



**HAL**  
open science

# Étude des désintégrations radiatives : $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ dans LHCb

Hussein Mehdi

► **To cite this version:**

Hussein Mehdi. Étude des désintégrations radiatives :  $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$  dans LHCb. Physique [physics]. 2014. dumas-01240960

**HAL Id: dumas-01240960**

<https://dumas.ccsd.cnrs.fr/dumas-01240960v1>

Submitted on 9 Dec 2015

**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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License



UFR Sciences et Technologies



Laboratoire de Physique Corpusculaire  
de Clermont-Ferrand

# MASTER SCIENCES DE LA MATIERE DEUXIEME ANNEE

**SPECIALITE : Physique des Particules**

**RAPPORT DE STAGE**

## *Etude des désintégrations radiatives $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ dans LHCb*

par

**Hussein MEHDI**

Responsable(s) de stage : **Olivier DESCHAMPS**  
**Régis LEFEVRE**



**Juin 2014**

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
1.1	Le Modèle Standard . . . . .	3
1.2	La symétrie CP . . . . .	3
1.3	La matrice CKM . . . . .	4
1.4	Les changements de saveur par courant neutre . . . . .	4
1.5	Les désintégrations radiatives des mésons beaux . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Contexte expérimental</b>	<b>7</b>
2.1	Le LHC . . . . .	7
2.2	LHCb . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Sélection des événements <math>B^0 \rightarrow K^+\pi-\gamma</math></b>	<b>11</b>
3.1	Echantillons Monte-Carlo . . . . .	11
3.2	Stratégie . . . . .	12
3.3	Sélection . . . . .	13
3.4	Bruits de fond résonant . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Extraction du signal</b>	<b>19</b>
4.1	PDF du signal . . . . .	19
4.2	Bruit de fond partiellement reconstruit . . . . .	21
4.3	Ajustement des données . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Vers une extraction des contributions <math>K^*(1410)^0\gamma</math> et <math>K_2^*(1430)^0\gamma</math></b>	<b>25</b>
5.1	PDF des contributions résonantes . . . . .	25
5.2	Ajustement des données . . . . .	26
5.3	Perspectives . . . . .	27



# Chapitre 1

## Introduction

Nous décrivons dans cette partie le cadre théorique de ce travail. Nous commençons par donner une vue générale du Modèle Standard. Nous nous focalisons par la suite sur la violation de la symétrie CP, la matrice CKM et la physique sous-jacente aux désintégrations radiatives des mésons beaux.

### 1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est un cadre théorique capable de décrire les particules élémentaires et leurs interactions. Il se fonde sur la théorie des champs relativistes qui combine la dynamique du champ quantique avec l'espace-temps de la relativité restreinte. Dans le Modèle Standard, les particules élémentaires, constituant de la matière, sont des fermions. Les messagers des interactions sont des bosons, dits de jauge. Le photon porte l'interaction électromagnétique, les gluons l'interaction forte ou de couleur et les bosons  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z^0$  l'interaction faible. Ces derniers sont massifs, 80 à 90 fois la masse du proton, alors que photon et gluons sont sans masse. Comme il y a trois couleurs, les gluons sont au nombre de huit.

Il existe deux types de fermions : les quarks, sensibles à l'interaction forte, et les leptons qui ne le sont pas. Quarks et leptons s'organisent en trois doublets d'isospin faible. On compte donc six quarks

$$\begin{pmatrix} u & c & t \\ d & s & b \end{pmatrix},$$

et six leptons

$$\begin{pmatrix} \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ e & \mu & \tau \end{pmatrix}.$$

Les neutrinos, qui peuplent la première ligne de la matrice ci-dessus, n'ont pas de charge électrique et sont donc uniquement sensibles à l'interaction faible. Pour les quarks, la ligne haut correspond aux quarks de type up, de charge électrique  $\frac{2}{3}e$ , celle du bas aux quarks de type down, de charge électrique  $-\frac{1}{3}e$ .

Les prédictions du Modèle Standard ont été testées avec des précisions redoutables et celui-ci n'a jusqu'à ce jour pas été mis en défaut. Le Modèle Standard ne répond cependant pas à toutes les questions : il ignore complètement l'interaction gravitationnelle, ne permet pas d'expliquer l'asymétrie baryonique de l'Univers et ne dispose pas de candidat de matière noire.

### 1.2 La symétrie CP

Au douze particules élémentaires citées précédemment, il convient d'ajouter douze antiparticules. La symétrie CP permet de changer une particule en son antiparticule en combinant

conjugaison de charge (C) et transformation de parité (P). Par conjugaison de charge, la charge électrique d'une particule est transformée en son opposé :  $-e$  en  $e$  par exemple pour les leptons chargés. La parité renverse les coordonnées d'espace : si  $\vec{r}$  repère un point de l'espace, il est transformé en  $-\vec{r}$ . Comme l'a montré Sakharov, l'une des trois conditions nécessaires à l'apparition de l'asymétrie baryonique de l'Univers est la violation de la symétrie CP.

Madame Wu a la première mise en évidence la violation de la parité dans les interactions  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$  en 1957. L'année suivante Goldhaber montrait que l'interaction faible viole maximalement cette symétrie ce qui se traduit par la structure  $V - A$  des courants faibles. Même si au premier ordre violation de C et de P se compensent, l'interaction faible viole également CP. Ceci a pour la première fois été mis en évidence dans le système des kaons neutres en 1964.

### 1.3 La matrice CKM

Kobayashi et Maskawa ont expliqué la violation de CP dans les interactions faibles en introduisant une matrice de mélange pour les quarks entre états propres de masses et états propres de l'interaction faible :

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

où  $d'$ ,  $s'$ ,  $b'$  sont les états propres de l'interaction faible, ou états de saveurs, et  $d$ ,  $s$ ,  $b$  sont les états propres de masses. Cette matrice est appelée matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Comme il y a trois générations de quarks, la matrice CKM est une matrice  $3 \times 3$ . Complexe et unitaire, elle introduit quatre paramètres physiques indépendants, trois angles de rotations et une phase complexe. Dans le cadre du Modèle Standard, cette phase est la seule source de violation de la symétrie CP dans le secteur des quarks. Il est à noter que s'il n'y avait que deux générations de quarks, il n'y aurait qu'un seul paramètre physique qui serait un angle de rotation et donc pas de phase complexe. Ainsi, le nombre minimal de générations pour introduire la violation CP par l'intermédiaire du mécanisme de Kobayashi-Maskawa est de trois.

Parmi les neuf relations d'unitarité de la matrice CKM,

$$\sum_{j=1}^3 V_{ij}^* V_{jk} = \delta_{ik}$$

pour  $i$  et  $k = 1$  à  $3$ , six ( $i \neq k$ ) concernent la violation de CP. Elles peuvent être représentées dans le plan complexe par six triangles ayant des formes différentes mais la même aire. La valeur de cette aire commune est proportionnelle à la magnitude de la violation de CP. Les triangles seraient plats en l'absence de violation de CP. Deux des six triangles ont les longueurs de leurs trois côtés du même ordre. Ils sont liés aux relations d'unitarité

$$\begin{aligned} V_{ud}^* V_{td} + V_{us}^* V_{ts} + V_{ub}^* V_{tb} &= \delta_{ut} = 0, \\ V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} &= \delta_{db} = 0. \end{aligned}$$

Ces deux triangles peuvent être étudiés dans le cadre des désintégrations des mésons beaux, mésons contenant un quark  $b$  ou un antiquark  $\bar{b}$ . Leurs angles relativement grands induisent de larges asymétries CP dans certaines désintégrations de mésons beaux.

### 1.4 Les changements de saveur par courant neutre

Les changements de saveur par courant neutre (Flavour Changing Neutral Current, FCNC) correspondent à une transition de saveur d'un quark ou d'un lepton sans modification de la charge électrique. Pour les quarks, il s'agit de passer d'un quark down à un autre quark down, ou d'un quark up à un autre quark up. Dans le Modèle Standard, ces processus n'existent pas

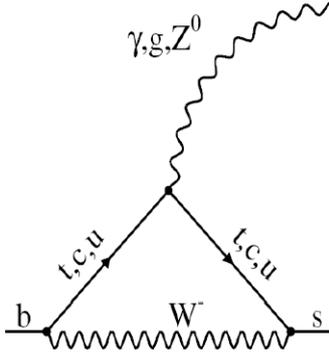


FIGURE 1.1 – Diagramme pingouin dominant de la transition  $b \rightarrow s\gamma$  dans le Modèle Standard.

au niveau des diagrammes à l'arbre et proviennent de diagrammes d'ordre plus élevé appelés diagrammes pingouins. Ils sont donc particulièrement sensibles aux effets de nouvelle physique au delà du Modèle Standard. Les désintégrations radiatives des mésons beaux permettent d'étudier les changements de saveur par courant neutre liés aux transitions  $b \rightarrow s\gamma$  et  $b \rightarrow d\gamma$ . Lors de ce stage, nous nous limitons au processus  $b \rightarrow s\gamma$ , l'analyse des transitions  $b \rightarrow d\gamma$ , encore plus rares, nécessitant l'accumulation de plus de données par l'expérience. La figure 1.1 montre le diagramme dominant de la transition  $b \rightarrow s\gamma$  dans le cadre du Modèle Standard.

## 1.5 Les désintégrations radiatives des mésons beaux

Dans le cadre de la Chromodynamique Quantique (Quantum Chromodynamics, QCD), le confinement des quarks au sein des hadrons ne permet pas de mesure directe de la transition  $b \rightarrow s\gamma$ . Même s'ils sont sensibles aux facteurs de forme liés aux processus d'hadronisation, les mesures de rapports de branchement permettent néanmoins de contraindre la nouvelle physique, en particulier via des rapports de rapports de branchement. Les mesures de violation de CP ou de polarisation du photon, moins sensibles à l'hadronisation, sont également très intéressantes.

Le mode  $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$  fut observé pour la première fois par la collaboration CLEO en 1993, ceci constituant la première mise en évidence de la transition  $b \rightarrow s\gamma$ . D'autres modes radiatifs ont par la suite été observés notamment auprès des usines à beauté Babar et Belle. La première mise en évidence de désintégration radiative pour le méson beau-étrange  $B_s^0$ , par la collaboration Belle via le mode  $B_s^0 \rightarrow \phi\gamma$ , ne date que de 2008.

L'objet de ce stage est la mise en évidence de nouveaux modes radiatifs par la recherche de production de mésons orbitalement excités dans les désintégrations  $B^0 \rightarrow K^{*+}\pi^-\gamma$ . Si le mode impliquant le méson tenseur  $K_2^{*}(1430)^0$  (spin 2) a déjà été observé, le mode voisin via

	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*}(1410)^0\gamma$	$B^0 \rightarrow K_2^{*}(1430)^0\gamma$	$B_s^0 \rightarrow \phi\gamma$
CLEO [1]	$45.5^{+6.8}_{-7.2} \pm 3.4$	-		-
Babar [2]	$44.7 \pm 1.0 \pm 1.6$	-	$12.2 \pm 2.5 \pm 1.0$	-
Belle [3] [4]	$40.1 \pm 2.1 \pm 1.7$	$< 130$	$13 \pm 5 \pm 1$	$57^{+18}_{-15} - 11^{+12}$
LHCb [5]	-	-	-	$35 \pm 4$
HFAG [6]	$43.3 \pm 1.5$	$< 130$	$12.4 \pm 2.4$	$35 \pm 3$

TABLE 1.1 – Rapports d'embranchement mesurés (limite établie) en unité de  $10^{-6}$ .

le méson vecteur  $K^*(1410)^0$  (spin 1) n'a pour l'instant pas été mis en évidence. Cette étude pourra par la suite être étendue aux désintégrations  $B_s^0 \rightarrow K^+K^-\gamma$  avec comme perspective la première observation du mode  $B_s^0 \rightarrow f_2'(1525)\gamma$  ce qui constituerait le second mode radiatif observé pour le  $B_s^0$ . Le tableau 1.1 résume la situation expérimentale actuelle pour les modes qui nous intéressent.

## Chapitre 2

# Contexte expérimental

L'expérience LHCb est l'une des quatre expériences principales du LHC au CERN. Le CERN est l'organisation européenne pour la recherche nucléaire. Il se situe près de Genève et fut fondé en 1952. À l'époque, l'acronyme CERN correspondait à « Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire ». Des laboratoires du monde entier collaborent au CERN.

### 2.1 Le LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) est le plus grand accélérateur de particules au monde. C'est un accélérateur de hadrons de 26.7 km de circonférence. En 2012, année au cours de laquelle les données étudiées lors de ce stage ont été collectées, les faisceaux de protons étaient accélérés à une énergie de 4 TeV, soit une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. La figure 2.1 montre le complexe des accélérateurs du CERN [7] avec en particulier la chaîne d'accélération du LHC. Les protons sont accélérés successivement à 50 MeV par l'accélérateur linéaire LINAC 2, à 1.4 GeV par un accélérateur circulaire appelé Booster, puis à 50 GeV et enfin 450 GeV par les synchrotrons PS et SPS. Après le SPS, ils sont injectés dans le LHC.

Les quatre expériences principales du LHC sont ALICE, ATLAS, CMS et LHCb. Chacune de ces expériences instrumente un point d'interaction du LHC où les faisceaux entrent en collision. ALICE est une expérience dédiée à la physique des ions lourds, elle étudie en particulier des collisions plomb-plomb. ATLAS et CMS sont quant à elles des expériences généralistes s'intéressant notamment à la production du boson de Higgs et la recherche directe de physique au delà du Modèle Standard.

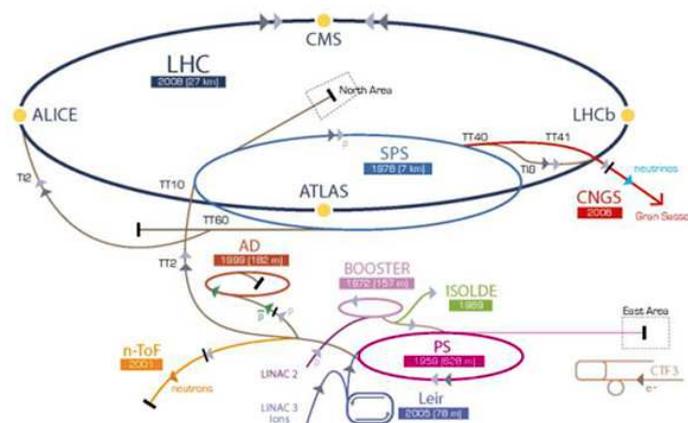


FIGURE 2.1 – Complexe des accélérateurs du CERN.

## 2.2 LHCb

LHCb (Large Hadron Collider Beauty experiment) est une expérience de physique des saveurs. Elle cherche à tester avec les meilleures précisions possibles les prédictions du Modèle Standard dans les désintégrations des hadrons charmés et beaux. Elle s'intéresse en particulier à la violation de la symétrie CP et à des processus rares pouvant mettre en évidence de manière indirecte une nouvelle physique au delà du Modèle Standard.

La figure 2.2 présente un schéma du détecteur LHCb [7]. Le système de trajectographie s'organise autour d'un aimant de 1.1 T. Le Vertex Locator (VELO) est situé autour du point d'interaction. Il est constitué de 21 stations de détecteur à bandes de silicium et permet d'identifier très précisément les vertex primaires, lieux des collisions proton-proton, et secondaires, où se désintègrent les hadrons lourds. Il est complété par le TT (Tracker Turicensis) qui fournit quatre plans de détection avant l'aimant. Après l'aimant, les chambres T1, T2 et T3 sont elles aussi constituées chacune de quatre plans de détection.

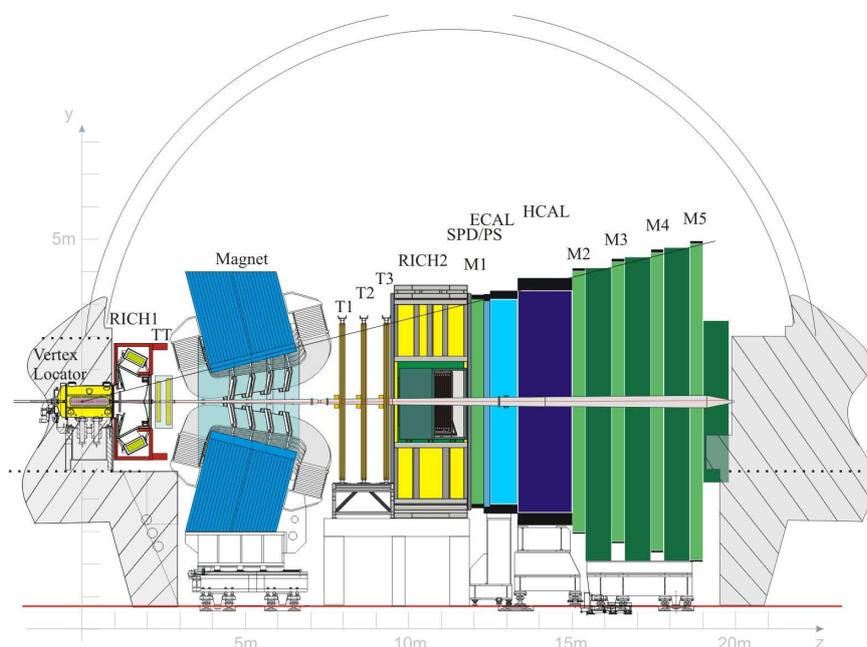


FIGURE 2.2 – Schéma du détecteur LHCb.

Les détecteurs à effet Cherenkov RICH 1 et RICH 2 permettent l'identification des particules chargées, notamment la séparation des pions, des kaons et des protons. L'identification des particules est complétée par les chambres à muons M1 à M5 et par les calorimètres. SPD et PS sont deux plans de scintillateurs prenant en sandwich une plaque de plomb de 14 mm d'épaisseur, soit 2.5 longueurs de radiation (distance moyenne après laquelle l'énergie d'un électron a diminué d'un facteur  $e$ ). Ils permettent de distinguer chargés et neutres d'une part, et d'identifier le début des gerbes électromagnétiques d'autre part. Ils sont ainsi utilisés pour différencier hadrons, électrons, photons ou  $\pi^0$ . Le ECAL utilise la technologie shashlik. Il est constitué de 66 couches alternant plaques de plomb de 2 mm d'épaisseur et tuiles scintillantes de 4 mm d'épaisseur. Son épaisseur totale correspond à 25 longueurs de radiation. Il sert à identifier et à mesurer l'énergie des électrons et des photons. Le HCAL est formé de tuiles d'acier de 16 mm d'épaisseur et de tuiles scintillantes de 4 mm d'épaisseur arrangées parallèlement à la direction des faisceaux. Il permet la mesure des énergies des hadrons au sein du premier niveau du système de déclenchement de l'expérience.

Le système de déclenchement sélectionne en ligne les événements intéressants. C'est un point clé de l'expérience. Il est constitué de deux niveaux. Le premier niveau est hardware. Les calorimètres et les chambres à muons permettent de sélectionner les candidats hadrons, électrons, photons et muons de hautes impulsions transverses. Le taux d'événements est alors réduit de 40 à 1 MHz. Le second niveau met en œuvre une ferme de plusieurs milliers d'ordinateurs. Il est divisé en deux sous-niveaux. Le premier conserve de façon inclusive les événements ayant au moins une trace de haute impulsion transverse, un paramètre d'impact (Impact Parameter, IP) important par rapport à la ligne des faisceaux, et ne semblant issue d'aucun vertex primaire. Ces traces proviennent en effet essentiellement de désintégrations des hadrons lourds. Ceci permet de réduire le taux d'événements à 60 KHz. Dans une dernière étape, les événements sont complètement reconstruits, de façon très similaire à la reconstruction offline, et des voies de déclenchement inclusives et exclusives sont associées afin de sélectionner au mieux les événements. Finalement, le taux d'événements enregistrés sur bande est de 3 KHz.



# Chapitre 3

## Sélection des événements $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$

Les données analysées dans ce travail furent collectées en 2012 à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Elles correspondent à une luminosité intégrée de  $2 \text{ fb}^{-1}$ . Nous disposons d'un sous-échantillon des données passant une présélection standard mise en place par le groupe d'étude des désintégrations radiatives de la collaboration.

### 3.1 Echantillons Monte-Carlo

Les différents échantillons Monte-Carlo considérés sont reportés dans le tableau 3.1. Pour le signal, les trois premiers échantillons correspondent aux résonances intermédiaires  $K^*(892)^0$ ,  $K_2^*(1430)^0$  et  $K^*(1410)^0$ . Pour le quatrième, les événements  $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$  sont générés aléatoirement dans l'espace de phase sans introduire de dynamique particulière. Les bruits de fond simulés correspondent à des états finals  $K^+ \pi^- \pi^+ \gamma$  ou  $K^+ \pi^- \pi^0 \gamma$ . Il y a donc un pion neutre ou chargé de plus que dans l'état final du signal. Ce type de bruits de fond, pour lesquels on retrouve dans l'état final les mêmes particules que pour le signal plus une ou plusieurs autres, est appelé partiellement reconstruit. Ceux pour lesquels plus d'une particule n'est pas reconstruite correspondent généralement à des sections efficaces très grandes et à des efficacités de sélection très faibles. Dans ce cas, il est par conséquent souvent illusoire d'obtenir des échantillons Monte-Carlo statistiquement satisfaisants.

Echantillon	Nombre d'événements générés
$B^0 \rightarrow K^*(892)^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \gamma$	$3 \cdot 10^6$
$B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \gamma$	$2 \cdot 10^6$
$B^0 \rightarrow K^*(1410)^0(\rightarrow K^+ \pi^-) \gamma$	$2 \cdot 10^6$
$B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ (espace de phase)	$6 \cdot 10^6$
$B^0 \rightarrow K_1(1270)^0(\rightarrow K^+ \pi^- \pi^0) \gamma$	$2 \cdot 10^6$
$B^+ \rightarrow K_1(1270)^+(\rightarrow K^+ \pi^- \pi^+) \gamma$	$2 \cdot 10^6$
$B^+ \rightarrow K_1(1400)^+(\rightarrow K^+ \pi^- \pi^+) \gamma$	$2 \cdot 10^6$
$B^+ \rightarrow K_2^*(1430)^+(\rightarrow K^+ \pi^- \pi^+) \gamma$	$2 \cdot 10^6$

TABLE 3.1 – Echantillons Monte-Carlo.

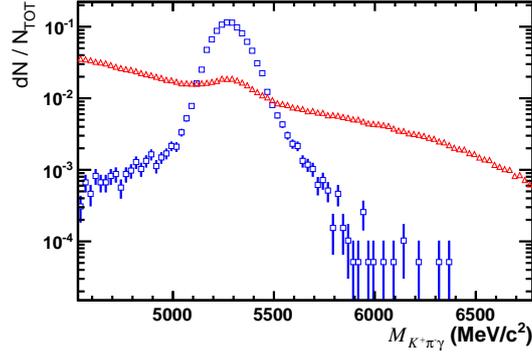


FIGURE 3.1 – Distribution de la masse reconstruite du méson beau avant la sélection.

### 3.2 Stratégie

La figure 3.1 montre la distribution de masse invariante reconstruite pour le méson  $B^0$  à l'issue de la présélection. Les triangles rouges correspondent aux données, les carrés bleus à l'échantillon de signal Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0 \gamma$ . Les bruits de fond partiellement reconstruits discutés précédemment ne peuplent ce type d'histogramme qu'en dessous de la masse du  $B^0$ . Le bruit de fond dominant est donc d'un tout autre type. Il s'agit du bruit de fond dit combinatoire. Dans ce cas, des combinaisons de particules n'étant pas issues d'une même désintégration satisfont les critères de sélection. La grande multiplicité de particules produites dans les collisions proton-proton rend non négligeable ce type de bruit de fond. C'est en particulier vrai lorsque l'on considère des particules neutres dans l'état final, l'absence de trace associée ne permettant pas de vérifier le vertex d'origine. Dans notre cas, rien ne dit que le photon sélectionné provient bien du même vertex secondaire que la paire  $K^+\pi^-$ .

Pour diminuer le bruit de fond combinatoire, la stratégie adoptée consiste à évaluer les variables discriminantes au regard des distributions obtenues à l'issue de la présélection en considérant pour le signal l'échantillon Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0 \gamma$ , et pour le bruit de fond combinatoire les données pour lesquelles la masse invariante reconstruite du  $B^0$  se situe entre 5780 et 6780  $\text{MeV}/c^2$ . Dans cette zone, signal et bruits de fond partiellement reconstruits sont en effet négligeables.

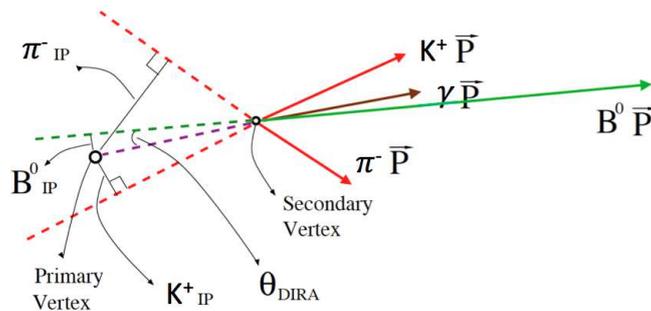


FIGURE 3.2 – Représentation d'un événement  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ .

### 3.3 Sélection

Grâce aux excellentes performances du VELO, les variables topologiques sont les plus efficaces pour distinguer signal et bruit de fond combinatoire dans LHCb. La figure 3.2 représente la topologie d'un événement de signal avec quelques une de ces variables topologiques :

- l'IP (Impact Parameter) est le paramètre d'impact d'une trace par rapport au vertex primaire. Contrairement aux traces issues du vertex primaire pour lesquels les paramètres d'impact sont compatibles avec zéro, les traces provenant de la désintégration de mésons beaux ont des paramètres d'impact significatifs. On définit en fait un IP  $\chi^2$  comme la variation du  $\chi^2$  du vertex primaire reconstruit avec ou sans la trace considérée.
- $B^0$  Vertex  $\chi^2$  le  $\chi^2$  obtenu en vertexant ensemble les traces du  $K^+$  et du  $\pi^-$ . Celui-ci sera faible si les deux traces proviennent de la désintégration d'une même particule.
- on note FD (Flying Distance) la distance de vol du  $B^0$ , c'est-à-dire la distance entre le vertex primaire et le vertex de désintégration du  $B^0$ . On utilise en réalité la variable FD  $\chi^2$  qui correspond à la variation du  $\chi^2$  du vertex primaire quand on lui ajoute l'ensemble des traces associées au  $B^0$ .
- de même que pour les traces, on définit un paramètre d'impact du  $B^0$  en utilisant comme le montre la figure 3.2 son impulsion reconstruite et son vertex de désintégration. Un vrai  $B^0$  provient du vertex primaire et aura donc un paramètre d'impact non significatif, ce n'est a priori pas le cas pour un candidat purement combinatoire.
- l'angle  $\theta_{DIRA}$  est l'angle entre l'impulsion reconstruite du  $B^0$  et la ligne de vol joignant vertex primaire et secondaire. Cet angle est faible pour les vrais  $B^0$  puisqu'ils proviennent du vertex primaire.
- l'isolation du vertex du  $B^0$  est évaluée grâce à la variable  $B^0$  Vertex Isolation  $\Delta\chi^2$  calculée comme la variation minimale du  $\chi^2$  du vertex de  $B^0$  en y ajoutant n'importe quelle autre trace. Cette variable permet de lutter contre le bruit de fond combinatoire mais également contre les bruits de fond partiellement reconstruits pour lesquels il y a dans l'état final au moins une trace de plus que pour le signal. Elle prend des valeurs peu élevées dans ce cas alors que pour le signal elle n'a pas de raison d'être particulièrement faible.

Ces critères topologiques sont complétés par des critères :

- de qualité des traces. On demande à ce que le  $\chi^2$  par degré de liberté de l'ajustement de la trace ne soit pas trop grand. On se limite également à des traces dont la probabilité d'être une trace fortuite (GhostProb), c'est-à-dire reconstruite à partir de hits provenant de différentes traces, est relativement faible.
- cinématique, ici essentiellement les impulsions transverses ( $p_T$ ) des traces, du photon et du candidat  $B^0$ .
- d'identification des particules. Les RICH servent à évaluer les probabilités des candidats kaons et pions d'être respectivement de vrais kaons (ProbNNK) ou de vrais pions (ProbNN $\pi$ ). Les calorimètres sont utilisés pour séparer les photons des hadrons chargés et des électrons ( $\gamma_{CL}$ ) d'une part, et des  $\pi^0$  ( $\gamma_{isPhoton}$ ) d'autre part.

Les figures 3.3 à 3.10 montrent les distributions obtenues juste après la présélection pour quelques une des variables envisagées. Les carrés bleus correspondent à l'échantillon de signal Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$ , les triangles rouges au bruit de fond combinatoire, c'est-à-dire aux données dont la masse invariante reconstruite du  $B^0$  se situe entre 5780 et 6780 MeV/c<sup>2</sup>. Ces distributions sont normalisées aux nombres d'événements totaux passant la présélection. Le tableau 3.2 donne l'ensemble des coupures utilisées.

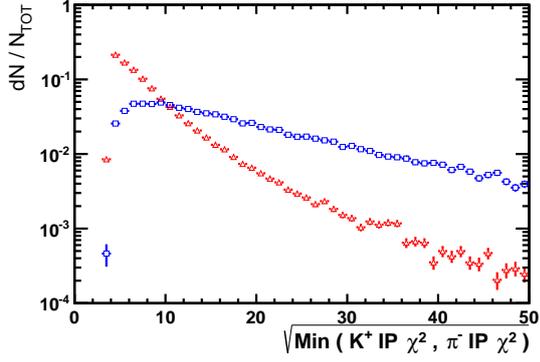


FIGURE 3.3 – Distribution de la racine carrée du minimum des  $IP \chi^2$  de  $K^+$  et du  $\pi^-$ .

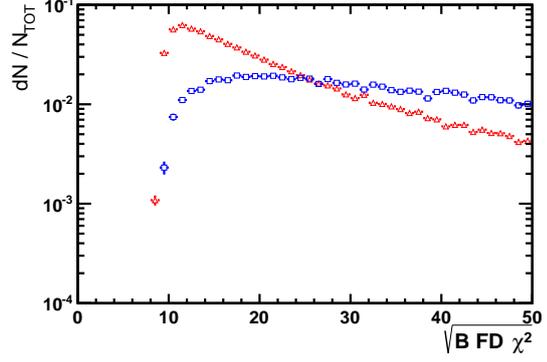


FIGURE 3.4 – Distribution de la racine carrée du  $FD \chi^2$  du  $B^0$ .

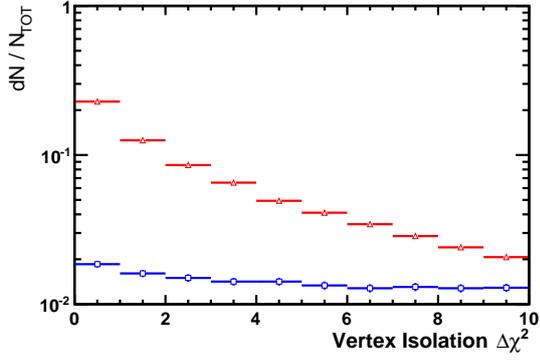


FIGURE 3.5 – Distribution de la variable d'isolation du vertex du  $B^0$ .

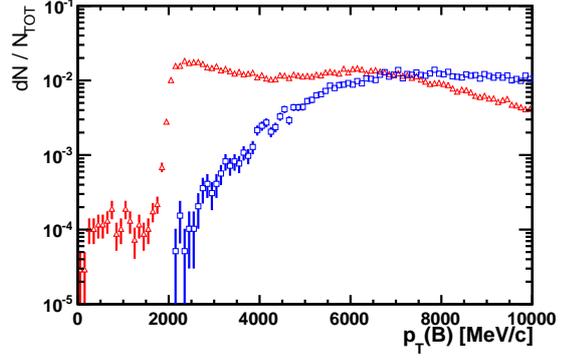


FIGURE 3.6 – Distribution de l'impulsion transverse du  $B^0$ .

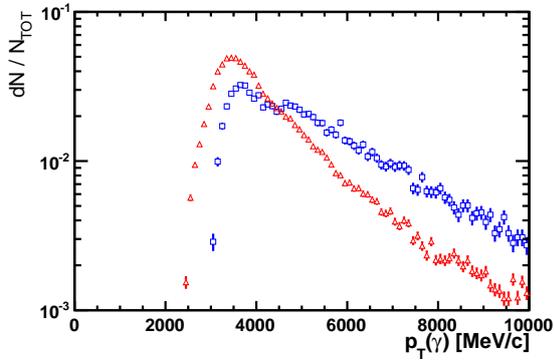


FIGURE 3.7 – Distribution de l'impulsion transverse du photon.

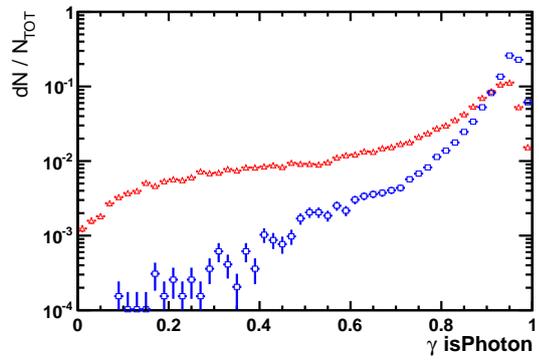


FIGURE 3.8 – Distribution de la variable discriminant entre photon et  $\pi^0$ .

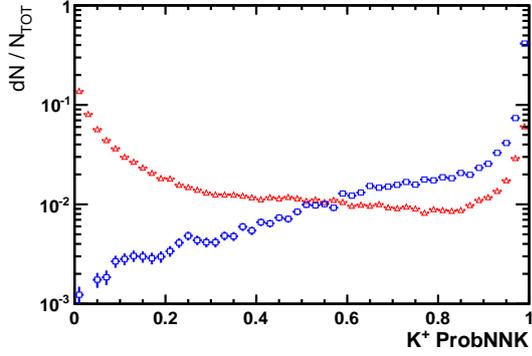


FIGURE 3.9 – Distribution de la variable d'identification des kaons.

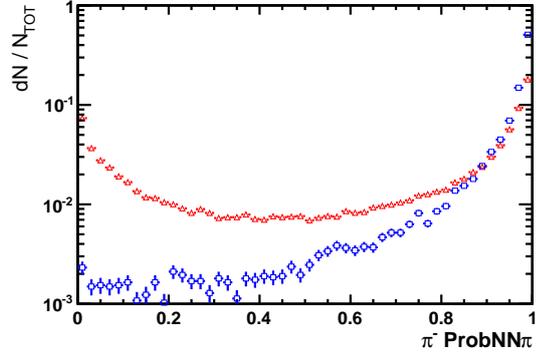


FIGURE 3.10 – Distribution de la variable d'identification des pions.

Variable	Coupure
$p_T$ des traces	$> 500$ MeV/c
$max(p_T(K^+), p_T(\pi^-))$	$> 1200$ MeV/c
$\chi^2/ndf$ des traces	$< 3$
GhostProb des traces	$< 0.2$
IP $\chi^2$ des traces	$> 25$
$K^+$ ProbNNK	$> 0.2$
$\pi^-$ ProbNN $\pi$	$> 0.2$
$p_T(\gamma)$	$> 3200$ MeV/c
$\gamma_{CL}$	$> 0.25$
$\gamma$ isPhoton	$> 0.6$
$p_T(K^+) + p_T(\pi^-) + p_T(\gamma)$	$> 6500$ MeV/c
$p_T(B^0)$	$> 4000$ MeV/c
$B^0$ Vertex $\chi^2$	$< 9$
$B^0$ Vertex Isolation $\Delta\chi^2$	$> 2$
$\cos(\theta_{DIRA})$	$> 0.9999$
$B^0$ IP $\chi^2$	$< 16$
$B^0$ FD $\chi^2$	$> 144$

TABLE 3.2 – Coupures appliquées pour la sélection des événements  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ .

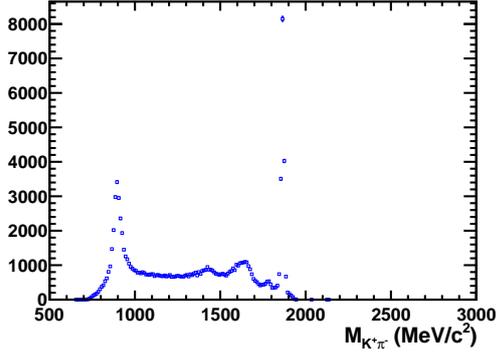


FIGURE 3.11 – Distribution de  $M_{K^+\pi^-}$ .

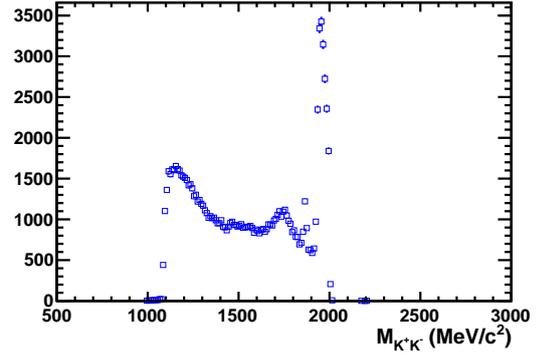


FIGURE 3.12 – Distribution de  $M_{K^+K^-}$ .

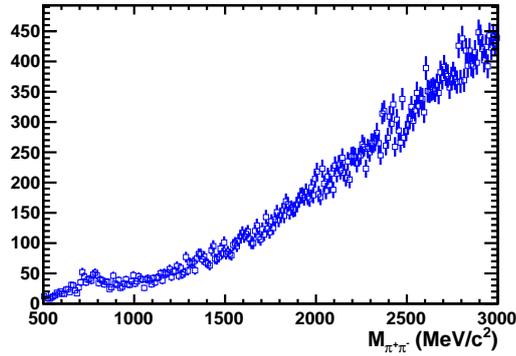


FIGURE 3.13 – Distribution de  $M_{\pi^+\pi^0}$ .

### 3.4 Bruits de fond résonant

Pour vérifier si des bruits de fond résonants subsistaient à l'issue de la sélection discutée précédemment, nous avons regardé les distributions des masses invariantes calculables en combinant deux des trois particules de l'état final. Comme le montrent les figures 3.11 à 3.13, nous avons identifié des bruits de fond résiduels associés aux désintégrations  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^+K^-$  et  $\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ . Pour la distribution  $M_{K^+K^-}$ , une masse de kaon chargé est substituée à la masse du pion chargé de l'état final dans le calcul de son quadrivecteur. Pour la distribution  $M_{\pi^+\pi^0}$ , le quadrivecteur du photon est recalculé avec une hypothèse de masse de  $\pi^0$ . Afin de supprimer ces bruits de fond, nous appliquons des coupures sur les masses  $M_{K^+\pi^-}$ ,  $M_{K^+K^-}$  et  $M_{\pi^+\pi^0}$ . Celles-ci sont reportées dans le tableau 3.3. Pas d'autre bruit de fond résonant n'est identifiable après ces coupures.

Variable	Coupure
$M_{K^+\pi^-}$	$< 1800 \text{ MeV}/c^2$
$M_{K^+K^-}$	$< 1840 \text{ MeV}/c^2$
$M_{\pi^+\pi^0}$	$> 1200 \text{ MeV}/c^2$

TABLE 3.3 – Coupures appliquées pour supprimer les bruits de fond résonant.

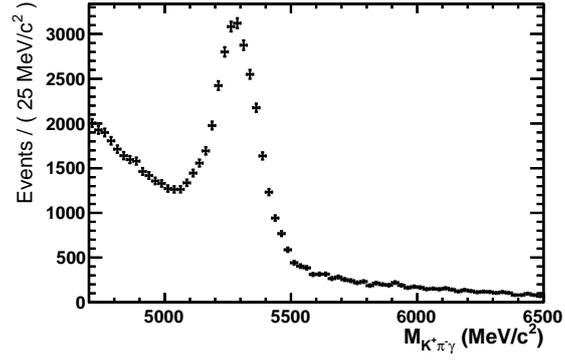


FIGURE 3.14 – Distribution de la masse reconstruite du méson beau après la sélection.

La figure 3.14 montre la distribution de masse reconstruite du  $B^0$  obtenue sur les données à l'issue de la sélection. Ceci peut être comparé à la distribution avant sélection présentée au niveau de la figure 3.1.



# Chapitre 4

## Extraction du signal

L'objet de ce chapitre est d'ajuster la distribution de masse reconstruite du  $B^0$  présentée à la fin du chapitre précédent. Le signal pourra alors être extrait grâce à une soustraction statistique du bruit de fond en utilisant la technique sPlot [12]. Avant d'ajuster les données, nous évaluons les fonctions densité de probabilité (Probability Density Function, PDF) du signal et du bruit de fond partiellement reconstruit à l'aide des échantillons Monte-Carlo à notre disposition (voir tableau 3.1).

### 4.1 PDF du signal

Les figures 4.1 à 4.4 montrent les distributions de masse reconstruite du  $B^0$ , après la sélection, pour les différents échantillons de signal. Ces distributions sont ajustées par la fonction bifurcated Crystal Ball [10]. Cette fonction combine une gaussienne et deux Crystal Ball, l'une pour la queue à gauche du pic, l'autre pour la queue à droite du pic. Son expression pour une variable  $t$  définie à partir de la masse reconstruite du méson beau  $M_{K^+\pi^-\gamma}$  comme  $t = M_{K^+\pi^-\gamma} - \mu$  est la suivante :

$$CB(t) = N \cdot \begin{cases} \exp(-t^2/2\sigma^2), & \text{si } -\alpha_L < t/\sigma < -\alpha_R \\ \left(\frac{n_L}{|\alpha_L|}\right)^{n_L} \cdot \exp(-\alpha_L^2/2) \cdot \left(\frac{n_L - \alpha_L^2}{|\alpha_L|} - \frac{t}{\sigma}\right), & \text{si } t/\sigma \leq -\alpha_L \\ \left(\frac{n_R}{|\alpha_R|}\right)^{n_R} \cdot \exp(-\alpha_R^2/2) \cdot \left(\frac{n_R - \alpha_R^2}{|\alpha_R|} - \frac{t}{\sigma}\right), & \text{si } t/\sigma \geq -\alpha_R \end{cases}$$

$N$  est un facteur de normalisation.  $\mu$  et  $\sigma$  sont respectivement la moyenne et l'écart type de la gaussienne. Le paramètre  $\alpha_L$  ( $\alpha_R$ ) est contraint à être positif (négatif), il détermine la position

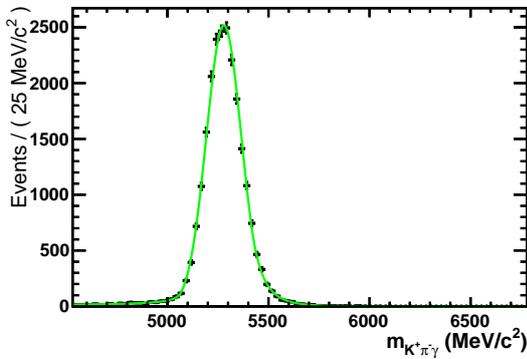


FIGURE 4.1 – Distribution de la masse reconstruite du  $B^0$  pour l'échantillon Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K^*(892)^0\gamma$ .

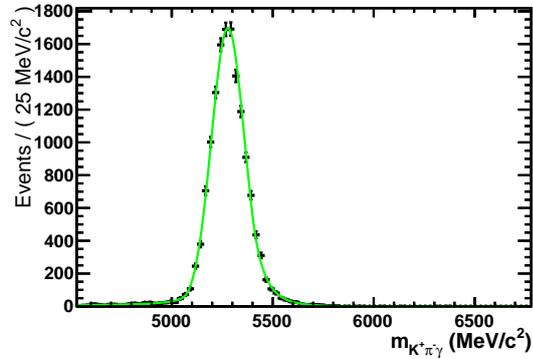


FIGURE 4.2 – Distribution de la masse reconstruite du  $B^0$  pour l'échantillon Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$ .

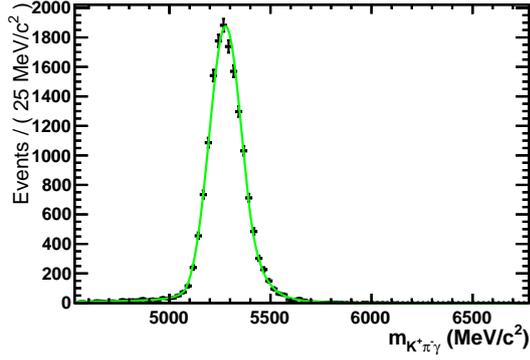


FIGURE 4.3 – Distribution de la masse reconstruite du  $B^0$  pour l'échantillon Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K^*(1410)^0\gamma$ .

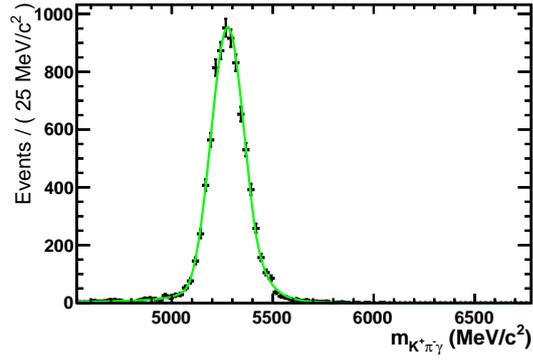


FIGURE 4.4 – Distribution de la masse reconstruite du  $B^0$  pour l'échantillon Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K\pi\gamma$  (espace de phase).

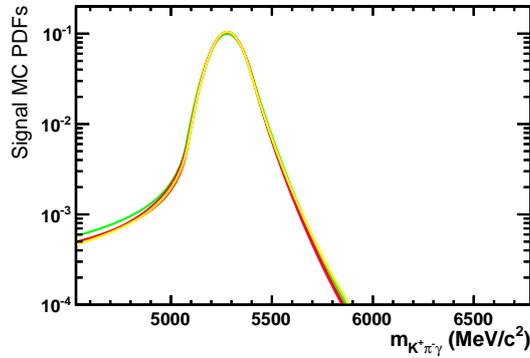


FIGURE 4.5 – PDF obtenues pour les différents échantillons de signal;  $K^*(892)^0$  en vert,  $K_2^*(1430)^0$  en rouge,  $K^*(1410)^0$  en jaune et  $K\pi\gamma$  (espace de phase) en rose.

du début de la queue à gauche (droite) du pic.  $n_L$  ( $n_R$ ) gouverne la loi de puissance associée à la décroissance de la queue à gauche (droite) du pic.

Comme l'illustre la figure 4.5 les PDF obtenues pour les différents échantillons de signal sont très proches. Pour l'ajustement des données, nous utiliserons la PDF correspondant à l'échantillon  $K\pi\gamma$ , plus générique puisque n'introduisant pas de dynamique particulière. Pour cet ajustement, les paramètres  $\mu$  et  $\sigma$  seront laissés libres afin de tenir compte d'éventuelles imperfections de la simulation. Les paramètres gouvernant les queues de la distribution seront par contre fixés à ceux obtenus grâce à l'échantillon  $K\pi\gamma$ . Ces paramètres sont reportés dans le tableau 4.1.

Paramètre	Valeur
$\alpha_L$	2.248
$\alpha_R$	-1.519
$n_L$	1.07
$n_R$	8.8

TABLE 4.1 – Paramètres fixés pour la PDF du signal lors de l'ajustement des données.

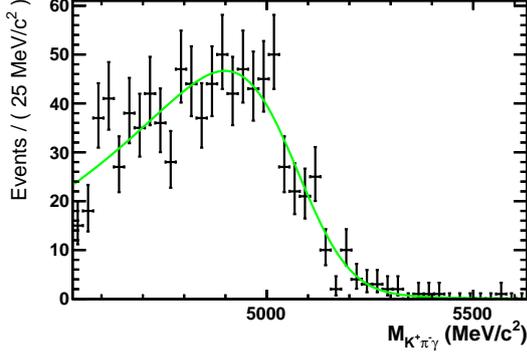


FIGURE 4.6 – Distribution de la masse reconstruite du  $B^0$  pour l'échantillon Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K_1(1270)^0 \gamma$ .

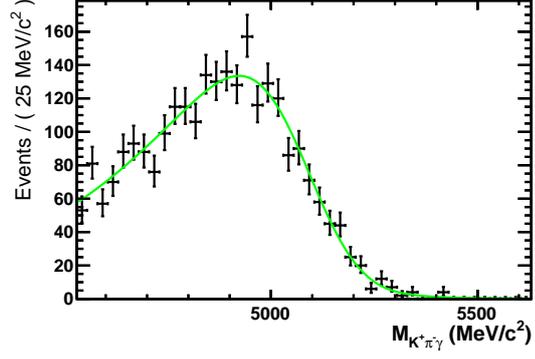


FIGURE 4.7 – Distribution de la masse reconstruite du  $B^0$  pour l'échantillon Monte-Carlo  $B^+ \rightarrow K_1(1270)^+ \gamma$ .

## 4.2 Bruit de fond partiellement reconstruit

Les figures 4.6 à 4.9 montrent les distributions de masse reconstruite du  $B^0$ , après la sélection, pour les différents échantillons de bruit de fond partiellement reconstruit. Ces distributions sont ajustées par la convolution d'une Argus et d'une bifurcated Crystal Ball. La bifurcated Crystal Ball permet de tenir compte des effets de résolution. Les paramètres gouvernant les queues des distributions de la bifurcated Crystal Ball sont ici fixés à ceux trouvés pour le signal (voir tableau 4.1). Seul reste donc libre le paramètre de résolution  $\sigma$ . L'Argus est la fonction standard pour paramétrer les bruits de fond partiellement reconstruit. Elle s'écrit :

$$f(x; c, m_0, p) = N \cdot \frac{x}{m_0^2} \cdot \sqrt{\left(1 - \frac{x^2}{m_0^2}\right)} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}c^2\left(1 - \frac{x^2}{m_0^2}\right)\right)$$

$N$  est un facteur de normalisation,  $m_0$  la valeur du seuil de masse et  $c$  la courbure.

Les différents échantillons de bruit de fond partiellement reconstruit donnant des résultats similaires, nous les combinons pour améliorer la précision statistique de l'ajustement. La figure 4.10 présente la distribution obtenue ainsi que son ajustement. Les paramètres correspondants sont reportés dans le tableau 4.2.

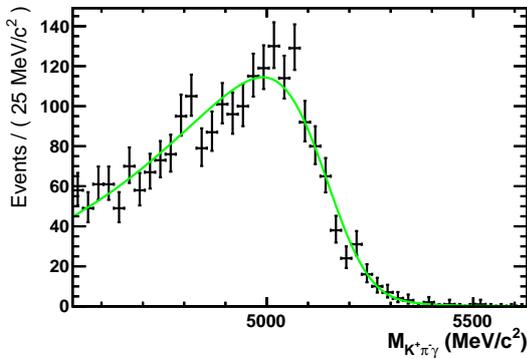


FIGURE 4.8 – Distribution de la masse reconstruite du  $B^0$  pour l'échantillon Monte-Carlo  $B^+ \rightarrow K_1(1400)^+ \gamma$ .

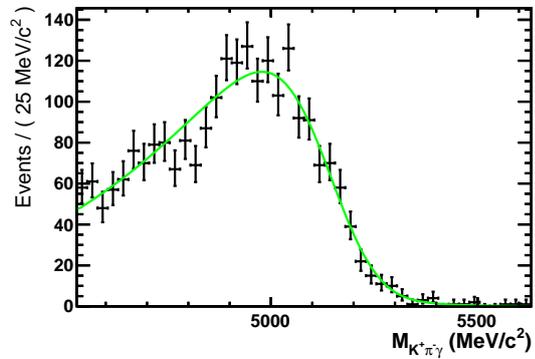


FIGURE 4.9 – Distribution de la masse reconstruite du  $B^0$  pour l'échantillon Monte-Carlo  $B^+ \rightarrow K_2^*(1430)^+ \gamma$ .

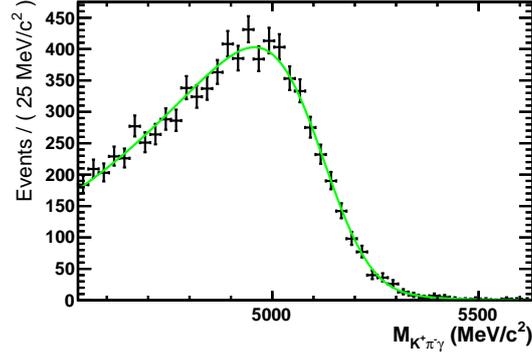


FIGURE 4.10 – Distribution de la masse reconstruite du  $B^0$  pour l'ensemble des échantillons Monte-Carlo de bruit de fond partiellement reconstruit.

### 4.3 Ajustement des données

Pour ajuster les données, quatre contributions sont envisagées :

- la contribution du signal pour laquelle la PDF utilisée provient de l'étude Monte-Carlo de la première section de ce chapitre. Il y a trois paramètres libres pour cette contribution : le nombre  $N_{sig}$  d'événements de signal, la valeur moyenne  $\mu$  et l'écart type  $\sigma$ .
- une contribution pour le bruit de fond combinatoire modélisée, comme usuellement, par une exponentielle,  $\alpha_{comb} \cdot \exp(-\alpha_{comb} \cdot M_{K^*\pi\gamma})$ . Cette contribution est par conséquent associée à deux paramètres libres : le nombre  $N_{comb}$  d'événements de bruit de fond combinatoire et  $\alpha_{comb}$ .
- deux contributions pour les bruits de fond partiellement reconstruit. La première correspond aux événements pour lesquels une et une seule particule n'a pas été reconstruite. Sa PDF est complètement contrainte par l'étude Monte-Carlo de la section précédente. Il n'y a donc là qu'un seul paramètre libre, le nombre  $N_{part1}$  d'événements partiellement reconstruits de ce type. Une seconde contribution de bruit de fond partiellement reconstruit est envisagée pour tenir compte des événements pour lesquels plus d'une particule n'a pas été reconstruite. Nous avons choisi de prendre pour cette contribution la même PDF que pour le premier type d'événements partiellement reconstruits à l'exception du seuil de masse qui est laissé libre. Dans ce cas, le nombre de paramètres libres est de deux : le nombre  $N_{part2}$  d'événements partiellement reconstruits de ce type et la valeur du seuil de masse  $m_0$ . Le rapport des résolutions des bifurcated Crystal Ball pour les bruits de fond partiellement reconstruit d'une part et le signal d'autre part est fixé à la valeur obtenue dans l'étude Monte-Carlo.

Paramètre	Valeur
$m_0$ (MeV/ $c^2$ )	$5151.5 \pm 0.8$
$\sigma$ (MeV/ $c^2$ )	$90.6 \pm 3.5$
$c$	$-9.5 \pm 0.3$

TABLE 4.2 – Paramètres obtenus lors de l'ajustement de la distribution de la masse reconstruite du  $B^0$  sur l'ensemble des échantillons Monte-Carlo de bruit de fond partiellement reconstruit.

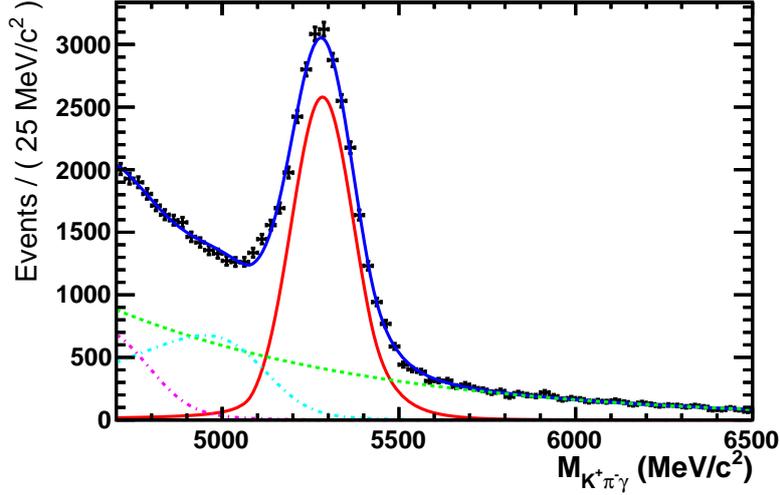


FIGURE 4.11 – Ajustement des données. La courbe bleue correspond à la PDF totale, la courbe rouge à la contribution du signal, celle en pointillés verts au bruit de fond combinatoire, celle en pointillés roses (bleus) au premier (second) type de bruit de fond partiellement reconstruit.

La figure 4.11 montre l’ajustement réalisé des données. La PDF totale est en bon accord avec les données sauf autour de 5 GeV/c<sup>2</sup>. Dans cette zone, les données semblent affectées d’une légère modulation autour de la PDF ajustée. Ceci n’est pour l’instant pas compris. Le tableau 4.3 donne l’ensemble des paramètres obtenus. Près de 24000 événements de signal sont sélectionnés. La valeur moyenne  $\mu$  est très proche de la masse réelle du méson  $B^0$ . Un changement de l’échelle d’énergie du calorimètre électromagnétique de l’ordre du pour mille est suffisante pour expliquer le petit décalage observé. La résolution  $\sigma$  est proche de 80 MeV/c<sup>2</sup> ce qui est parfaitement en accord avec les résultats de la simulation.

Paramètre	Valeur
$N_{sig}$	$24037 \pm 307$
$\mu$ (MeV/c <sup>2</sup> )	$5283.74 \pm 0.92$
$\sigma$ (MeV/c <sup>2</sup> )	$88.55 \pm 0.91$
$N_{comb}$	$24357 \pm 885$
$\alpha_{comb}$ (MeV <sup>-1</sup> c <sup>2</sup> )	$(1.306 \pm 0.050) \cdot 10^{-3}$
$N_{part1}$	$11266 \pm 778$
$N_{part2}$	$3570 \pm 651$
$m_{0\ part2}$ (MeV/c <sup>2</sup> )	$4813 \pm 43$

TABLE 4.3 – Paramètres obtenus lors de l’ajustement des données.



## Chapitre 5

# Vers une extraction des contributions $K^*(1410)^0\gamma$ et $K_2^*(1430)^0\gamma$

Comme mentionné dans le chapitre précédent, l'utilisation de la technique sPlot [12] permet d'extraire le signal grâce à une soustraction statistique du bruit de fond basée sur l'ajustement de la distribution de masse reconstruite du  $B^0$ . Pour évaluer les contributions des modes  $B^0 \rightarrow K^*(1410)^0\gamma$  et  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$ , on s'intéresse en particulier à la masse invariante reconstruite pour le système  $K^+\pi^-$  ( $M_{K^+\pi^-}$ ). Afin d'ajuster le sPlot correspondant, les PDF des contributions résonantes sont extraites du Monte-Carlo.

### 5.1 PDF des contributions résonantes

Les figures 5.1 à 5.3 montrent les distributions obtenues des échantillons Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K^*(892)^0\gamma$ ,  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$  et  $B^0 \rightarrow K^*(1410)^0\gamma$ . Nous nous limitons à des masses invariantes  $M_{K^+\pi^-}$  inférieures à  $1550 \text{ MeV}/c^2$ . Au-delà, les coupures utilisées pour supprimer les bruits de fond associés aux désintégrations du  $D^0$  (voir tableau 3.3) produisent une diminution rapide de l'efficacité de sélection lorsque  $M_{K^+\pi^-}$  augmente. Aucune contribution résonante n'est identifiable au-delà de  $1550 \text{ MeV}/c^2$  sur le sPlot de la masse reconstruite  $M_{K^+\pi^-}$ .

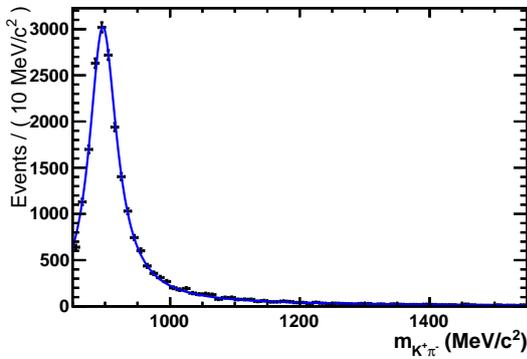


FIGURE 5.1 – Distribution de la masse reconstruite  $M_{K^+\pi^-}$  pour l'échantillon Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K^*(892)^0\gamma$ .

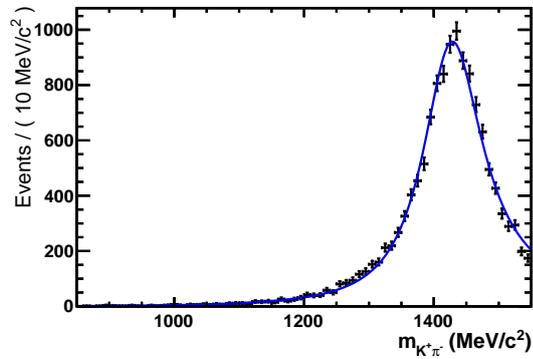


FIGURE 5.2 – Distribution de la masse reconstruite  $M_{K^+\pi^-}$  pour l'échantillon Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$ .

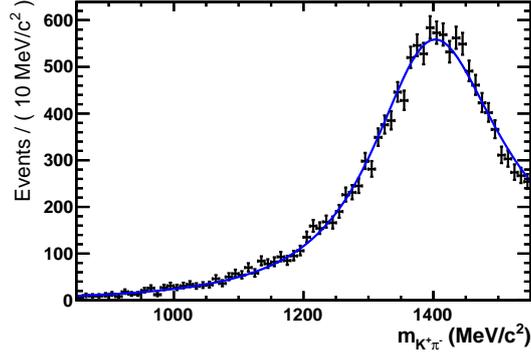


FIGURE 5.3 – Distribution de la masse reconstruite  $M_{K^+\pi^-}$  pour l'échantillon Monte-Carlo  $B^0 \rightarrow K^*(1410)^0\gamma$ .

Les distributions de masse reconstruite  $M_{K^+\pi^-}$  issues des différents Monte-Carlo sont ajustées par des Breit-Wigner relativistes simplifiées [13] définies par les expressions :

$$P(m; m_0, \Gamma_0, m_a, m_b) = \frac{m^2}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2(m)}$$

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \frac{m_0}{m} \left( \frac{K(m)}{K(m_0)} \right)^3$$

$$K(m) = \frac{m}{2} \left( 1 - \frac{(m_a + m_b)^2}{m^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left( 1 - \frac{(m_a - m_b)^2}{m^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

avec  $m = M_{K^+\pi^-}$ ,  $m_0$  la masse de la résonance,  $\Gamma_0$  sa largeur,  $m_a$  et  $m_b$  les masses des particules filles.

Etant donné les possibles variations d'efficacité de sélection avec  $M_{K^+\pi^-}$ , les quatre paramètres des Breit-Wigner relativistes ne sont pas fixés aux valeurs attendues mais laissés libres afin d'ajuster au mieux les distributions. Les figures 5.1 à 5.3 montrent que des ajustements satisfaisants sont ainsi obtenus.

## 5.2 Ajustement des données

Le sPlot de la masse reconstruite  $M_{K^+\pi^-}$  est ajustée en considérant quatre contributions : les contributions résonantes  $B^0 \rightarrow K^*(892)^0\gamma$ ,  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$  et  $B^0 \rightarrow K^*(1410)^0\gamma$ , et une contribution non résonante. Les PDF des contributions résonantes sont fixées aux Breit-Wigner relativistes ajustées sur le Monte-Carlo. Une fonction exponentielle est utilisée pour la partie non résonante. Il y a donc cinq paramètres libres : la pente de l'exponentielle et les nombres d'événements associés à chacune des quatre contributions.

La figure 5.4 montre le sPlot de la masse reconstruite  $M_{K^+\pi^-}$  ainsi que l'ajustement réalisé. Ce dernier est tout à fait satisfaisant en deçà de 1400 MeV/c<sup>2</sup>. Il ne reproduit cependant pas l'allure des données au-delà. Il semble ainsi nécessaire de tenir compte des interférences entre les différentes contributions, en particulier entre les modes  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$  et  $B^0 \rightarrow K^*(1410)^0\gamma$  qui se chevauchent allègrement.

Comme nous n'avons pas tenu compte des interférences, les nombres d'événements obtenus pour les différentes contributions ne sont que purement indicatifs. Ceux-ci sont reportés au niveau des histogrammes de la figure 5.4. Le nombre d'événements obtenu pour le mode  $B^0 \rightarrow K^*(892)^0\gamma$  est proche de 15000. En sommant les modes  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$  et  $B^0 \rightarrow K^*(1410)^0\gamma$ , le nombre d'événements obtenu est d'environ 4000.

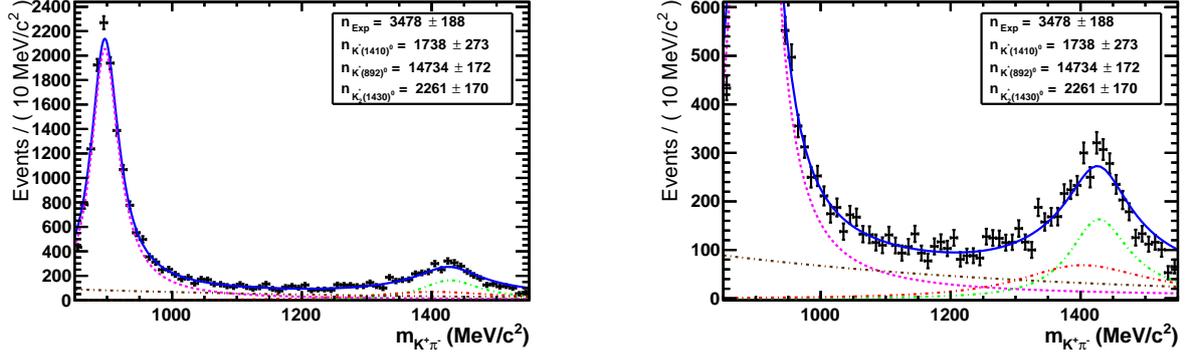


FIGURE 5.4 – Ajustement du sPlot de la masse reconstruite  $M_{K^+\pi^-}$ . La courbe bleue correspond à la PDF totale, celle en pointillés marrons à la contribution non résonante, celles en pointillés roses, verts et rouges correspondent respectivement aux contributions  $K^*(892)^0$ ,  $K_2^*(1430)^0$  et  $K^*(1410)^0$ . La figure de droite présente un zoom selon l’axe des ordonnées pour mieux visualiser ce qu’il se passe au-delà du  $K^*(892)^0$ .

### 5.3 Perspectives

Comme nous venons de le voir, la prise en compte des interférences entre les différentes contributions paraît nécessaire. Pour mieux contraindre les contributions  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$  et  $B^0 \rightarrow K^*(1410)^0\gamma$ , il est par ailleurs possible de tenir compte de l’angle d’hélicité,  $\theta_H$ , angle entre le kaon et le  $B^0$  dans le repère propre du  $K^*$ . Pour les résonances de spin 1, les  $K^*(892)^0$  et  $K^*(1410)^0$  ici, la densité d’événements est proportionnelle à  $\sin^2(\theta_H)$ . Dans le cas des résonances de spin 2, le  $K_2^*(1430)^0$  pour nous, elle est en  $\sin^2(\theta_H) \times \cos^2(\theta_H)$ . Les figures 5.5 et 5.6 montrent les sPlots de la distribution du cosinus de l’angle de l’hélicité dans la région du  $K^*(892)^0$  d’une part et dans celle des résonances  $K_2^*(1430)^0$  et  $K^*(1410)^0$  d’autre part. Ces distributions ne sont pas symétriques par rapport à zéro à cause des effets d’acceptance qui dépendent de l’angle d’hélicité. Comme attendu, elles sont cependant très significativement différentes. Dans la région 1250-1550 MeV/c<sup>2</sup>, la densité d’événements autour de  $\cos(\theta_H) = 0$  est très éloignée de zéro. La densité d’événements associée à la résonance tensorielle tendant vers zéro lorsque  $\cos(\theta_H)$  tend vers zéro, ceci laisse à penser que la contribution du  $K^*(1410)^0$  est importante. Ce point est très encourageant puisque le mode  $B^0 \rightarrow K^*(1410)^0\gamma$  n’a jusqu’alors pas été observé.

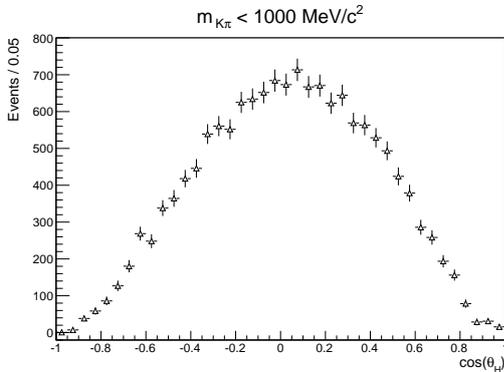


FIGURE 5.5 – sPlot du cosinus de l’angle d’hélicité pour les événements ayant une masse reconstruite  $M_{K^+\pi^-}$  inférieure à 1000 MeV/c<sup>2</sup>.

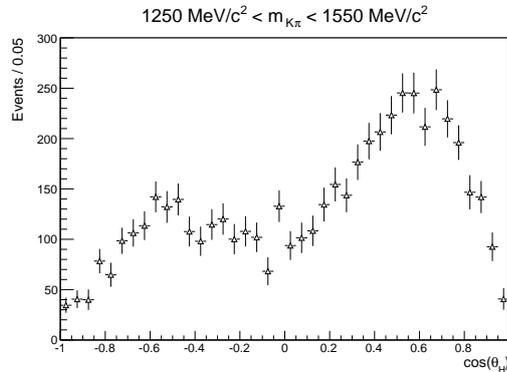


FIGURE 5.6 – sPlot du cosinus de l’angle d’hélicité pour les événements ayant une masse reconstruite  $M_{K^+\pi^-}$  entre 1250 MeV/c<sup>2</sup> et 1550 MeV/c<sup>2</sup>.



# Bibliographie

- [1] T. E. Coan *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **84**, 5283 (2000).
- [2] B. Aubert *et al.* (Babar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103**, 211802 (2009).
- [3] A. Ali, B. D. Pecjak, and C. Greub, *B*  $\rightarrow$  *V* $\gamma$  Decays at NNLO in SCET, Eur. Phys. J. C **55** (2008).
- [4] S. Nishida *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 231801 (2002).
- [5] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Phys. Rev. D **85**, 112013 (2012).
- [6] Y. Amhis *et al.* (Heavy Flavor Averaging Group), *Averages of b-hadron, c-hadron, and tau-lepton properties as of early 2012*, arXiv:1207.1158 (2013).
- [7] A. A. J. Alves *et al.* (LHCb Collaboration), *The LHCb Detector at the LHC*, Journal of Instrumentation **3** S08005 (2008).
- [8] S. Monteil, *Mesures de précision électrofaibles*, HDR 280 0905 (2009).
- [9] R. Raji *et al.*, *The LHCb trigger and its performance in 2012*, arXiv :1310.8544 (2013).
- [10] O. Deschamps *et al.*, *First observation of the decay B  $\rightarrow$   $\rho^0\rho^0$  at LHCb and its angular analysis*, LHCb-ANA-2013-054 (2013).
- [11] F. James, *Statistical methods in experimental physics*, 2nd Edition, World scientific (2006).
- [12] M. Pivk and F. R. Le Diberder, *sPlot: a statistical tool to unfold data distributions*, Nucl. Instrum. Meth. A **555**, 356 (2005), arXiv:physics/0402083.
- [13] I. Abt *et al.* (HERA-B Collaboration), *K<sup>\*0</sup> and phi Meson Production in Proton-Nucleus Interactions at sqrt(s) = 41.6 GeV*, Eur. Phys. J. C **50**, 315 (2007).





## Résumé

L'objet de ce stage est la mise en évidence de nouveaux modes radiatifs par la recherche de production de mésons orbitalement excités dans les désintégrations  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ . Les données collectées en 2012 au sein de l'expérience LHCb sont analysées. Une sélection des événements  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$  est tout d'abord mise en place. L'ajustement du spectre de masse reconstruite pour les candidats  $B^0$  indique que près de 24000 événements  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$  sont sélectionnés. Les bruits de fond résiduels sont alors soustraits statistiquement. Un ajustement préliminaire du spectre de masse invariante du système  $K\pi$  est finalement mis en œuvre. Celui-ci ne tient pas compte des interférences entre les différentes contributions. Nous trouvons environ 15000 événements pour la contribution associée au  $K^*(892)^0$  et 4000 pour la somme des modes  $B^0 \rightarrow K^*(1410)^0\gamma$  et  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$ . La perspective de cette étude est de tenir compte des interférences, ce qui semble nécessaire pour réellement ajuster la distribution de masse  $K\pi$  dans la région des mésons orbitalement excités, ainsi que des distributions d'hélicité pour mieux séparer le mode associé au méson vecteur  $K^*(1410)^0$  et celui lié au méson tenseur  $K_2^*(1430)^0$ .

## Abstract

The object of this training period is to search for new radiative modes looking for the production of orbitally excited mesons in the  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$  decays. The data collected by the LHCb experiment in 2012 are analyzed. An event selection is first set up. The fit of the reconstructed  $B^0$  mass spectrum indicates that about 24000  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$  events are selected. Residual backgrounds are then subtracted statistically. A preliminary fit of the  $K\pi$  two body invariant mass is finally implemented. This fit does not account for the interferences between the different contributions. We find about 15000 events for the  $K^*(892)^0$  contribution and 4000 summing up the modes  $B^0 \rightarrow K^*(1410)^0\gamma$  and  $B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$ . The outlook of this study is to take into account the interferences, this seems mandatory to really adjust the  $K\pi$  mass spectrum in the region of the orbitally excited mesons, as well as the helicity distributions to better separate the mode associated to the vector meson  $K^*(1410)^0$  and the one related to the tensor meson  $K_2^*(1430)^0$ .