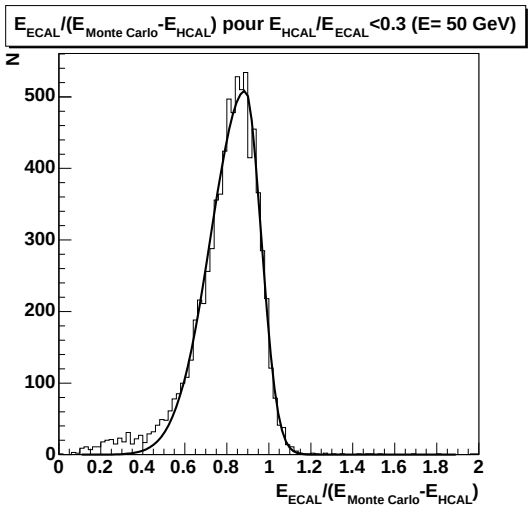


FIGURE 44: Résolution en énergie du calorimètre électromagnétique pour des pions ($E = 50\ GeV$) lorsque l'énergie dans le cluster hadronique est faible.

électromagnétique corresponde à son énergie. Si le facteur π/e n'est pas égal à un, la fraction hadronique d'une gerbe hadronique de la même énergie ne donnera pas un signal proportionnel à son énergie. De plus, la répartition entre les deux types de particules dépend de l'énergie, et la fraction hadronique d'une gerbe hadronique est modélisée par une loi en E^{m-1}, avec $0.8 \lesssim m \lesssim 0.85$ [1]. Pour des énergies élevées, la fraction électromagnétique de la gerbe augmente donc, comme nous le vérifions dans les données, cette valeur moyenne allant de 0.75 pour 5 GeV à 0.9 pour 168 GeV. Cette "*calibration hadronique du calorimètre électromagnétique*" doit donc être prise en compte lors de notre calibration du calorimètre hadronique.

Nous devons vérifier la calibration quelle que soit la répartition de l'énergie de la gerbe entre les deux calorimètres. Il faut donc obtenir une calibration vérifiant la relation :

$$E_{Monte\ Carlo} = E_{HCAL} + E_{ECAL} \tag{2.8}$$

La figure 45 montre la répartition entre les deux énergies. Nous voyons clairement que la droite attendue, qui découle de la relation, est bien vérifiée par les données.

Il faut cependant que cette droite passe par les deux points extrêmes $(1, 0)$ et $(0, 1)$, qui représentent les cas où l'ensemble de l'énergie de la particule s'est déposée dans un seul des deux calorimètres. La figure 46 montre le profil de cette répartition pour différentes énergies.

Or un fit sur cette répartition montre que la pente de la droite attendue n'est pas égale à -1. Les valeurs pour des petites énergies sont en outre anormales, car la résolution des deux

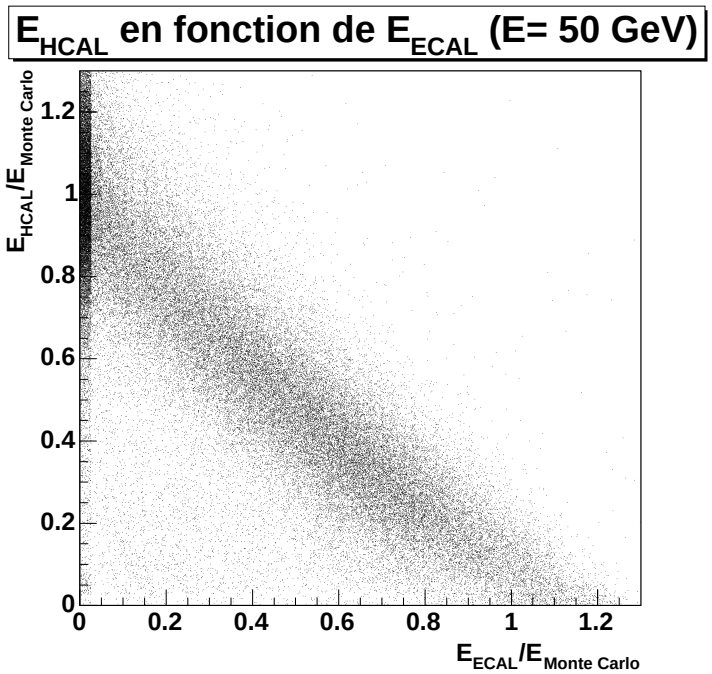


FIGURE 45: Énergie dans le calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie dans le calorimètre hadronique pour des pions ($E = 50\ GeV$).

calorimètres y est faible. Pour des énergies supérieures à 50 GeV, la pente de cette répartition est mesurée à -1.14[7]. Cela signifie que l'énergie est sous-estimée. On en déduit la nouvelle calibration :

$$E = E_{HCAL} + 1.14 \times E_{ECAL} \tag{2.9}$$

valable pour les hadrons. L'ancienne résolution à 50 GeV était de 20%, après cette correction, elle est de 18%. Elle est comparable aux mesures effectuées lors des test sur faisceaux, qui ont donné une résolution égale à [37] :

$$\sigma(E)/E \ = \ (67 \pm 5)\ \%/\sqrt{E} \ \oplus \ (9 \pm 2)\ \% \tag{2.10}$$

Ce travail de calibration doit être constamment renouvelé, et surtout lors des changements notables apportés au code de simulation. Des outils de vérification automatique des données produites sont peu à peu mis en place au sein du logiciel pour rendre ces vérifications automatiques.

[7]Lorsque la calibration du calorimètre hadronique n'est pas valable, il faut compenser l'abscisse et la pente de cette répartition en même temps

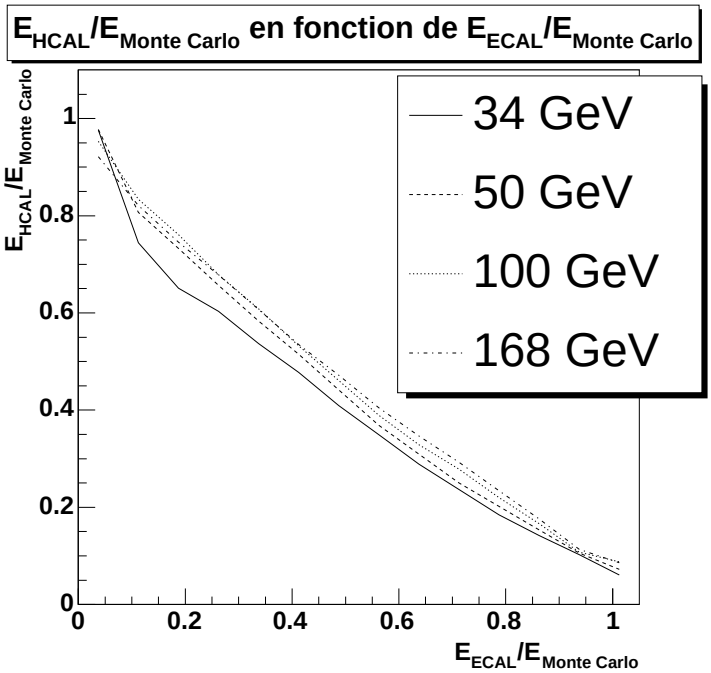


FIGURE 46: Profil de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie dans le calorimètre hadronique pour des pions ($E \in [34, 168]$ GeV).

2.5 Le système de détection des muons

Les muons sont présents dans de nombreux états finaux de désintégration des mésons beaux sensibles à la violation de la symétrie $\mathcal{CP}$. Deux "canaux en or" sont véritablement intéressants : $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_S^0$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$. De plus, les muons provenant des désintégrations semi-leptoniques (cf. 1.5.1) du B identifient clairement leur saveur pour le "*tagging*". La découverte et l'étude de la possible désintégration rare leptonique (cf. 1.5.1) $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ violant la saveur par un courant neutre prouveraient l'existence d'une nouvelle physique au delà du Modèle Standard.

Le détecteur de muon [38] de $LHCb$ utilise le pouvoir pénétrant des muons pour les détecter. En effet, le calorimètre hadronique, d'une longueur de 5.6 λ_i, ainsi que d'épaisses couches de fer intercalées entre les chambres empêchent toute particule de passer, exceptés les muons (et les neutrinos, bien évidemment). Il suffit alors de détecter les particules chargées qui s'en échappent.

Le détecteur de muon sert de plus au système de déclenchement de premier niveau (L0), en sélectionnant les événements présentant un muon avec un grand moment transverse (cf. 2.6.1.2).

2.5.1 Les chambres à muons

Le détecteur de muon est composé de cinq chambres de détection : une entre le *RICH2* et le *SPD*, appelée *M1*, et quatre derrière le calorimètre hadronique, appelées *M2*, *M3*, *M4* et *M5*. L'acceptance de ce système est comparable à celle du système de reconnaissance de traces :

- de 20 $mrad$ à 306 $mrad$ horizontalement ;
- de 16 $mrad$ à 258 $mrad$ verticalement.

Pour donner un ordre de grandeur, l'aire totale de détection est de 435 m^2.

Chaque chambre est divisée en quatre aires, selon leur éloignement du tube à vide. Ces quatre aires sont projectives d'une chambre à l'autre.

2.5.2 Technologie de détection

Les chambres utilisent la technologie des chambres proportionnelles multi-fils (*"Multi Wire Proportional Chamber"*, notée $MWPC$), inventée en 1968 [39]. Ces chambres sont constituées :

- d'anodes : des fils métalliques parallèles reliés à la masse ;
- de cathodes : deux plans portés à une tension négative fixée.

La particule chargée ionise le gaz, et la différence de tension multiplie les charges résulatant de l'ionisation, qui sont collectées sur les fils (effet d'avalanche), donnant un signal électrique mesurable. Ce signal peut de plus être collecté sur les cathodes. Selon la chambre concernée et la position au sein de la chambre, le signal est lu soit sur l'anode, soit sur la cathode, soit sur les deux. Les fils d'anodes sont verticaux, alors que les sections de cathode sont horizontaux, ce qui permet de localiser les particules.

La figure 47 montre un schéma explicatif de cet chambre.

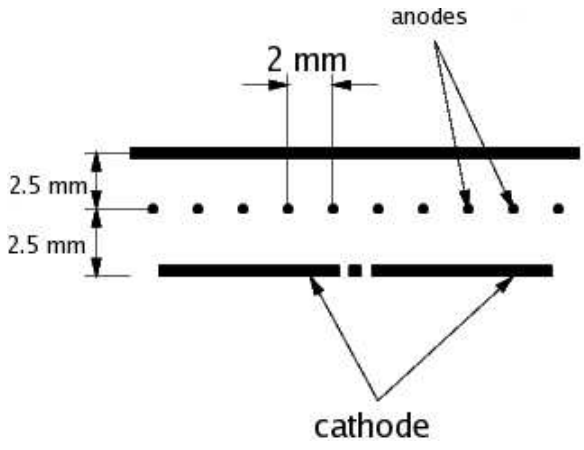


FIGURE 47: Schéma d'une chambre proportionnelle multi-fils ($MWPC$) du système des muons.

La distance entre les deux plans de cathodes est de 5 mm, ces plaques sont portées à une tension de fonctionnement d'environ 3 kV. Les fils utilisés sont en tungstène plaqué or, d'un diamètre de 30 μm. La distance entre deux fils est de 2 mm [40]. Le mélange gazeux est composé de 50% de CO_2, de 40% de Ar et de 10% de CF_4.

Les principales caractéristiques de ces détecteurs sont leur très bonne résolution temporelle (environ 4 ns) et leur grande efficacité. Ils sont de plus solides et très simples à construire. Il y a deux plans de $MWPC$ par chambre.

2.6 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement de *LHCb* [41] permet de ne garder que les événements intéressants pour l'analyse. Il est impossible et inutile d'enregistrer tous les événements, on applique donc certains critères simples pour réduire la fréquence de stockage des données. La fréquence des croisements de faisceaux de protons est de 40 MHz, c'est-à-dire qu'il y a au minimum 25 ns entre deux événements successifs. La luminosité nominale de *LHCb* est de 2.10^{32} $cm^{-2}.s^{-1}$. Il peut y avoir plusieurs collisions $p-p$ durant le même croisement de faisceaux, mais cela forme un seul événement, même s'il peut se décomposer en plusieurs interactions primaires. Cet effet ne change donc pas la fréquence des événements, cf. 2.6.1.3. La luminosité est telle qu'il n'y a qu'environ 10 MHz de collisions inélastiques. Ces événements sont appelés "*minimum bias event*" (cf. 2.7.1.1). La section efficace de production $b\bar{b}$ fait qu'il n'y a que 50 kHz d'événements contenant un méson beau. Les événements avec un b sont appelés "*B inclusif*". La majeure partie de ces nombreux événements n'est pas intéressante, car les canaux de désintégration recherchés sont rares.

La sélection en ligne est divisée en plusieurs niveaux :

- le niveau 0 réduit la fréquence à 1 MHz grâce aux calorimètres, au système des muons et au système de veto du *Vertex Locator*. Les calculs nécessaires et la décision finale sont assurés par des cartes électroniques dédiées ;
- le niveau 1 réduit la fréquence à 40 kHz grâce au *Vertex Locator* et au *Trigger Tracker*. Cette opération est effectuée par une ferme de calcul ;
- le système de sélection (appelé "*High Level Trigger*") utilise la ferme de calcul pour reconstruire l'événement entièrement grâce à toutes les informations de l'ensemble du détecteur et décide s'il faut l'enregistrer. On prévoit que 200 événements passent ce seuil chaque seconde (200 Hz) et ce sont les seuls stockés.

2.6.1 Le système de déclenchement de niveau 0

Le but de ce niveau est de trouver la signature caractéristique d'un hadron beau, c'est-à-dire la présence d'un hadron ou d'un muon de grande impulsion transverse. Deux sous-détecteurs sont utilisés en parallèle : les calorimètres et le système des muons.

Un système dédié du *Vertex Locator*, appelé veto d'empilement ("*Pile-Up*"), permet de connaître le nombre de collisions $p-p$ au sein d'un événement. Cela permet d'affiner la sélection de niveau 0 en enlevant les événements avec au moins deux collisions $p-p$, qui représente 20% de l'ensemble des événements.

2.6.1.1 Le système de déclenchement de niveau 0 du calorimètre

Le but du calorimètre ici est de trouver les particules (γ, e, π^0, hadrons) de grand moment transverse.

Les sommes des énergies mesurées sur 4 cellules adjacentes du calorimètre électromagnétique sont comparées. Toutes les possibilités sont examinées. Seule la plus grande somme est gardée sur chaque carte électronique, qui regroupe 32 cellules. En examinant les informations provenant du détecteur de particules chargées et du détecteur de pied de gerbe, on peut identifier ces candidats : γ, e ou π^0. Seul le candidat de plus grand moment transverse sur tout l'ensemble du calorimètre électromagnétique est gardé, et ce pour chaque type de candidat (γ, e ou π^0). Si l'énergie transverse est supérieure à un seuil, l'événement passe la sélection. Chaque type de candidats, γ, e et π^0, a un seuil fixé, typiquement entre 2 et 4 GeV d'énergie transverse.

Pour le calorimètre hadronique, les sommes de quatre cellules adjacentes sont également comparées. On obtient ainsi le hadron de plus grand moment transverse détecté. On ajoute alors l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre électromagnétique en face de celui-ci. Si le moment transverse mesuré est supérieur à un seuil ($\approx 3.6\ GeV/c$), l'événement passe la sélection.

Le calorimètre hadronique mesure de plus l'énergie transverse totale de l'événement. Si cette énergie est supérieure à un seuil, typiquement autour de 5 GeV, l'événement peut passer la sélection.

En effet, les muons de halo, c'est-à-dire des muons générés par les faisceaux de proton eux-mêmes, peuvent entraîner le déclenchement de niveau 0 du système des muons (cf. 2.6.1.2). Cela ferait sélectionner des événements aléatoires, même sans aucune collision $p - p$. Le seul moyen d'éviter cela est de recourir au second détecteur du système de déclenchement de niveau 0, c'est-à-dire au calorimètre. Le dépassement d'un petit seuil d'énergie totale dans le calorimètre hadronique devient donc une condition nécessaire (mais pas suffisante, bien sûr) à tout déclenchement global de niveau 0.

En outre, le détecteur de particules chargées (SPD) calcule la multiplicité totale de l'événement, c'est-à-dire le nombre de particules chargées qu'il a vues. Si ce nombre est supérieur à un certain seuil, typiquement autour de 200, l'événement est rejeté, car il sera difficile à reconstruire, tout en passant plus facilement les systèmes de déclenchement supérieurs.

2.6.1.2 Le système de déclenchement de niveau 0 du système des muons

Le système des muons permet de trouver la trajectoire des muons après l'aimant. On détecte ainsi une trajectoire rectiligne. En supposant que le muon provienne du point d'interaction et en connaissant le champ magnétique, on peut ainsi mesurer son impulsion. En effet, la trajectoire a été déviée suivant x et ne pointe plus vers le point d'interaction. Le système de déclenchement des muons recherche donc les trajectoires rectilignes qui ne pointent plus vers le point d'interaction, mais présentent un décalage suivant x. La figure 48 montre un schéma de ces trajectoires. Celle qui a été la moins déviée a donc le plus grand moment transverse. La recherche de ces trajectoires semble très complexe, mais le nombre de chambres (cinq) et la possibilité de diviser le détecteur en zones autonomes permet de la simplifier. Par exemple,

un muon très énergétique, donc de trajectoire quasi rectiligne, aura laissé des signaux dans la "même" cellule de chaque chambre, car elles sont projectives.

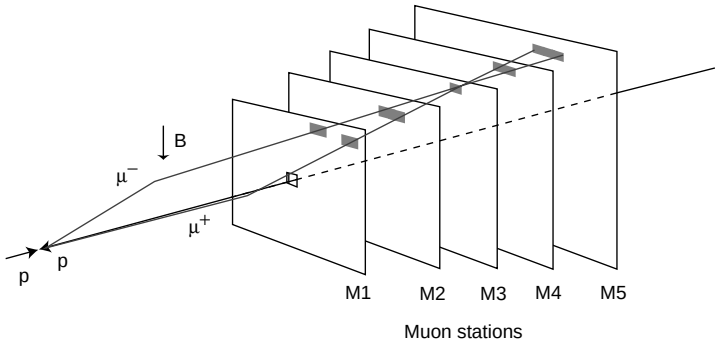


FIGURE 48: Schéma du principe de la mesure du moment transverse des muons.

Si le plus grand moment transverse dépasse un seuil ($\approx 1\ GeV/c$), l'événement passe la sélection, car la présence de ce muon est un très bon indicateur sur la présence de mésons beaux dans l'événement.

Un cas particulier où la somme des deux plus grands moments transverses de muons de charges opposées est supérieure à un certain seuil (environ 1.5 GeV/c, qui donne un taux de déclenchement assez faible) a été de plus introduite. En effet, ce couple de muons provient d'un J/ψ, qui provient lui-même peut-être d'un méson beau. L'événement passe alors la sélection, et pour ce cas particulier, le veto d'empilement (cf. 2.6.1.3) n'est pas appliqué, car ce mode de déclenchement est alors plus efficace.

2.6.1.3 Le système de détection d'empilement de niveau 0

En supposant que les particules ont toutes été créées sur l'axe z, un calcul rapide de leur position longitudinale d'origine est possible grâce à deux stations dédiées du *Vertex Locator*. L'émission des particules lors des collisions primaires ne privilégiant aucun côté[8], ces stations se trouvent à l'opposé du reste du détecteur *LHCb*(cf. figures 16 et 21), afin de ne pas rajouter de matière sur le trajet des particules étudiées. L'électronique de ces stations est étudiée spécialement pour être très rapide. Ces stations ont une géométrie r (cf. 2.2.1.1). En divisant le rayon r détecté sur l'une des stations par celui détecté sur l'autre, on peut trouver l'abscisse z des interactions primaires. Étant donné le faible étalement radial des faisceaux (limite maximale à 100 μm, cf. 2.1.1), l'approximation selon laquelle les interactions primaires se sont produites sur l'axe z est valable. Avec deux stations (à z_a et z_b, étant touchées en r_a et r_b), on

[8]Elle est symétrique par rapport au plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux passant au point d'interaction.

peut alors trouver l'abscisse du vertex primaire z, car :

$$z = \frac{\frac{r_b}{r_a} z_a - z_b}{\frac{r_b}{r_a} - 1} \tag{2.11}$$

Un histogramme de ces positions montre alors clairement le nombre et la position des vertex primaires, comme sur la figure 49.

Si le nombre de vertex primaires est supérieur à un, l'événement est rejeté, car de tels événements :

- sont plus difficiles à reconstruire ;
- ne sont pas adaptés aux systèmes de déclenchement supérieurs, qui ont été réglés pour des événements "simples". En effet, la recherche d'un vertex secondaire est par exemple beaucoup plus compliquée avec deux vertex primaires. La présence de leptons de grande impulsion est aussi biaisée, car la probabilité d'en avoir double avec de tels événements.

2.6.2 Le système de déclenchement de niveau 1

Ce niveau utilise les informations du *Vertex Locator* et celles du *Trigger Tracker*[9]. Le but de ce niveau est de rejeter les événements dans lesquels aucun méson beau n'a été produit. Une des caractéristiques essentielles de ces mésons par rapport aux autres mésons "classiques" est leur grande durée de vie. Leur temps de vol assez long permettra de les distinguer de l'interaction primaire, car leur désintégration sera déplacée. Ce "vertex déplacé" est donc un moyen facile pour sélectionner les événements avec un b. Pour trouver un vertex secondaire, il suffit alors :

- de trouver le vertex primaire ; en calculant les traces "2D" grâce aux clusters r du *Vertex Locator*, une bonne estimation de la position z de l'interaction primaire peut être trouvée ;
- de trouver les traces ne provenant pas du vertex primaire ; les traces "2D" ayant un grand paramètre d'impact par rapport au vertex primaire trouvé sont sélectionnées et combinées[10] avec les clusters φ pour former des traces "3D". Ces traces sont alors extrapolées jusqu'au *Trigger Tracker* pour trouver leurs clusters TT correspondants. Étant donné la présence du champ magnétique entre le *Vertex Locator* et le *Trigger Tracker*, ces traces sont courbées et leur moment est donc mesuré ;
- de sélectionner les possibles traces provenant d'un vertex secondaire ; si au moins deux traces ont un grand moment transverse et un paramètre d'impact conséquent, elles doivent provenir d'un vertex déplacé, donc d'un méson beau. L'événement passe alors la sélection.

2.6.3 Le système de sélection des événements

Le but de cette sélection est de garder uniquement les canaux de désintégration intéressants pour l'analyse physique. Pour cela, l'ensemble de l'événement est reconstruit à peu près complètement[11] :

[9] Ce rôle important explique le choix du nom de ce sous-détecteur.
[10] On ajoute aussi pour cela des candidats du système des muons.
[11] Seule la nature des traces ne peut pas être connue par les *RICH*, en raison du temps de calcul nécessaire.

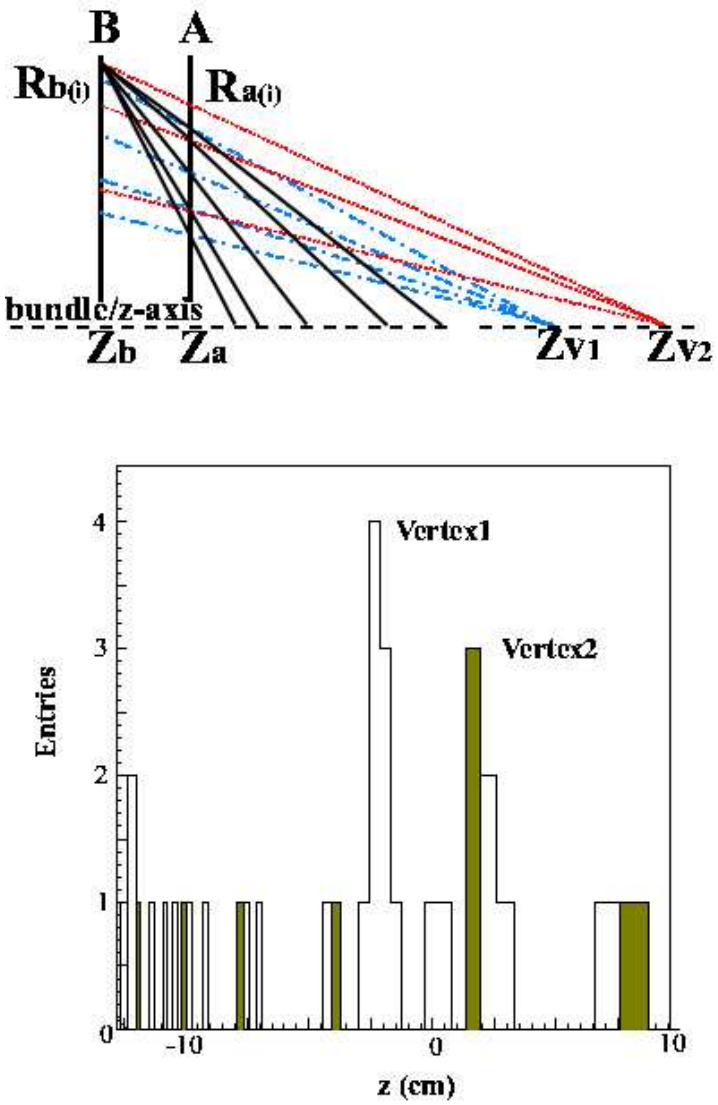


FIGURE 49: Schéma du principe du système de déclenchement de niveau 0 du veto d'empilement. La figure d'en-haut montre les vraies traces des deux vertex primaires (en rouge et bleu), plus les différentes possibilités pour un point (en noir). La figure d'en-bas montre les positions longitudinales z pour l'ensemble des possibilités, les deux pics montrent alors les positions des deux vertex.

- les traces sont toutes trouvées et leur moment mesuré ;
- les calorimètres détectent les γ et les π^0 et identifient les électrons et les hadrons ;

- le système des muons les identifie.

Les critères des différents algorithmes de présélection des canaux de désintégration des mésons beaux sont alors appliqués pour n'enregistrer que les événements compatibles. Ces algorithmes de sélection appliqués ici sont encore en développement actuellement.

2.7 Le traitement des données

Les expériences *LHC* vont produire des péta-octets (10^6 *Go*) de données chaque année. Ces événements devront être reconstruits et analysés pour produire les résultats finaux en physique. Les expériences devant durer de nombreuses années (plus de dix ans), les architectures logicielles et matérielles [42] doivent être flexibles et facilement adaptables. Nous n'évoquerons dans cette section que les aspects logiciels, le progrès technique en matière de matériel informatique étant si rapide que l'infrastructure matérielle précise des expériences est encore inconnue[12].

Le projet *Gaudi* [43] s'est ainsi formé pour proposer une architecture logicielle commune[13], c'est-à-dire un environement d'application de traitement des données du *LHC*. *Gaudi* est basé sur plusieurs choix :

- utiliser les fonctionnalités du **C++** pour créer une architecture orientée objet ;
- mettre à tout moment à la disposition des physiciens une version utilisable, quitte à développer les nouvelles fonctionnalités progressivement. Les utilisateurs peuvent ainsi orienter les choix de développement des développeurs ;
- définir des interfaces les plus génériques possibles pour pouvoir utiliser des logiciels déjà existants et en changer facilement en cas de besoin ;
- séparer clairement les données (signaux, traces, géométries des sous-détecteurs, etc.) des algorithmes ;
- séparer le traitement des données "brutes" (sur bandes, disques, ...) des données temporaires (c'est-à-dire celles que les algorithmes manipulent).

2.7.1 La simulation des événements

Le but de la simulation des événements est de permettre de reproduire la réponse du détecteur aux différents phénomènes physiques attendus. Ainsi, chaque sous-détecteur doit connaître avec précision les caractéristiques qu'il aura lors de l'acquisition réelle des données. Cela permet :

- de concevoir un détecteur qui répond aux questions posées : angles et côtés de la matrice $\mathcal{CKM}$, fréquence d'oscillation du B_s, nouvelle physique, etc. ;
- de connaître à l'avance les incertitudes sur les paramètres mesurés ;
- d'optimiser les sous-détecteurs afin qu'ils utilisent au mieux leur ressources ;
- de tester de nouvelles idées (positions des sous-détecteurs, changement de géométrie, modification de l'épaisseur des composants, ...) et de connaître immédiatement leurs répercussions.

[12] La loi empirique dite de *Moore* conduit les expériences à acheter au tout dernier moment les ordinateurs et les disques de stockage des fermes de calcul, pour pouvoir disposer de la plus grande puissance de traitement des données au meilleur coût.

[13] Pour l'instant, uniquement utilisée par *LHCb*, qui l'a développée, et *ATLAS*.

Mais pour être valable, cette simulation doit pouvoir reproduire tous les différents phénomènes physiques rencontrés :

- la collision proton - proton du LHC ;
- la génération des particules des différents canaux envisagés ;
- l'interaction de ces particules avec chaque sous-détecteur ;
- leur réponse, c'est-à-dire le signal recueilli ;
- le traitement de ce signal par l'électronique ;
- le traitement de ces données jusqu'à leur stockage.

Ces différentes étapes de la simulation doivent toutes être validées :

- soit par les différentes connaissances en physique accumulées par les anciennes expériences : propriétés des collisions inélastiques, interaction des particules dans la matière, comportement de l'électronique, etc. ;
- soit par la confrontation avec les résultats des tests effectués sur les prototypes des détecteurs avec des faisceaux de particules.

2.7.1.1 La collision $p-p$: *Pythia*

La bibliothèque informatique *Pythia* [44] permet de simuler des collisions de particules simples (e, p, etc.). Elle simule les interactions selon les modèles phénoménologiques connus, comme la fragmentation, les désintégrations, les distributions de quarks, etc. Elle est basée sur le principe *Monte Carlo*, qui permet de couvrir l'ensemble des possibilités en utilisant des nombres aléatoires.

Certains paramètres des modèles sont ajustables. Ils sont obtenus grâce aux précédents et actuels collisionneurs hadron - hadron (essentiellement le *Tevatron* [45], un collisionneur $p-\bar{p}$ à 2 TeV).

L'un des rôles importants de *Pythia* est de bien caractériser l'événement type ("*minimum bias event*"), c'est-à-dire usuel, commun. En effet, les événements simples (pas de b, pas de multiples interactions primaires, ...) qui constituent la majorité des *minimum bias*, devront être rapidement éliminés par le système de déclenchement (cf. 2.6).

2.7.1.2 L'interaction des particules générées avec les sous-détecteurs : *Gauss*

Après que *Pythia* a produit les particules générées lors de l'interaction primaire, il faut simuler leur passage au sein du détecteur. Le programme *Gauss* [46] se charge de cette tâche.

2.7.1.2.1 Les processus physiques : *Geant*

Chaque sous-détecteur est modélisé, avec toute la matière présente :

- les parties sensibles : pistes de silicium, chambre à dérive, matériau scintillant, etc. ;
- les autres composants : épaisseur de plomb, feuille de protection, etc. ;
- la "structure" : support, cadre, air, champ magnétique, tube à vide, etc.

Ainsi, l'ensemble de l'environnement étant connu, la bibliothèque *Geant* [47] permet de simuler une trajectoire possible[14] et les signaux laissés dans le détecteur.

[14] Chaque phénomène physique subit par cette particule ne détermine pas son état final mais est probabiliste,

2.7.1.2.2 Les réponses de l'électronique

La réponse au signal de chaque sous-détecteur est modélisée selon son type. Le nombre de techniques étant très varié, allant de la mesure d'une charge par une électronique dédiée à la mesure de la lumière guidée à un photomultiplicateur par une fibre, des programmes adaptés sont utilisés. Toutes les caractéristiques de ces données (bruit, erreur, ...) reproduisent aussi fidèlement que possible la réalité.

Cette opération est effectuée séparément par le programme *Boole*, elle est appelée la digitisation.

2.7.1.2.3 La lecture des données

Les données ainsi obtenues de chaque sous-détecteur sont regroupées pour former un événement standard. Le format de cet événement est le même que celui qui serait produit réellement par *LHCb*. On ajoute à ces données "brutes" certaines informations pratiques pour la simulation. Ces informations sont très diverses : identification et moment des particules générées par *Pythia*, positions de certaines particules à certains endroits, valeur exacte du courant sur une anode avant d'être mesurée, etc. L'ensemble de ces informations rajoutées est appelé la "vérité *Monte Carlo*"[15]. Elles permettent de comparer par exemple les propriétés "réelles" d'une trajectoire avec la trace reconstruite, afin d'optimiser l'algorithme de reconstruction des traces.

2.7.2 La reconstruction des événements : *Brunel*

Une fois que l'ensemble des données sont recueillies, qu'elles soient produites par le détecteur *LHCb* ou par le programme de simulation, il faut les traiter afin d'obtenir l'information détaillée de l'événement. Chaque sous-détecteur doit alors produire une information facilement utilisable par tous. Cette information est souvent appelée "*cluster*" (un *amas* en français), car elle regroupe des informations élémentaires.

2.7.2.1 Les "*clusters*" des calorimètres

Les systèmes d'acquisition du détecteur de pied de gerbe, du calorimètre électromagnétique et du calorimètre hadronique fournissent un nombre proportionnel à la quantité de lumière recueillie par les fibres dans le matériau scintillant. Cette valeur est quasiment proportionnelle à l'énergie déposée par la particule dans le sous-détecteur concerné. Les échelles des calorimètres électromagnétique et hadronique sont étalonnées en énergie transverse, avec une limite $E_T < 10\ GeV$ pour $ECAL$ et $E_T < 15\ GeV$ pour $HCAL$.

Pour le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique, on supprime le bruit en appliquant un seuil minimal sur cette valeur. Il ne reste alors que les cellules qui ont réellement été atteintes par une particule. On associe les signaux des cellules adjacentes pour former les

donc *Geant* choisit l'une des possibilités envisageables, grâce à un nombre aléatoire, tout en respectant les probabilités de réalisation bien sûr (approche *Monte Carlo*).

[15] On pourrait définir ce terme par : "l'information simulée exacte qui a engendré les mesures obtenues".

clusters. Leur énergie totale doit correspondre à la particule concernée. Ce *cluster* représentera l'ensemble des informations recueillies par le calorimètre pour cette particule.

L'énergie vue dans le détecteur de pied de gerbe en face du *cluster* électromagnétique lui est ajoutée. Le signal binaire dans le détecteur de particules chargées permet d'estimer la nature de la particule obtenue : un électron ou un photon.

2.7.2.2 Les traces

Le système de reconnaissance des traces (cf. description en 2.2) utilise les données du *Vertex Locator*, du *Trigger Tracker*, du *Inner Tracker* et du *Outer Tracker* pour trouver les trajectoires qui vont du point d'interaction jusqu'aux calorimètres. Son but est de trouver toutes les traces qui ont laissé assez de signaux dans le détecteur. Différents types de traces sont utilisées dans *LHCb*, les plus importants pour la physique regroupent les traces dites "longues", qui ont laissé des signaux dans chaque détecteur (*Vertex Locator*, *Trigger Tracker* et *Inner Tracker* ou *Outer Tracker*), c'est-à-dire celles qui peuvent très bien être caractérisées. L'algorithme de reconnaissance de traces est le suivant [48] :

- les signaux du *Vertex Locator* sont regroupés en *clusters*, qui sont formés lorsque plusieurs pistes successives sont touchées. Ces clusters r et φ permettent de trouver les lignes droites les plus probables dans l'ensemble des combinaisons possibles, qui deviennent alors les traces *VELO* ;
- les signaux du *Inner Tracker* décrivent les segments coupant les trajectoires des particules. Une fois calculé le temps de dérive sur les anodes touchées du *Outer Tracker*, deux segments coupant les trajectoires sont possibles. En recoupant les données des trois stations, les trajectoires, modélisées par des paraboles, peuvent être trouvées, ce sont les traces "arrière" (car elles se trouvent après l'aimant) ;
- il reste alors de nombreuses possibilités pour relier une trace *VELO* avec une trace "arrière". Si le *Trigger Tracker* a été touché à l'endroit où passe une trace possible ainsi obtenue, on forme alors une trace "longue". On peut ainsi ne garder que les vraies traces dans toutes les combinaisons possibles des traces *VELO* avec les traces "arrière".

La figure 50 montre les différents types de traces reconstruites. Une fois la trace longue entièrement trouvée, un fit de *Kalman* permet d'en trouver le moment, car le champ magnétique est connu en tout point.

D'autres traces plus courtes, par exemple uniquement composées par des signaux dans le *Vertex Locator* et le *Trigger Tracker*, sont aussi cherchées.

2.7.2.3 L'identification des particules

2.7.2.3.1 L'identification des particules grâce aux RICH

Les *RICH* détectent les photons produits dans les matériaux radiatifs par les particules chargées avec $\beta > \frac{1}{n}$. Pour le *RICH1*, l'aérogel fournit environ en moyenne 7 photons et le C_4F_{10} environ 30. Pour le *RICH2*, le CF_4 en fournit environ 23. En supposant la nature des particules, donc leur masse, la forme du cercle déformé des points d'impact des photons est

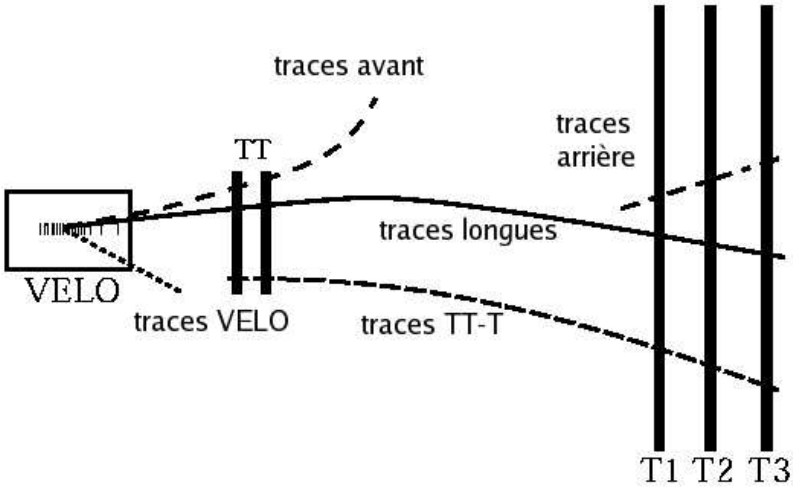


FIGURE 50: Schéma des différentes traces.

déduite. La comparaison des impacts réels et de cette forme permet alors d'en déduire une probabilité sur la nature de la particule. En comparant les différentes probabilités pour les différentes natures (kaon, pion, ...), on en déduit la plus adaptée. Le "bruit" provient des photons *Tcherenkov* des autres traces ou de la diffusion *Rayleigh*. Il peut être contrôlé car la minimisation globale de tous les signaux permet d'affecter ou non un photon à une trace.

2.7.2.3.2 L'identification des particules grâce aux calorimètres

Comme nous l'avons vu, la correspondance entre les traces et les *clusters* trouvés dans les calorimètres permet d'estimer la nature des particules : électrons, hadrons ou photons. Deux contraintes sont utilisées :

- la correspondance entre le moment mesuré par le système de reconnaissance des traces et l'énergie du cluster correspondant ;
- la distance entre la position de l'extrapolation de la trace au niveau du calorimètre et la position du barycentre du cluster.

Un χ^2 permet alors facilement de reconnaître les électrons. Un calcul de la position prédite des photons de bremsstrahlung émis par les traces est de plus effectué. Ces photons sont dans l'alignement de la trace avant qu'elle ne soit courbée par le champ magnétique, comme le montre la figure 51.

Ce calcul permet :

- de retrouver les photons de bremsstrahlung et de les associer avec leur trace la plus probable ;
- de donner un indice supplémentaire sur la nature de la particule, car seuls les électrons rayonnent beaucoup de photons de bremsstrahlung.

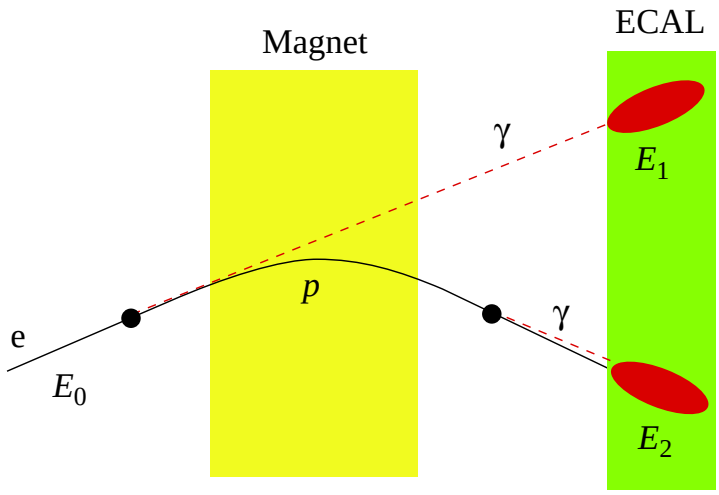


FIGURE 51: Schéma explicatif de la recherche des photons de bremsstrahlung.

2.7.2.3.3 L'identification des particules grâce au système des muons.

Les traces "longues" du système de reconnaissance des traces ayant une impulsion assez élevée ($p > 3\ GeV$) sont extrapolées dans les chambres à muons. Elles définissent ainsi des "régions d'intérêt", où les muons éventuels auraient pu laisser des signaux. Ces régions sont centrées sur la position extrapolée et leur taille dépend du moment de la trace et de son erreur. La trace est considérée comme étant un muon quand assez de signaux ont été recueillis par les stations dans ces zones d'intérêt. Cette technique permet d'obtenir environ 98% d'identification pour les muons d'impulsion élevée, tout en gardant un taux de faux positifs faible (des pions étant identifiés en tant que muons), de l'ordre de 3% des pions. Le réglage de ces régions d'intérêt permet de jouer sur ces deux valeurs. Par exemple en agrandissant les régions, l'identification des muons sera meilleure, mais le taux de pions identifiés en tant que muons augmentera lui aussi. Le compromis a été trouvé en essayant de maximiser le taux d'identification tout en maintenant un taux de faux positifs raisonnable.

2.7.2.4 La sélection des possibles désintégrations : *DaVinci*

Le programme *DaVinci* [49] permet aux physiciens de manipuler facilement l'ensemble des données. Leur but est de trouver et d'identifier les bonnes particules du canal de désintégration du b observé. Des critères sont ainsi appliqués à chaque particule, comme entre autres :

- son moment transverse : p_T ;
- le niveau de confiance sur sa nature, obtenue par la combinaison des RICH, des calorimètres et du système des muons ;
- son paramètre d'impact.

On peut ainsi facilement combiner ces particules pour former les vertex et les possibles particules qui se sont désintégrées. Les critères sur ces vertex sont multiples :

- distance minimale d'approche des particules, obtenue par la mesure de la trajectoire ;
- qualité du vertex (χ^2 déduit des erreurs sur les différents moments et positions) ;
- fenêtre sur la masse de la particule "mère" produite.

Le méson beau initial peut ainsi être retrouvé par l'ensemble de sa chaîne de désintégration.

2.7.3 La visualisation des événements : *Panoramix*

La visualisation des événements de *LHCb* est obtenue grâce à un logiciel dédié : *Panoramix* [50]. Il utilise la même architecture logicielle que les autres programmes, c'est-à-dire *Gaudi*, pour accéder aux informations nécessaires. Il utilise les bibliothèques graphiques *OnX* [51] et *SoFree* [53] (équivalent à *OpenInventor* [52]).

2.7.3.1 La géométrie

La géométrie de *LHCb* est décrite dans des fichiers en langage *XML*. Tous les éléments sont décrits à base de formes simples (parallélépipède, cylindre, sphère, ...). L'ensemble du détecteur peut donc être facilement affiché.

2.7.3.2 Les données

Chaque donnée est spécifique à chaque sous-détecteur. Il faut donc concevoir un moyen de les afficher simplement, pour pouvoir comprendre facilement l'événement. Différentes techniques sont utilisées :

- le calorimètre affiche des pavés dont la taille est proportionnelle à l'énergie mesurée ;
- le *Outer Tracker* affiche les cylindres (ou plus simplement des lignes) qui représentent les lieux possibles où les particules sont passées (c'est-à-dire les cylindres dont l'axe est l'anode et dont le rayon est équivalent au temps de dérive) ;
- le *Vertex Locator* affiche les pistes touchées, donc des arcs de cercle ou des rayons ;
- les traces sont représentées par des segments qui suivent la trajectoire reconstruite.

2.7.3.2.1 La visualisation des objets de type *Particle*

Les données manipulées dans le programme *DaVinci* sont du type *Particle*. Elles regroupent les différentes informations qui peuvent fournir un candidat particule, par exemple :

- les traces longues fournissent des particules chargées ;
- les clusters du calorimètre fournissent des photons.

La visualisation de ces objets n'était pas encore implémentée au sein de *Panoramix*. La manipulation des données fournies à *DaVinci*, les fichiers de type *dst* (*"Data Summary Tape"*), était donc difficile. Il fallait retrouver les informations qui ont créé cette *Particle* puis les afficher. Des *Particles* sont ensuite associées pour former un vertex, et donc créer une nouvelle *Particle*, celle ayant engendré les premières.

J'ai ainsi pu implémenter un algorithme qui permet d'afficher directement ces objets. Cet outil :

- affiche la trace longue associée lorsque cette *Particle* provient d'une trace reconstruite. Les choix pour l'affichage d'autres types de particules (photons, ...) en tant que *Particle* n'ont pas été faits pour l'instant ;
- affiche un segment pour les *Particles* parents, c'est-à-dire celles qui se sont désintégrées.

Cela permet d'accéder directement à ces objets, et facilite la vision des chaînes de désintégration. Les erreurs triviales de conception d'un algorithme créant des vertex et des particules parentes peuvent être ainsi vues très facilement (par exemple : une désintégration en trois corps non voulue ou un méson beau reconstruit qui ne provient pas du vertex primaire).

Chapitre 3

La détection des photons convertis

Le calorimètre électromagnétique est conçu pour détecter les photons et mesurer leurs caractéristiques (position et énergie). Mais chacun des détecteurs situés avant celui-ci sur la trajectoire des photons peut les affecter. Trois effets peuvent influencer les photons :

- l'effet photoélectrique ;
- la diffusion *Compton* ;
- la conversion.

Le cas le plus courant dans *LHCb* est la conversion des photons, c'est-à-dire leur transformation en une paire e^+e^-. L'énergie du photon doit être supérieure à $2.m_e = 1.022\ MeV$. Ce phénomène est dominant à haute énergie, et la section efficace de production de paire est constante en fonction de l'énergie. Cette conversion est uniquement possible quand le photon passe à proximité d'une variation locale du champ électromagnétique induite par un noyau. La probabilité de conversion d'un photon est donc proportionnelle à la quantité de matière vue par celui-ci. La distance au bout de laquelle le flux de photons a diminué de $1/e$ est appelée la longueur de radiation, notée X_0. Elle est égale à [54] :

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} \left(Z^2 \left(L_{rad} - f\left(Z\right)\right) + Z L'_{rad}\right) \tag{3.1}$$

avec :

- pour $A = 1\ g\ mol^{-1}$, $4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} = \left(716.408\ g\ cm^{-2}\right)^{-1}$;
- L_{rad} et L'_{rad} des paramètres [1, Photon and electron interaction in matter] ;
- $f\left(Z\right) \underset{a=\alpha Z}{=} a^2 \left(\frac{1}{1+a^2} + 0.20206 - 0.0369\ a^2 + 0.0083\ a^4 - 0.002\ a^6\right)$, pour les éléments jusqu'à l'uranium.

Une approximation valable de sa valeur est :

$$X_0 = \frac{716.4\ g\ cm^{-2}\ A}{Z(Z+1)\ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})} \underset{Z>>1}{\simeq} \frac{180\ A}{Z^2}\ g\ cm^{-2} \tag{3.2}$$

Lors du *Technichal Proposal* [27], la quantité de matière entre le point d'interaction et le *RICH2* (compris) représentait 40% de X_0. En septembre 2001, cette valeur avait augmenté

jusqu'à 60% de X_0 à cause de contraintes techniques pour la conception des sous-détecteurs. Une valeur si élevée faisait que quasiment la moitié des photons se convertissaient avant le calorimètre. Cette quantité de matière augmentait de plus la diffusion multiple des particules chargées, ce qui rendait la reconnaissance et la mesure des traces beaucoup plus difficiles. Un projet d'"allègement" des sous-détecteurs a alors été lancé pour réduire la longueur de radiation vue par les particules, connu sous le nom de "*LHCb light*". Le *Technical Design Report* de ré-optimisation [48] en 2003 résume alors les décisions prises[1] :

- la première section du tube à vide sera réalisée en béryllium pur (précédemment en aluminium) ;
- l'épaisseur des senseurs du *VELO* a été réduite, le nombre de stations aussi ;
- le nombre de stations de détection de positions a été réduit, celles qui se trouvaient dans l'aimant ont été supprimées ;
- le miroir du *RICH1* a été reconçu ;
- le nombre de plans de détection de la première chambre à muon (*M1*) a diminué.

L'épaisseur de radiation est finalement revenue à sa valeur initiale de 40% de X_0. Le nombre de conversions est alors nettement réduit et le calorimètre électromagnétique peut ainsi mieux détecter les photons.

Mais il reste encore des conversions que nous pouvons rechercher. Leur détection peut ainsi permettre de "récupérer" ces photons qui n'ont pas été vus par les calorimètres. Cela offre une alternative à leur étude classique avec les calorimètres.

3.1 Les conversions

3.1.1 La position des conversions

Beaucoup de photons se convertissent avant l'aimant, comme le montre la figure 52. On peut y distinguer les différents détecteurs (comme indiqué sur la figure). Le "*bruit*", c'est-à-dire les conversions en dehors des détecteurs, provient :

- de la chambre à vide (par exemple, les conversions au niveau de l'aimant, pour $z \in [4000\ ,\ 7000]$) ;
- de la matière hors acceptance (support du *VELO* ou du *RICH1*, aimant, ...).

Les figures 53 et 54 montrent les projections de ces positions sur les différents plans. On peut alors distinguer clairement l'architecture des sous-détecteurs, comme le support du *RICH1*, ou les faces internes de l'aimant.

Près du vertex principal, c'est-à-dire pour $-400\ mm < z < 1000\ mm$, les figures 55 et 56 montrent que nous pouvons distinguer la structure du *VELO*.

[1] Les descriptions des sous-détecteurs au chapitre 2 sont les versions mises à jour.

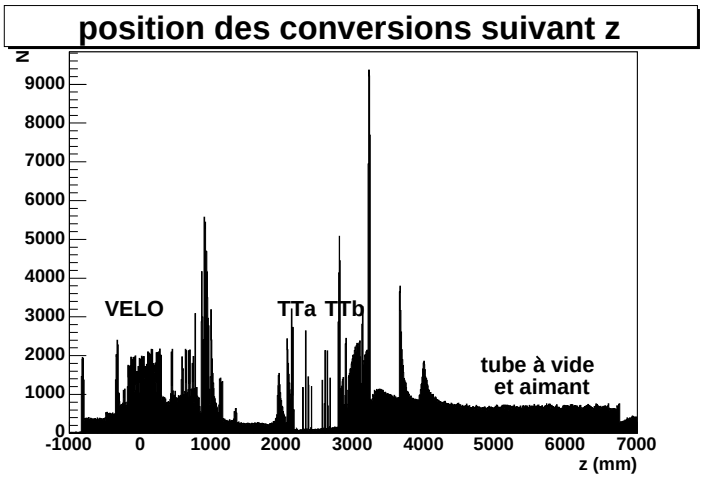


FIGURE 52: Position des conversions des photons suivant l'axe z.

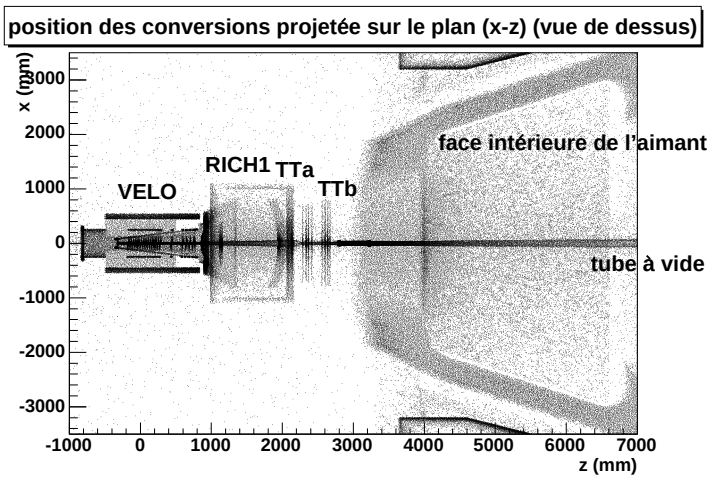


FIGURE 53: Position des conversions des photons sur le plan $x - z$ (vue de dessus).

3.1.2 La position des conversions des photons dans l'acceptance

Seuls les photons dans l'acceptance de *LHCb* seront utilisables, car il faut que leur deux électrons soient reconstruits. Les photons dans l'acceptance se convertissent :

- au sein du *RF-Foil* (cf. 2.2.1.2) ;
- dans les senseurs (cf. 2.2.1.1) ;

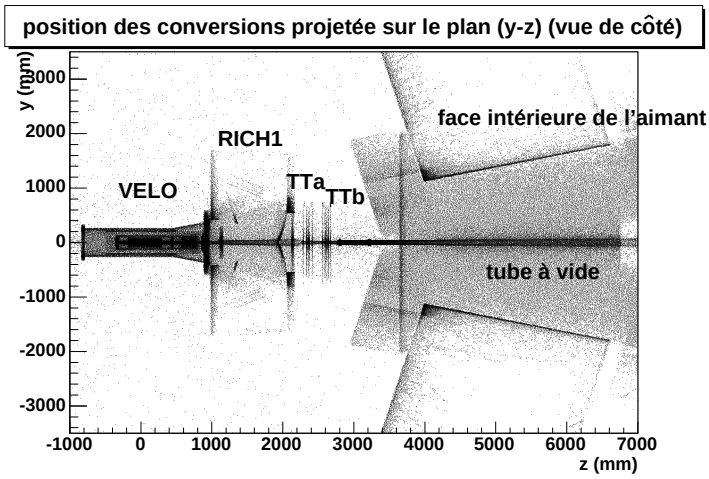


FIGURE 54: Position des conversions des photons sur le plan $y - z$ (vue de côté).

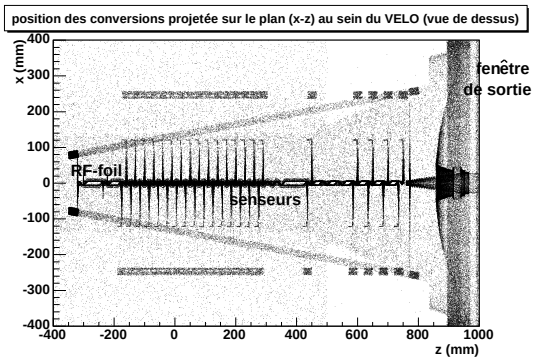


FIGURE 55: Position des conversions des photons dans le plan $x - z$ (vue de dessus), pour $-400\ mm < z < 1000\ mm$.

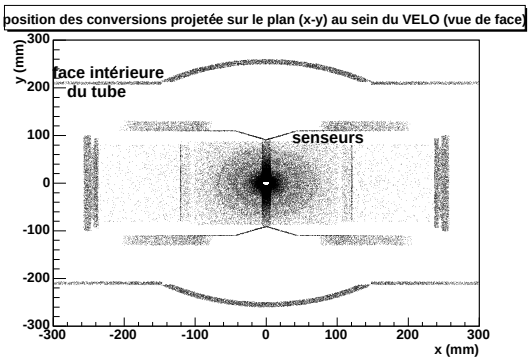


FIGURE 56: Position des conversions des photons dans le plan $x - y$ (vue de face), pour $-300\ mm < z < 800\ mm$.

- à la jonction avec le début du tube à vide (cf. 2.1.2).

La figure 57 montre la projection de la position des photons convertis au sein du calorimètre. L'occupation, c'est-à-dire la densité de particule, est inversement proportionnelle à l'angle polaire du photon, comme pour toutes les particules au sein de *LHCb*.

Nous voyons une plus forte occupation sur l'axe $x = 0$, qui découle a priori de la géométrie du *RF-Foil*. L'angle au sein du calorimètre de cette position extrapolée, montré sur les figures 58 et 59, nous le confirme. En effet, le *RF-Foil*, c'est-à-dire le support des senseurs du *VELO*

(cf. 2.2.1.2), sépare les côtés droit et gauche, donc se trouve aligné sur l'axe $x = 0$. La forte densité de matière ici et le fait que les photons soient produits près de l'axe z expliquent donc cette occupation.

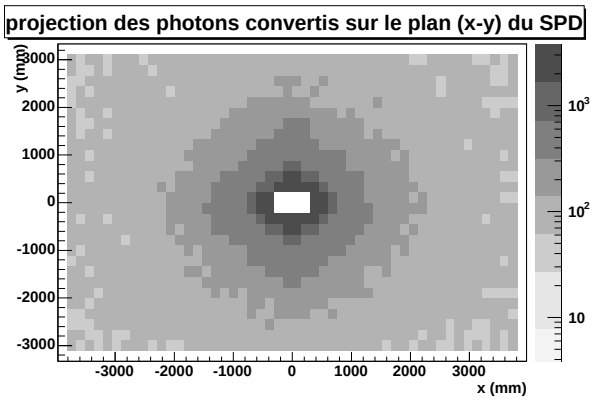


FIGURE 57: Extrapolation de la position des photons convertis dans le plan $x - y$ du *SPD* (vue de face). Le rectangle central correspond au tube à vide et à son support, où ne se trouvent aucune cellules du calorimètre.

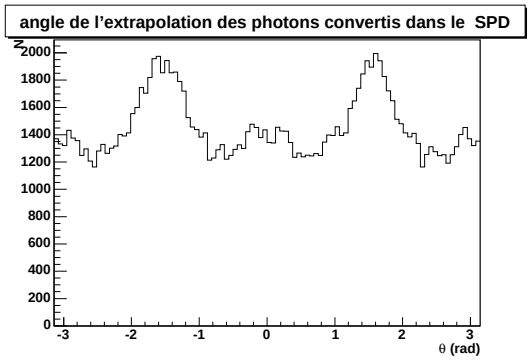


FIGURE 58: Angle au sein du SPD de l'extrapolation de la position des photons convertis.

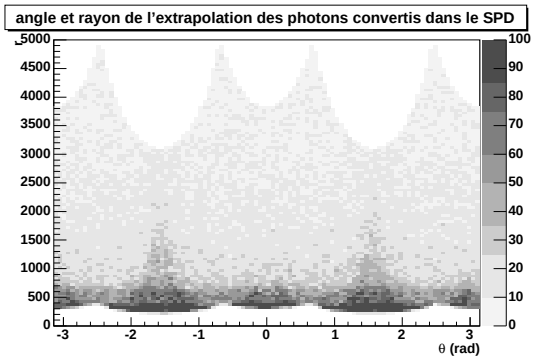


FIGURE 59: Angle et rayon au sein du SPD de l'extrapolation de la position des photons convertis.

Remarque.

Très près du tube à vide, la figure 60 nous montre que beaucoup de photons se convertissent à la jonction entre le *VELO* et la première section du tube à vide (cf. 2.1.2). En effet, nous observons que la position de conversion des photons se projette sur un cône de rayon d'ouverture équivalent à 25 $mrad$.

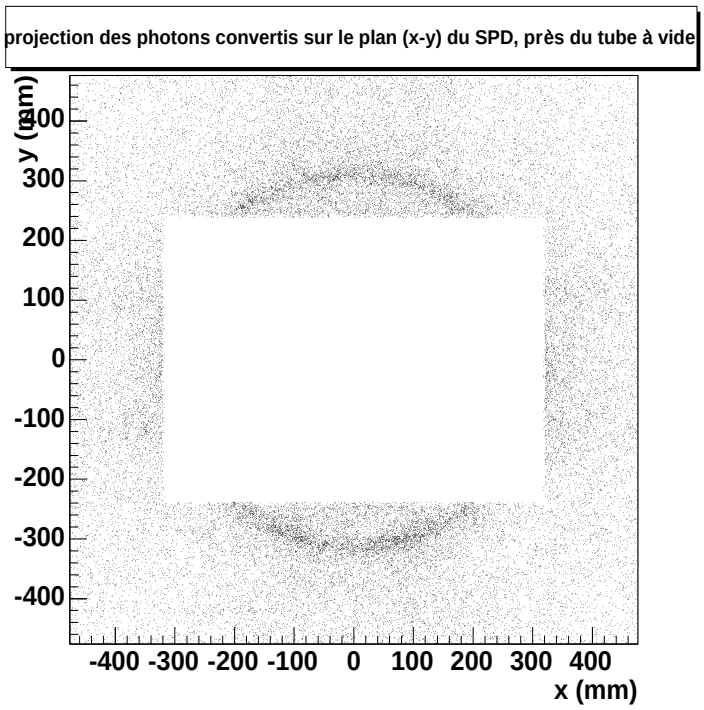


FIGURE 60: Extrapolation de la position des photons convertis dans le plan $x - y$ du *SPD*, près du tube à vide (vue de face). La portion du cercle observé correspond aux conversions dans la section du tube à vide à 25 $mrad$ dans l'acceptance du *SPD*.

La figure 61 montre la position de conversion des photons dans l'acceptance du calorimètre.

Seul ce sous-ensemble des conversions est utilisable, car les moment des deux électrons peuvent être mesurés et les possibles photons de bremsstrahlung détectés. Ces positions décrivent un cône ouvert vers l'arrière du détecteur, ayant pour sommet la position moyenne de l'interaction primaire.

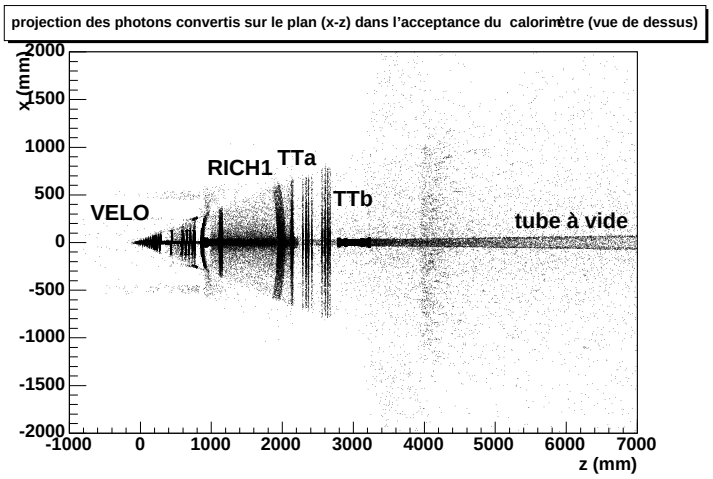


FIGURE 61: Position des conversions des photons dans l'acceptance du calorimètre sur le plan $x - z$ (vue de dessus).

3.1.3 La position des conversions des photons dans l'acceptance au sein du *VELO*

Au sein du *VELO*, la position de ces conversions est montrée sur la figure 62 et leur projection sur l'axe z sur la figure 63. Nous pouvons séparer ces conversions en trois groupes :

- les conversions dans le *RF-Foil*, tout le long de l'axe z, dans le plan $x \approx 0$ mm ; elles sont surtout importantes pour $z \approx 200$ mm, car beaucoup de photons produits par l'interaction primaire croisent le *RF-Foil* à cet endroit ;
- les conversions dans les senseurs, qui forment les pics dans la figure 63 ;
- les conversions dans la fenêtre de sortie, à $z \approx 900$ mm.

La majeure partie de ces photons se convertit très près de l'axe des faisceaux, et les deux traces chargées devraient donc être vues par le système de reconstruction des traces.

3.2 Les traces

3.2.1 La reconstruction des traces

Les traces longues sont formées à partir des traces du *VELO* (cf. 2.7.2.2). Le système de reconnaissance des traces associe une trace *VELO* avec les segments de trajectoire formés par l'ensemble *Inner Tracker - Outer Tracker*. Les possibilités d'association sont alors nombreuses. Mais une certaine tolérance est nécessaire car l'efficacité de ces détecteurs (noté ϵ) n'est malheureusement pas égale à un. L'efficacité d'avoir un signal sur chaque plan de détection est donc reliée au nombre de plans de détection (noté n, égal à 16 : 2 pour *TTa* ou *TTb* et 4 pour

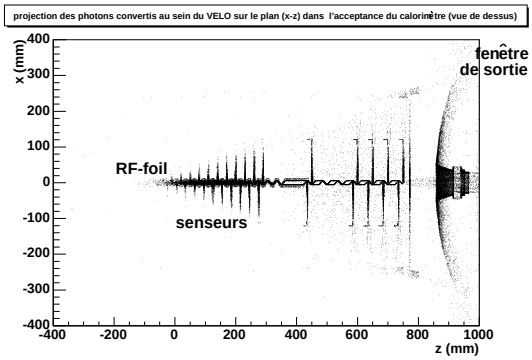


FIGURE 62: Position des conversions des photons au sein du *VELO* dans l'acceptance du calorimètre sur le plan $x - z$ (vue de dessus).

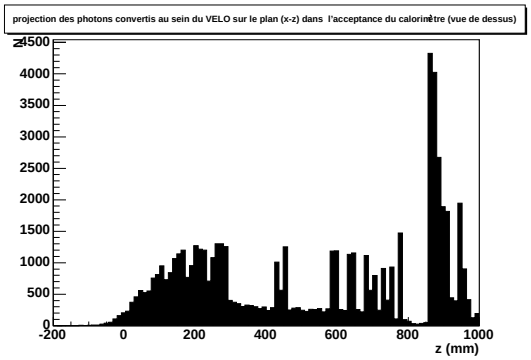


FIGURE 63: Position des conversions des photons au sein du *VELO* dans l'acceptance du calorimètre sur l'axe z.

chacune des 3 stations *Inner - Outer Tracker*) :

$$\epsilon_{globale} = \epsilon^n \tag{3.3}$$

Étant donné ϵ (de l'ordre de 97 à 99%), le système de reconnaissance des traces requiert uniquement une fraction (typiquement 90%) des signaux pour former une trace, afin d'obtenir une bonne efficacité totale. Le choix de cette fraction est relié aux paramètres efficacité - pureté des traces. De plus, le nombre de combinaisons trace *VELO* - trace arrière correspondante peut être élevé. Cette marge de manœuvre entraîne l'existence de traces "fantômes" (*ghost*), c'est-à-dire de traces reconstruites qui ne proviennent pas des signaux d'une particule unique. Une trace *VELO* peut donc être associée avec plusieurs traces "arrière", on qualifie alors cette trace *VELO* de "*double*", voire "*triple*", ou "*simple*" si elle n'est associée qu'une fois. Par extension, on qualifie la ou les traces longues correspondantes avec le même adjectif.

De plus, certaines traces *VELO* ont une partie de leurs clusters en commun. Les traces *doubles* ont par définition tous leurs clusters en commun avec une autre trace. La séparation entres traces *simples* et *doubles* n'est pas aussi évidente, car les traces *VELO* peuvent partager des clusters entre elles. On peut distinguer alors trois groupes :

- les traces *VELO* qui ne partagent aucun cluster *VELO* avec les autres, ce sont les traces *simples* isolées ;
- les traces *VELO* qui partagent une partie ($\in]0, 1[$) de leurs clusters *VELO* avec une ou plusieurs autres, ce sont les traces *simples* "complexes" ;
- les traces *VELO* qui partagent la totalité de leurs clusters *VELO* avec une ou plusieurs autres, ce sont les traces *doubles*, ou *triples*.

3.2.2 Les traces provenant de photons convertis

Étant donné que le champ magnétique est très faible dans cette région, les deux traces ont presque la même trajectoire dans le *VELO*. Elle se "séparent" ensuite pour donner deux traces

de charges opposées quasiment coplanaires, déviées dans des sens opposés. En effet, ces deux traces seraient coplanaires uniquement si les deux particules avaient la même énergie et si le champ était uniforme. Or :

- la distribution de l'énergie du photon entre les deux électrons est plate, les deux électrons pouvant avoir $E_e \in [0, E_\gamma]$;
- le champ croît lentement jusqu'à être maximum au centre de l'aimant ($z \approx 5000\ mm$), puis décroît pour être nul au niveau des calorimètres.

Le champ dévie donc différemment les deux électrons.

La proximité de leurs traces *VELO* peut cependant nous aider à les détecter.

3.2.3 Les différentes traces *VELO*

La figure 64 montre la proportion de ces différents types de traces et leur provenance en fonction de la fraction de clusters en commun.

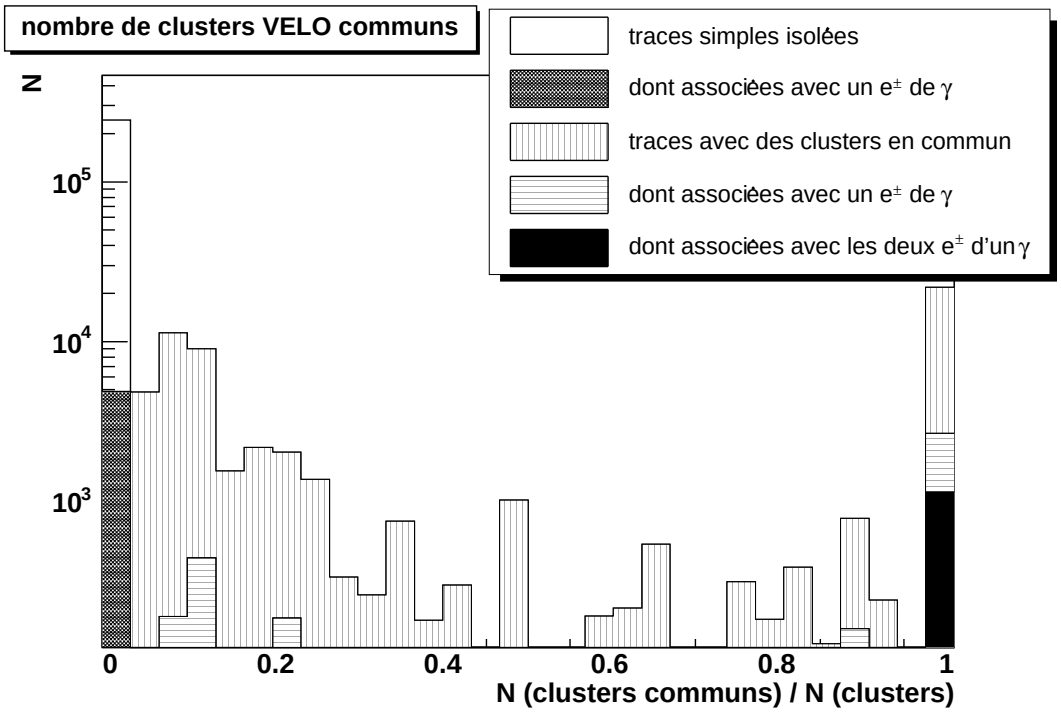


FIGURE 64: Nombre de clusters en commun avec d'autres pour les traces *VELO*, selon leur type et leur provenance. Les traces *simples* isolées ne partagent pas de clusters (pic à 0). Les traces *doubles* partagent tous leurs clusters (pic à 1).

Nous pouvons déduire de la figure 64 que :

- seule une faible partie des traces *simples* isolées est associée avec un électron provenant d'un photon converti, nous ne pourrons donc pas les utiliser. Une trace *VELO* associée à un électron d'un photon converti est sûrement commune à la trace du second électron, mais cette dernière n'a pas été reconstruite. Cela vient donc peut-être d'une inefficacité du système de reconnaissance des traces. Nous verrons plus tard que ces traces pourraient peut-être être reconstruites ;
- les traces *VELO* qui ont quelques clusters en commun avec une ou plusieurs autres traces *VELO* sont très peu associées avec des électrons provenant d'un photon converti. Nous ne pourrons donc pas non plus les utiliser ;
- les traces *doubles*, c'est-à-dire celles qui sont communes à plusieurs traces arrière, sont souvent associées à un électron provenant d'un photon converti, et quelquefois aux deux (environ une fois sur vingt). Ces traces sont donc les seules utiles pour détecter les photons convertis.

3.2.4 Les "traces" des photons convertis

Les traces *VELO* découlant des photons convertis sont donc communes entre les deux traces longues des électrons, elles sont *doubles*. Le tableau 3 montre les fréquences des différentes traces, selon leur type et leur provenance.

traces :	29.9
traces *simples* :	28.7
traces *doubles* :	1.13
dont celles d'un γ converti :	0.066
dont celles du γ converti du B^0 :	0.015
traces *triples* :	0.03

TABLEAU 3: Caractéristiques des traces longues selon leur type et leur provenance. Les données sont exprimées en moyenne de nombre de traces par événement (source : 10000 événements du canal $B^0 \to K^*\gamma$).

Nous voyons que, dans environ 7 % des événements, les deux traces des électrons d'un photon converti ont été reconstruites.

De plus, dans environ 1.5 % des événements, les deux traces des électrons du photon converti du B^0 ont été détectées. Même si ce nombre est relativement faible dans l'absolu, il reste assez conséquent. En effet, le B^0 est généré avec un angle polaire maximal de 400 $mrad$, ce qui est assez élevé, et le γ n'est donc pas toujours dans l'acceptance du calorimètre électromagnétique.

Mais ces nombres ne montrent que la vérité *Monte Carlo*, il nous faut maintenant trouver un moyen d'isoler réellement ces traces provenant de photons convertis du fond, c'est-à-dire des nombreuses traces *doubles*, vingt fois plus nombreuses.

Remarque.

Le taux de traces *doubles* est directement relié à la méthode de reconnaissance des traces. Si tous les détecteurs ont une efficacité de un, il n'est plus nécessaire de tolérer des signaux manquants, en dehors des ambiguïtés gauches - droites du *Outer Tracker*. Dans ce cas idéal, les seules traces *doubles* créées proviennent les photons convertis. Leur détection est donc assurée par le système de reconnaissance des traces, avec une pureté globale de un ! Même si ce cas est impossible, l'efficacité de reconstruction des photons convertis est liée à l'algorithme de reconnaissance des traces. En effet, l'association entre les traces *VELO* et les traces arrière est effectuée en minimisant certains paramètres, comme la différence entre les angles par exemple. Le système de reconnaissance des traces s'attend à une seule trace arrière pour chaque trace *VELO*, il impose pour cela des critères pour accepter une seconde trace arrière, et donc créer une trace *double*. Or, dans notre cas, nous savons que la trace *VELO* sera commune à deux traces longues. Ainsi, en augmentant la tolérance pour la création de traces doubles si nous savons que la trace *VELO* découle d'un photon converti (voir 3.3.2), nous pourrions accepter plus de photons convertis, même si la pureté diminuerait sûrement.

3.3 Les données du VELO

3.3.1 Les dépôts d'énergie

Le *VELO* mesure la charge déposée par les particules chargées dans les pistes sur le silicium. Ces dépôts sont proportionnels, entre autres, à la charge de la particule détectée et au nombre de particules ayant traversé le matériau.

La valeur moyenne de l'énergie linéique perdue par une particule d'énergie donnée à travers un matériau est bien approchée par la formule de *Bethe-Bloch* :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left(\frac{1}{2}\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right) MeV.g^{-1}.cm^2 \tag{3.4}$$

où :

- $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$, avec r_e le rayon classique de l'électron $(e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$;
- T_{max} est l'énergie maximale d'un électron libre produit dans une collision ;
- I est l'énergie du minimum d'ionisation ;
- δ représente la correction des effets de densité de la perte d'énergie par ionisation.

La distribution de cette énergie moyenne :

$$\Delta = \int_{x=0}^{\Delta x} \frac{dE}{dx}dx = f(\beta\gamma, x) \tag{3.5}$$

est connue sous le nom de distribution de *Landau* [55]. La figure 65 montre la répartition des charges mesurées pour chaque cluster *VELO*.

Lorsque l'épaisseur Δx de matériau traversé est très petite, la distribution de cette énergie perdue Δ est gaussienne. Lorsque Δx devient moins négligeable, la courbe présente une traîne assez longue, c'est-à-dire qu'une partie non négligeable des particules aura déposé une énergie assez conséquente, jusqu'à plusieurs fois la valeur moyenne. La figure 65 montre que nous n'avons pas une vraie gaussienne, et que la queue de la distribution est non négligeable.

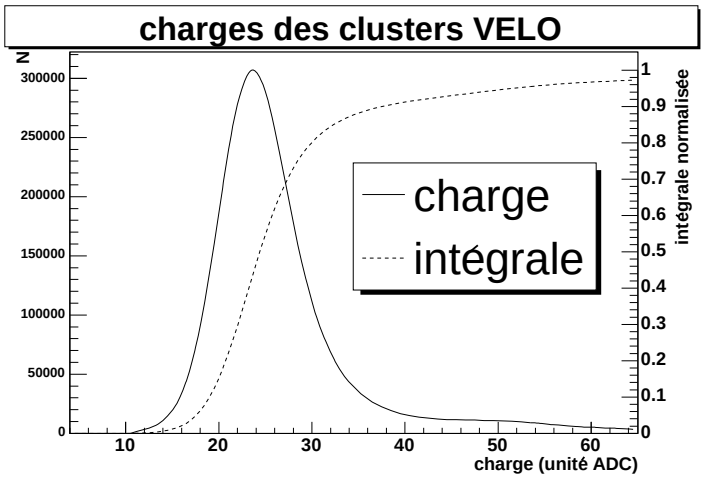


FIGURE 65 : Données mesurées par le *VELO* pour chaque cluster appartenant à une trace *simple*.

Le signal recueilli par le *VELO* est proportionnel à l'énergie déposée. Pour notre cas des photons convertis, les deux traces ont quasiment la même trajectoire, donc les pistes de silicium touchées devraient être les mêmes et les signaux recueillis doubles.

3.3.2 La charge des traces VELO

Les traces *VELO* de l'électron et du positron provenant d'un photon converti sont donc les mêmes, comme nous l'avons vu, car elles sont *doubles*. La dernière information disponible pour différencier ces traces des autres traces *doubles* est la quantité de charge qu'elles ont déposée dans chaque cluster.

En moyennant les charges recueillies sur chaque cluster des traces *VELO* nous obtenons la "*charge VELO*". Nous n'utilisons pas toutes les charges, pour tenir compte de la forme de la distribution, car les plus importantes ne sont pas vraiment caractéristiques de la charge de la particule qui a traversé le silicium. L'intégrale de la distribution des charges mesurées est montrée à la figure 65. Pour rester dans le domaine où la distribution est relativement gaussienne, et donc ne pas prendre la queue, l'intégrale nous montre qu'il faut sélectionner uniquement 80% des charges minimales. La "charge *VELO*" n'est donc pas une moyenne au sens strict du terme.

La figure 66 montre la valeur de cette charge *VELO* pour les différents types de particules.

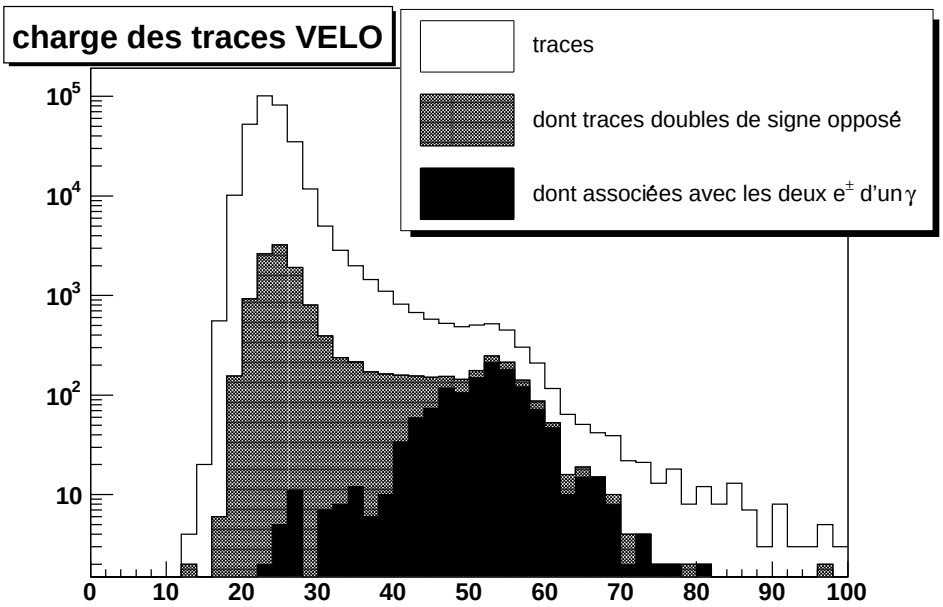


FIGURE 66: Charge moyenne des traces *VELO*, selon leur type (source : 10000 événements du canal $B^0 \rightarrow K^*\gamma$).

Nous voyons que la charge des photons convertis[2] a une moyenne double par rapport aux traces "normales", c'est-à-dire celles qui ne proviennent pas d'un photon converti. Nous pouvons donc identifier les photons convertis en mesurant une charge *VELO* élevée.

Remarque.

Le premier pic des charges des traces provenant de photons convertis, c'est-à-dire d'électrons et de positrons, n'est pas à 22, comme les traces "normales" (essentiellement des pions), mais aux alentours de 26. Cette différence vient de leur nature. En effet, la valeur de l'énergie déposée en moyenne dépend du matériau et du $\beta\gamma$ de la particule. Pour des particules relativistes, au delà du minimum d'ionisation, cette perte est croissante avec leur $\beta\gamma$ [1, *Photon and electron interaction in matter*]. Cette particularité est nommée la "remontée relativiste". Le rapport de masse entre les électrons et les pions étant d'environ 300, l'énergie déposée par les électrons sera plus importante que celle des pions. Cela est donc bien vérifié pour la mesure de la charge

[2] C'est-à-dire la charge VELO de la trace VELO commune aux deux traces longues des deux électrons de conversion du même photon.

VELO. Cela explique aussi la position du pic des charges des photons convertis, aux alentours de 55, et non à une valeur double des charges des traces "normales".

3.4 L'identification des photons convertis

Le nombre de traces découlant des photons s'étant convertis au sein du *VELO* est assez faible par rapport aux traces "normales", comme le montre la figure 66 (échelle logarithmique). Le pic des traces "normales", autour d'une valeur égale à 22, doit donc être totalement supprimé.

3.4.1 La méthode

Ce problème peut être résolu en requérant :

- deux traces longues de signe opposé basées sur cette trace *VELO*, c'est-à-dire une partie des traces *doubles* ;
- une charge assez élevée, de l'ordre du double de la charge moyenne.

Le cas des traces *triples*.

Pour les traces *triples*, c'est-à-dire lorsque trois traces longues partagent la même trace *VELO*, et lorsque elles n'ont pas toutes le même signe, il faut choisir quelles traces utiliser pour former un couple électron - positron. Afin de ne pas augmenter le nombre de candidats photons convertis produits, seule la trace longue de meilleur χ^2 est utilisée. Cela permet d'ignorer la trace de moins bonne qualité.

L'efficacité est définie dans ce cas comme le rapport entre le nombre de paires de traces provenant d'un photon converti trouvées grâce à la coupure et le nombre total de paires de traces provenant d'un photon converti. La pureté est définie comme le rapport entre le nombre de paires de traces provenant réellement d'un photon converti et le nombre de paires de traces totales sélectionnées par la coupure.

3.4.2 L'efficacité et la pureté de l'identification

Le réglage de la contrainte sur la charge permet de jouer sur le compromis entre la pureté de l'identification et son efficacité. En effet, en demandant une charge trop faible, l'efficacité augmente, mais beaucoup de traces sont identifiées à tort en tant qu'électrons provenant de photons convertis.

Les figures 67 et 68 montrent l'efficacité et la pureté de la sélection des photons convertis en fonction de la coupure sur la charge *VELO* des traces *doubles*.

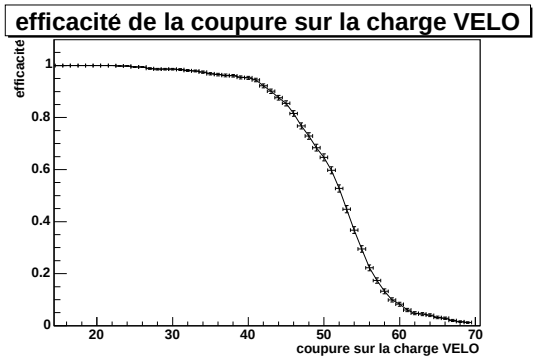


FIGURE 67: Efficacité de la sélection des photons convertis en fonction de la coupure sur la charge de la trace *VELO*.

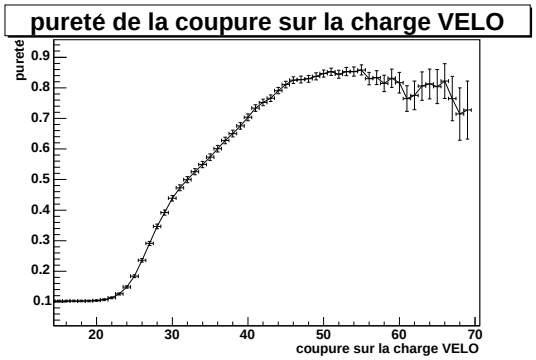


FIGURE 68: Pureté de la sélection des photons convertis en fonction de la coupure sur la charge de la trace *VELO*.

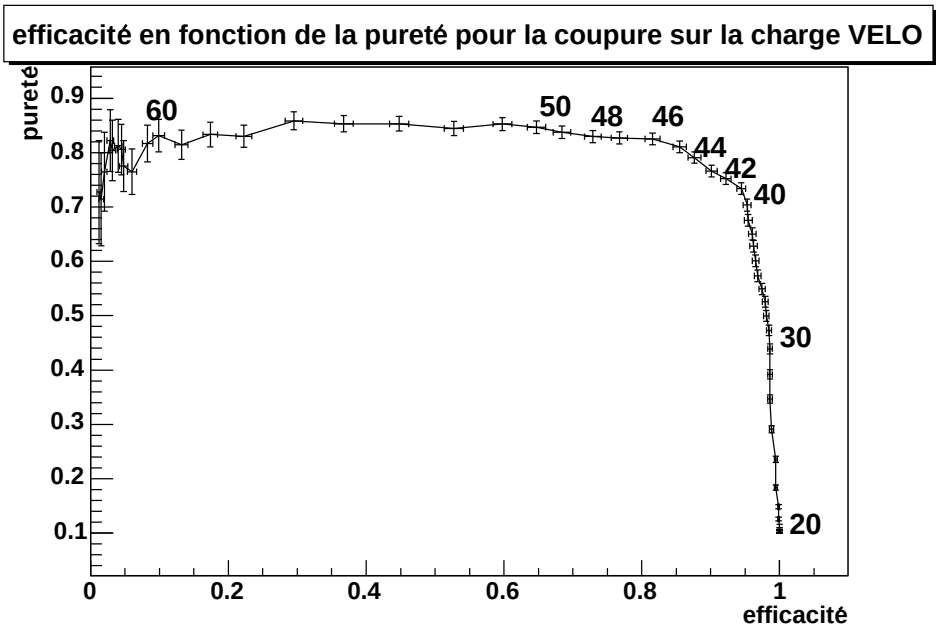


FIGURE 69: Relation entre l'efficacité et la pureté de la sélection des photons convertis en fonction de la coupure sur la charge de la trace *VELO*. Le nombre indiqué à côté de certains points est la valeur de la coupure utilisée.

La figure 69 montre que la valeur de la coupure optimale se trouve entre 40 et 46, où l'efficacité est élevée, de l'ordre de 85%, et la pureté assez bonne (80%).

3.5 Le problème du bremsstrahlung et la mesure de l'énergie

3.5.1 Le problème du bremsstrahlung

L'émission de photons de bremsstrahlung avant l'aimant par les électrons fait que leur moment mesuré n'est pas égal à leur moment initial, lors de leur production. Les moments mesurés seront donc inférieurs aux moments initiaux qui nous intéressent pour connaître le moment du photon converti. Ces photons de bremsstrahlung seront émis suivant la direction initiale des particules, comme le montre le schéma 70.

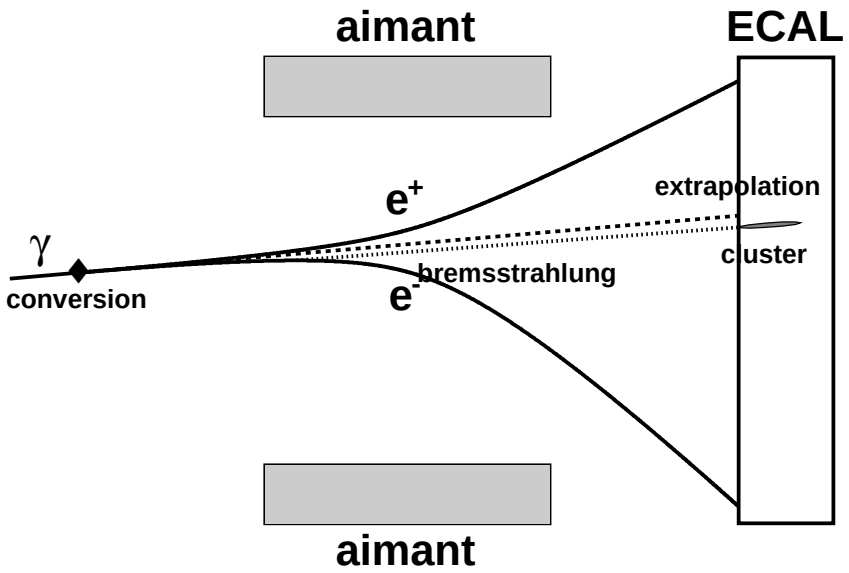


FIGURE 70: Schéma de l'émission du bremsstrahlung dans le cas d'un photon converti.

Cette direction est bien connue et nous pouvons l'extrapoler jusqu'au calorimètre. En sélectionnant les clusters les plus proches de cette position, nous pouvons retrouver l'énergie de ces photons de bremsstrahlung. Les critères déterminants sont :

- la distance au niveau du calorimètre entre le point extrapolé et la position du cluster, montrée sur la figure 71 ;
- la masse invariante formé entre le cluster et le photon converti, montrée sur la figure 72.

Nous voyons bien que le cluster le plus proche formant une petite masse provient souvent d'un photon de bremsstrahlung. Ces clusters peuvent être séparés en trois groupes :

- les clusters provenant de bremsstrahlung, à distance assez faible, inférieure à 100 mm dans la plupart des cas, et formant une masse inférieure à 50 MeV/c^2 ;
- les clusters "aléatoires", c'est-à-dire les clusters les plus proches d'un point au hasard au sein du calorimètre. Leur spectre est proportionnel à la distance puis décroît pour

atteindre une valeur nulle lorsque le cluster a été trouvé ;

- les clusters à faible distance, mais qui ne sont pas reliés au photon converti : ce sont les seconds photons de π^0 énergétiques ayant donné un photon converti. Le petit pic de masse du π^0 sur la figure 72 nous le confirme. Certains clusters de bremsstrahlung y sont de plus associés, ils représentent le cas où les dépôts d'énergie du bremsstrahlung et du π^0 forment un seul cluster.

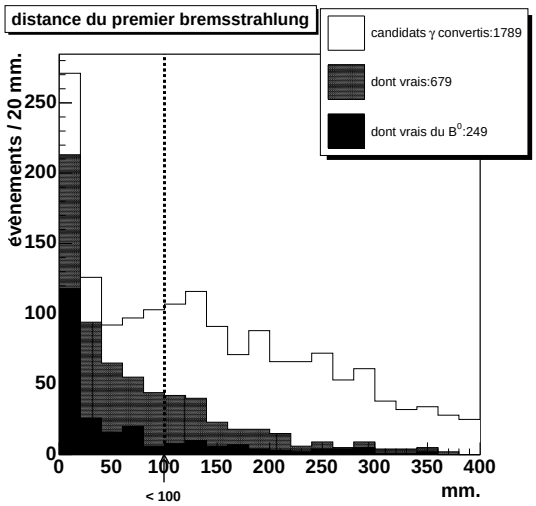


FIGURE 71: Distance extrapolée entre le photon converti et le cluster le plus proche.

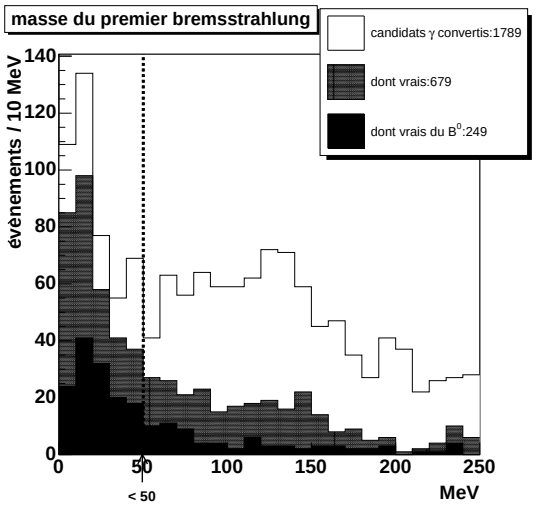


FIGURE 72: Masse invariante entre le photon converti et le cluster le plus proche.

Ces deux figures nous indiquent déjà qu'il faudra appliquer deux conditions :

$$dist(extrapolation, cluster) < 100\ mm \tag{3.6}$$

$$M(\gamma, cluster) < 50\ MeV/c^2 \tag{3.7}$$

pour chercher les clusters de bremsstrahlung. L'énergie de ces candidats bremsstrahlung est montrée sur la figure 75.

Le spectre en distance du second candidat bremsstrahlung, lorsque le premier satisfait les deux critères sur la distance et la masse, est montré à la figure 73. Le début du spectre ($< 150\ mm$) présente une bonne pureté. La masse invariante est montrée sur la figure 74. Nous voyons qu'il reste encore des clusters du second bremsstrahlung. En utilisant les critères suivants :

$$dist(extrapolation, cluster) < 150\ mm \tag{3.8}$$

$$M(\gamma, cluster) < 50\ MeV/c^2 \tag{3.9}$$

nous pouvons récupérer les vrais seconds bremsstrahlung. L'énergie de ces seconds candidats bremsstrahlung est montrée sur la figure 76.

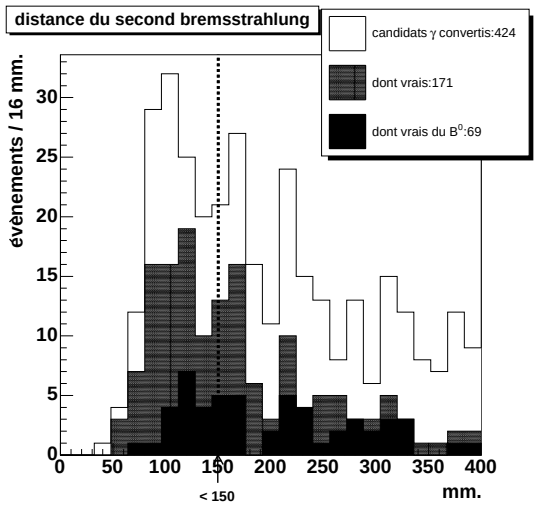


FIGURE 73: Distance extrapolée entre le photon converti et le second cluster le plus proche, lorsque le premier est à une distance inférieure à 100 mm et forme une masse inférieure à 50 MeV/c^2.

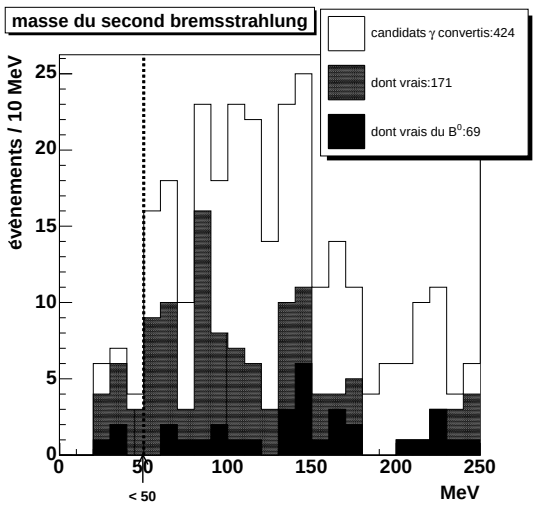


FIGURE 74: Masse invariante entre le photon converti et le second cluster le plus proche, lorsque le premier est à une distance inférieure à 100 mm et forme une masse inférieure à 50 MeV/c^2.

L'algorithme final de création des photons convertis est donc le suivant :

- trouver les deux électrons de charges opposées, dont la trace *VELO* commune a une charge supérieure à 40 ;
- chercher les clusters les plus proches du point extrapolé au sein du calorimètre ;
- les classer par ordre croissant de distance ;
- si le premier est à une distance inférieure à 100 mm et que la masse invariante formée est inférieure à 50 MeV/c^2, ajouter son énergie au photon converti ;
- dans ce cas, si le second est à une distance inférieure à 150 mm et que la masse invariante formée est inférieure à 50 MeV/c^2, ajouter aussi son énergie au photon converti.

Le problème qui se pose alors est que si le photon converti provient d'un π^0 assez énergétique, les clusters des photons de bremsstrahlung et celui du "second" photon du π^0 se trouvent dans la même région. La tolérance sur la masse du candidat π^0 formé devra prendre en compte la coupure de 50 MeV/c^2 appliquée ici. Il faut prévoir un mécanisme pour les différencier, basé sur la masse reconstruite du possible π^0 (cf. 3.6.1).

3.5.2 La mesure de l'énergie

La figure 77 montre le rapport entre l'énergie mesurée et la vraie énergie, selon qu'on ait ajouté aucun, un ou deux clusters de bremsstrahlung. Nous constatons que l'énergie des

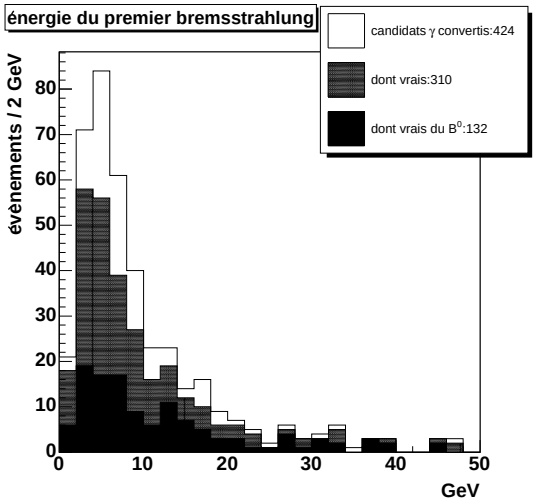


FIGURE 75: Énergie du premier candidat bremsstrahlung, c'est-à-dire du cluster le plus proche, dans la limite de 100 mm, et formant une masse inférieure à 50 MeV/c^2.

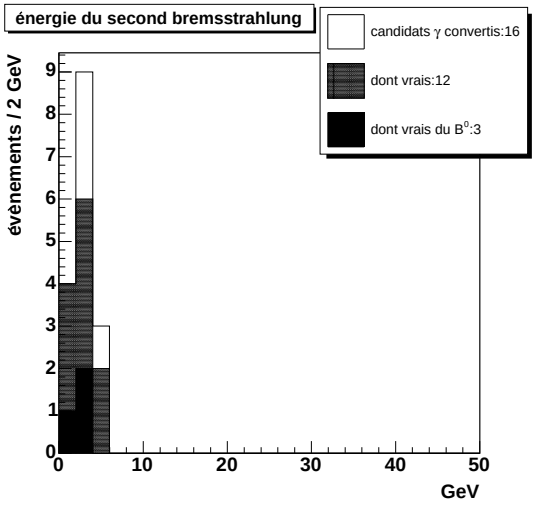


FIGURE 76: Énergie du second candidat bremsstrahlung, c'est-à-dire du second cluster le plus proche, dans la limite de 150 mm, et formant une masse inférieure à 50 MeV/c^2, lorsque le premier candidat bremsstrahlung satisfait les critères (distance < 100 mm, masse < 50 MeV/c^2).

photons convertis pour lesquels nous n'avons pas pu ajouter de bremsstrahlung (a) est sous-estimée car les moments des deux électrons ont été mesurés par leur courbure au niveau de l'aimant, après qu'ils ont émis les photons de bremsstrahlung. Le spectre final, c'est à dire celui pour lequel le choix de l'ajout des possibles photons de bremsstrahlung est effectué, est aussi montré sur la figure (d). La résolution en énergie pour l'ensemble des vrais photons convertis est d'environ 5%.

Le tableau 4 montre les différents types de photons convertis créés. Nous voyons que l'ajout du premier bremsstrahlung pour les photons convertis provenant d'un B^0 est non négligeable.

bremsstrahlung ajoutés	0	1	2	total
candidats γ	76%	23%	1%	100%
vrais γ (68% des candidats)	74%	25%	1%	100%
vrais γ du B^0 (17% des candidats)	57%	42%	1%	100%

TABLEAU 4: Les différents types de photons convertis créés.

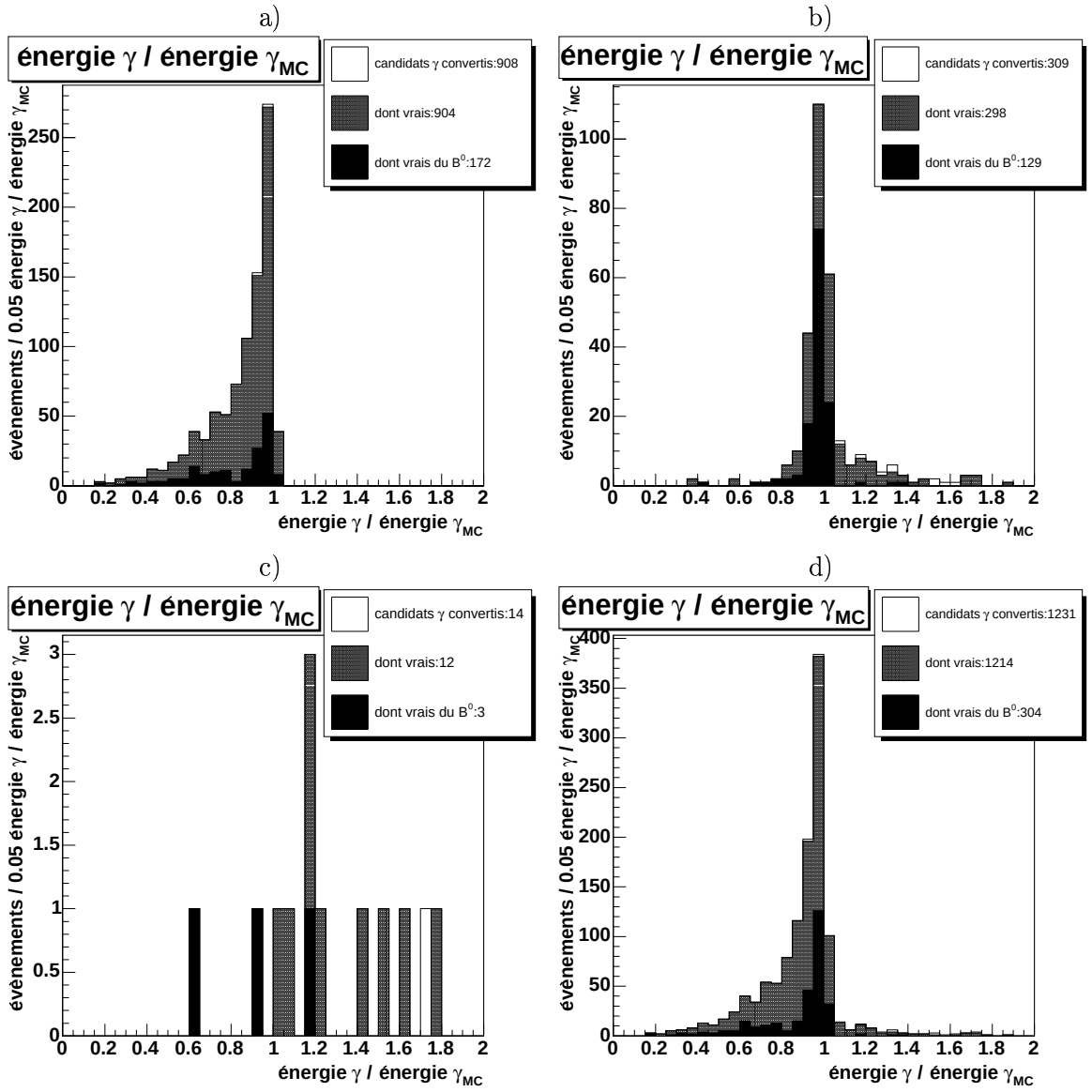


FIGURE 77: Rapport entre l'énergie mesurée du photon converti et la vérité *Monte Carlo*, selon le nombre de candidats bremsstrahlung ajoutés respectant les critères : aucun (a), un (b) ou deux (c). La figure (d) montre le résultat final, sur l'ensemble des candidats photons convertis. Source : 20000 événements du canal $B^0 \to K^*\gamma$.

3.6 Les π^0 ayant donné un photon converti

Une fois le photon converti identifié, il peut provenir de la désintégration d'un π^0. Il faut alors trouver le "second" photon, c'est-à-dire celui qui ne s'est pas converti et qui a laissé un signal dans le calorimètre, s'il est émis dans l'acceptance. Nous ne considérons pas ici le cas

plus rare où les deux photons du π^0 se sont convertis.

L'intérêt de cette identification est multiple :

- le photon converti a été identifié formellement en tant que photon alors que l'identification de la nature des clusters (cf. 2.4.1) est moins précise ;
- la position et la direction du photon converti étant très bien connues, cela contraint géométriquement celles du possible π^0 ;
- l'identification du second photon aide le calorimètre à identifier les autres π^0, car le cluster du second photon peut être supprimé de la liste des candidats potentiels pour former un π^0 avec un autre cluster.

3.6.1 L'identification du photon non converti

Il faut trouver le cluster dans le calorimètre qui correspond au second photon. Ce cluster provient d'un photon, donc il faut que le détecteur de particules chargées (*SPD*) n'ait pas détecté de signal (cf. 2.4.1). Seul le critère de la masse réduite entre le cluster et le photon converti reconstruit peut alors indiquer si le cluster concerné vient bien du second photon. Il suffit alors de demander une masse invariante voisine de la masse du π^0 ($134.9766 \pm 0.0006\ MeV/c^2$).

Les figures 78 et 79 montrent le spectre de masse invariante du π^0 reconstruit selon qu'on ait rajouté un photon de bremsstrahlung ou non (source : 18000 événements du canal $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$).

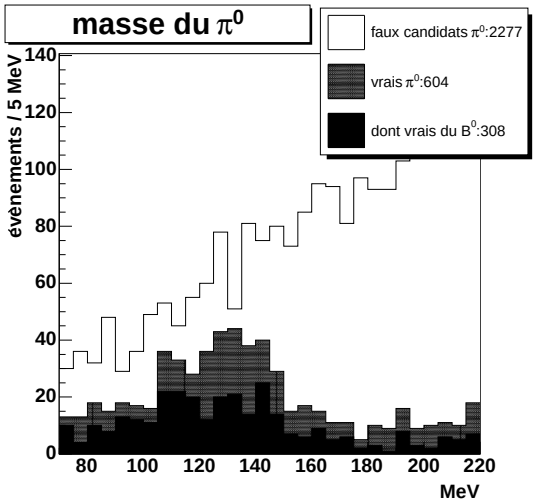


FIGURE 78: Masse reconstruite du π^0 sans qu'aucun photon de bremsstrahlung n'ait été ajouté au photon converti.

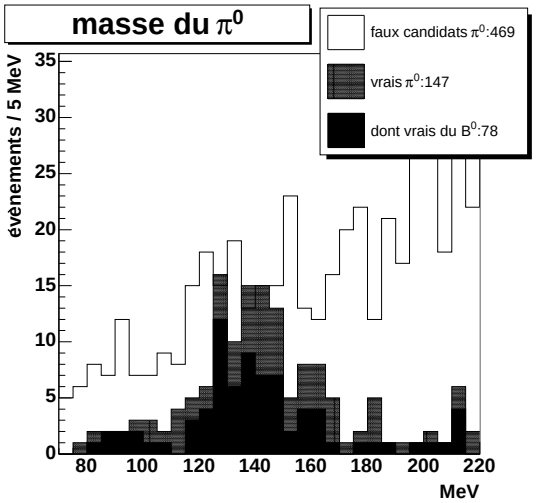


FIGURE 79: Masse reconstruite du π^0 quand un photon de bremsstrahlung a été ajouté au photon converti.

Le fond sur les spectres en masse représente les cas où le second photon ne provient pas du π^0 ayant donné le photon converti, ou lorsque le photon converti n'a pas été totalement associé

à la vérité *Monte Carlo*. Les spectres du fond (faux candidats) et des vrais candidats sont donc exclusifs ici. Nous voyons clairement que le pic de masse est beaucoup plus distinct lorsque nous avons rajouté le photon de bremsstrahlung. En effet, l'énergie manquante au photon converti entraîne une sous estimation de la masse du π^0. Il faut cependant tenir compte du fait qu'il n'y a pas toujours de photons de bremsstrahlung, ou qu'ils peuvent ne pas être détectés par le calorimètre.

La figure 80 montre le spectre de masse invariante de l'ensemble des candidats π^0 reconstruits. Une coupure :

$$m_{\pi^0} \in [\ 100\ ,\ 160\ ]\ MeV/c^2 \tag{3.10}$$

permet a priori de sélectionner une grande partie des vrais π^0 tout en supprimant beaucoup de fond. Le spectre en masse des faux candidats croît avec la masse, comme nous le voyons sur la figure 80. Il ne présente pas de pic autour de la masse du π^0, ce qui montre que nous avons bien associé tous les π^0.

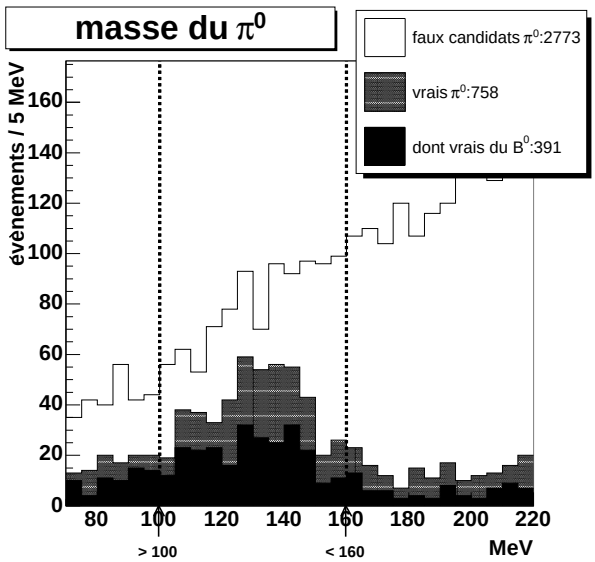


FIGURE 80: Masse reconstruite du π^0.

Les figures 81 et 82 montrent l'impulsion transverse des deux photons du π^0.

Nous voyons clairement que pour les photons convertis de faible impulsion transverse ($\lesssim$ 0.5 GeV/c), beaucoup de candidats π^0 sont faux. En effet, pour des photons convertis de faible impulsions, la contrainte sur la masse du π^0 (eq. : 3.10) permet de garder beaucoup de candidats de faible impulsion au sein du calorimètre. L'occupation au sein du calorimètre est telle que la probabilité d'obtenir un cluster formant une masse de l'ordre de celle du π^0

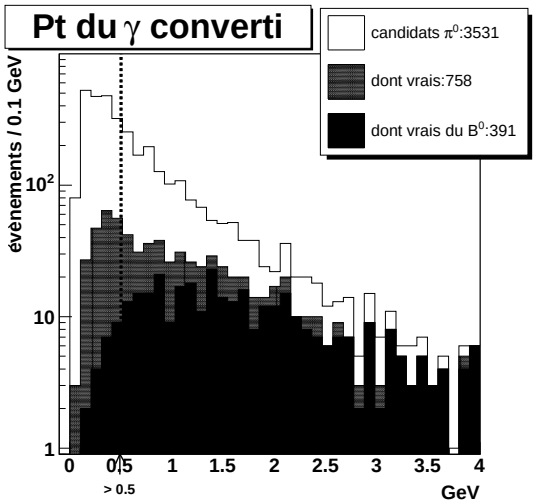


FIGURE 81: Énergie transverse du photon converti, quand un second cluster a été trouvé pour former un π^0 avec $m_{\pi^0} \in [\,70\,,\,220\,]\ MeV/c^2$.

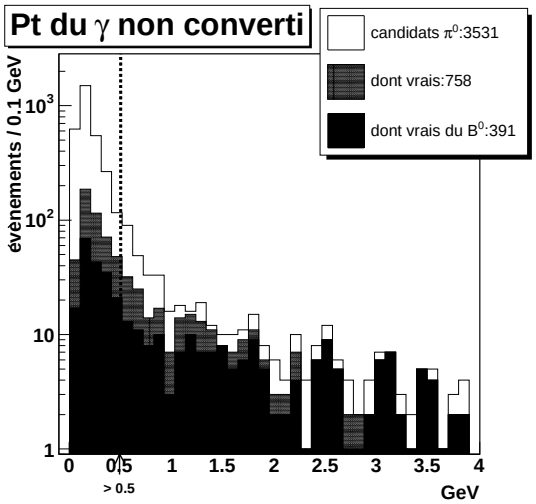


FIGURE 82: Énergie transverse du photon non converti, quand un π^0 a été trouvé avec $m_{\pi^0} \in [\,70\,,\,220\,]\ MeV/c^2$.

deviendra alors non négligeable. L'utilisation des coupures :

$$Pt(\gamma\ converti) > 0.5\ GeV/c \tag{3.11}$$

$$Pt(\gamma\ non\ converti) > 0.5\ GeV/c \tag{3.12}$$

en plus du critère strict sur la masse (eq. : 3.10) permet de passer d'une pureté de 33% à 80% des candidats π^0, en ne perdant que 40% des vrais π^0 du B^0. Le tableau 5 montre l'efficacité et la pureté de la selection obtenues suivant les différentes coupures envisagées.

coupure :	$N_{candidats}$	N_{evts}	π^0 **:**		π^0 **du** B^0 **:**	
			eff.	pur.	eff.	pur.
aucune ($m_{\pi^0} \in [70, 220]\ MeV$)	3531	1413	100%	21.5%	100%	11.1%
$m_{\pi^0} \in [100, 160]\ MeV$	1445	920	63.6%	33.4%	65.0%	17.6%
$Pt(\gamma\ converti) > 0.5\ GeV$	780	557	50.0%	48.6%	62.6%	31.4%
$Pt(\gamma\ non\ converti) > 0.5\ GeV$	243	236	25.2%	78.6%	37.1%	60.0%

TABLEAU 5: Efficacité et pureté de la selection des π^0 pour les différentes coupures (source : 18000 événements du canal $B^0 \to \pi^0\pi^0$).

3.6.2 Le problème de la confusion entre le photon de bremsstrahlung et le photon non converti

Le photon de bremsstrahlung peut être confondu avec le "second" photon, et vice-versa. Les seuls moyens pour les différencier sont :

- la position du cluster du photon de bremsstrahlung, qui doit coïncider avec l'extrapolation de la trace des électrons avant l'aimant ;
- la masse invariante formée entre le couple d'électrons et le cluster du photon de bremsstrahlung ;
- la masse invariante formée par le couple photon converti (électrons + photon de bremsstrahlung) et le cluster du photon non converti.

On voit que le fait que ces deux paramètres (les deux masses invariantes) ne soient pas indépendants pose problème. En effet, il faut d'abord émettre l'hypothèse qu'un cluster provienne d'un photon de bremsstrahlung avant de pouvoir faire la masse invariante avec un second cluster.

Les intervalles de masses utilisés :

- $[\,0\,,\,50\,]\ MeV/c^2$ pour les candidats bremsstrahlung ;
- $[\,70\,,\,220\,]\ MeV/c^2$ pour les seconds photons ;

ne sont pas exclusifs car la masse pour le candidat π^0 est mesurée en incluant le ou les clusters de bremsstrahlung. Il est donc important de prendre des clusters distincts.

3.7 Conclusion

La méthode expliquée ici permet de récupérer de nombreux photons convertis au sein du *VELO*. Les algorithmes permettant de calculer la charge *VELO* et de produire les candidats photons convertis au sein de *DaVinci* ont été intégrés au code officiel fin 2003. Cela permet à tous les physiciens de *LHCb* de les utiliser pour détecter les canaux électromagnétiques de désintégration des mésons beaux.

Une optimisation possible de la reconnaissance des traces.

Le calcul de la trace *VELO* peut être effectué assez rapidement lors de sa création. Lorsque cette charge est élevée, de l'ordre de 40, on peut supposer que cette trace *VELO* provient de la conversion d'un photon. Dans ce cas, on s'attend à deux traces arrière correspondantes. Les critères géométriques de reconnaissance de trace sont basés sur le χ^2 du fit global de la trace testée, qui est déduit des erreurs des points de mesure (dans le *VELO*, *TT* et les stations arrière : *IT* et *OT*). Ce χ^2 représente donc la qualité de la trace testée. Seules les combinaisons trace *VELO* - trace arrière de bonne qualité (c'est-à-dire avec un faible χ^2) sont gardées. Dans notre cas, pour des traces *VELO* de charge élevée, être plus souple sur ce critère permet d'avoir plus de chance de trouver les deux traces. Ceci permettrait alors de récupérer une partie des photons convertis pour lesquels l'une des deux traces formées était jugée de "mauvaise qualité" pour être créée en plus de la première trace détectée. Cette modification, qui n'affecterait que très peu la pureté globale du système de reconnaissance des traces, augmenterait significativement l'efficacité globale de la détection des photons convertis.

En effet, nous voyons sur la figure 64 qu'il y a environ 3 fois plus de traces simples isolées qui sont associées avec un des deux électrons d'un photon converti que de traces doubles associées aux deux. La charge *VELO* de ces traces est a priori élevée, et le second électron a de fortes chances de se trouver dans l'acceptance, et a donc pu créer une trace arrière. Cette modification n'a pas été implémentée, car elle demande un changement conséquent de l'organisation des données et sa priorité n'a pas été jugée très grande par la collaboration.

Chapitre 4

L' analyse

Le système de déclenchement (cf. 2.6) permet de sélectionner uniquement les événements comportant un méson beau. Il est impossible de stocker tous les événements afin de les étudier ensuite, car leur taux de 40 kHz est trop élevé. Il faut donc les sélectionner pour trouver en un temps minimum les "bons" canaux de désintégration étudiés ou recherchés. Il faut de plus étudier tous les canaux intéressants (actuellement une vingtaine) pour chaque événement. Ces canaux ont des rapport d'embranchement très faibles, typiquement de 10^{-5} à 10^{-6}. Cela oblige les algorithmes de sélection à être très rapides pour supprimer le fond, c'est-à-dire les événements B *inclusif*. Il faut donc mettre au point des outils capables de trouver rapidement les candidats pour ces canaux, la sélection finale pouvant être effectuée une fois les candidats enregistrés.

Les canaux comprenant des photons sont classiquement étudiés en utilisant les combinaisons des différents clusters candidats du $ECAL$ avec les traces. Il faut pour cela une bonne séparation entre les électrons et les photons. Mais il reste souvent beaucoup de candidats dans chaque événement. Les critères de sélection de ces candidats doivent alors être très sévères pour éviter que le temps de calcul ou le nombre de combinaisons possibles, c'est-à-dire de désintégrations testées, soient trop élevés.

Nous avons vu au chapitre 3 que la détection des photons convertis est assez facile à mettre en œuvre. Il suffit de sélectionner certaines traces et d'appliquer un seuil sur la charge $VELO$, qui est relativement facile à calculer (après la recherche des traces). L'analyse peut alors être plus souple sur les critères de sélection des désintégrations possibles. Bien sûr, le nombre de conversions est assez faible et "pénalise" cette étude.

Présentation des données et définitions

Le but de l'analyse est d'appliquer des critères de rejet aux événements B *inclusif*, c'est-à-dire ceux passant le système de déclenchement, pour ne garder que le canal de désintégration recherché. Étant donné le rapport d'embranchement des différents canaux, nous comparons les efficacités des critères sur deux lots de données :

- **le B *inclusif***, c'est-à-dire les événements *minimum bias* pour lesquels un B a été généré ;
- **le signal généré**, c'est-à-dire les événements produits exactement comme le B *inclusif*,

pour lesquels le canal de désintégration du B n'est pas libre mais a été imposé. On obtient ainsi la désintégration recherchée pour l'analyse tout en ayant les paramètres du B (énergie, impulsion transverse, direction, etc.) classiques de *LHCb*.

Cela permet de disposer facilement des canaux de désintégration recherchés. Ces derniers sont en fait aussi présents dans les données B *inclusif*, mais en très petit nombre (leur rapports d'embranchement). Notre but est donc de trouver des critères qui suppriment les événements B *inclusif*, tout en gardant le plus grand nombre possible d'événements du signal généré. Les seuls événements B *inclusif* qui doivent rester après avoir appliqué tous les critères devraient donc être les événements avec le bon canal de désintégration recherché.

Nous appelons **candidat** une chaîne de désintégration testée. Par exemple, un même photon converti peut être associé à deux K^* différents pour former la désintégration du B^0, il y aura donc deux candidats. Il peut donc y avoir plusieurs candidats par événement, partageant les mêmes particules. Un événement est retenu si au moins un de ses candidats passe la sélection.

Dans les données du signal généré, nous appelons **signal reconstruit** le candidat qui correspond à la bonne désintégration recherchée. Pour ce signal reconstruit, chaque particule a bien été identifiée, et les vertex utilisés correspondent à la réalité.

Une sélection est un ensemble de critères. Trois types de sélections entrent en jeu :

- **la sélection triviale**, c'est-à-dire un ensemble de critères simples permettant de ne manipuler qu'un sous-ensemble des données. Elle permet entre autres de supprimer les événements pour lesquels aucun photon converti n'a été détecté. Ces critères sont peu sévères et permettent a priori de garder l'ensemble des canaux reconstructibles, c'est-à-dire ceux pour lesquels l'ensemble de la chaîne de désintégration peut être reconstruite. Son but est de réduire le nombre de candidats testés. Elle permet de trouver les critères de la présélection ;
- **la présélection**, c'est-à-dire les critères qui seront appliqués à l'ensemble des données B *inclusif* générées lors des campagnes de production ("*Data Challenge*"). En 2004 (DC04), 17 millions d'événements B *inclusif* ont été générés. Le facteur de rejet, c'est-à-dire le taux d'événements passant ces critères, doit être inférieur à 1/1000 pour chaque canal de désintégration. Cela permet de fournir aux physiciens le lot d'événements, de l'ordre de 10.000, qui a passé ces critères ;
- **la sélection**, c'est-à-dire les critères finaux qui permettent de détecter chaque canal de désintégration recherché.

L'effet d'un critère dépend du lot d'événements sur lequel il est appliqué. De plus, chaque sélection regroupe plusieurs critères. L'ordre d'application de ces différents critères au sein d'une sélection n'a pas d'importance.

Pour se rendre compte réellement de l'effet d'un critère au sein d'une sélection, il faut étudier la variable testée lorsque tous les autres critères de la sélection courante ont été appliqués. Ainsi, nous pouvons comprendre l'effet **marginal** de ce critère, c'est-à-dire l'effet de ce critère s'il avait été appliqué en dernier. Cela permet de voir s'il est vraiment nécessaire et s'il apporte un plus à la sélection. C'est ce type de figure qui permet de déterminer les coupures. On peut alors définir l'efficacité marginale, c'est-à-dire l'efficacité de ce critère s'il avait été appliqué en dernier, après tous les autres. Elle est calculée grâce à un rapport de nombre d'événements. Elle peut être mesurée sur les événements B *inclusif*, sur le signal généré ou sur le signal reconstruit. En revanche, l'efficacité "**isolée**" mesure l'effet du critère lorsqu'il est appliqué seul au lot de

données concernées.

Pour mieux comprendre l'évolution du nombre de candidats sélectionnés, nous montrons dans ce chapitre les figures séquentielles, c'est-à-dire lorsque les coupures sont appliquées au fur et à mesure. Toutes les figures "marginales" correspondantes sont données en annexe. Pour chaque figure, les différents spectres et la coupure choisie sont montrés pour les deux lots d'événements : le signal (à gauche) et le B *inclusif* (à droite), comme noté dans les légendes respectives, qui indiquent de plus les nombres de candidats combinatoires et "vrai", c'est-à-dire le signal reconstruit.

Le but de l'analyse est de trouver des critères ayant une faible efficacité, donc une forte réjection, sur le B *inclusif*, et une efficacité élevée sur le signal reconstruit.

Les figures montrent les spectres sur lesquels les critères (coupures) seront appliqués. Les spectres des candidats des deux lots de données utilisées, le B *inclusif* et le signal généré, sont affichés pour chaque critère. La convention utilisée est :

- **signal** :
  - **signal combinatoire** : l'ensemble des candidats testés (une chaîne de désintégration a été reconstruite) ;
  - **vrai $\mathbf{B^0}$** : c'est le signal reconstruit, toute la chaîne de désintégration reconstruite coïncide avec la réalité et c'est le canal recherché.
- **B *inclusif*** :
  - **B *inclusif*** : l'ensemble des candidats testés sur les données B *inclusif* ;
  - **B *inclusif* "vrai"** : la chaîne de désintégration reconstruite coïncide avec la réalité, c'est-à-dire que le B simulé s'est désintégré selon le canal recherché. Ce cas est très rare étant donné les rapports d'embranchement des canaux observés, mais il ne faut pas le négliger.

Sauf indication, les histogrammes sont montrés en se superposant, car les candidats "*vrais*" (le signal reconstruit ou le B *inclusif* vrai) font partie de l'ensemble des candidats testés.

Le but de l'analyse est de maximiser le vrai signal, c'est-à-dire en garder le plus possible, tout en minimisant le B *inclusif*.

4.1 Le $B^0 \to K^*\gamma$

4.1.1 La chaîne de désintégration

Pour pouvoir bien sélectionner ce canal, il faut d'abord disposer d'un photon converti, dont le moment est bien connu, comme expliqué dans le chapitre 3.

Nous devons parallèlement trouver les deux produits de désintégration du K^*, c'est-à-dire le pion et le kaon. Seuls les *RICH* peuvent distinguer les kaons des autres particules chargées. Les pions ne pouvant pas être identifiés formellement, toute trace qui n'a pas été identifiée par un sous-détecteur (*RICH* pour les kaons, *MUON* pour les muons, *CALO* pour les électrons) est par défaut un pion. Ce nombre élevé de pions augmente le nombre de chaînes de désintégration possibles, c'est-à-dire la combinatoire. En sélectionnant un pion et un kaon qui forment un bon vertex ayant une masse proche de celle du K^*, nous pouvons obtenir notre seconde particule.

La qualité et la masse résultante du vertex entre le K^* et le γ peuvent alors indiquer s'ils proviennent d'un B^0.

La figure 83 montre le schéma de ce canal.

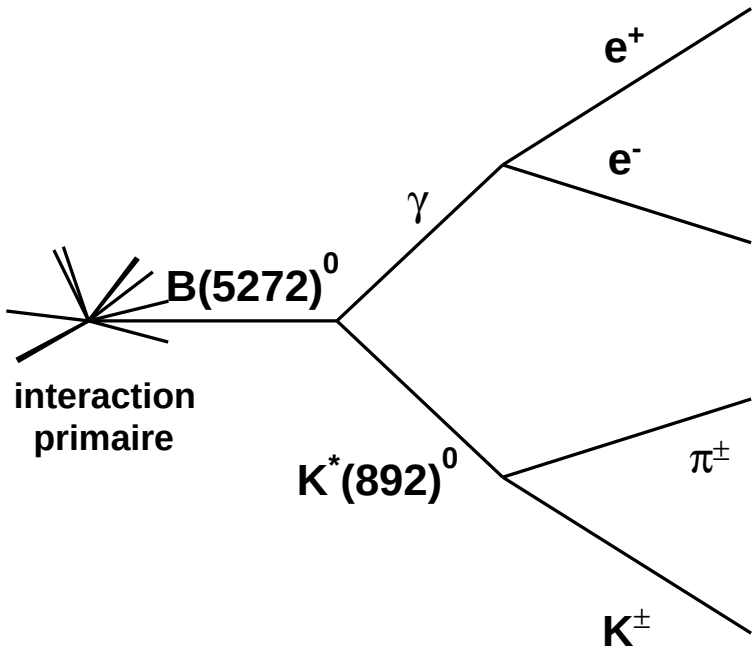


FIGURE 83: Schéma du canal $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ avec photon converti.

4.1.2 La présélection des événements

Étant donné le nombre d'événements à considérer ($2 \times 10^9/an$), il faut tout d'abord sélectionner les candidats possibles, en utilisant des coupures simples.

Le tableau 6 montre les nombres événements utilisés pour cette sélection. Les différentes coupures ont été obtenues grâce aux données produites antérieurement (DC03). La comparaison de ces deux productions de données a montré qu'elles étaient équivalentes. Nous montrons donc ici ces coupures sur la production qui sera effectivement présélectionnée.

Pour chaque événement, la recherche d'un candidat commence par la détection d'un photon converti, comme nous l'avons vu au chapitre 3. Cette détection réduit déjà le nombre d'événements d'environ un facteur 10.

Afin de ne pas tester toutes les combinaisons possibles pour former la chaîne de désintégration recherchée, quelques sélections triviales ont été appliquées, essentiellement la masse du

type d'événements :	$B^0 \to K^*\gamma$	*B inclusif*
production :	DC04	DC04
nombre :	100.000	199.000

TABLEAU 6: Données simulées utilisées pour la présélection du canal $B^0 \to K^*\gamma$.

K^* et du B^0 (tableau 7). Chaque candidat découle d'un photon converti, et toutes les combinaisons $K - \pi$ ou $K^* - \gamma$ sont testées. Le nombre de candidats par événement peut être élevé, surtout lorsque les critères pour former un candidat sont très lâches. Le nombre de candidats sélectionnés est indiqué dans le tableau 8. Nous voyons que nous avons environ dix candidats par événement.

paramètre :	**critère :**
masse du K^*	$[\,400\,,\,1400\,]\ MeV$
masse du B^0	$[\,3600\,,\,6800\,]\ MeV$

TABLEAU 7: Critères simples utilisés pour la sélection triviale des candidats du canal $B^0 \to K^*\gamma$ afin de trouver les coupures de présélection.

type d'événements :	**signal**	***B inclusif***
nombre d'événements :	100.000	199.000
nombre d'événements sélectionnés :	3.724	5.113
candidats sélectionnés :	46.245	44.539
dont vrais :	434	0

TABLEAU 8: Nombre de candidats résultant de la sélection triviale utilisés pour la sélection des candidats du canal $B^0 \to K^*\gamma$ afin de trouver les coupures de présélection.

4.1.2.1 Les photons convertis

Comme expliqué en 3.3.2, une coupure minimale sera appliquée à la charge des traces *VELO* communes à deux traces longues de signe opposé. La figure 84 montre la pureté du signal recueilli, comme nous l'avons vu au chapitre 3. Cette première étape de la sélection est cruciale dans la mesure où le photon doit être assez "propre" dès le départ pour ne pas

augmenter la combinatoire pour les vertex suivants. Une coupure classique à 40 permet de supprimer beaucoup de candidats, et de s'assurer d'une bonne pureté des événements.

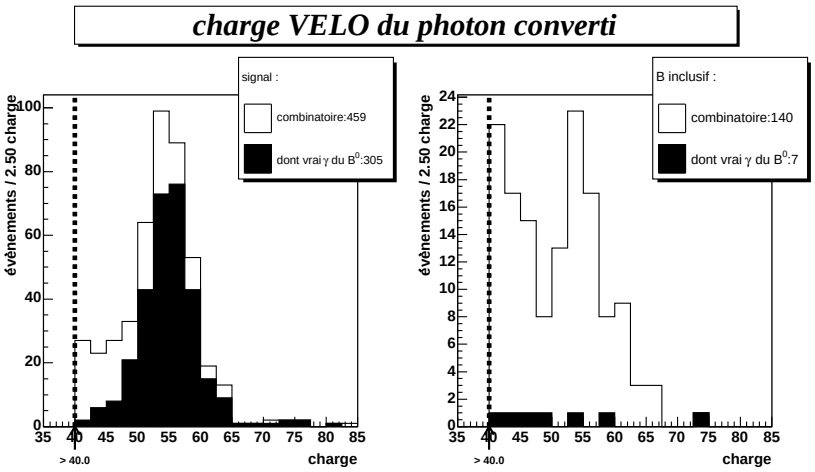


FIGURE 84: Charge *VELO* du photon converti.

Les deux critères les plus discriminants sont ensuite les suivants :

- l'impulsion transverse la plus élevée des deux "électrons". En effet, lorsque le moment des traces est peu élevé, la diffusion multiple oblige le système de reconnaissance des trajectoires à être plus "souple". Plus de combinaisons sont donc possibles avec la même trace *VELO*. En demandant un minimum de 400 MeV/c en p_T pour la trace la plus élevée, on peut enlever les combinaisons avec deux traces de mauvaise qualité. L'effet de cette coupure est montré sur la figure 85. Le tableau 9 (résumé des efficacités à la fin de la présélection) nous montre qu'elle permet de supprimer beaucoup de fond tout en gardant l'essentiel du signal ;
- le paramètre d'impact "réduit" du photon, c'est-à-dire :

$$ip_{réduit} = \frac{ip}{\sigma(ip)} \tag{4.1}$$

Il représente en quelque sorte la probabilité pour que la particule considérée ne provienne pas du vertex primaire. Le paramètre d'impact ip est la distance d'approche minimale entre la trajectoire de la particule concernée et le vertex primaire. Il est calculé surtout grâce à la trace *VELO*, et dépend beaucoup du premier point de mesure. Pour les particules provenant de l'interaction primaire, le "vrai" paramètre d'impact est nul, donc la mesure $\frac{ip}{\sigma(ip)}$ sera faible, typiquement inférieure à 3. Pour les particules ne provenant pas de l'interaction primaire, sauf alignement fortuit, ce paramètre d'impact réduit sera assez grand. C'est le cas pour les produits de désintégration du B^0, ici le K^* et le γ. Une coupure minimale (1.5) sur le paramètre d'impact réduit du γ permet d'enlever tous les

photons convertis provenant du vertex primaire, où de nombreuses désintégrations ont pu produire un γ, ce que montre la figure 86.

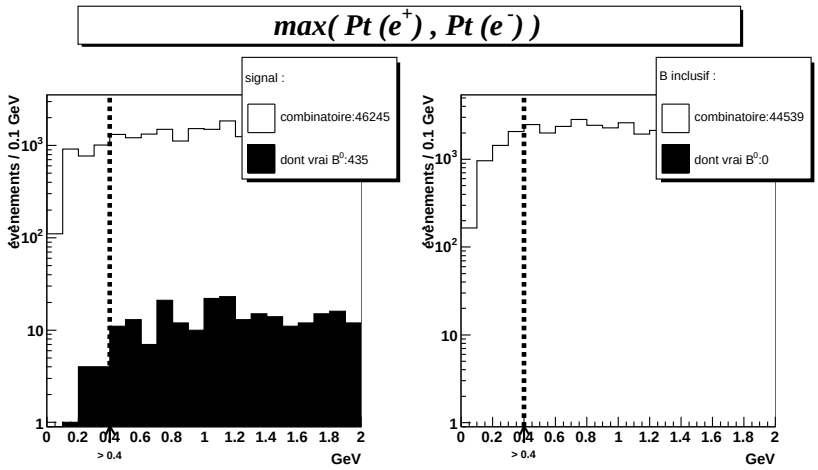


FIGURE 85: Impulsion transverse la plus élevée des deux électrons.

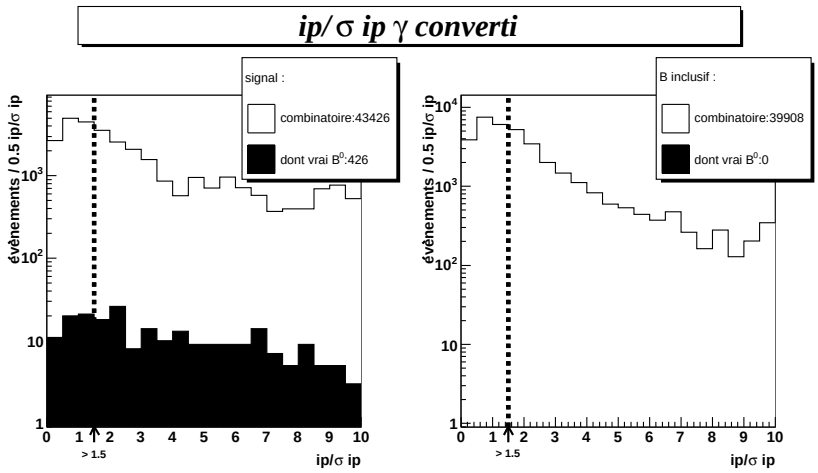


FIGURE 86: Paramètre d'impact réduit du photon converti.

4.1.2.2 Les $K^* \to K\ \pi$

Deux coupures permettent de supprimer le fond :

- en demandant que les deux particules aient une impulsion transverse minimale de 600 MeV/c, comme cela est montré à la figure 87 ;
- en demandant que les deux particules aient un paramètre d'impact réduit supérieur à 2, comme cela est montré à la figure 88.

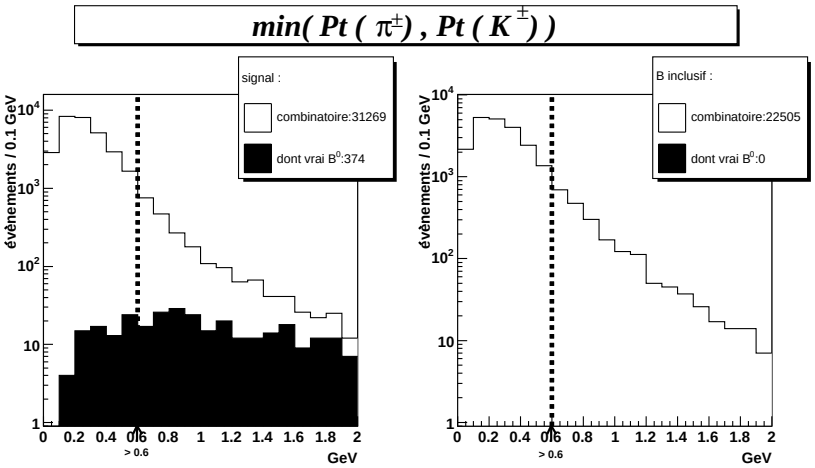


FIGURE 87: Impulsion transverse minimale de $K\ \pi$.

Il nous faut par ailleurs trouver le vertex $K\ \pi$. Le seul moyen d'identifier un kaon est d'utiliser les capacités des sous-détecteurs, en particulier celles du *RICH*. Les pions sont les particules qui ne sont identifiées par aucun système, c'est-à-dire celles qui ne sont pas explicitement reconnues par un sous-détecteur.

En essayant les différentes possibilités avec deux particules de charges opposées, nous obtenons le spectre de masse invariante montré à la figure 89. Nous observons facilement le pic caractéristique du K^*, qui a une masse[1] égale à [1] :

$$m_{K^{*0}} \ = \ 896.10 \pm 0.27\ MeV/c^2 \tag{4.2}$$

et une largeur non négligeable de :

$$\Gamma_{K^{*0}} \ = \ 50.8 \pm 0.9\ MeV/c^2 \tag{4.3}$$

En ne sélectionnant que les événements dans une fenêtre de masse $[700, 1100]\ MeV/c^2$, nous gardons l'essentiel en excluant une grande part du fond, essentiellement aux masses élevées.

[1]Rappel : $m_{\pi^\pm} = 139.57\ MeV/c^2$ et $m_{K^\pm} = 493.68\ MeV/c^2$.

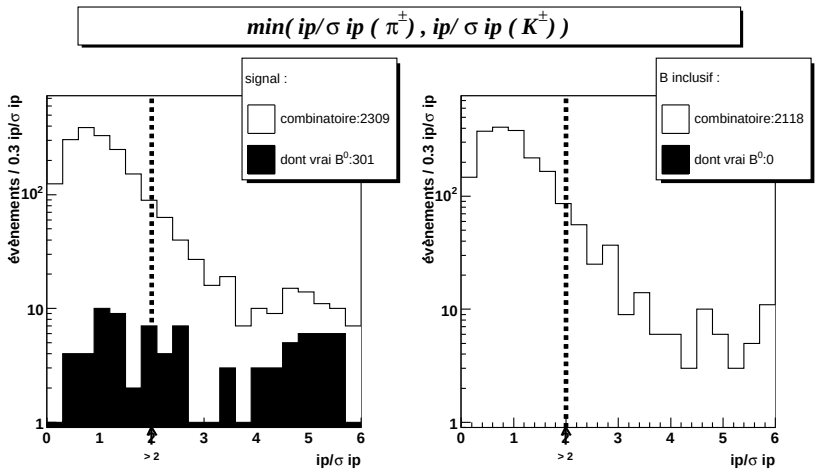


FIGURE 88: Paramètre d'impact réduit minimal de $K\ \pi$.

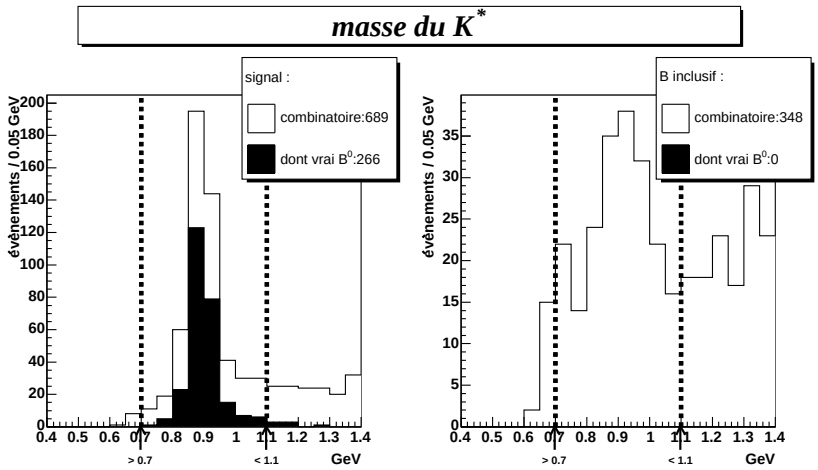


FIGURE 89: Masse invariante du vertex $K\ \pi$ testé.

La pureté de la sélection est augmentée en demandant un paramètre d'impact réduit non nul pour le K^*, comme montré sur la figure 90.

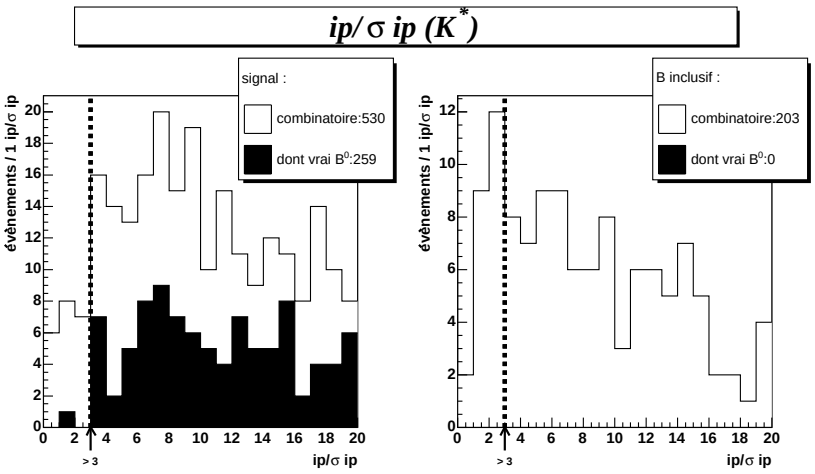


FIGURE 90: Paramètre d'impact réduit du K^*.

4.1.2.3 La présélection du B^0

Le vertex K^* γ est tout aussi simple que le K π, car nous avons deux particules bien définies en position et en moment. Il suffit alors d'exiger une masse invariante voisine de la masse du B^0 [1] :

$$m_{B^0} \;=\; 5279.4 \pm 0.5\ MeV/c^2 \tag{4.4}$$

En sélectionnant les candidats dans une fenêtre de masse $[3800, 6800]$ MeV, on obtient ceux qui pourraient ressembler à la désintégration envisagée. Le spectre de masse du B^0 est montré sur la figure 91.

En appliquant l'ensemble de ces coupures, il nous reste 126 événements B *inclusif* (sur 5113). Nous gardons la même fenêtre de masse $[3600, 6800]$ MeV pour le B^0. Des 435 signaux générés, nous en sélectionnons 258. Les efficacités séquentielles des différentes coupures sont montrées dans le tableau 9. Le tableau 10 montre les efficacités marginales des différentes coupures (les figures correspondantes sont en annexe).

L'efficacité globale de notre présélection est de :

- 60% sur les signaux reconstruits ;
- 12% sur les signaux générés ;
- 2.5% sur le B *inclusif* déjà sélectionné. Sachant que nous disposions de 199.000 événements B *inclusif* et qu'il nous en reste 126, le facteur de rejet de notre présélection est de 1580.

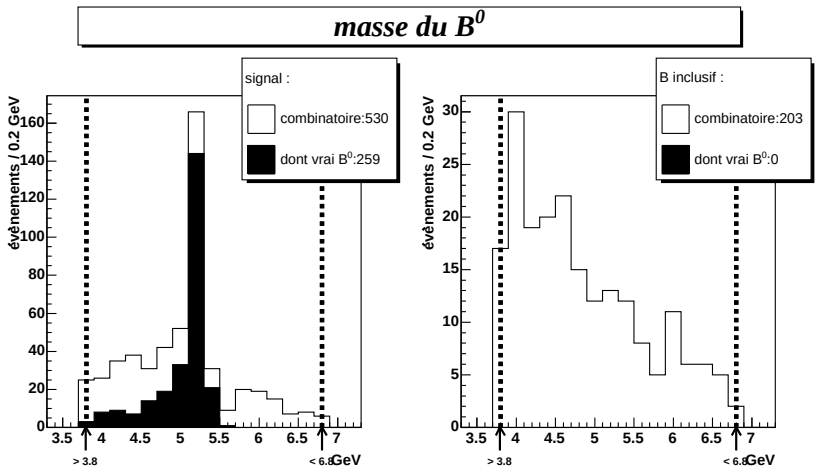


FIGURE 91: Masse invariante du vertex K^* γ testé.

coupure :	***B inclusif***		**signal généré**		**signal reconstruit**	
	(candidats) evts	*eff.*	(candidats) evts	*eff.*	candidats	*eff.*
sélection triviale	(44539) 5113		(46245) 3724		435	
$\max(Pt(e^+), Pt(e^-)) > 400MeV$	(29908) 3343	65.4%	(43426) 2779	74.6%	426	97%
$\frac{ip}{\sigma ip}(\gamma) > 1.5$	(22505) 1720	51.5%	(31269) 1781	64.1%	374	89%
$\min(Pt(\pi^\pm), Pt(K^\pm)) > 600MeV$	(2118) 861	50.0%	(2309) 1037	58.2%	301	80%
$\min(\frac{ip}{\sigma ip}(\pi^\pm), \frac{ip}{\sigma ip}(K^\pm)) > 2$	(348) 223	25.9%	(689) 540	52.1%	266	88%
$\frac{ip}{\sigma ip}(K^*) > 3$	(203) 140	62.8%	(530) 461	85.4%	259	97%
$m_{K^*} \in [700, 1100]\ MeV$	(180) 126	90%	(509) 451	98%	258	99%
total		2.46%		12.1%		59.4%

TABLEAU 9: Efficacités séquentielles des coupures de présélection.

4.1.3 La sélection des événements

L'ensemble des données de la production DC04 n'ayant pas encore été présélectionnées, les résultats présentés ici ne concernent que les 199.000 événements utilisés pour déterminer la présélection, et non pas l'ensemble des 17 millions d'événements *B inclusif* produits. Les codes de présélection des différents canaux de désintégration recherchés sont inclus au logiciel d'analyse des événements *DaVinci* (cf. 2.7.2.4). Cela permet de présélectionner globalement l'ensemble des données. Le code de présélection des trois canaux analysés ici a été intégré début 2004, et vérifié avec les nouvelles données produites pendant l'été 2004. La collaboration utilise cette année la nouvelle méthode *GRID* pour les calculs de présélection.

Pour sélectionner le canal, il suffit maintenant de bien caractériser le B^0. Le critère le plus

important ici est le paramètre d'impact réduit du B^0. En effet, nous voulons que le B^0 formé provienne de la désintégration primaire.

Remarque.
Lorsqu'il y a plusieurs interactions primaires, nous déterminons l'interaction primaire qui a peut-être produit le B^0 en retenant celle qui minimise son paramètre d'impact.

Les deux critères :

$$\frac{dist(vertex\ primaire\ ,\ vertex\ du\ B^0)}{E_{B^0}} \ > \ 0.03\ mm.GeV^{-1} \tag{4.5}$$

$$\frac{ip}{\sigma ip}(B^0) \ < \ 5 \tag{4.6}$$

nous demandent que le B^0 reconstruit provienne de l'interaction primaire tout en supprimant les cas où la distance de vol est trop courte, pour être sûr d'avoir un vrai vertex déplacé.

La coupure sur la distance supprime les cas où la distance entre les deux vertex est très petite, donc les cas où nous avons pu inclure dans la chaîne de désintégration des particules de l'interaction primaire. La figure 92 montre les distributions des paramètres menant à cette coupure.

La coupure sur le paramètre d'impact réduit du B^0 supprime beaucoup de fond, comme le montre la figure 93.

Nous demandons de plus un χ^2 du vertex du B^0 inférieur à 500 afin de supprimer les combinaisons aberrantes (figure 94).

En durcissant la condition sur le paramètre d'impact du K^* (3 pour la présélection), avec :

$$\frac{ip}{\sigma ip}(K^*) \ > \ 5 \tag{4.7}$$

coupure :	**efficacité :**					
	isolée :			**marginale :**		
	signal :		B	**signal :**		B
	généré	recons.	*inclusif*	généré	recons.	*inclusif*
$\max(Pt(e^+), Pt(e^-)) > 400MeV$	76%	98%	**65**%	86%	**97**%	75%
$\frac{ip}{\sigma ip}(\gamma) > 1.5$	57%	88%	**47**%	74%	**93**%	50%
$\min(Pt(\pi^\pm), Pt(K^\pm)) > 600MeV$	57%	80%	**49**%	54%	**81**%	28%
$\min(\frac{ip}{\sigma ip}(\pi^\pm), \frac{ip}{\sigma ip}(K^\pm)) > 2$	50%	83%	**34**%	74%	**97**%	40%
$m_{K^*} \in [700, 1100]\ MeV$	76%	97%	**62**%	86%	**97**%	64%
$\frac{ip}{\sigma ip}(K^*) > 3$	75%	86%	**65**%	98%	**99.6**%	90%

TABLEAU 10: Efficacités isolées et marginales des coupures de présélection.

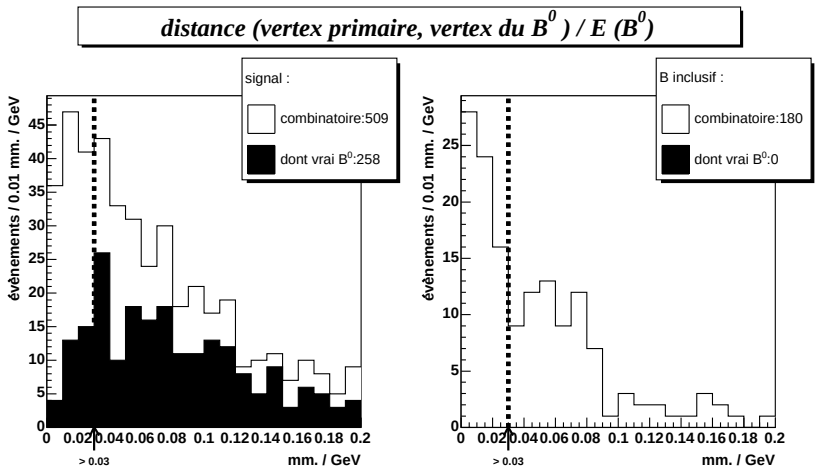


FIGURE 92: Distance réduite entre le vertex du B^0 et l'interaction primaire.

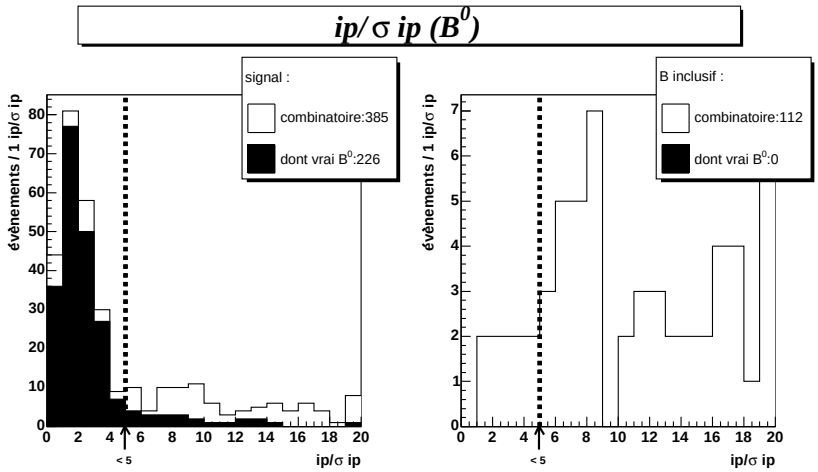


FIGURE 93: Paramètre d'impact réduit du B^0.

nous pouvons aussi bien supprimer le fond (cf. figure 95).

Maintenant, un dernier critère sur le B^0 permet de garder uniquement les bons candidats :

$$Pt(B^0) \ > \ 2\,GeV/c \tag{4.8}$$

Cette coupure simple sur l'impulsion transverse supprime encore le fond résiduel, à basse

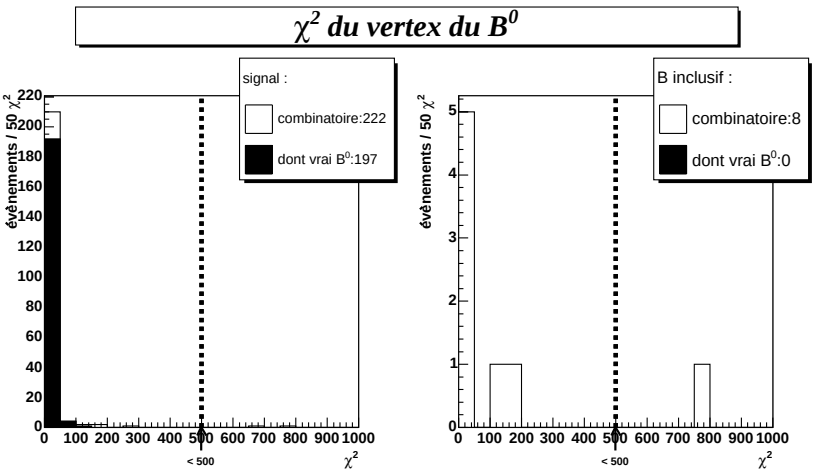


FIGURE 94: χ^2 du vertex du B^0.

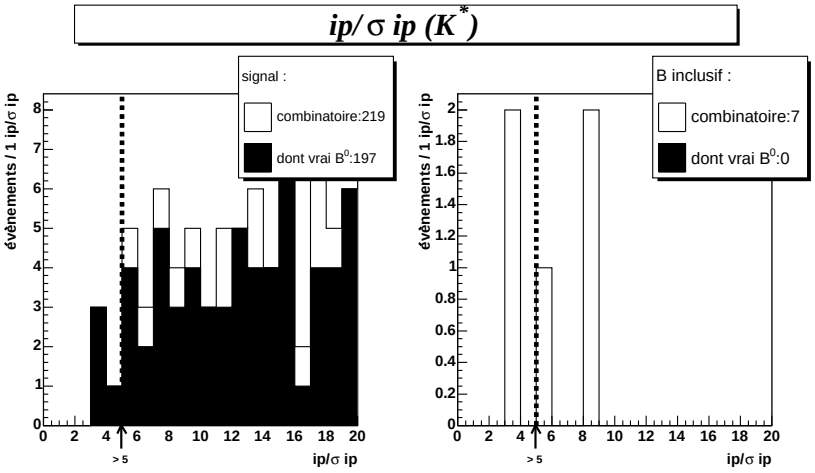


FIGURE 95: Paramètre d'impact réduit du K^*.

impulsion, comme le montre la figure 96.

En utilisant ces coupures, nous ne sélectionnons aucun événement B *inclusif* dans la fenêtre de masse considérée ($[3600, 6800]$ MeV). Le spectre de masse du B formé par les candidats trouvés parmi les événements "signaux" est montré sur la figure 97. La sous-évaluation de la masse du B^0 vient de celle du photon, qui est due au bremsstrahlung.

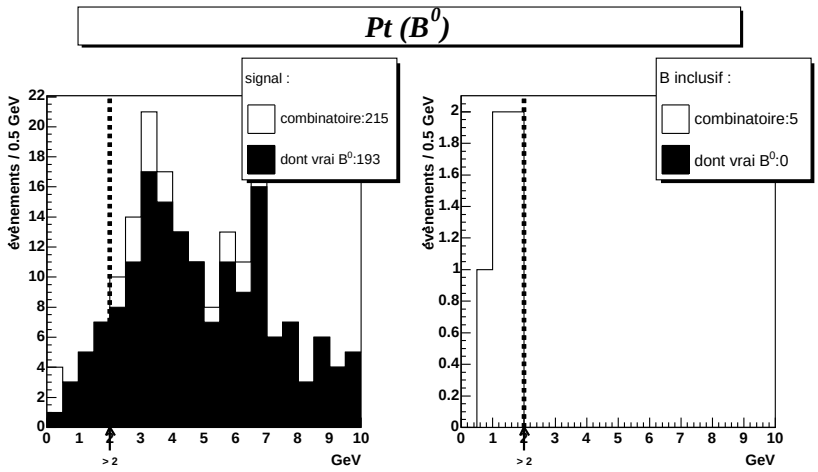


FIGURE 96: Impulsion transverse du B^0.

Nous voyons que quasiment toutes les combinaisons testées coïncident avec les vrais canaux de désintégration recherchés. Les tableaux 11 et 12 montrent les efficacités séquentielles, isolées et marginales des différentes coupures. La pureté de notre sélection est donc assez bonne, égale à 91%. Il reste 177 signaux reconstruits (sur 193 événements), alors qu'il y en avait 258 lors de notre présélection triviale. L'efficacité de la sélection est donc de 69%. Par rapport au signal généré reconstructible, l'efficacité globale est de 41%.

coupure :	***B inclusif***		**signal généré**		**signal reconstruit**	
	(candidats) evts	*eff.*	(candidats) evts	*eff.*	candidats	*eff.*
présélection	(180) 126		(509) 451		258	
$\frac{dist}{E_{B^0}} > 0.03$	(112) 78	62%	(385) 351	78%	226	88%
$\frac{ip}{\sigma ip}(B^0) < 5$	(8) 7	9%	(222) 218	62%	197	87%
χ^2 (vertex B^0) < 500	(7) 6	–	(219) 216	99%	197	100%
$\frac{ip}{\sigma ip}(K^*) > 5$	(5) 4	–	(215) 212	98%	193	98%
$Pt(B^0) > 2\ GeV$	(0) 0	–	(196) 193	91%	177	92%
total		–		43%		69%

TABLEAU 11: Efficacités séquentielles des coupures de sélection.

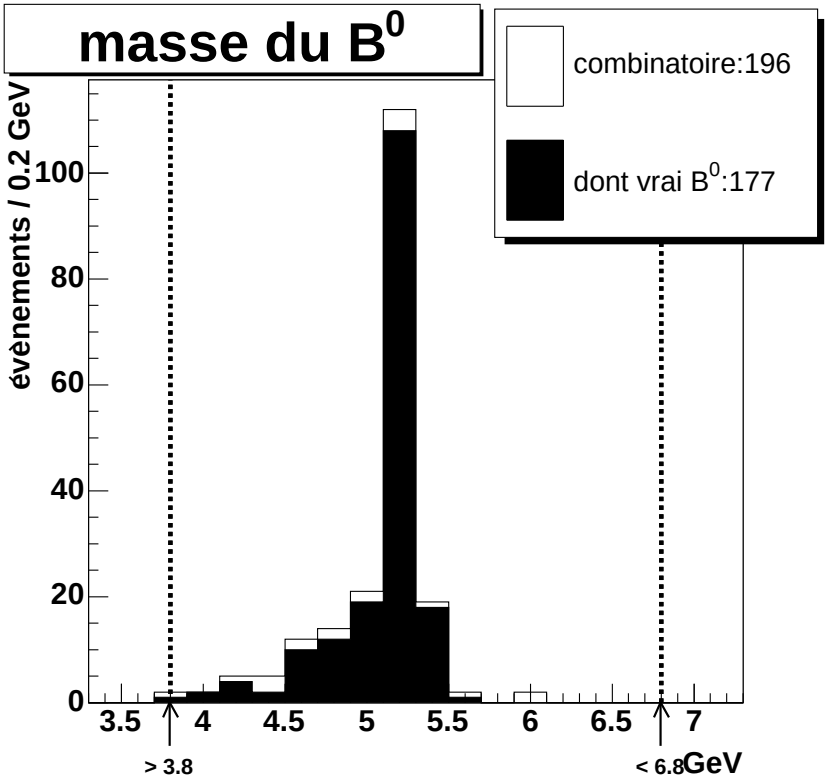


FIGURE 97: Masse invariante du vertex $K^* \gamma$.

4.1.4 Conclusion

Le manque de statistique pour les événements B *inclusif* ne permet pas de valider les coupures utilisées lors de la sélection, et l'estimation du bruit pour cette sélection est encore impossible. La fenêtre de masse utilisé pour le B^0 est cependant encore très large ($3\ GeV$), ce qui nous donne une marge de manoeuvre.

Le nombre d'événements attendus pas an est :

$$N = \mathcal{Y}_{b\bar{b}} * 2P\left(b \to B_d^0\right) * \mathcal{B}\left(B^0 \to K^*\gamma\right) * \frac{N_{sel}}{N_{gen}} * \epsilon_{\theta=400\ mrad} \tag{4.9}$$

où :

- $\mathcal{Y}_{b\bar{b}}$ est le nombre de paires $b\bar{b}$ produites chaque année pour $LHCb$, égal à 10^{12} ;
- $P\left(b \to B_d^0\right)$ est la probabilité qu'un quark b donne un méson B^0, égale à 0.39 ;
- $\mathcal{B}\left(B^0 \to K^*\gamma\right)$ est le rapport d'embranchement du canal, égal à 4.3 10^{-5} ;
- N_{sel} est le nombre d'événements sélectionnés, dans notre cas 177 (nous prenons uniquement les signaux reconstruits, pour ne pas dépendre du fond combinatoire) ;
- N_{gen} est le nombre d'événements utilisés, dans notre cas 100.000 ;

- $\epsilon_{\theta=400\,mrad}$ est la fraction de B^0 se désintégrant dans le cône utilisé au niveau de la génération des événements (angle radial de 400 $mrad$), égale à 35%.

Cela nous donne environ 20.800 événements sélectionnés par an, mais ce nombre ne tient pas compte :

- du système de déclenchement, qui peut ne pas sélectionner les candidats ;
- de l'étiquetage nécessaire pour estimer la saveur du méson.

L'analyse classique de ce canal au sein de *LHCb* obtient environ 93.000 événements par an [56] avant le système de déclenchement, en contrôlant le fond (10 millions d'événements B *inclusif* utilisés). Le système de déclenchement a une efficacité de 37.8% pour ces événemnents sélectionnés.

Concernant l'estimation du fond, le canal voisin $B^0 \to K^*\pi^0$ peut a priori passer l'ensemble des sélections utilisées ici. Il faudra alors rajouter un veto sur les clusters du calorimètres formant une masse de π^0 avec notre photon converti. Étant donnée la très bonne caractérisation de ce photon, cela ne devrait pas poser de problème et est un atout par rapport à l'étude classique.

L'atout de cette sélection vient du fait qu'elle ne dépend que très peu de l'impulsion transverse du photon. En effet, la seule coupure utilisée est $\max(Pt(e^+), Pt(e^-)) > 400\ MeV$, ce qui laisse un très grand espace de phase disponible. A contrario, l'analyse "classique" nécessite une coupure forte sur l'impulsion transverse du photon, typiquement aux alentours de 3 GeV. La topologie des deux lots d'événements sélectionnés sera donc très différente.

Afin d'améliorer le sélection, un nouvelle coupure géométrique sur le moment du B^0 peut être utilisée. Un critère sur l'angle entre la ligne de vol du B^0 et la direction de son moment peut encore supprimer du fond. En demandant un angle faible, cela ne sélectionne que les candidats compatibles avec des particules provenant de l'interaction primaire. Mais la sous-estimation du moment du photon converti peut limiter cette nouvelle possibilité.

coupure :	**efficacité :**				
	isolée :			**marginale :**	
	signal :		B	**signal :**	
	généré	recons.	*inclusif*	généré	recons.
$\frac{dist}{E_{B^0}} > 0.03$	77%	88%	**62%**	85%	**89%**
$\frac{ip}{\sigma ip}(B^0) < 5$	61%	87%	**18%**	72%	**86%**
χ^2 (vertex B^0) < 500	89%	99%	**55%**	99%	**100%**
$\frac{ip}{\sigma ip}(K^*) > 5$	95%	96%	**92%**	98%	**98%**
$Pt(B^0) > 2\ GeV$	86%	92%	**65%**	91%	**92%**

TABLEAU 12: Efficacités isolées et marginales des coupures de sélection.

4.2 Le $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$

4.2.1 La chaîne de désintégration

Ce canal exploite l'identification des π^0 ayant donné un photon converti.

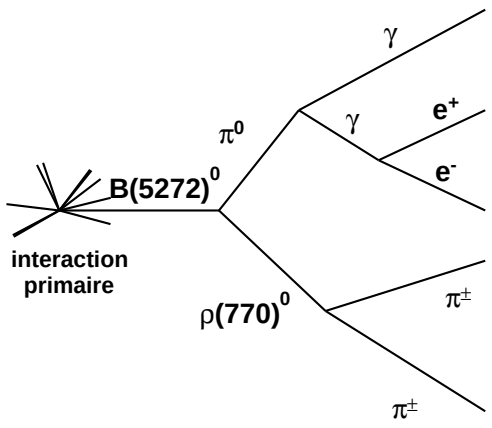


FIGURE 98: Schéma du canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ avec photon converti, en supposant que le ρ soit neutre.

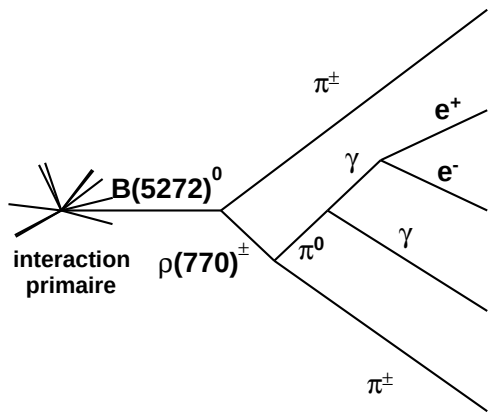


FIGURE 99: Schéma du canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ avec photon converti, en supposant que le ρ soit chargé.

Le principe de sélection de ce canal est le suivant :

- identifier un photon converti ;
- trouver s'il provient de la désintégration d'un π^0 ;
- trouver deux autres pions de charges opposées qui forment un vertex à trois corps avec ce π^0.

La contrainte du vertex formé par les trois pions, qui ont des distances d'approche mesurées faibles, permettra a priori de bien supprimer le fond. En effet, la probabilité que trois pions "au hasard" fassent un vertex déplacé est très faible. La sélection est donc principalement basée sur cette propriété.

L'avantage d'utiliser un photon converti ici est évident. La sélection "classique" de ce canal requiert uniquement de faire un vertex avec deux pions chargés, puis le π^0 "manquant" est rajouté pour faire un B^0. La combinatoire avec deux pions chargés est bien sûr beaucoup plus importante qu'avec l'ensemble des trois pions.

4.2.2 La présélection des événements

Le tableau 13 résume les nombres d'événements utilisés pour cette présélection.

type d'événements :	$B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$	*B inclusif*
production :	DC04	DC04
nombre :	99.500	199.000

TABLEAU 13: Données simulées utilisées pour la présélection du canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

Les sélections triviales appliquées pour former la chaîne de désintégration recherchée sont montrées dans le tableau 14. Le nombre de candidats B^0 sélectionnés est indiqué dans le tableau 15.

paramètre :	**critère :**
masse du π^0	$[70, 220]\ MeV$
masse du B^0	$[3600, 6800]\ MeV$

TABLEAU 14: Critères simples utilisés pour la sélection des possibles candidats du canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ afin de trouver les coupures de présélection.

type d'événements :	**signal**	***B inclusif***
nombre d'événements :	99.500	199.000
nombre d'événements sélectionnés :	5.833	10.852
candidats sélectionnés :	859.529	1.473.196
dont vrais :	196	0

TABLEAU 15: Nombre de candidats résultant de la sélection triviale utilisés pour la sélection des candidats du canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ afin de trouver les coupures de présélection.

Au sein du signal, 235 candidats sont considérés comme "vrai", c'est-à-dire que l'ensemble de la chaîne de désintégration provient d'un B^0. Mais ces candidats sont regroupés dans uniquement 196 événements, alors qu'il devrait y avoir un vrai candidat par événement au maximum. La différence vient de l'association des clusters du calorimètre utilisés pour former un π^0 avec le photon converti. En effet, l'association entre les particules *Monte Carlo* et les clusters est "lâche", et il arrive que la particule ayant engendré un cluster se trouve aussi associée avec un cluster adjacent. Souvent ces clusters adjacents ont une faible énergie, et la coupure sur l'impulsion transverse de ces clusters en éliminera une grande partie.

Nous connaissons les traces des trois particules provenant du B^0, donc son vertex pourra facilement être contraint.

4.2.2.1 Les critères sur le π^0

Pour le π^0, nous utilisons les informations du photon converti, c'est-à-dire des deux électrons. Le vertex du π^0 n'a pas de contrainte en masse, ni de contrainte géométrique. Il consiste à ajouter le vecteur moment défini par le cluster du calorimètre à celui définit au vertex du photon converti, c'est-à-dire à la position.

Pour éliminer les électrons de faible impulsion transverse, qui auraient pu donner un paramètre d'impact élevé, une coupure sur l'impulsion transverse maximale est appliquée :

$$\max(Pt(e^+), Pt(e^-)) \ > 500 \ MeV/c \tag{4.10}$$

La figure 100 montre l'effet de cette coupure.

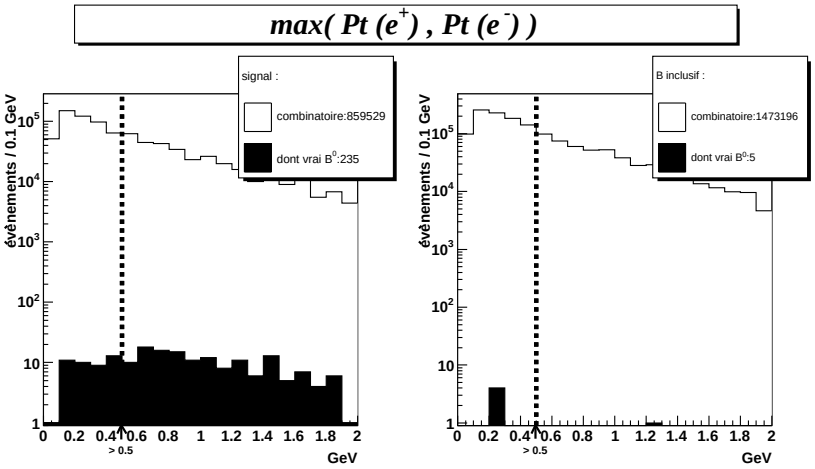


FIGURE 100: Impulsion transverse la plus élevée des deux électrons.

En demandant un paramètre d'impact minimum pour les électrons du photon converti, nous supprimons tous les π^0 provenant de l'interaction primaire, comme le montre la figure 101. Nous appliquons alors la coupure :

$$\max(\frac{ip}{\sigma ip}(e^+), \frac{ip}{\sigma ip}(e^-)) \ > \ 3 \tag{4.11}$$

La fenêtre de masse $[70, 220] \, MeV/c^2$ permet ensuite de sélectionner les π^0, comme le montre la figure 102 (candidats ayant passé l'ensemble des critère de présélection).

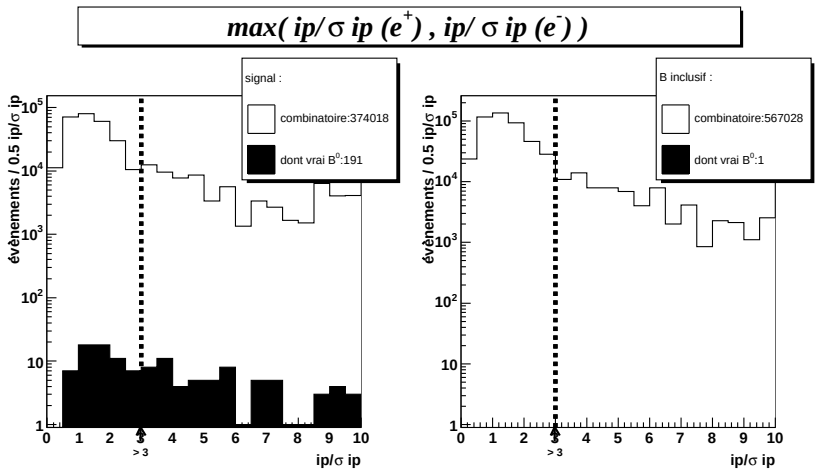


FIGURE 101: Paramètre d'impact réduit le plus élevé des deux électrons.

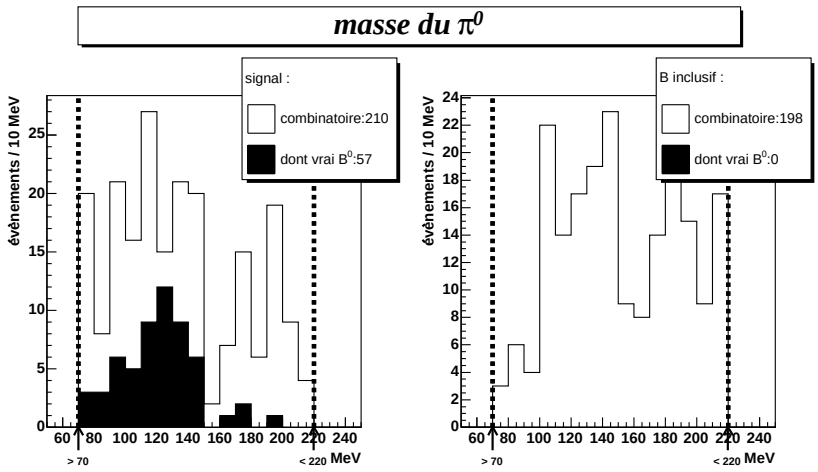


FIGURE 102: Masse du π^0.

Pour augmenter la pureté des π^0 sélectionnés, nous appliquons une coupure sur l'impulsion transverse du second photon :

$$Pt(\gamma_{CALO}) \ > \ 200 \ MeV/c \tag{4.12}$$

L'effet en est montré sur la figure 103.

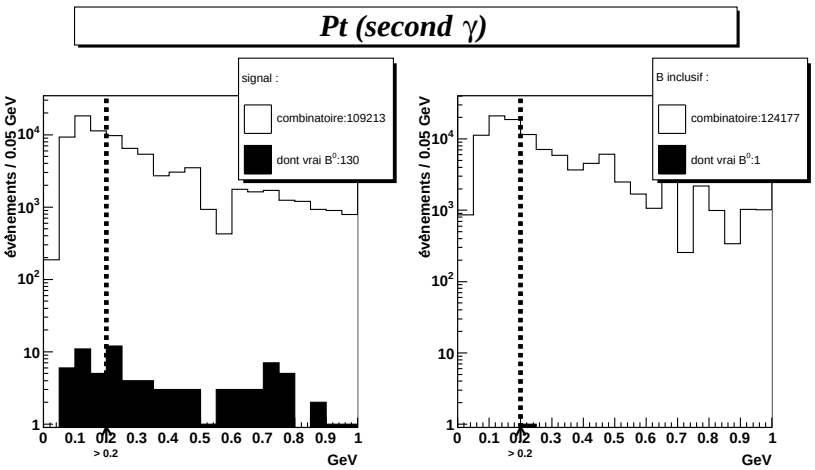


FIGURE 103: Impulsion transverse du second photon.

4.2.2.2 Les critères sur les pions chargés

Les deux pions chargés proviennent de la désintégration du B^0 et leurs masses sont faibles. Ils seront donc assez énergétiques. Les deux pions jouent un rôle symétrique. Pour ne pas dépendre de leur nature, nous les classons par impulsion transverse. Cela permet de ne pas appliquer le même critère aux deux pions, et de pouvoir garder une plus grande marge de manœuvre.

En demandant que leurs impulsions transverses soient relativement élevées, cela permet de rejeter beaucoup de fond en restant souple, c'est-à-dire en acceptant des désintégrations du B^0 assez asymétriques où l'un des deux pions chargés a une impulsion transverse relativement faible, de l'ordre de 500 MeV/c.

Nous voulons de plus supprimer les pions provenant de l'interaction primaire, il faut donc utiliser le paramètre d'impact de ce pions.

Nous utilisons donc les coupures :

$$dist(\pi^+, \pi^-) \ < 0.1\ mm \tag{4.13}$$

$$\min(Pt(\pi^+), Pt(\pi^-)) \ > \ 400 MeV/c \tag{4.14}$$

$$\max(Pt(\pi^+), Pt(\pi^-)) \ > \ 800 MeV/c \tag{4.15}$$

$$\min(\frac{ip}{\sigma ip}(\pi^+), \frac{ip}{\sigma ip}(\pi^-)) \ > 4 \tag{4.16}$$

Cela permet de ne prendre que les pions pouvant former un vertex (eq. 4.13), et de ne garder que les événements pour lesquels nous sommes sûrs qu'au moins l'un des pions ne provient pas de l'interaction primaire (eq. 4.16). Les deux coupures en impulsion transverse 4.14 et 4.15 permettent de ne garder que les couples $\pi^+ - \pi^-$ provenant a priori d'une particule énergétique. Les figures 104, 105, 106 et 107 montrent l'effet de ces coupures.

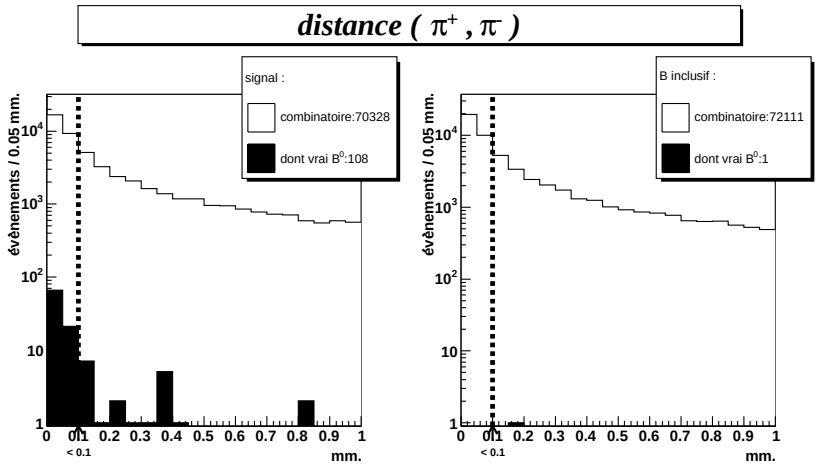


FIGURE 104: Distance minimale d'approche entre les deux pions chargés.

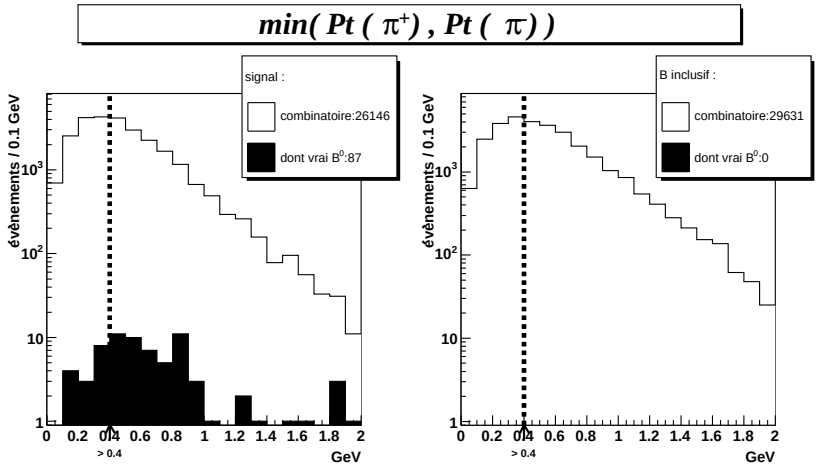


FIGURE 105: Impulsion transverse minimale du couple $\pi^+ - \pi^-$.

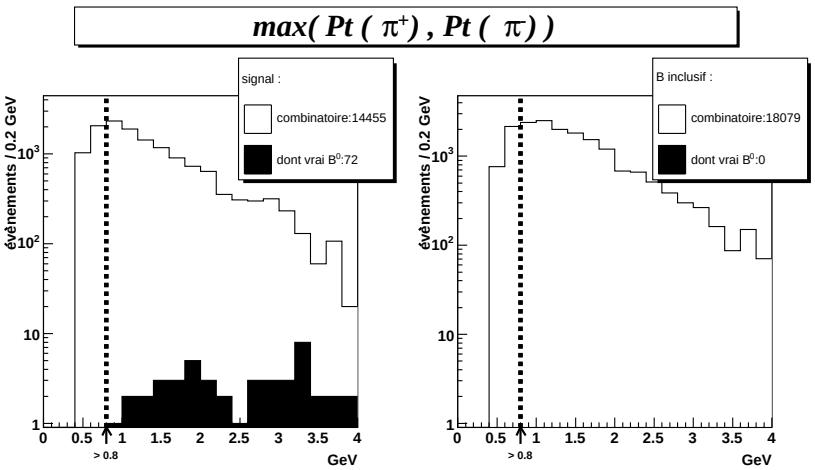


FIGURE 106: Impulsion transverse maximale du couple $\pi^+ - \pi^-$.

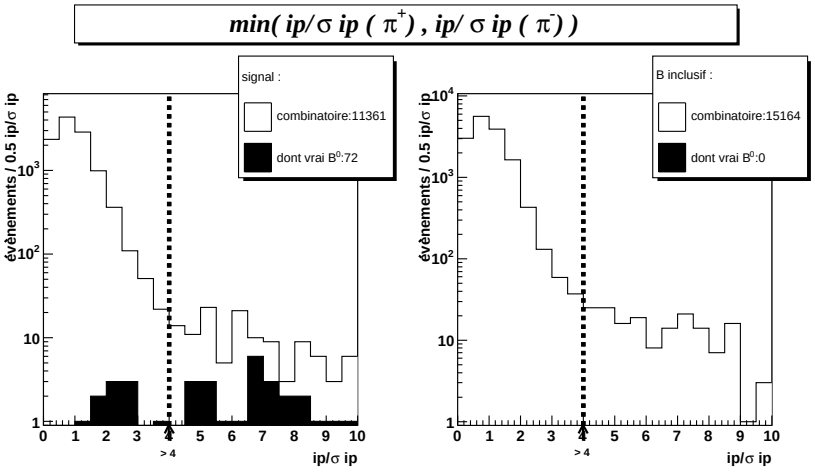


FIGURE 107: Paramètre d'impact minimal des deux pions chargés.

4.2.2.3 Les critères sur le B^0

Le vertex du B^0 est déterminé par la position et le moment des trois particules. La masse n'est pas imposée de prime abord et seule la contrainte géométrique sur le recoupement des trois trajectoires est utilisée. La qualité de ce recoupement se retrouve dans le χ^2 du vertex, qui est déduit des erreurs sur les trajectoires.

Une simple coupure sur l'impulsion transverse du B^0 (2 GeV/c) permet de supprimer

certains candidats B *inclusif* tout en gardant la majorité du signal, comme le montre la figure 108.

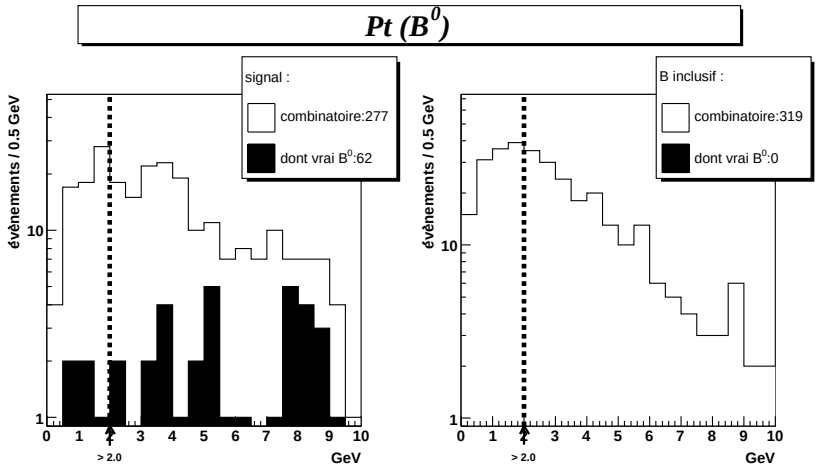


FIGURE 108: Impulsion transverse du B^0 formé.

Nous gardons la même contrainte sur la masse du candidat formé utilisée lors de la sélection triviale :

$$m_{B^0} \in [3600, 6800] \ MeV/c^2 \tag{4.17}$$

La figure 109 montre le spectre en masse obtenu. Nous distinguons clairement le pic de masse du B^0. Le spectre des candidats du B *inclusif* est décroissant, comme pour toutes les analyses.

Des 196 signaux générés, nous en sélectionnons 52. Les efficacités séquentielles des différentes coupures sont montrées dans le tableau 16, le tableau 17 montre les efficacités marginales des différentes coupures (les figures correspondantes sont en annexe).

L'efficacité globale est de :

- 27% sur les signaux reconstruits ;
- 19% sur les signaux générés ;
- 0.7% sur le B *inclusif* déjà sélectionné. Sachant que nous disposions de 199.000 événements B *inclusif* et qu'il nous en reste 78, le facteur de rejet de notre présélection est de 2550.

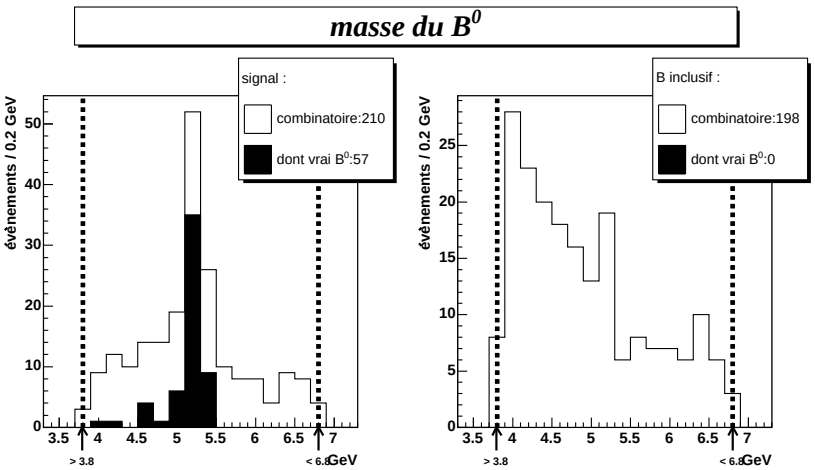


FIGURE 109: Masse du B^0 formé.

coupure :	*B inclusif*		signal généré		signal reconstruit	
	(candidats) evts	*eff.*	(candidats) evts	*eff.*	(candidats) evts	*eff.*
sélection triviale	(1473196) 10852		(859529) 5833		(235) 196	
$\max(Pt(e^+), Pt(e^-)) > 500MeV$	(567028) 2725	25.1%	(374018) 1671	28.6%	(191) 162	83%
$\max(\frac{ip}{\sigma ip}(e^+), \frac{ip}{\sigma ip}(e^-)) > 3$	(124177) 579	21.2%	(109213) 488	29.2%	(130) 107	66%
$Pt(\gamma_{CALO}) > 200MeV$	(72111) 394	68%	(70328) 374	76.6%	(108) 97	90%
$dist(\pi^+, \pi^-) < 0.1mm$	(29631) 391	99%	(26146) 369	99%	(87) 80	82%
$\min(Pt(\pi^+), Pt(\pi^-)) > 400MeV$	(18079) 382	98%	(14455) 360	98%	(72) 67	84%
$\max(Pt(\pi^+), Pt(\pi^-)) > 800MeV$	(15164) 376	98%	(11361) 352	98%	(72) 67	100%
$\min(\frac{ip}{\sigma ip}(\pi^+), \frac{ip}{\sigma ip}(\pi^-)) > 4$	(319) 106	28%	(277) 128	36%	(62) 57	85%
$Pt(B^0) > 2GeV$	(198) 78	74%	(210) 109	85%	(57) 52	91%
total		0.718%		18.7%		26.5%

TABLEAU 16: Efficacités séquentielles des coupures de présélection.

4.2.3 La sélection des événements

4.2.3.1 Les critères classiques

Le B^0 formé provient d'un vertex primaire. En demandant un paramètre d'impact réduit du B^0 tel que :

$$\frac{ip}{\sigma ip}(B^0) \ < \ 5 \tag{4.18}$$

nous pouvons supprimer de mauvais candidats B résiduels, comme le montre la figure 110. Certains candidats présentent en effet un paramètre d'impact réduit élevé, de l'ordre de 10. Deux raisons peuvent expliquer ces cas :

- les erreurs sur les trajectoire des trois pions élevées n'ont pas permis de bien contraindre le vertex du B^0, donc son paramètre d'impact est mal estimé ;
- le B^0 ne provient pas de l'interaction primaire choisie.

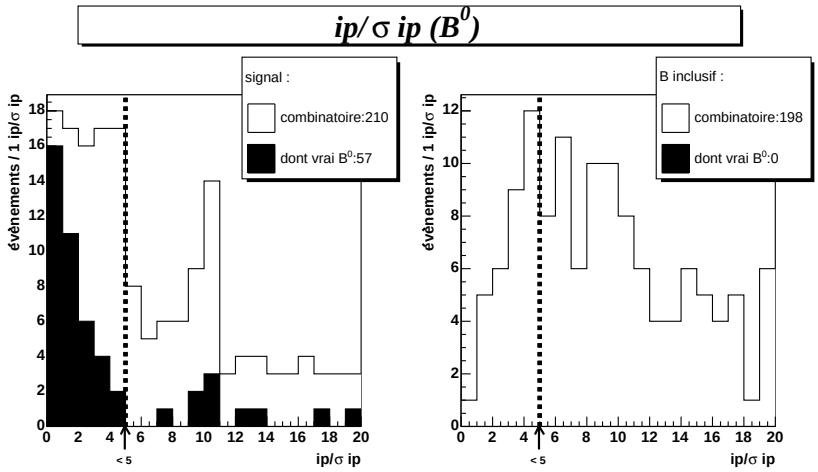


FIGURE 110: Paramètre d'impact réduit du B^0.

Nous demandons de plus que le vertex ne soit pas de mauvaise qualité avec une limite supérieure de 5000 sur son χ^2 (figure 111). Comme nous l'avons vu, ce χ^2 découle des contraintes

coupure :	**efficacité :**					
	isolée :			**marginale :**		
	signal :		B	**signal :**		B
	généré	recons.	*inclusif*	généré	recons.	*inclusif*
$\max(Pt(e^+), Pt(e^-)) > 500MeV$	29%	83%	**25**%	58%	**98**%	42%
$\max(\frac{ip}{\sigma ip}(e^+), \frac{ip}{\sigma ip}(e^-)) > 3$	18%	60%	16%	40%	**83**%	22%
$Pt(\gamma_{CALO}) > 200MeV$	69%	91%	**68**%	83%	**95**%	73%
$dist(\pi^+, \pi^-) < 0.1mm$	96%	82%	**95**%	53%	**90**%	38%
$\min(Pt(\pi^+), Pt(\pi^-)) > 400MeV$	98%	75%	**98**%	83%	**87**%	85%
$\max(Pt(\pi^+), Pt(\pi^-)) > 800MeV$	99%	99%	**99**%	96%	**100**%	87%
$\min(\frac{ip}{\sigma ip}(\pi^+), \frac{ip}{\sigma ip}(\pi^-)) > 4$	58%	60%	**48**%	32%	**87**%	22%
$Pt(B^0) > 2GeV$	92%	89%	**87**%	85%	**91**%	74%

TABLEAU 17: Efficacités isolées et marginales des coupures de présélection.

géométriques sur les trajectoires des trois pions.

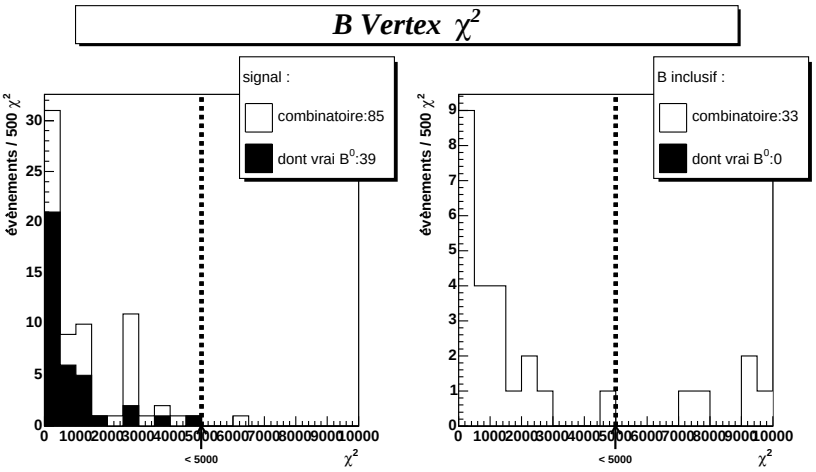


FIGURE 111: χ^2 du vertex du B^0.

En demandant que le B^0 formé soit assez énergétique, nous pouvons supprimer le reste du fond, même si cela enlève aussi des vrais candidats. Cette coupure :

$$Pt(B^0) \ > \ 6 \ GeV/c \tag{4.19}$$

est illustrée sur la figure 112.

4.2.3.2 Les masses de *Dalitz*

Notre vertex à trois corps ne peut pas se résumer simplement par la masse du B^0 formé. En effet, il existe un autre degré de liberté pour le partage de l'énergie entre les trois particules formées. En supposant que la désintégration à trois corps "transite" par le ρ, les vrais événements se trouvent proches des bords intérieurs du triangle de la masse du B^0. Ils devraient se trouver normalement à la masse du ρ au carré. La figure 113 montre ce diagramme pour l'ensemble des candidats ayant passé la présélection.

En sélectionnant uniquement les événements avec des masses carrées petites, c'est-à-dire proches de celle du ρ :

$$\min(M(\pi^+,\pi^-)^2, M(\pi^-,\pi^0)^2, M(\pi^0,\pi^+)^2) < \ 1 \ GeV^2/c^4 \tag{4.20}$$

nous supprimons l'intérieur du triangle, lorsque trois particules forment la masse du B^0 mais ne proviennent pas d'une résonance $\rho\pi$.

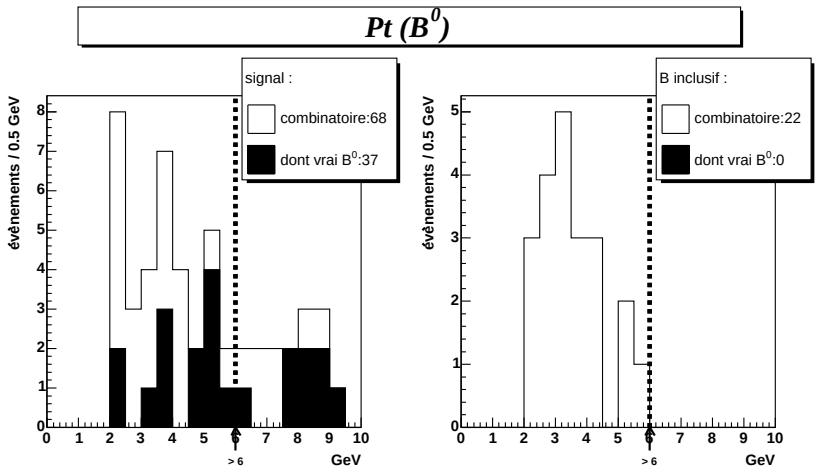


FIGURE 112: Impulsion transverse du B^0.

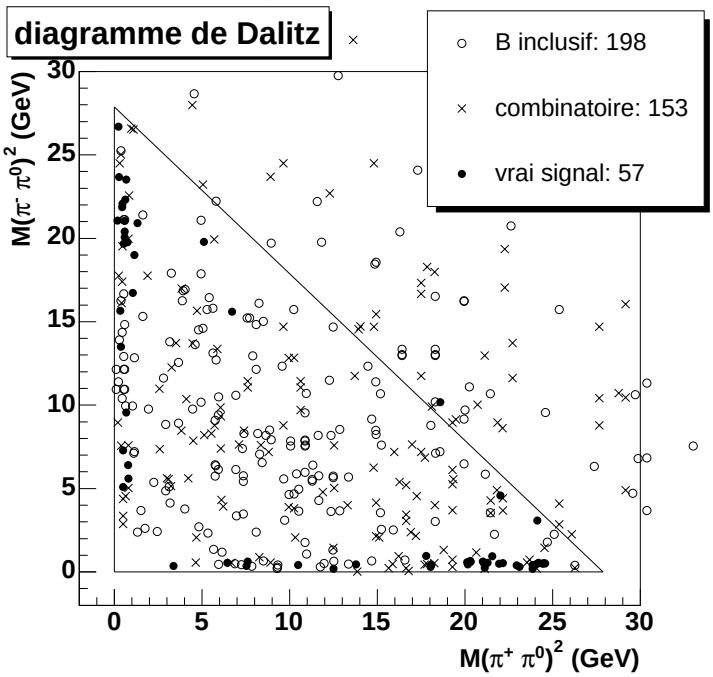


FIGURE 113: Diagramme de *Dalitz* en appliquant les coupures de la présélection pour le canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

Cette coupure est montrée sur la figure 114. La figure 115 montre le diagramme de *Dalitz* pour les candidats sélectionnés.

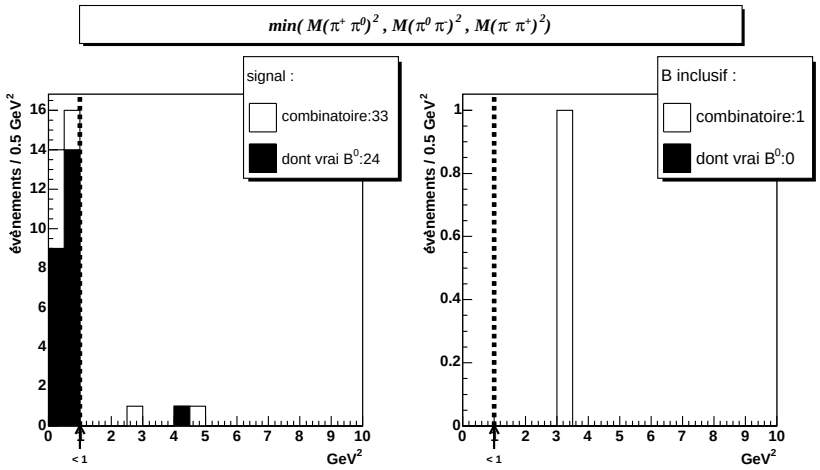


FIGURE 114: Masse carrée minimale du vertex trois corps.

4.2.3.3 Résultats

En utilisant ces coupures, nous ne sélectionnons aucun événement B *inclusif* dans la fenêtre de masse considérée ($[3600, 6800]\ MeV/c^2$). Le spectre de masse du B formé par les candidats trouvés parmi les événements du signal, est montré sur la figure 116. La pureté de notre sélection est de 81%. Il reste 21 signaux reconstruits (sur 52), alors qu'il y en avait 196 reconstructibles, l'efficacité globale est donc de 11%. Les efficacités des différentes coupures sont montrées dans les tableaux 18 et 19.

4.2.4 Conclusion

En prenant en compte le fait que le nombre d'événements sélectionnés est faible et que l'estimation du bruit est impossible dans notre cas, le nombre d'événements attendus pas an est d'environ 1150, en prenant $\mathcal{B}\left(B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0\right)$ estimé à $2\ 10^{-5}$.

L'analyse classique de ce canal au sein de *LHCb* obtient environ 12.200 événements par an [57], après les deux systèmes de déclenchement $L0$ et $L1$, qui ont une efficacité de 36% pour ces événements sélectionnés.

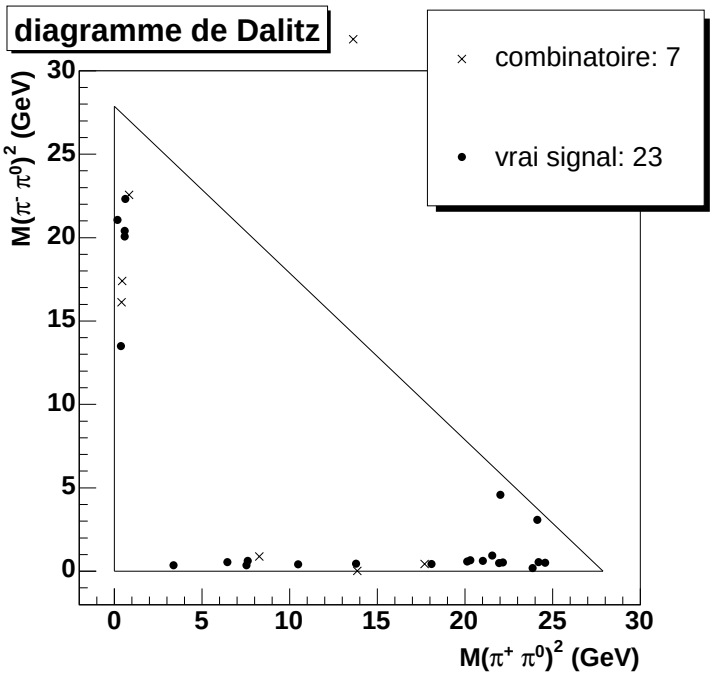


FIGURE 115: Diagramme de *Dalitz* en appliquant les coupures de la sélection pour le canal $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

coupure :	***B inclusif***		**signal généré**		**signal reconstruit**	
	(candidats) evts	*eff.*	(candidats) evts	*eff.*	(candidats) evts	*eff.*
présélection	(198) 78		(210) 109		(57) 52	
$\frac{ip}{\sigma ip}(B^0) < 5$	(33) 19	24%	(85) 61	55%	(39) 35	67%
$\chi^2_{B\ vertex} < 5000$	(22) 14	–	(68) 52	85%	(37) 33	94%
$Pt(B^0) > 6\ GeV$	(1) 1	–	(33) 29	56%	(24) 22	67%
$\min(M(\pi,\pi)^2) < 1\ GeV^2$	(0) 0	–	(30) 26	90%	(23) 21	95%
total		–		24%		40%

TABLEAU 18: Efficacités séquentielles des coupures de sélection.

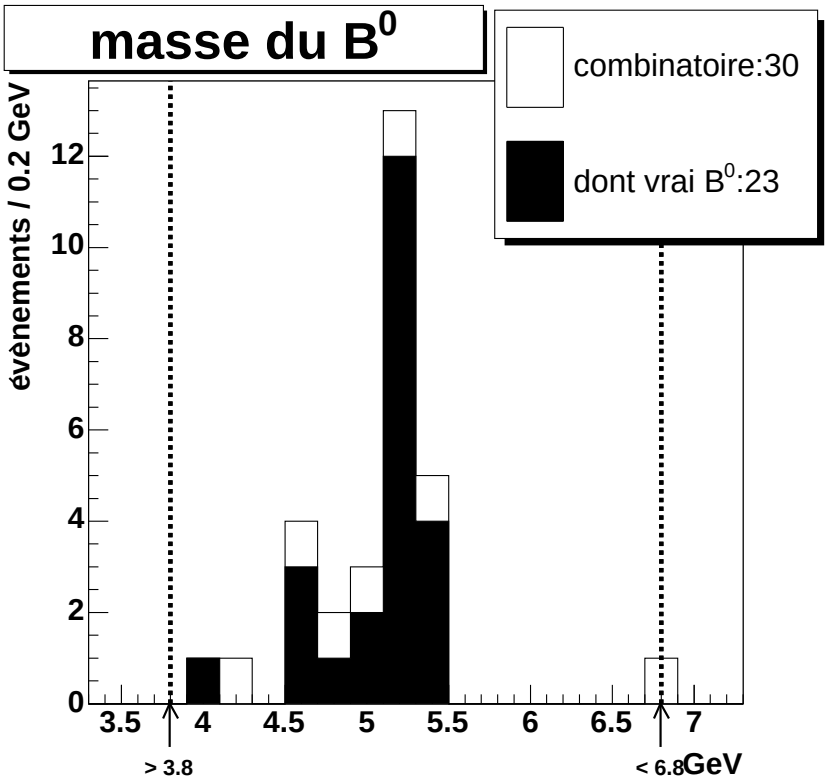


FIGURE 116: Masse invariante du vertex $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ après la sélection.

coupure :	**efficacité :**				
	isolée :			**marginale :**	
	signal :		B	**signal :**	
	généré	recons.	*inclusif*	généré	recons.
$\frac{ip}{\sigma ip}(B^0) < 5$	56%	69%	**28%**	74%	**85%**
$\chi^2_{B\ vertex} < 5000$	74%	75%	**81%**	92%	**92%**
$Pt(B^0) > 6\ GeV$	49%	73%	**31%**	62%	**69%**
$\min(M(\pi,\pi)^2) < 1\ GeV^2$	71%	92%	**54%**	93%	**96%**

TABLEAU 19: Efficacités isolées et marginales des coupures de sélection.

4.3 Le $B^0 \to \pi^0\pi^0$

La figure 117 nous montre le schéma de ce canal.

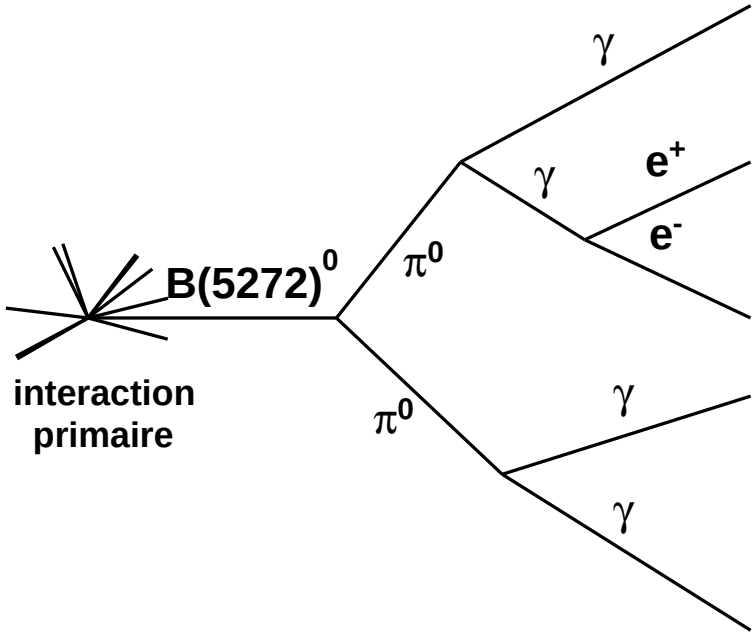


FIGURE 117: Schéma du canal $B^0 \to \pi^0\pi^0$ avec photon converti.

4.3.1 La présélection des événements

Le tableau 20 montre les événements utilisés pour cette présélection.

type d'événements :	$B^0 \to \pi^0\pi^0$	*B inclusif*
production :	DC04	DC04
nombre :	59.500	199.000

TABLEAU 20: Données simulées utilisées pour la présélection du canal $B^0 \to \pi^0\pi^0$.

Les sélections triviales appliquées pour former la chaîne de désintégration recherchée sont montrées dans le tableau 21. Le nombre de candidats sélectionnés est indiqué dans le tableau 22.

paramètre :	**critère :**
masse du π^0 du γ converti	$[70, 220]\ MeV/c^2$
masse du B^0	$[3600, 6800]\ MeV/c^2$

TABLEAU 21: Critères simples utilisés pour la sélection des candidats du canal $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ afin de trouver les coupures de présélection.

type d'événements :	**signal**	B ***inclusif***
nombre d'événements :	59.500	199.000
nombre d'événements sélectionnés :	1995	2466
candidats sélectionnés :	7749	9302
dont vrais :	318	0

TABLEAU 22: Nombre de candidats résultant de la sélection triviale utilisés pour la sélection des candidats du canal $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ afin de trouver les coupures de présélection.

4.3.1.1 Les critères sur le photon converti

Étant donné le canal recherché, le photon converti sera la seule particule dont la direction est connue. Le mode de recherche "classique" de ce canal, c'est-à-dire sans utiliser l'artifice du photon converti, est basé uniquement sur la masse invariante entre deux π^0 reconstruits par le calorimètre. La combinatoire de cette méthode est immense, et oblige à utiliser des critères très stricts, comme :

- utiliser seulement des π^0 dont les deux photons ont donné des clusters bien séparés, pour augmenter la pureté ;
- ignorer des zones du calorimètre denses en clusters provenant de π^0 et de photons d'un jet hadronique ;
- ne prendre que les π^0 dont chaque cluster est très énergétique.

La direction du photon converti est notre seul critère géométrique pour supprimer les π^0 provenant de désintégrations issues de l'interaction primaire. Le critère envisagé est donc une limite inférieure sur le paramètre d'impact maximum des deux électrons, qui supprimera tous les π^0 de l'interaction primaire ayant donné un photon converti. Ceci permet de supprimer énormément de fond comme le montre la figure 118 (échelle logarithmique).

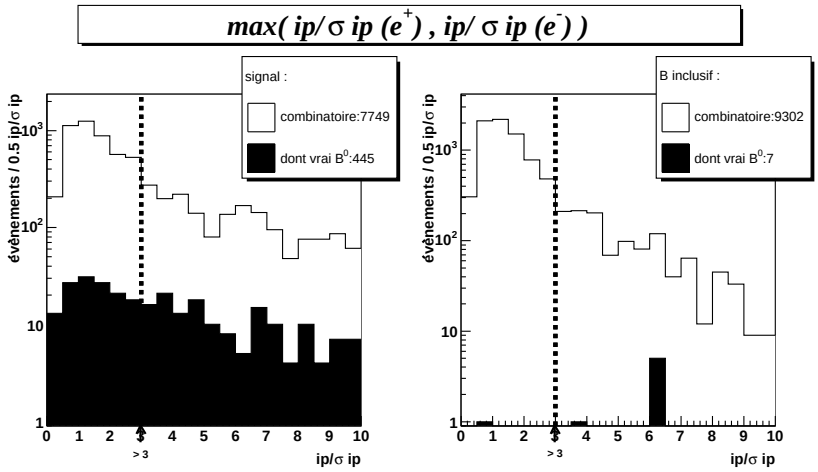


FIGURE 118: Paramètre d'impact réduit maximum des deux électrons.

4.3.1.2 La sélection du π^0

La figure 119 montre la masse du π^0 reconstruit grâce au photon converti. En coupant raisonnablement sur la masse ($[100, 180]\ MeV/c^2$), nous gardons les π^0 en rejetant assez bien le fond constitué de photons convertis ne provenant pas d'un π^0. Il reste alors essentiellement des π^0.

Comme nous l'avons vu précédemment, un critère sur l'impulsion transverse du "second" photon (celui du calorimètre) permet d'obtenir une meilleure pureté. L'effet de la coupure $pt_{second\,\gamma} > 500\ MeV/c$ est montrée sur la figure 120.

4.3.1.3 La sélection du second π^0

L'algorithme de sélection des π^0 "classiques" du calorimètre utilise deux techniques :

- la recherche de deux clusters neutres dont la masse invariante est environ égale à celle du π^0 ;
- l'identification des clusters qui proviennent d'un π^0, appelés "clusters mélangés" ("*merged*"). L'impulsion du π^0 est telle que l'angle d'ouverture entre les deux photons est très petit. Les deux dépôts d'énergie sont alors regroupés en un seul cluster, dans lequel la répartition d'énergie n'est pas symétrique.

La figure 121 montre le spectre de masse de ces π^0. Nous gardons alors les π^0 en sélectionnant les candidats dans une fenêtre de masse classique ($[70, 220]\ MeV/c^2$).

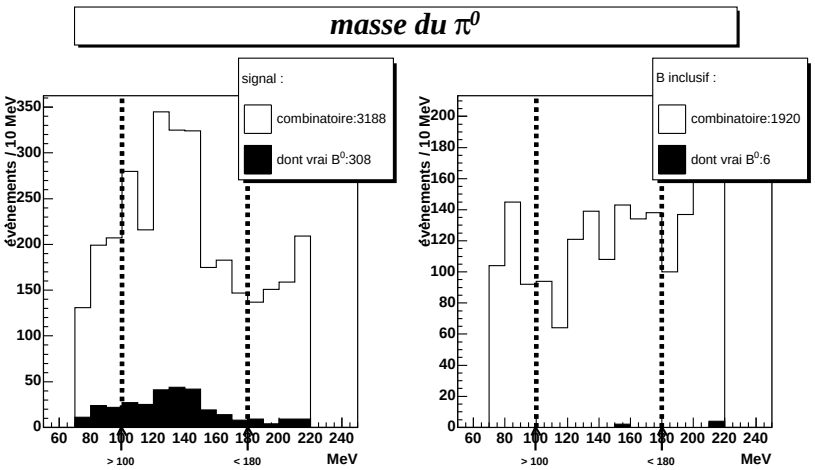


FIGURE 119: Masse du π^0 reconstruit grâce au photon converti.

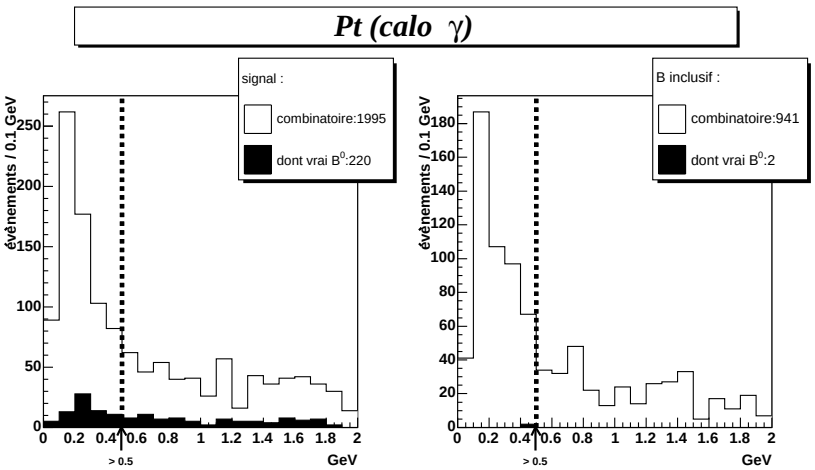


FIGURE 120: Impulsion transverse du second photon.

Un critère sur l'impulsion transverse est de plus appliqué pour supprimer les π^0 peu énergétiques :

$$Pt_{\pi^0} \; > \; 1.5 \; GeV/c \tag{4.21}$$

La figure 122 montre l'influence déterminante de cette coupure.

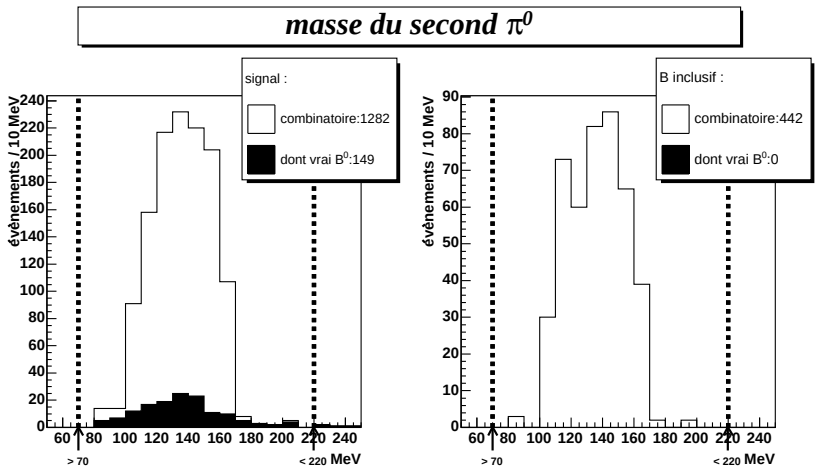


FIGURE 121: Masse du π^0 "classique".

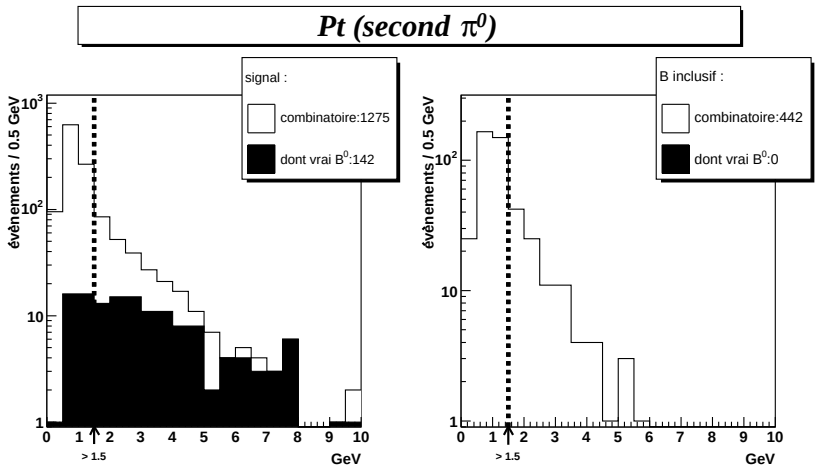


FIGURE 122: Impulsion transverse du π^0 "classique".

4.3.1.4 La présélection du B^0

Il faut former le vertex du B^0. Nous ne disposons pas d'information sur la "trajectoire" du second π^0, nous ne pouvons donc pas contraindre géométriquement ce vertex. Sa position ne peux donc pas être déterminée. Nous utilisons donc la position du vertex du π^0 reconstitiué grâce au photon converti.

Remarque.
Cette position peut être cherchée en minimisant les trois masses impliquées (celles des deux π^0 et celle du B^0), car cela permet de contraindre les angles. Cette technique, utilisée dans *BaBar* [8], requiert cependant une très bonne résolution en position et en énergie des clusters.

L'angle entre les deux π^0 et leurs énergies nous donnent alors la masse du B^0, montrée sur la figure 123.

Nous gardons la coupure classique autour de la masse du B^0 utilisée lors de la sélection triviale.

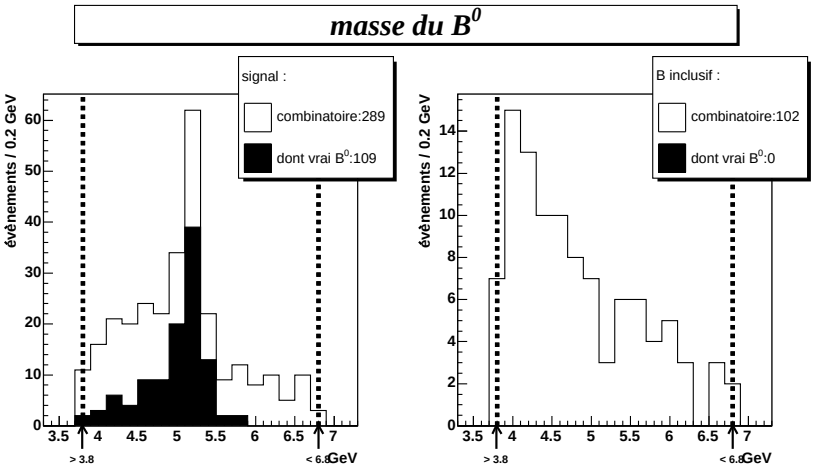


FIGURE 123: Masse du B^0 reconstruit.

Des 318 signaux générés, nous en sélectionnons 105. Les efficacités séquentielles des différentes coupures sont montrées dans le tableau 23. Le tableau 24 montre les efficacités marginales des différentes coupures (les figures correspondantes sont en annexe).

L'efficacité globale de notre présélection est de :

- 33% sur les signaux reconstruits ;
- 11% sur les signaux générés ;
- 2.8% sur le *B inclusif* déjà sélectionné. Sachant que nous disposions de 199.000 événements *B inclusif* et qu'il nous en reste 69, le facteur de rejet de notre présélection est de 2880.

coupure :	***B inclusif***		**signal généré**		**signal reconstruit**	
	(candidats) evts	*eff.*	(candidats) evts	*eff.*	(candidats) evts	*eff.*
sélection triviale	(9302) 2466		(7749) 1995		(445) 318	
$\max(\frac{ip}{\sigma ip}(e^+), \frac{ip}{\sigma ip}(e^-)) > 3$	(1920) 447	18.1%	(3188) 743	37.2%	(308) 225	70.8%
$m_{\pi^0} \in [100, 180]\, MeV$	(941) 294	65.8%	(1995) 532	71.6%	(220) 172	76%
$pt_{second\,\gamma} > 500 MeV$	(442) 138	47%	(1282) 336	63.2%	(149) 130	76%
$m_{\pi^0(calo)} \in [70, 220]\, MeV$	(442) 138	100%	(1275) 336	100%	(142) 123	95%
$pt_{second\,\pi^0} > 1.5 GeV$	(102) 69	50%	(289) 213	63%	(109) 105	85%
total		2.80%		10.7%		33%

TABLEAU 23: Efficacités séquentielles des coupures de présélection.

4.3.2 La sélection des événements

Deux paramètres permettent de supprimer le fond :

- l'impulsion transverse du photon converti, montrée sur la figure 124. Une coupure à 2 GeV supprime beaucoup de fond ;
- l'impulsion transverse du second π^0, montrée sur la figure 125. Une coupure à 3 GeV suffit.

En utilisant ces deux coupures, nous ne sélectionnons aucun événement B *inclusif* dans la fenêtre de masse utilisée ($[3600, 6800]\ MeV/c^2$). Le spectre de masse du B formé par les candidats trouvés parmi les événements du signal est montré sur la figure 126, avec une pureté de 69%. Il reste 33 signaux reconstruits (sur 105), alors qu'il y en avait 318 lors de notre sélection triviale. Notre efficacité globale par rapport au signal reconstructible est donc de 10%. Les tableaux 25 et 26 montrent les efficacités séquentielles, isolées et marginales des différentes coupures.

coupure :	**efficacité :**					
	isolée :			**marginale :**		
	signal :		B	**signal :**		B
	généré	recons.	*inclusif*	généré	recons.	*inclusif*
$\max(\frac{ip}{\sigma ip}(e^+), \frac{ip}{\sigma ip}(e^-)) > 3$	37%	70%	**18**%	46%	**77**%	15%
$m_{\pi^0} \in [100, 180]\, MeV$	70%	73%	**69**%	75%	**79**%	62%
$pt_{second\,\gamma} > 500 MeV$	54%	76%	**51**%	59%	**76**%	38%
$m_{\pi^0(calo)} \in [70, 220]\, MeV$	99%	95%	**99**%	98%	**94**%	100%
$pt_{second\,\pi^0} > 1.5 GeV$	73%	81%	**66**%	63%	**85**%	50%

TABLEAU 24: Efficacités isolées et marginales des coupures de présélection.

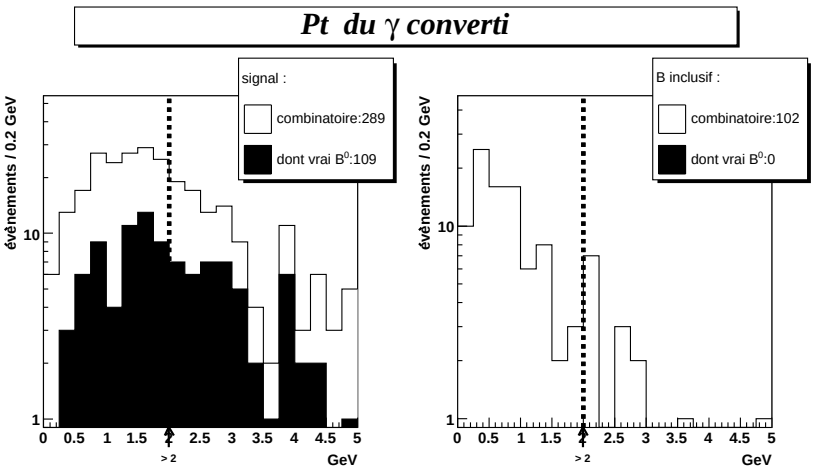


FIGURE 124: Impulsion transverse du photon converti.

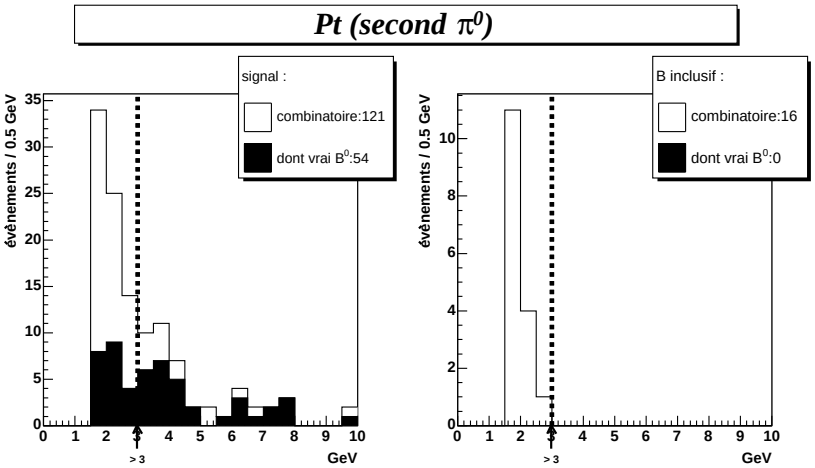


FIGURE 125: Impulsion transverse du second π^0.

4.3.3 Conclusion

Ce canal, a priori très difficile à reconstruire, peut déjà être détecté. Avec quatre fois plus d'événements *B inclusif*, aucun ne passe les critères. Cela démontre déja que l'étude de ce canal n'est pas vouée à l'échec.

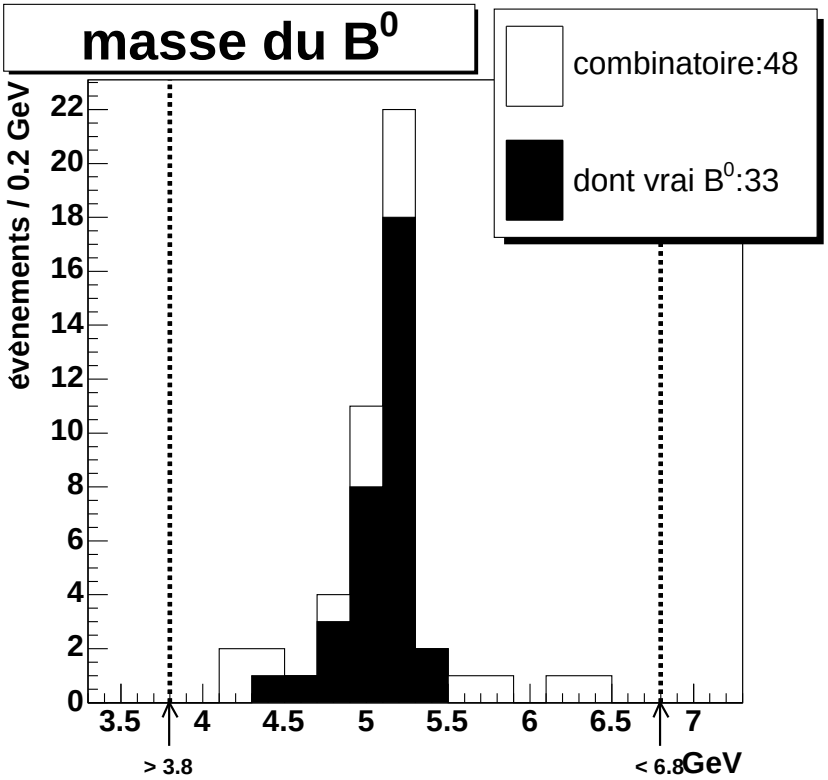


FIGURE 126: Masse invariante du vertex $B^0 \to \pi^0\pi^0$.

coupure :	***B inclusif***		**signal généré**		**signal reconstruit**	
	(candidats) evts	*eff.*	(candidats) evts	*eff.*	(candidats) evts	*eff.*
présélection	(102) 69		(289) 213		(109) 105	
$Pt(\gamma conv.) > 2GeV$	(16) 12	18%	(121) 99	46%	(54) 53	50%
$pt_{second\ \pi^0} > 3GeV$	(0) 0	–	(48) 48	48%	(33) 33	62%
total		–		22.5%		31%

TABLEAU 25: Efficacités séquentielles des coupures de sélection.

En sachant que le bruit ne peut pas encore être estimé et que de nombreux effets sont ignorés (étiquetage, système de déclenchement, etc.), le nombre d'événements attendus pas an est d'environ 290, ($\mathcal{B}\left(B^0 \to \pi^0\pi^0\right) = 1.9\ 10^{-6}$).

coupure :	**efficacité :**				
	isolée :			**marginale :**	
	signal :		B *inclusif*	**signal :**	
	généré	recons.		généré	recons.
$Pt(\gamma conv.) > 2GeV$	87%	63%	**54**%	46%	**50**%
$pt_{second\ \pi^0} > 3GeV$	49%	62%	**25**%	26%	**49**%

TABLEAU 26: Efficacités des coupures de sélection.

Conclusion

La construction du détecteur *LHCb* n'est pas achevée, et ce dernier ne collectera des données qu'à l'horizon 2007, mais la simulation permet déjà d'entrevoir son utilisation future. Bien sûr, rien de remplace les données, mais cette étude est nécessaire pour pouvoir préparer et fournir dès que possible les résultats de physique. Dans cette optique, j'ai entrepris la première étude de faisabilité technique de la détection des photons convertis. Le *Vertex Locator*, un sous-détecteur dédié à la mesure fine des positions des particules chargées, a pu être ainsi utilisé en tant qu'identificateur de photons, une tâche bien éloignée de son but initial. Même si le nombre de photons convertis reconnus et détectés peut paraître faible, ceux d'entre eux qui sont intéressants, c'est-à-dire ceux provenant de désintégrations du B, sont très bien caractérisés. Pour prolonger cette recherche, j'ai entrepris de reconstruire trois canaux intéressants pour l'étude de la violation de symétrie $\mathcal{CP}$: $B^0 \to K^{*0}(892)\gamma$, $B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ et $B^0 \to \pi^0\pi^0$. Ces canaux électromagnétiques ont un rapport d'embranchement très faible, de 10^{-5} à 10^{-6}. La pénalité due au faible taux de conversion des photons semble condamner d'avance cette étude. J'ai néanmoins pu montrer que cette démarche n'était pas vouée à l'échec. D'une part il est possible de retrouver et d'identifier le canal de désintégration recherché. D'autre part, aucun fond provenant d'événements avec des mésons beaux ne passe ces sélections, et ce pour un rapport signal généré/B *inclusif* compris entre 1/2 et 1/4. Ce travail ouvre donc la voie à de plus amples études, qui déboucheront peut-être un jour sur une meilleure connaissance de la violation de symétrie $\mathcal{CP}$, donc de l'Univers ...

Annexe A : $B^0 \rightarrow K^*\gamma$

Les figures présentées dans cette section montrent toutes l'effet marginal de la coupure, c'est-à-dire lorsqu'elle est appliquée en dernier.

présélection

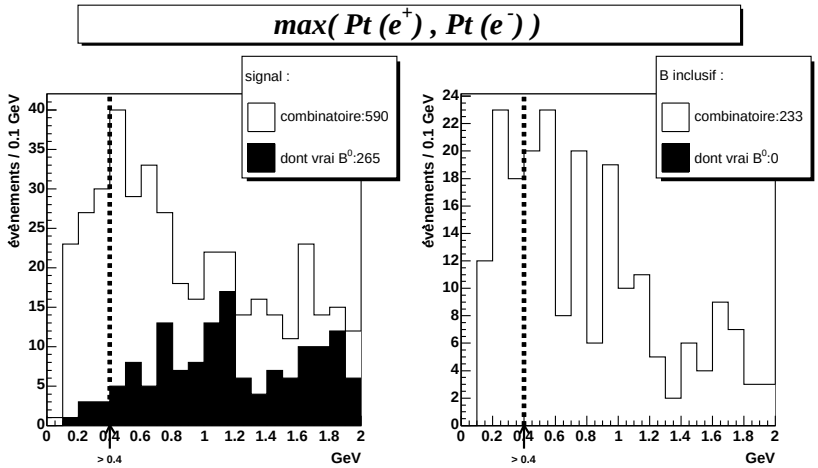


FIGURE 127: Impulsion transverse la plus élevée des deux électrons.

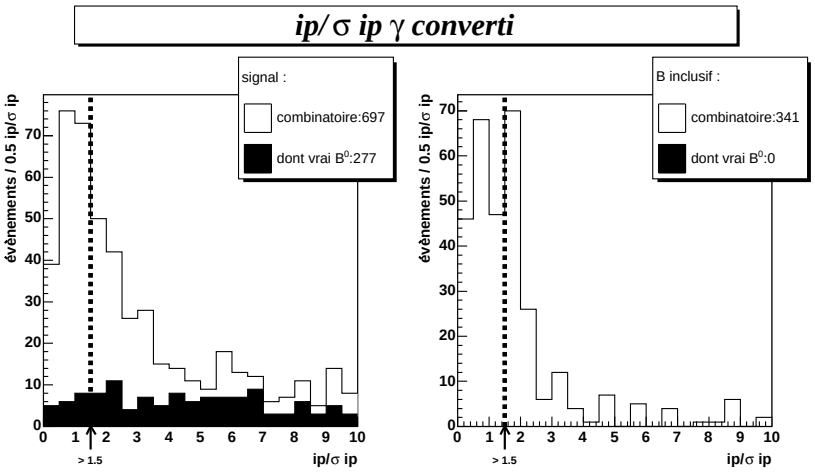


FIGURE 128: Paramètre d'impact réduit du photon converti.

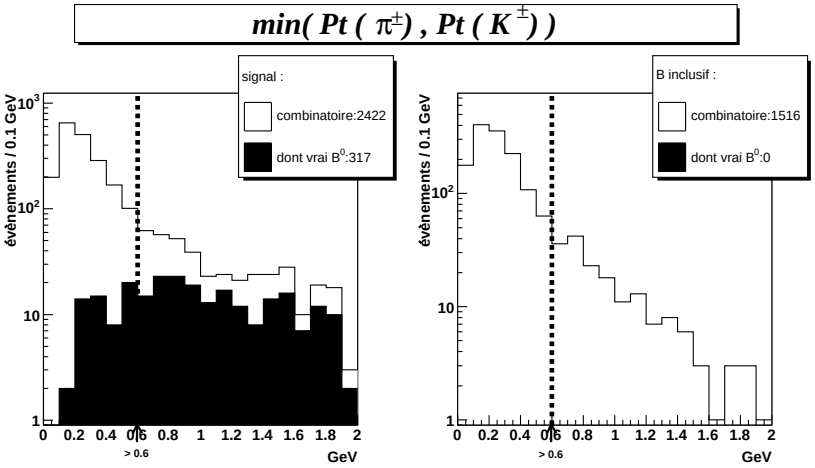


FIGURE 129: Impulsion transverse minimale de $K\ \pi$.

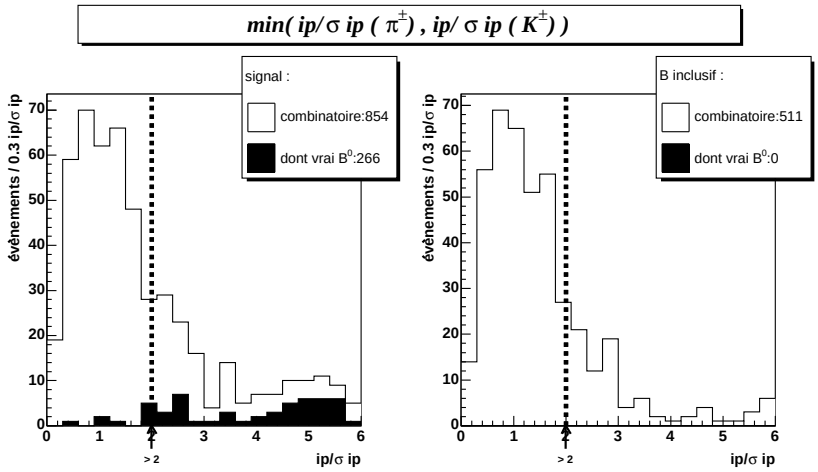


FIGURE 130: Paramètre d'impact réduit minimal de $K\ \pi$.

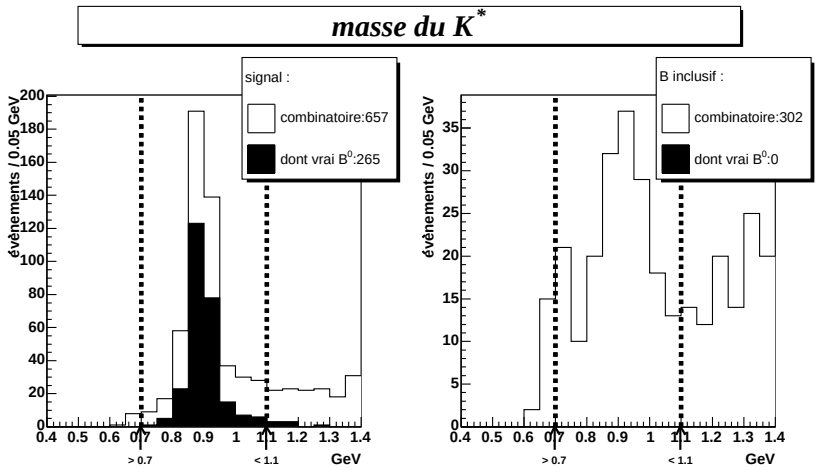


FIGURE 131: Masse invariante du vertex $K\ \pi$ testé.

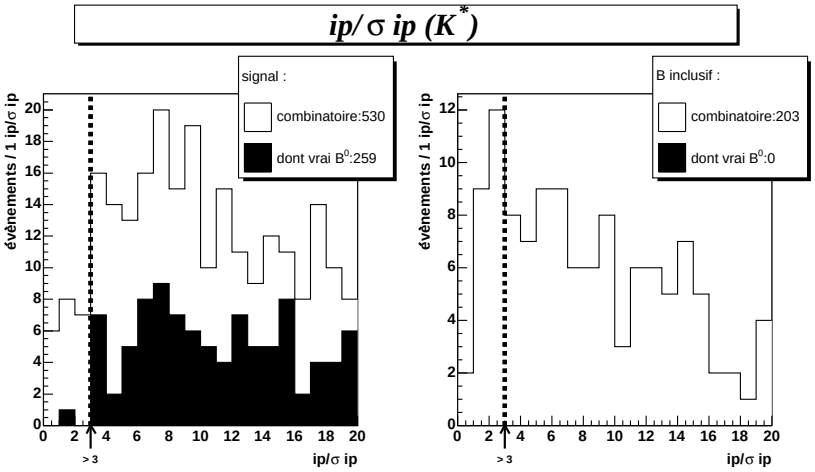


FIGURE 132: Paramètre d'impact réduit du K^*.

sélection

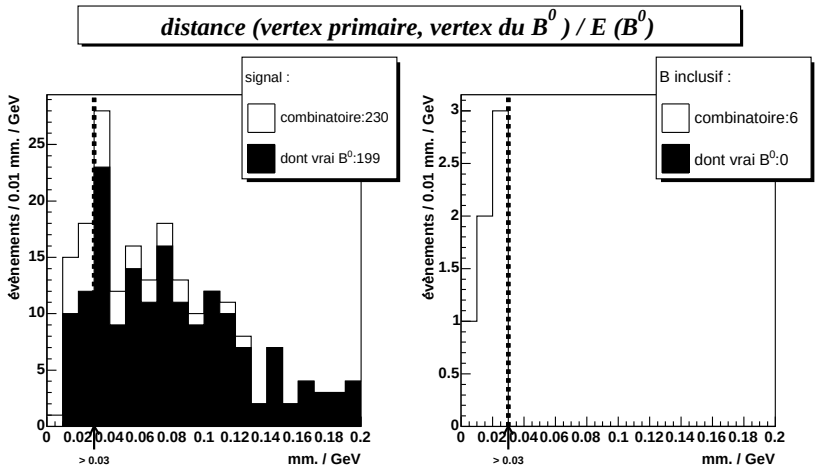


FIGURE 133: Distance réduite entre le vertex du B^0 et l'interaction primaire.

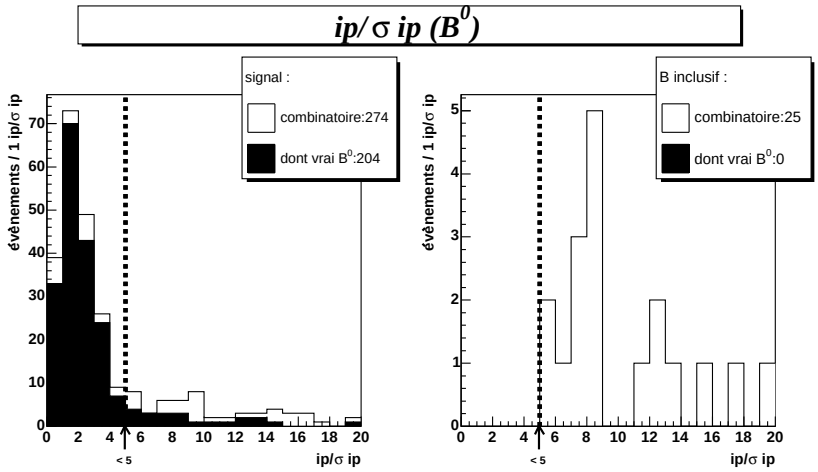


FIGURE 134: Paramètre d'impact réduit du B^0.

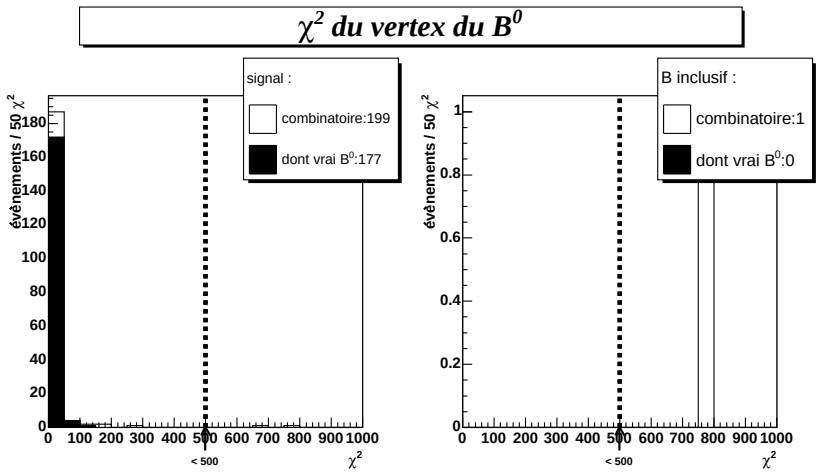


FIGURE 135: χ^2 du vertex du B^0.

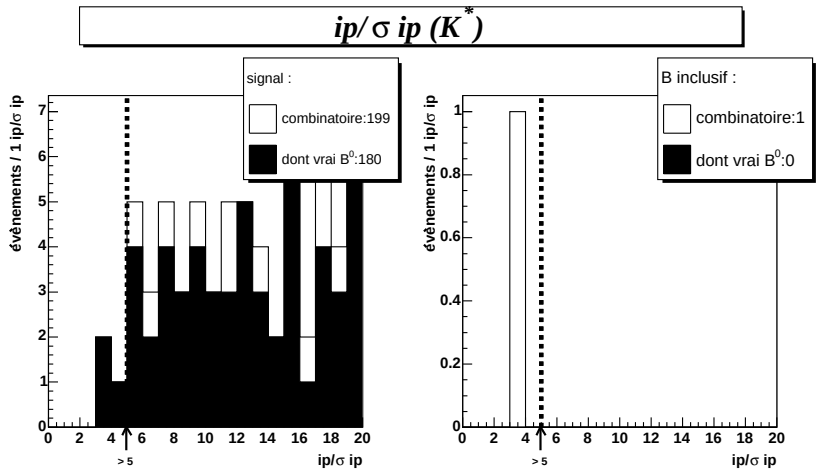


FIGURE 136: Paramètre d'impact réduit du K^*.

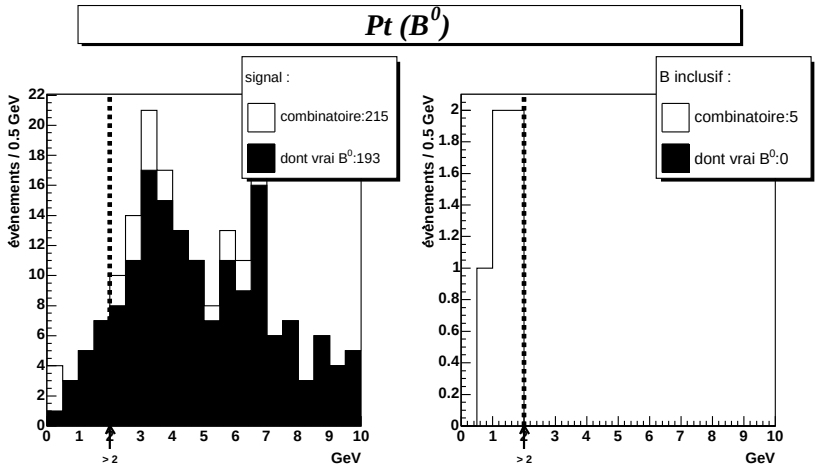


FIGURE 137: Impulsion transverse du B^0.

Annexe B : $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Les figures présentées dans cette section montrent toutes l'effet marginal de la coupure, c'est-à-dire lorsqu'elle est appliquée en dernier.

présélection

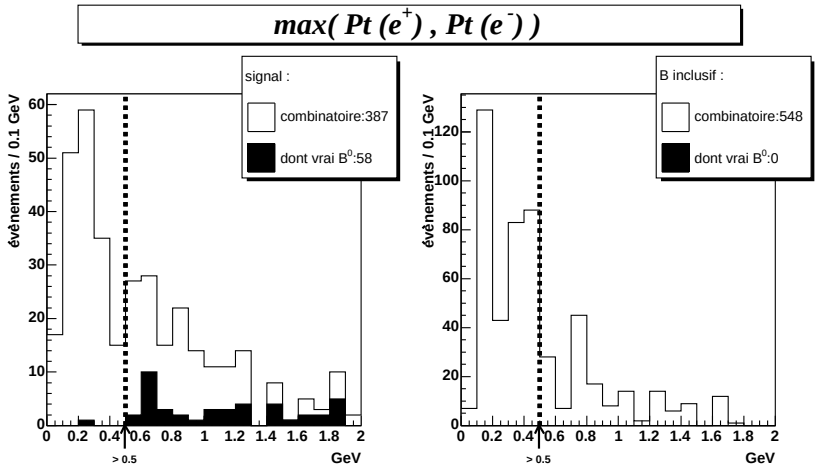
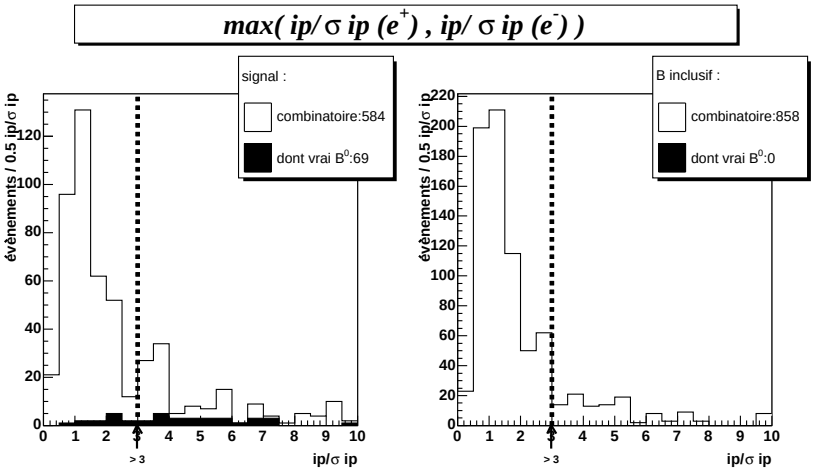


FIGURE 138: Impulsion transverse la plus élevée des deux électrons.



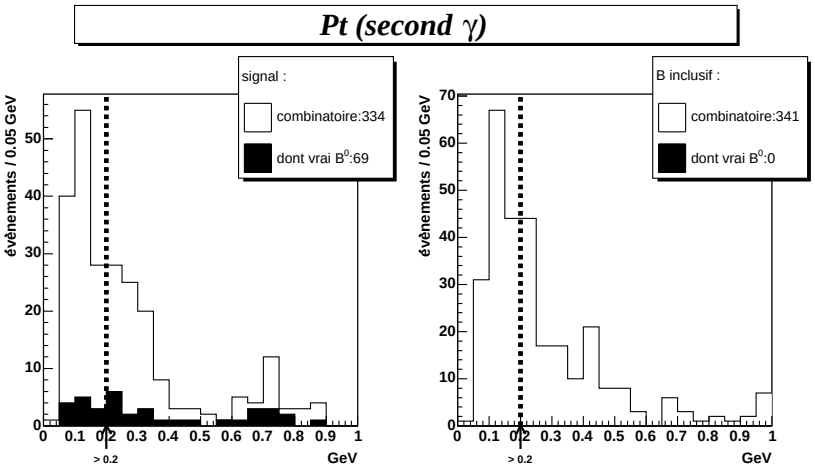


FIGURE 139: Impulsion transverse du second photon.

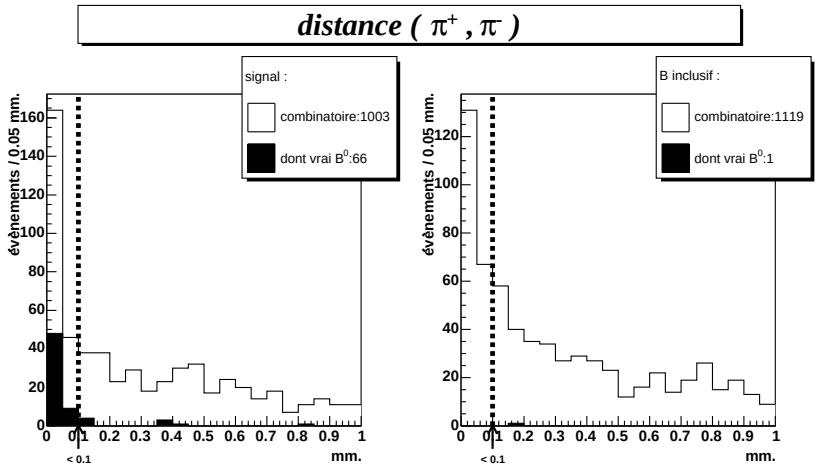


FIGURE 140: Distance minimale d'approche entre les deux pions chargés.

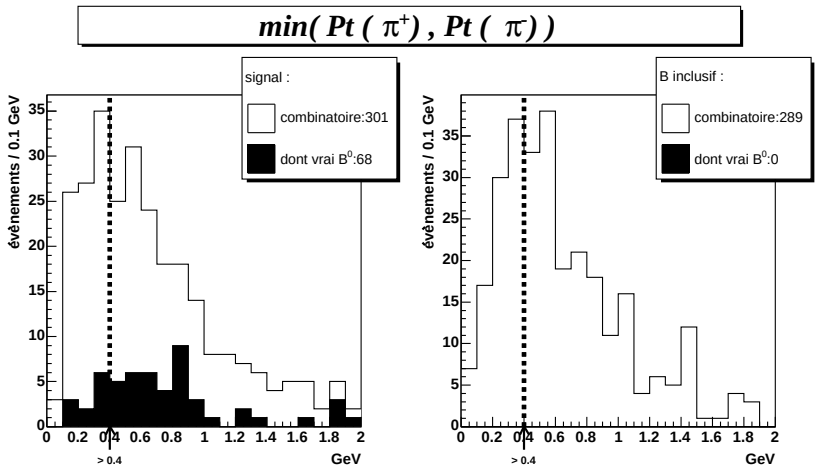


FIGURE 141: Impulsion transverse minimale du couple $\pi^+ - \pi^-$.

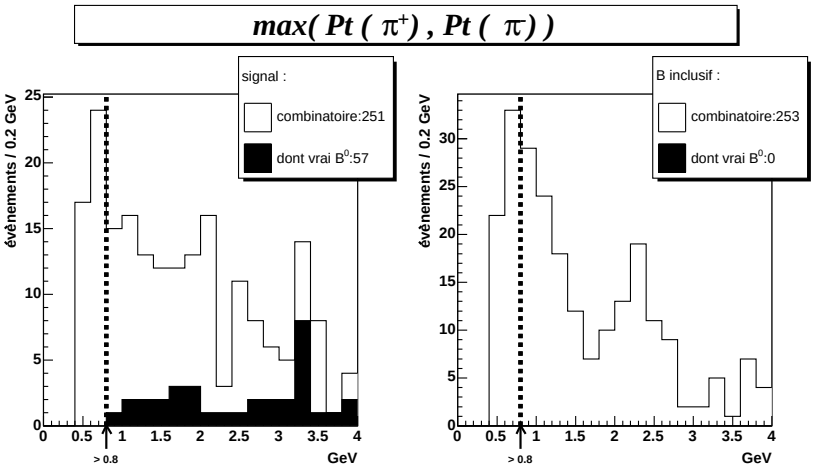


FIGURE 142: Impulsion transverse maximale du couple $\pi^+ - \pi^-$.

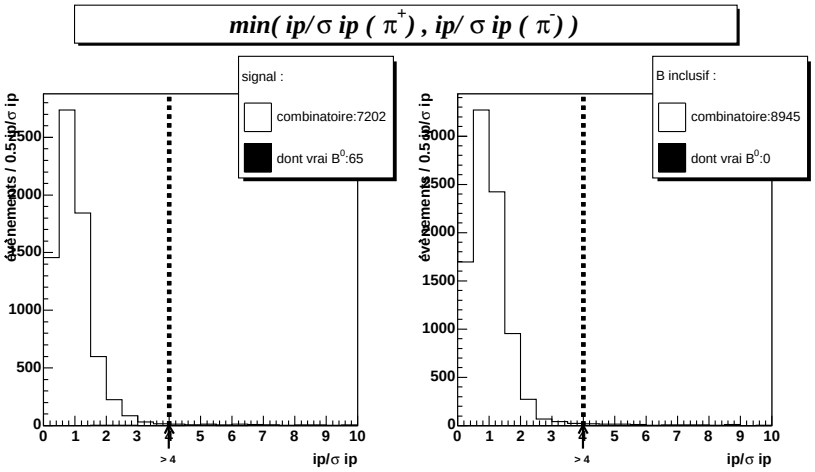


FIGURE 143: Paramètre d'impact minimal des deux pions chargés.

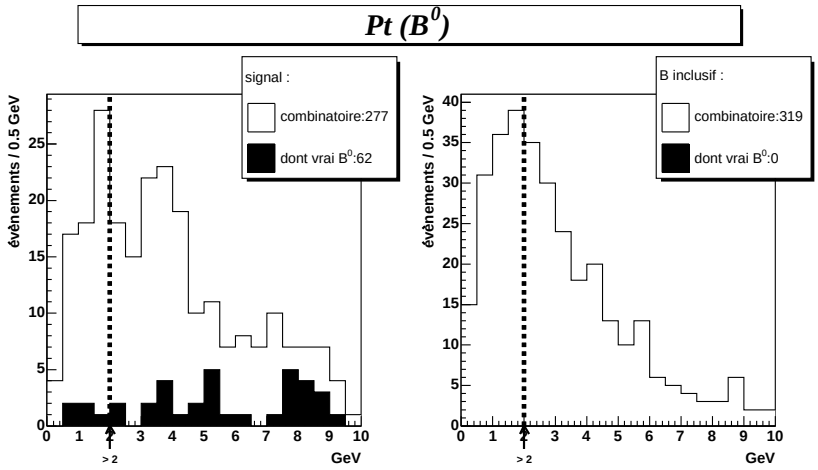


FIGURE 144: Impulsion transverse du B^0 formé.

sélection

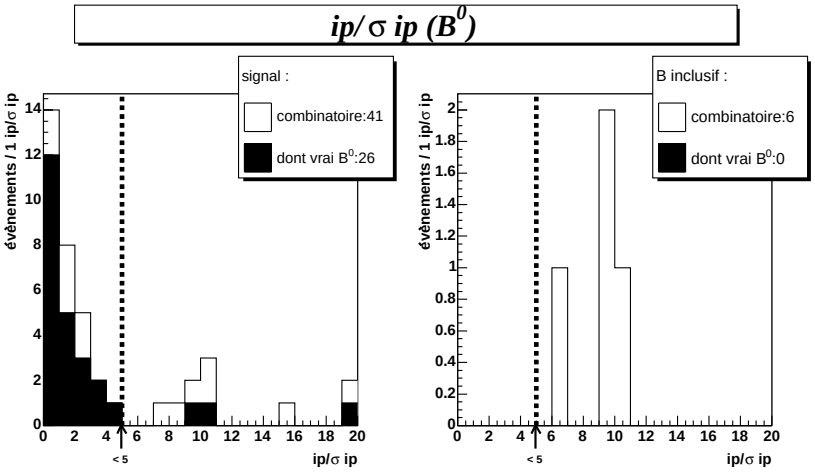


FIGURE 145: Paramètre d'impact réduit du B^0.

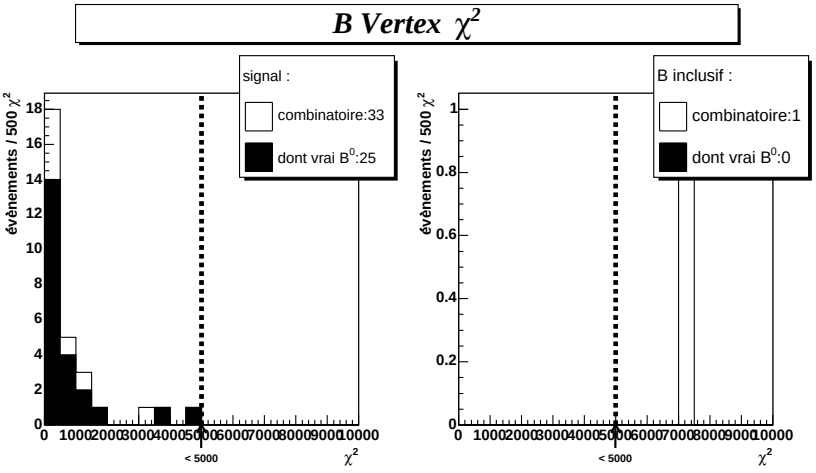


FIGURE 146: χ^2 du vertex du B^0.

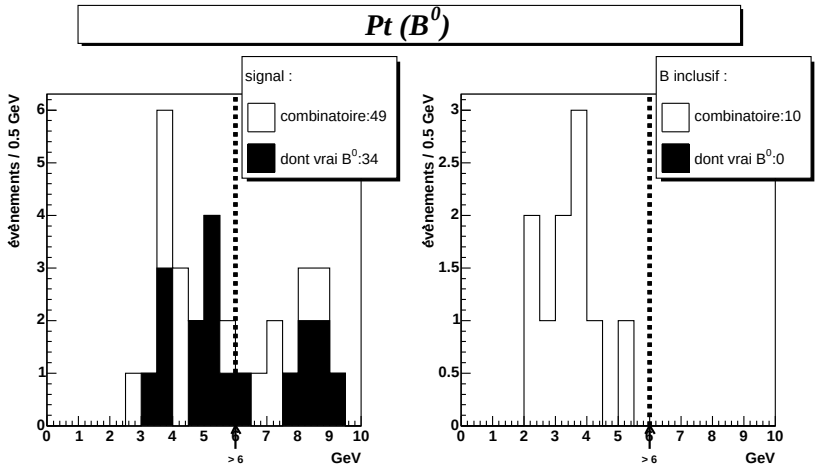


FIGURE 147: Impulsion transverse du B^0.

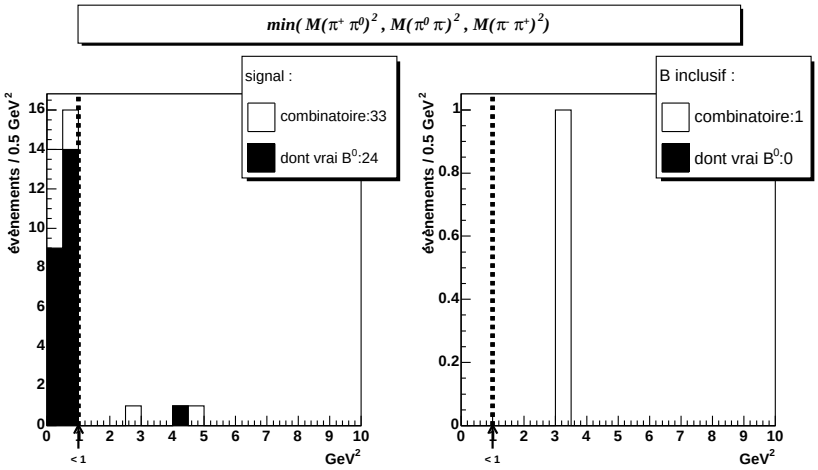


FIGURE 148: Masse carrées minimal du vertex trois corps.

Annexe C : $B^0 \to \pi^0\pi^0$

présélection

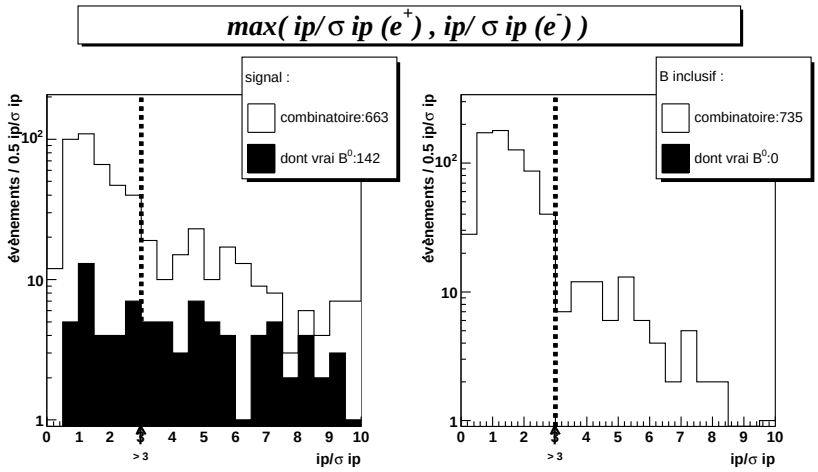


FIGURE 149: Paramètre d'impact réduit maximum des deux électrons.

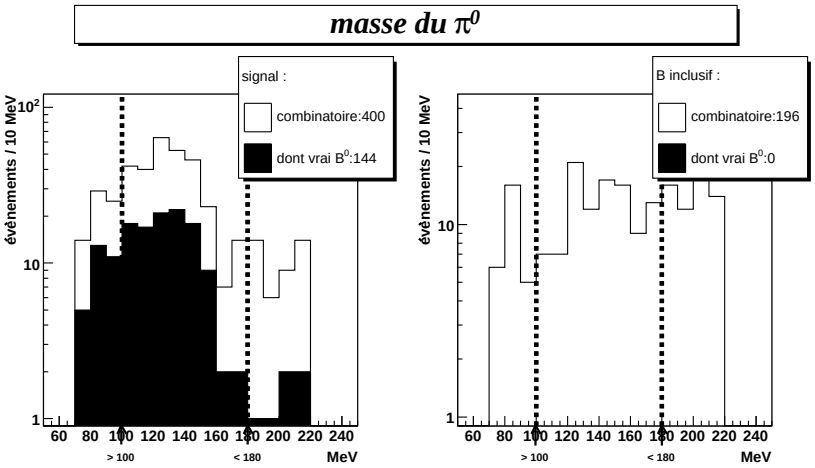


FIGURE 150: Masse du π^0 reconstruit grâce au photon converti.

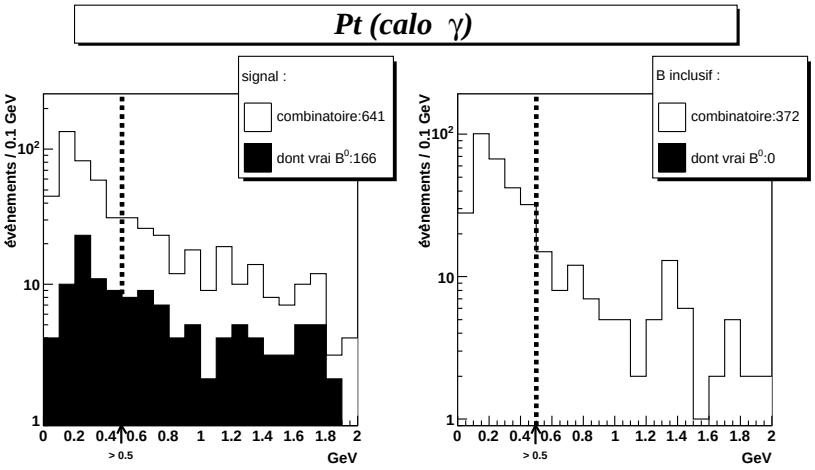


FIGURE 151: Impulsion transverse du second photon.

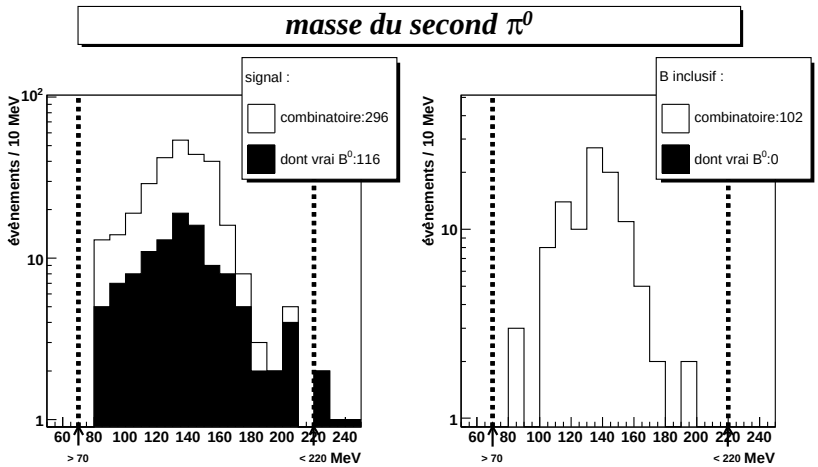


FIGURE 152: Masse du π^0 "classique".

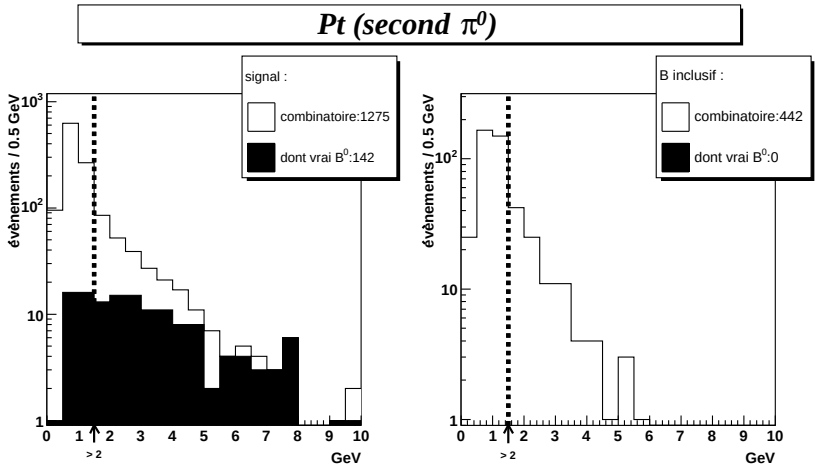


FIGURE 153: Impulsion transverse du π^0 "classique".

sélection

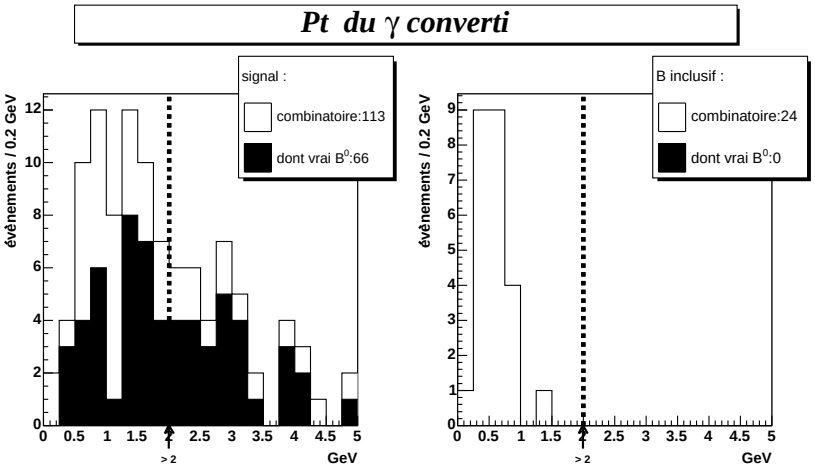


FIGURE 154: Impulsion transverse du photon converti.

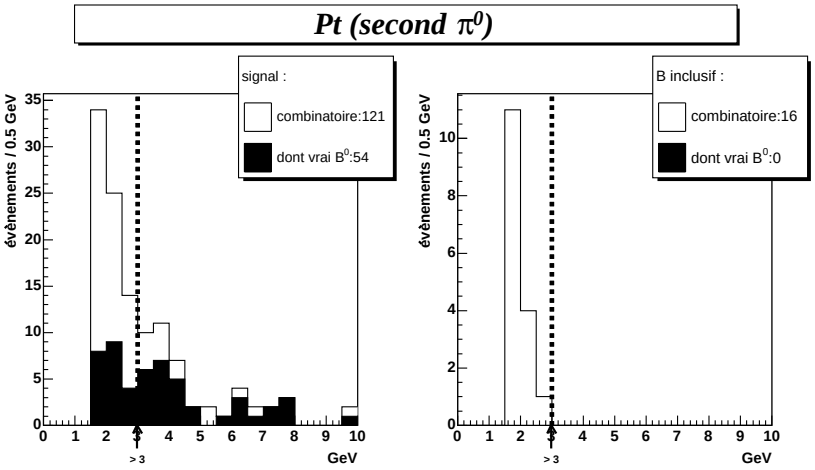


FIGURE 155: Impulsion transverse du second π^0.

Bibliographie

[1] **Review of Particle Physics**, *S. Eidelman et al.*, Physical Review Letter B 592, 1, 2004.

[2] *H. Goldstein*, Classical Mechanics, 2nd ed., Addison Wesley, New York, 1980.

[3] **Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay**, *C. S. Wu et al.*, Phys. Rev. 105, 1413 – 1415, 1957.

[4] *A. Il. Sakharov*, Zh. Eksp. Teor. 5, 32, 1967.

[5] **La collaboration *NA48***,

`http://na48.web.cern.ch/NA48`

[6] **La collaboration *CPLear***,

`http://cplear.web.cern.ch/cplear`

[7] **La collaboration *Belle***,

`http://belle.kek.jp`

[8] **La collaboration *BaBar***,

`http://www.slac.stanford.edu/BFROOT`

[9] **La collaboration *CDF***,

`http://www-cdf.fnal.gov`

[10] **La collaboration *BTeV***,

`http://www-btev.fnal.gov/`

[11] **La collaboration *LHCb***,

`http://lhcb.cern.ch`

[12] **Observation of Long-Lived Neutral V Particles**, *K. Lande et al.*, PR 103, 1901, 1956.

[13] **Evidence for the 2 π Decay of the K_2^0 Meson**, *J. Christenson et al.*, PRL 66 138, 1964.

[14] **La collaboration *CLEO***,

`http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/`

[15] **Observation of $\mathcal{CP}$ Violation in the B^0 Meson System**, *B. Aubert et al.*, PRL 87 091801, 2001.

[16] **Observation of Large $\mathcal{CP}$ Violation in the Neutral B Meson System**, *K. Abe et al.*, PRL 87 091802, 2001.

[17] **CP Violation**, *I. I. Bigi et A. I. Sanda*, Cambridge University Press, 2000.

[18] *M. Gronau et D. London*, PRL 65, 3381, 1990.

[19] **R. Aleksan et al**, NP B361, 141, 1991.

[20] **B. Holdom et M. Sutherland**, hep-ph/9308313, 1993.

[21] **T. Hurth**, hep-ph/0212304, 2003.

[22] **A.L. Kagan and M. Neubert**, PR D58, 1998.

[23] ***CERN* : European Organization for Nuclear Research**,

`http://www.cern.ch`

[24] ***ALICE* : A Large Ion Collider Experiment**,

`http://alice.web.cern.ch/`

[25] ***ATLAS* : A Toroidal LHC ApparatuS**,

`http://atlas.web.cern.ch/`

[26] ***CMS* : The Compact Muon Solenoid**,

`http://cmsinfo.cern.ch/`

[27] **LHCb Technical Proposal**, CERN-LHCC-98-004.

[28] **LHCb Inner Tracker Technical Design Report**, CERN-LHCC-2002-029.

[29] **LHCb Outer Tracker Technical Design Report**, CERN-LHCC-2001-024.

[30] **LHCb VELO Technical Design Report**, CERN-LHCC-2001-011.

[31] **LHCb MAGNET Technical Design Report**, CERN-LHCC-2000-007.

[32] **LHCb RICH Technical Design Report**, CERN-LHCC-2000-037.

[33] **Cherenkov radiation and its application**, *J.V. Jelley*, Pergamon Press, Oxford, 1958.

[34] **Silica aerogels used as Cherenkov radiators**, *M. Cantin et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 118, 177 – 182, 1974.

[35] **Détection et identification des particules par effet Cerenkov dans les aérogels de silice**, *J. J. Engelmann et M. Cantin*, Journal de Physique, n°6, Tome 39, $C3-57$ à $C3-62$, Juin 1978.

[36] **LHCb Calorimeters Technical Design Report**, CERN-LHCC-2000-036.

[37] **The hadron calorimeter prototype beam-test results**, LHCb-CALO-2000-036.

[38] **LHCb MUON System Technical Design Report**, CERN-LHCC-2001-010.

[39] **The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles**, *G. Charpak et al.*, Nucl. Instr. And Meth., vol. 62, 262, 1968.

[40] **LHCb MUON System Technical Design Report Addendum 1**, CERN-LHCC-2003-002.

[41] **LHCb Trigger System Technical Design Report**, CERN-LHCC-2003-031.

[42] **LHCb Online System Technical Design Report**, CERN-LHCC-2001-040.

[43] **Le projet *GAUDI***,

`http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi/`

[44] **La bibliothèque informatique *Pythia***,

`http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html`

[45] **Le collionneur *Tevatron***,

`http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/`

[46] **Le programme de simulation de *LHCb Gauss***,

`http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Simulation/default.htm`

[47] **La bibliothèque informatique *Geant***,

`http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/`

[48] **LHCb Reoptimized Detector Design and Performance**, CERN-LHCC-2003-030

[49] **Le programme de selection de *LHCb DaVinci***,

`http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Analysis/default.htm`

[50] **Le programme de visualisation des événements de *LHCb Panoramix***,

`http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Frameworks/Visualization/`

[51] **La bibliothèque informatique de manipulation d'interface graphique *Onx***,

`http://www.lal.in2p3.fr/SI/OnX/v10/welcome.html`

[52] **La bibliothèque informatique de manipulation d'interface graphique 3D interactive *OpenInventor***,

`http://oss.sgi.com/projects/inventor/`

[53] **La bibliothèque informatique graphique libre *SoFree* (compatible *OpenInventor*)**,

`http://oss.sgi.com/projects/inventor/`

[54] *Y.S. Tsai*, Rev. Mod. Phys. 46, 815, 1974.

[55] *L.D. Landau*, J. Exp. Phys. (URSS), 8, 201, 1944.

[56] **Radiative B decays with *LHCb***, G. Pakhlova and I. Belyaev, LHCb-2003-090.

[57] **$B^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ reconstruction with the re-optimized *LHCb* detector**, F. Machefert et al., LHCb-2003-077.