



Institut de Physique des Hautes Energies

Caractérisation de la désintégration $B \rightarrow K\gamma\gamma$ et perspectives pour une mesure avec le détecteur Belle

Travail de diplôme

Jean Wicht

FACULTÉ DES SCIENCES DE BASE : SECTION DE PHYSIQUE

Jean.Wicht@epfl.ch

Sous la direction du professeur Thomas Schietinger

Janvier 2004

Table des matières

1	Introduction	8
1.1	Abstract du travail de diplôme	8
1.2	Désintégration Penguin et nouvelle physique	8
1.3	L'expérience Belle	10
1.4	Le détecteur Belle	11
1.5	Notation et définitions	13
2	Etude du canal au niveau génération	14
2.1	Génération des particules	14
2.2	Quelques spectres	15
3	Spectres au niveau reconstruction	18
3.1	Particules mal reconstruites	18
3.2	Particules non reconstruites	18
3.3	Impulsions	19
3.4	Angles	20
3.5	Masses invariantes	20
4	Reconstruction du canal	23
4.1	M_{bc} et ΔE	23
4.2	Identification des kaons	23
4.3	Coupages et leurs effets	24
4.3.1	Coupages sur $M_{K\gamma\gamma}$ et M_{bc}	24
4.3.2	Coupage sur l'impulsion du kaon	24
4.3.3	Coupages sur les impulsions des deux photons	24
4.3.4	Coupage sur l'angle entre la kaon et la paire de photons dans le système du centre de masse	26
4.3.5	Résumé des coupures contre le bruit combinatoire	26
4.4	Fenêtre du signal	28
4.5	Efficacité	29
5	Etude du bruit	31
5.1	Types de bruit	31
5.2	Caractéristiques du bruit $q\bar{q}$	32
5.2.1	Angle de production du B dans le système du centre de masse	32
5.2.2	Sphéricité de l'événement	32
5.2.3	Marquage de la saveur	35
5.3	Suppression des π^0	36
5.4	Méthode d'élimination du bruit $q\bar{q}$	37
5.5	Coupages pour éliminer le bruit $q\bar{q}$ et leurs effets	38
5.6	Efficacité	40

6	Conclusion	41
6.1	Significane	41
6.2	Limite prévue du rapport de branchement	41
6.3	Conclusion et perspectives	42
A	Calcul de la résolution de l'impulsion du kaon et des photons	44
A.1	Résolution moyenne	44
A.2	Résolution en fonction de l'énergie	45

Table des figures

1	Boucle b vers s (pour conserver l'énergie et l'impulsion, une particule doit être émise dans cette transition)	9
2	Diagramme de Feynman de la désintégration $B^\pm \rightarrow K^\pm \gamma \gamma$	10
3	Logo de Belle	10
4	Shéma de l'accélérateur KEKB	11
5	Le détecteur Belle en coupe	12
6	Généré : impulsion du kaon dans le système du centre de masse [GeV]	15
7	Généré : impulsion des photons dans le système du laboratoire [GeV]	16
8	Généré : angle ϕ pour le kaon dans le système du laboratoire	17
9	Généré : angle entre le kaon et les deux photons dans le système du centre de masse	17
10	Pourcentage de perte de particules en fonction de leurs impulsions [GeV/c]	19
11	Reconstruction : impulsions des trois particules [GeV/c]	20
12	Reconstruction : angle θ du K	21
13	Reconstruction : angle θ de γ_1	21
14	Reconstruction : masse invariante des deux photons [GeV/c ²]. Le traitillé montre que l'accumulation à basse énergie est due au photon mal reconstruit de faible énergie ($P_{\gamma_1} < 0.5\text{GeV}$)	22
15	Reconstruction : masse invariante des trois particules [GeV/c ²]	22
16	Impulsion du kaon avec la coupure choisie ainsi que les différentes contributions [GeV/c]	25
17	Impulsion de γ_1 avec la coupure choisie ainsi que les différentes contributions [GeV/c]	25
18	Impulsion de γ_2 avec la coupure choisie ainsi que les différentes contributions [GeV/c]	26
19	$\cos\theta(K - \gamma\gamma)$ avec la coupure choisie ainsi que les différentes contributions	27
20	M_{bc} pour les bonnes combinaisons [GeV/c ²]	29
21	ΔE pour les bonnes combinaisons [GeV]	29
22	$ \cos(\theta_B^*) $ pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$	33
23	R_2 pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$	34
24	$ \cos(\theta_{Thrust}^*) $ pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$	34
25	SFW pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$	36
26	$ q * r $ pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$	37
27	LR pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$	38
28	LR en fonction de $ q * r $ pour le signal à gauche et le bruit $q\bar{q}$ à droite. L'escalier de séparation est dessiné sur les deux graphiques	39
29	Résolution de l'impulsions du kaon [GeV/c]	44
30	Résolution de l'impulsion du photon de plus haute énergie [GeV/c]	45

31	Résolution de l'impulsion du photon de plus haute énergie en fonction de son impulsion [GeV/c]	46
32	Résolution de l'impulsion du photon de plus basse énergie en fonction de son impulsion [GeV/c]	47
33	Résolution de l'impulsion du kaon en fonction de son impulsion [GeV/c]	47

Liste des tableaux

1	Effet des coupures contre le bruit combinatoire sur le signal	28
2	Effet des coupures du bruit $q\bar{q}$ sur le signal	39
3	Effet des coupures du bruit $q\bar{q}$ sur $B\bar{B}$	40
4	Effet des coupures du bruit $q\bar{q}$ sur le bruit $q\bar{q}$	40

1 Introduction

1.1 Abstract du travail de diplôme

”La désintégration $B \rightarrow K\gamma\gamma$, procurée par la transition quark $b \rightarrow s$, est fortement supprimée dans le modèle standard, mais pourrait être augmentée par des contributions d’une ”physique nouvelle”. La précision statistique que l’on peut atteindre aux usines à B (Belle et BABAR) s’approche au niveau auquel cette désintégration est attendue dans le modèle standard.

Le travail proposé consiste à caractériser les propriétés de ce canal de désintégration par rapport aux bruits de fonds possibles. Cette étude commencera au niveau du ”générateur d’événements”, c’est-à-dire par l’examen des quadrivecteurs donnés au logiciel de simulation du détecteur. Dans un deuxième temps, le résultat de la simulation complète du détecteur sera examinée afin d’estimer l’efficacité de la reconstruction de ce canal avec le détecteur Belle.”

Le travail va donc consister à analyser des données générées de $B \rightarrow K\gamma\gamma$. D’abord, de façon très simple : je vais regarder directement ces particules. Cela me permettra de voir les formes des impulsions pour voir si les données ont par exemple été bien créées. Ensuite, je vais regarder ces particules après qu’elles soient passées au travers d’une simulation du détecteur Belle. Là, je pourrai voir par exemple, l’efficacité maximale du canal. Je vais ensuite tenter de reconstruire le canal à partir de ces données. Je vais devoir effectuer des coupures pour optimiser le choix des bonnes particules. Finalement, je vais faire tourner ma simulation sur un échantillon des différents types de bruit que l’on trouve dans l’expérience Belle. Après avoir utilisé divers outils pour supprimer ce bruit, je pourrai alors voir si le canal $B \rightarrow K\gamma\gamma$ est mesurable actuellement dans l’expérience Belle. C’est-à-dire, est-ce que je trouve suffisamment d’événements ”signal” au milieu des différents bruits de fond.

1.2 Désintégration Penguin et nouvelle physique

Dans le modèle standard, les courants neutres qui changent la saveur sont interdits. Par exemple, il n’y a pas de couplage direct entre le quark b et le quark s ou d . Mais ces transitions sont rendues possibles par un diagramme en boucle (Penguin) lorsque un quark émet et absorbe un boson W ce qui a pour effet de lui faire changer sa saveur deux fois : par exemple, le cas $b \rightarrow t \rightarrow s$

Le terme Penguin [1] vient en fait d’un concours de fléchettes organisé entre physiciens du CERN où, après une blague à propos de pingouins, le perdant eut pour gage d’appeler Penguin ”quelque chose” dans son prochain papier. C’est

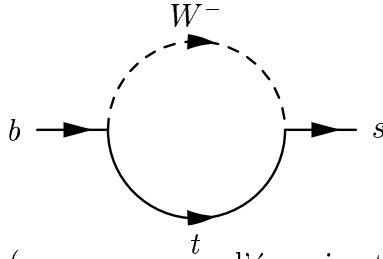


FIG. 1 – Boucle b vers s (pour conserver l'énergie et l'impulsion, une particule doit être émise dans cette transition)

ainsi qu'en 1977 [2], J. Ellis appela Penguin les désintégrations B en boucle.

Jusqu'en 1975, les diagrammes en boucle ont été complètement négligés, c'est alors que Vainshtein et al [3] ont soulevé l'importance des diagrammes en boucle et suggéré qu'ils étaient responsables de la différence entre théorie et expérience dans la désintégration $K \rightarrow \pi\pi$. Les désintégrations Penguin sont devenus vraiment intéressantes lorsque Bander et al [4] ont montré que les interférences entre les diagrammes Penguin et diagrammes tree-level pouvaient avoir une grosse asymétrie CP dans les désintégrations de mésons B. En 1993, la collaboration CLEO est la première à voir la désintégration Penguin dans le canal $B \rightarrow K^*\gamma$. En 1994, ce sont également eux qui mesurent les premiers le taux inclusif $b \rightarrow s\gamma$. Enfin, CLEO a aussi découvert le premier Penguin gluonique ($b \rightarrow sg$). En mesurant des désintégrations en boucle, CLEO a donc par la même occasion mis en évidence l'existence du quark top avant sa mesure par CDF [5] et DØ [6] en 1994.

La désintégration $B \rightarrow K\gamma\gamma$ (figure 2) caractérisé par la transition $b \rightarrow s\gamma\gamma$ est particulièrement intéressante pour plusieurs raisons. C'est une transition qui n'a jamais été vue. Elle met en oeuvre plus de particules que la transition $b \rightarrow s\gamma$ donc plus d'observables : on pourrait dessiner $M_{\gamma\gamma}$ ou un diagramme de Dalitz. La désintégration $B \rightarrow K\gamma\gamma$ est un Penguin électromagnétique irréductible : la transition $b \rightarrow s\gamma$ ($B \rightarrow K\gamma \rightarrow K\gamma\gamma$) dans ce canal n'est pas permise à cause de la conservation du spin : B et K n'ont pas de spin. Il faut obligatoirement que deux photons soient émis avant l'hadronisation. On a donc directement accès à $b \rightarrow s\gamma\gamma$. A noter aussi que la mesure de $K\gamma\gamma$ permettrait aussi de voir les canaux $K\pi^0$ et $K\eta$. Et le dernier centre d'intérêt est de préparer le terrain pour la future expérience LHCb du CERN qui pourra voir $B_s \rightarrow \gamma\gamma$.

Le rapport de branchement théorique de la désintégration $B \rightarrow K\gamma\gamma$ a actuellement été calculé par S.R. Choudhury et al. [7] comme étant compris entre $1.477 \cdot 10^{-6}$ et $1.748 \cdot 10^{-6}$. Dans mon analyse, j'emploie une estimation de $1.5 \cdot 10^{-6}$.

Les boucles Penguin permettent de tester au maximum le modèle standard. Elles font intervenir dans la boucle les particules les plus massives connues (t, W,

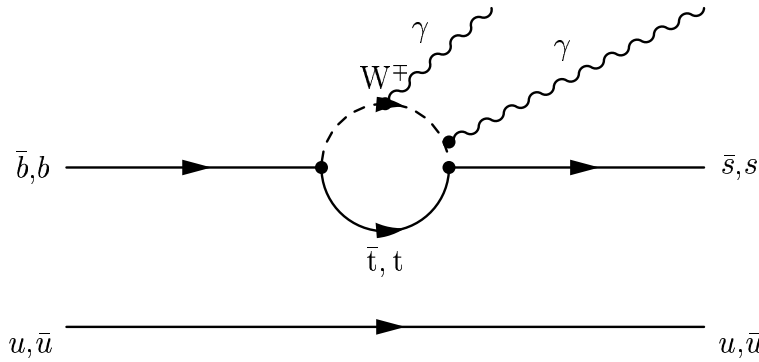


FIG. 2 – Diagramme de Feynman de la désintégration $B^\pm \rightarrow K^\pm \gamma \gamma$

Z). Ainsi ces désintégrations seront très sensibles à la nouvelle physique (particules supersymétriques, Higgs chargé lourd).

1.3 L'expérience Belle



FIG. 3 – Logo de Belle

A partir du nom et du logo Belle (figure 3), on peut deviner beaucoup de choses. A partir du nom d'abord : le B montre que l'on s'intéresse à la physique du méson B. EL est l'abréviation de l'électron et LE celui de l'anti-électron ou positron. Le B du logo montre une asymétrie dans la collision (les deux lobes du B ne sont pas de la même taille).

Ce que ne contient pas le nom Belle ni le logo, c'est que cette expérience tente de comprendre les mécanismes de la violation CP.

L'expérience Belle se déroule à l'accélérateur KEKB à Tsukuba au Japon. Le KEKB est un collisionneur électron-positron d'une circonférence de 3 km (figure 4). L'asymétrie du logo de Belle vient du fait que les énergies de collision des deux particules ne sont pas les mêmes : au point de rencontre du faisceau, l'électron a une énergie de 8 GeV tandis que le positron a 3.5 GeV. Le but est

de produire en masse la résonance $\Upsilon(4S)$ ($m_{\Upsilon(4S)} = 10.58 \text{ GeV}$), état lié $b\bar{b}$ de très faible durée de vie qui se désintègre à 96% des cas en paire $B\bar{B}$ (50% B^+B^- et 50% $B^0\bar{B}^0$). L'expérience Belle est l'expérience qui fournit actuellement la plus grosse quantité de mésons B : 178 millions depuis trois ans. Et la vitesse de production augmente chaque année. Actuellement, on a un rythme de $10fb^{-1}$ par mois. Par année, l'expérience tourne 10 mois. On peut donc espérer produire 100 millions de paires $B\bar{B}$ en 2004.

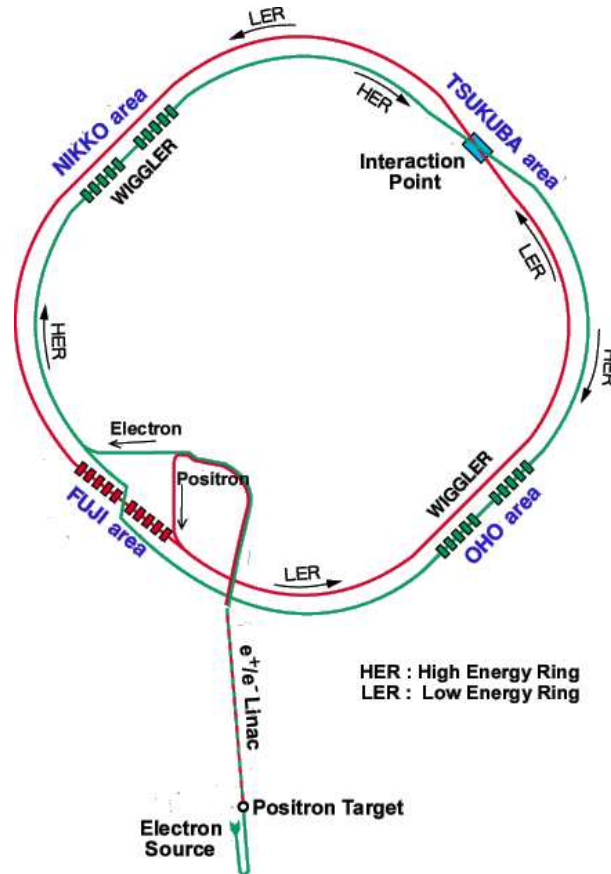


FIG. 4 – Schéma de l'accélérateur KEKB

1.4 Le détecteur Belle

Le détecteur Belle est composé de multiples instruments (figure 5). En voici une rapide description :

SVD (Silicon Vertex Detector) : un but principale de l'expérience Belle est d'observer les violations CP dépendantes du temps dans les désintégrations de mésons B. Pour ce faire, il faut être capable de mesurer avec une précision de

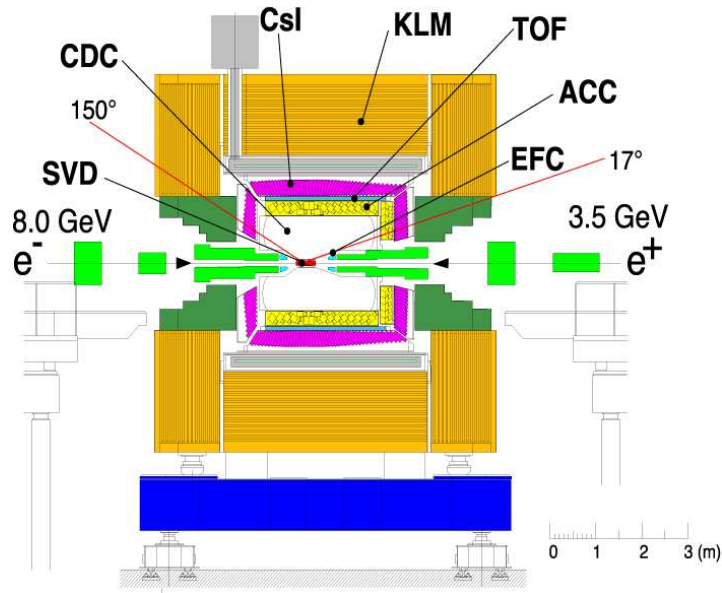


FIG. 5 – Le détecteur Belle en coupe

l'ordre de $100\mu\text{m}$ la différence de position selon l'axe du faisceau entre les vertex des deux mésons B.

CDC (Central Drift Chamber) : une chambre à dérive efficace est essentielle pour reconstruire les traces des particules chargées et déterminer leurs impulsions. En plus, elle doit aussi apporter d'importantes informations au système de trigger pour l'identification des particules en mesurant le dE/dx des particules la traversant. Le CDC couvre les angles de 17° à 150° .

ACC (Aerogel Cerenkov Counter) : l'ACC a pour but d'identifier les pions des kaons. Ce détecteur a été installé dans l'expérience Belle pour étendre la couverture des impulsions au delà de ce qu'est capable le CDC en mesurant le dE/dx et le TOF en mesurant le temps de vol.

TOF (Time Of Flight counter) : ce détecteur de temps de vol utilisant un système de scintillateurs en plastique participe à l'identification des particules. Avec une longueur de vol de 1.2 m et une résolution temporelle de 100 ps, le TOF est efficace pour les particules d'impulsions plus petites que 1.2 GeV (soit 90% des particules produites dans la désintégration du $\Upsilon(4S)$).

KLM (K_L - μ detector) : composé de détecteurs de particules chargées séparées par des couches de 4.7cm de fer, le but du KLM est d'identifier les muons et les K_L pour des impulsions de plus de 600 MeV.

ECL (Electromagnetic Calorimeter) : composé de 9'000 cristaux CsI, le but principal du ECL est la détection des photons. Le détecteur doit être efficace à basse énergie (<500MeV) car beaucoup de photons sont le produit de fins de désintégrations. Le détecteur doit aussi avoir une très bonne résolution jusqu'à des énergies de l'ordre de 4 GeV car des photons de cette énergie sont produits dans des désintégrations très importantes telles que $B \rightarrow K^*\gamma$ ou $B \rightarrow \pi^0\pi^0$.

EFC (Extrem Forward Calorimeter) : composé de cristaux BGO, ce calorimètre a pour but d'améliorer la sensibilité à certains processus physiques tels que $B \rightarrow \tau\nu$ en agrandissant l'angle de couverture du ECL (17 à 150). L'EFC couvre les angles polaires de 6.4° à 11.5° et 163.3° à 171.2° . L'EFC sert aussi à masquer le bruit du faisceau pour le CDC et à mesurer la luminosité pour l'expérience Belle.

1.5 Notation et définitions

Comme la collision est asymétrique, il faut faire attention au système de référence. L'astérisque (*) indique que la grandeur est mesurée dans le système du centre de masse. Son absence montre qu'on s'intéresse au système du laboratoire.

L'angle θ d'une particule est l'angle entre l'axe du faisceau et son impulsion.

L'angle ϕ est l'angle de la projection de l'impulsion dans le plan perpendiculaire au faisceau.

Pour différencier les deux photons, j'ai décidé de faire le tri suivant leurs énergies. J'appellerai tout au long de ce travail photon 1 (γ_1), le photon de plus haute énergie et le photon 2 (γ_2) celui de basse énergie.

2 Etude du canal au niveau génération

La première étape de mon travail est de regarder les particules de la simulation au niveau génération, c'est-à-dire au niveau brut : la détection des particules n'est pas encore gérée. Dessiner les spectres des observables des trois particules est important pour deux choses : d'une part, je peux visualiser si la génération a bien fonctionné et et d'autre part, je peux commencer à extraire de l'information de ces spectres afin de sélectionner plus tard dans le cas réel les particules qui nous intéressent.

Trouver les particules est très facile dans cette étape sachant qu'on a toute l'information. On cherche dans le vecteur des particules générées les deux mésons B puis on a directement accès à leurs filles. S'il y en a trois dont deux photons et un kaon, on a ce que l'on cherche. De chaque particule, je peux tout extraire : quadri-vecteur "énergie-impulsion", identité de la particule, relation vers particule mère et particule(s) fille(s), etc...

2.1 Génération des particules

A l'heure actuelle, il n'y a aucun générateur capable de simuler la désintégration $B \rightarrow K\gamma\gamma$. On a du donc généré selon l'espace de phase d'une désintégration à trois corps. Le programme GEANT4 s'occupe de la reconstruction en simulant l'interaction de ces particules avec le détecteur Belle.

Les données à analyser contiennent deux lots de 40'000 collisions e^+e^- . Dans le premier lot, on force la physique à agir ainsi :

$$\begin{aligned}e^+e^- &\rightarrow \Upsilon(4S) \\ \Upsilon(4S) &\rightarrow B^+B^- \\ B^+ &\rightarrow K^+\gamma\gamma \\ B^- &\rightarrow X\end{aligned}$$

Le deuxième lot de 40'000 événements contient des désintégrations $B^- \rightarrow K^-\gamma\gamma$. Le B^- du premier lot et le B^+ du second se désintègrent sans aucune contrainte, c'est-à-dire selon les rapports de branchement connus.

En résumé, la production d'une paire B^+B^- est forcée et un seul de ces mésons B^\pm va se désintégrer en $K^\pm\gamma\gamma$. On a donc 80'000 désintégrations intéressantes.

Pour voir si la génération a bien fonctionné, je peux employer la routine "print-tree" écrite par Frédéric Ronga. Ce programme affiche l'arbre de désintégration depuis la particule $\Upsilon(4S)$, on peut voir directement et visuellement si le méson

B positif se désintègre bien en kaon positif avec l'émission de deux photons par exemple.

2.2 Quelques spectres

Pour voir si la génération a bien fonctionné et afin de me familiariser avec les outils avec lesquels j'ai travaillé, j'ai dessiné quelques spectres. Je représente ci-dessous les plus intéressants.

L'impulsion du kaon est représenté à la figure 6. Il est particulièrement intéressant de voir que dans le centre de masse le nombre d'événements est proportionnel à l'impulsion jusqu'à une énergie de coupure où cela retombe très rapidement à zéro. Cela prouve que la génération selon l'espace de phase a bien fonctionné. Si le méson B était produit au repos, on verrait un triangle rectangle parfait.

Dans le système du laboratoire, on peut voir que l'impulsion est comprise entre 0 et 4.5 GeV.

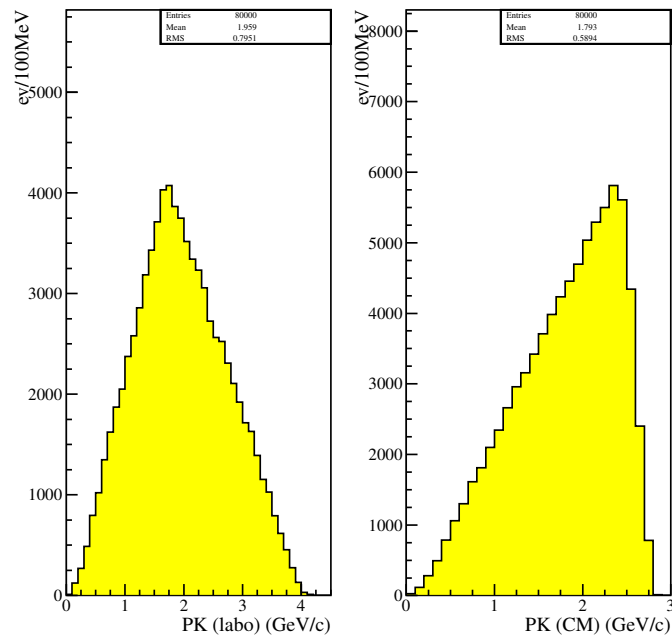


FIG. 6 – Généré : impulsion du kaon dans le système du centre de masse [GeV]

L'impulsion des deux photons dans le système du laboratoire se trouve à la figure 7. A remarquer qu'un des deux photons a forcément une énergie de plus de 0.5 GeV.

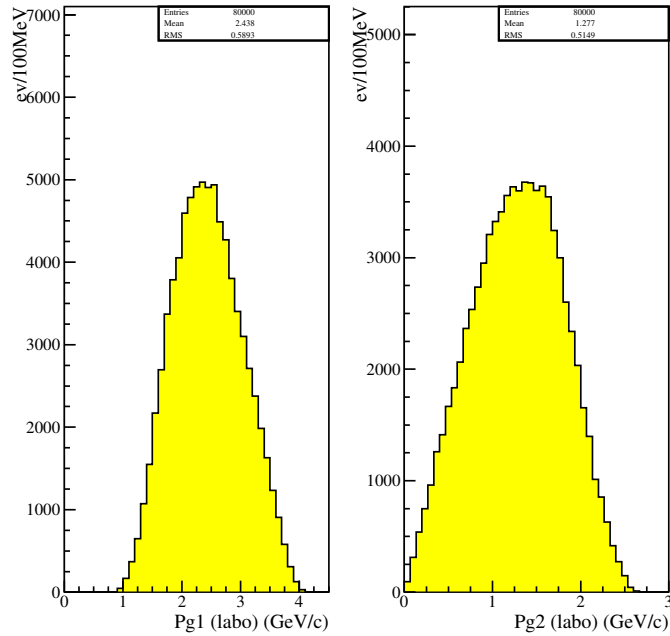


FIG. 7 – Généré : impulsion des photons dans le système du laboratoire [GeV]

Un autre test du bon fonctionnement de la génération est la répartition des particules selon l'angle ϕ . En effet, grâce à la symétrie de l'expérience, elle doit être plate. Par exemple, dans le cas du kaon, on a la figure 8.

Dans le centre de masse, le kaon et le couple de photons sont émis dans des directions quasiment opposées (figure 9). Cela permettra lors de la reconstruction d'émettre une condition sur le choix de ces particules.

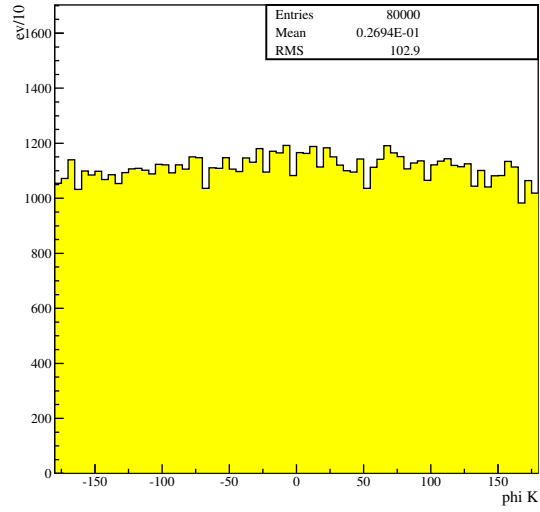


FIG. 8 – Généré : angle ϕ pour le kaon dans le système du laboratoire

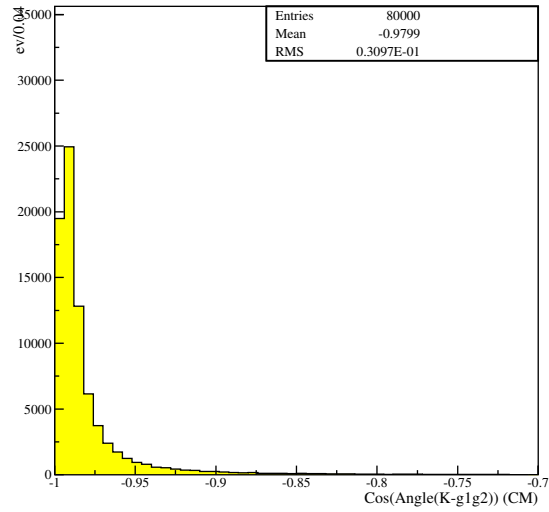


FIG. 9 – Généré : angle entre le kaon et les deux photons dans le système du centre de masse

3 Spectres au niveau reconstruction

Dans cette deuxième partie du travail, le but est de regarder les particules générés après leur passage dans le détecteur Belle : les particules passent à travers les différents détecteurs de Belle et sont reconstruites. Contrairement aux données réelles, dans la simulation GEANT, il y a toujours moyen de retrouver la particule générée à partir de la reconstruite. Ceci permettra notamment de calculer facilement la résolution du détecteur.

Pour reconstruire mon canal, je procède ainsi : pour chaque particule chargée reconstruite, je vais regarder sa correspondante générée pour voir s'il s'agit d'un kaon. Je regarde ensuite si ce kaon provient d'un B. Ensuite, je fais la même chose pour les photons. Finalement, je regarde si les trois particules viennent du même B et que ce B s'est bien désintégré en seulement trois particules ($K\gamma\gamma$).

On verra qu'à cette étape déjà une grande partie des événements sont perdus : il arrive fréquemment que l'une ou l'autre des particules ne soit pas détectée. Sur les 80'000 $B^\pm \rightarrow K^\pm \gamma\gamma$ produits, seuls 53'233 ont été entièrement reconstruits par la simulation. En terme de pourcentage, 33.5% des triplets ont été perdus.

3.1 Particules mal reconstruites

J'ai observé que les impulsions de certaines particules étaient extrêmement mal reconstruites. Par exemple, sur les particules générées, le photon de plus haute énergie a forcément plus de 0.5 GeV. Sur les particules reconstruites, il arrive que ce photon ait moins que 0.5 GeV. Il y a même un pic à moins de 0.02 GeV. Pour les kaons, l'impulsion pour quelques événements monte à 80 GeV ce qui est cinématiquement absolument impossible. J'ai essayé de découvrir s'il y avait des corrélations entre ces deux problèmes mais je n'ai rien trouvé de significatif. J'ai aussi cherché du côté des angles mais sans résultat. Je pense qu'il s'agit d'un problème uniquement de reconstruction du programme de simulation : par exemple si deux particules passent presque au même endroit, les deux traces peuvent se confondre et le programme se tromper en calculant leurs énergies : il peut prendre un bout de trace de l'une et un bout de trace de l'autre et calculer un mauvais rayon de courbure ou il peut tout simplement ne voir qu'une seule trace, la "moyenne des deux". De toute façon, il s'agit d'une très faible minorité d'événements :

- $P_K > 4.5\text{GeV}$: $\frac{73}{34185} = 0.2\%$
- $P_{\gamma_1} < 0.5\text{GeV}$: $\frac{2620}{69912} = 3.7\%$

3.2 Particules non reconstruites

On a la situation suivante :

- K : 11713 particules perdues sur 80000, soit 14.6%
- γ_1 : 10088 particules perdues, soit 12.6%
- γ_2 : 10247 particules perdues, soit 12.8%
- $K\gamma\gamma$: 26767 événements perdus, soit 33.5%

Au total, environ un événement sur trois est perdu. Il nous en reste les deux tiers. Nous avons là le premier résultat intéressant de l'analyse : l'efficacité maximale ne peut en aucun cas dépasser 66.5%.

On peut regarder la distribution de pourcentage de particules perdues en fonction de l'énergie. On obtient ces trois graphiques (figure 10). Visiblement, la perte de particules dépend de l'énergie : on perd déjà plus facilement les photons de basse et haute énergie. Pour les kaons, c'est la même situation.

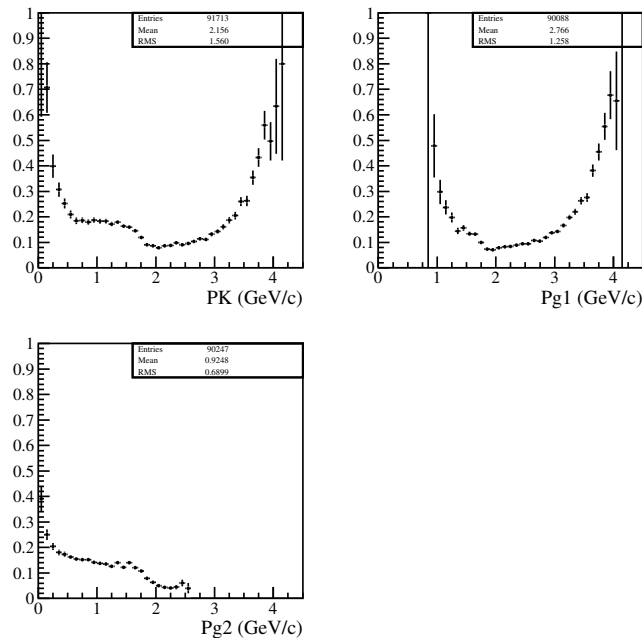


FIG. 10 – Pourcentage de perte de particules en fonction de leurs impulsions [GeV/c]

3.3 Impulsions

La figure 11 représente les impulsions des trois particules. Les kaons de plus de 4.5 GeV ont été ignorés.

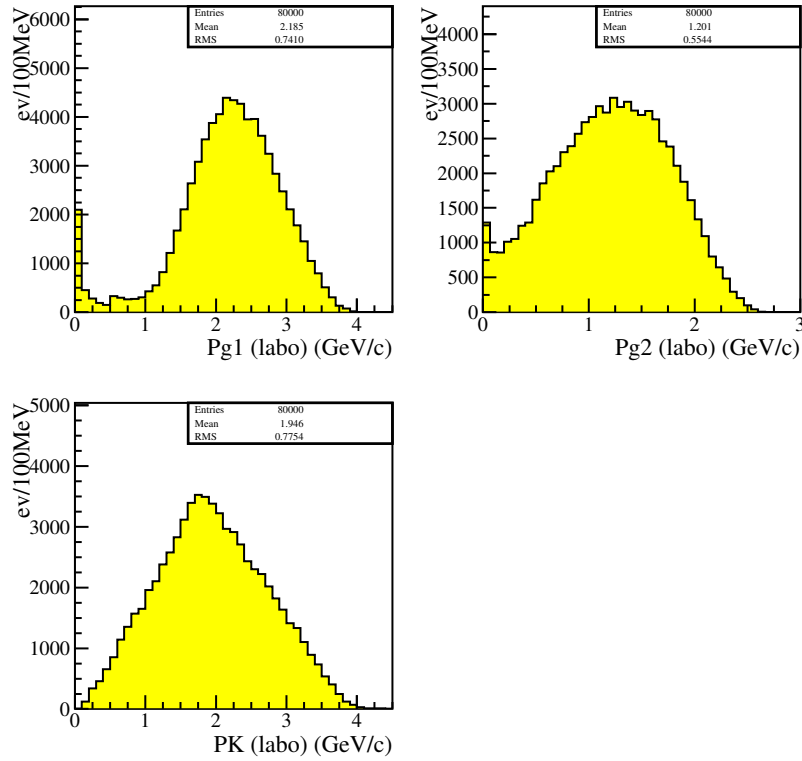


FIG. 11 – Reconstruction : impulsions des trois particules [GeV/c]

3.4 Angles

Au niveau des angles, il est intéressant de remarquer que le détecteur Belle a une acceptation selon l'angle θ (figure {coupedetector.eps}) entre 17° et 150° : beaucoup de particules perdues le sont car elles ne peuvent pas être détectées. Cela se voit facilement en regardant l'angle θ reconstruit du kaon (figure 12) et du photon de plus haute énergie (figure 13).

3.5 Masses invariantes

La masse invariante du couple de photons est représenté à la figure 14. On observe une accumulation assez étrange en dessous de 0.5 MeV. Elle est du comme indiqué sur le graphique aux photons mal reconstruits avec très basse énergie.

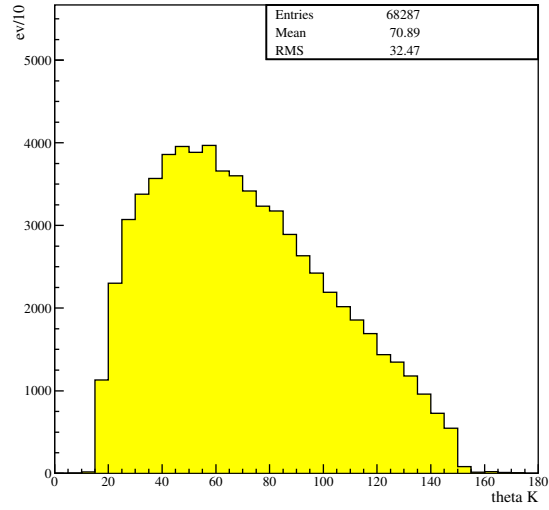


FIG. 12 – Reconstruction : angle θ du K

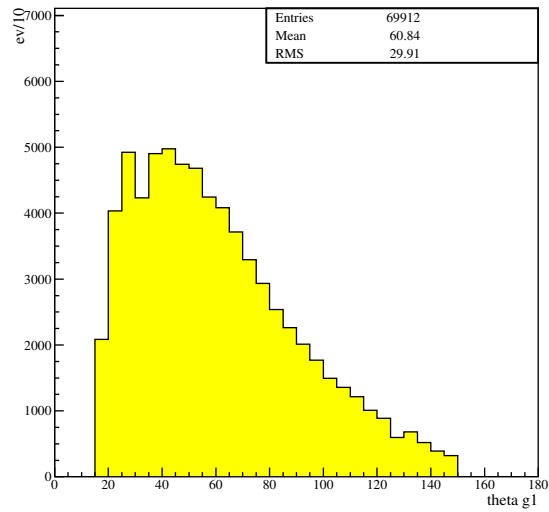


FIG. 13 – Reconstruction : angle θ de γ_1

La figure 15 montre la masse invariante des trois particules.

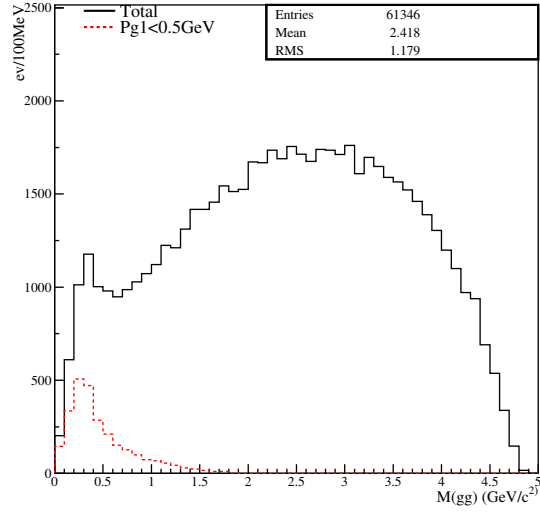


FIG. 14 – Reconstruction : masse invariante des deux photons [GeV/c^2]. Le traillé montre que l'accumulation à basse énergie est due au photon mal reconstruit de faible énergie ($P_{\gamma_1} < 0.5 GeV$)

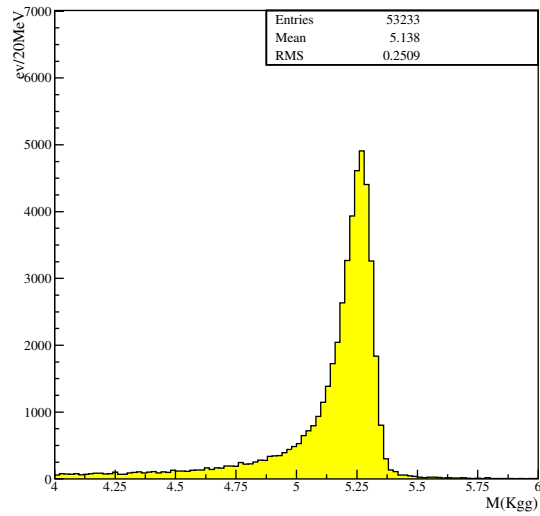


FIG. 15 – Reconstruction : masse invariante des trois particules [GeV/c^2]

4 Reconstruction du canal

Dans ce chapitre, je reconstruis le canal sans regarder la vérité. Tout d'abord, je retire le maximum d'informations des graphiques obtenus à partir des particules générées pour sélectionner une particule chargée identifiée comme un kaon ainsi que deux photons. Si pour un événement, il y a plusieurs triplets $K\gamma\gamma$ qui fonctionnent, je suis obligé de faire un choix car il ne peut n'y avoir qu'un seul $B \rightarrow K\gamma\gamma$ par événement. Pour se faire, je dois introduire deux nouvelles variables M_{bc} et ΔE .

4.1 M_{bc} et ΔE

Pour caractériser le signal, j'emploie deux variables : M_{bc} et ΔE . M_{bc} est la masse contrainte au faisceau (beam constrained), c'est-à-dire qu'elle est calculée en employant l'énergie du faisceau. ΔE est l'écart entre l'énergie de ce que je pense être mon B reconstruit $E_{K\gamma\gamma}$ et l'énergie du faisceau E_{beam} .

Leurs définitions exactes sont les suivantes :

$$\begin{aligned}E_{ler} &\approx 3.5 GeV \\E_{her} &\approx 8 GeV \\E_{beam} &= \sqrt{E_{ler} E_{her}} \\M_{bc} &= \sqrt{E_{beam}^2 - P_{K\gamma\gamma}^2} \\ \Delta E &= E_{K\gamma\gamma} - E_{beam} \\M_{K\gamma\gamma} &= \sqrt{E_{K\gamma\gamma}^2 - P_{K\gamma\gamma}^2}\end{aligned}$$

L'intérêt d'employer M_{bc} au lieu de $M_{K\gamma\gamma}$ est que M_{bc} est beaucoup moins corrélées que $M_{K\gamma\gamma}$ à ΔE . Ainsi, on peut employer deux variables pour définir le signal.

4.2 Identification des kaons

C'est la première fois que je dois identifier les kaons. Dans le chapitre 2, je regardais directement les particules générées donc j'avais directement toute l'information et dans le chapitre trois, j'identifiais les particules chargées en regardans aussi la correspondante générée.

La simulation me donne un vecteur de particules chargées. Ce vecteur est rempli de π^\pm , $p\bar{p}$ et K^\pm . Une fonction "likelihood" [14] est créée à partir des

mesures prises par le système d'identification des kaons (CDC+ACC+TOF) et par le système de tracking (SVD+CDC). Pour sélectionner les K^\pm , j'exige $L_K/(L_K + L_\pi) > 0.6$. Cela permet d'obtenir une probabilité d'identification correcte de mon K^\pm de 86.4% [15].

4.3 Coupures et leurs effets

L'étude des particules générées me permet de présélectionner les impulsions des particules que je choisis. Ensuite, j'ai dû réduire afin de minimiser le bruit combinatoire. J'appelle bruit combinatoire le mauvais choix du triplet. Ayant toujours accès aux particules générées, ce bruit combinatoire peut être séparé en plusieurs catégories suivant le nombre de particules correctes (c'est-à-dire, les particules correspondantes aux particules générées) que j'ai choisi dans mon triplet. Le bruit combinatoire principale est le cas où deux particules ont été bien sélectionnées : il est noté "bruit comb. (2)" dans les figures qui suivent.

4.3.1 Coupures sur $M_{K\gamma\gamma}$ et M_{bc}

J'ai effectué d'entrée de jeu des coupures sur ces deux variables pour éliminer ce qui n'avait rien à voir avec ce que l'on cherchait. Ce sont des coupures très larges qui n'ont aucun impact sur le signal. Ces deux coupures ont toujours été actives. M_{bc} est fixé à être supérieur à 5 GeV et $M_{K\gamma\gamma}$ compris entre 4 et 6 GeV. La coupure sur M_{bc} deviendra caduque lorsque je sélectionnerai la fenêtre du signal.

4.3.2 Coupure sur l'impulsion du kaon

Dans la génération, le kaon a une impulsion comprise entre 0.15 et 4 GeV. On voit qu'il n'est pas nécessaire de réduire ce choix. Le bruit combinatoire est réparti de la même façon que les bonnes combinaisons.

4.3.3 Coupures sur les impulsions des deux photons

Comme on l'a vu, un des deux photons a forcément une énergie de plus d'1 GeV donc je vais imposer cela. Ce "premier" photon avait aussi une énergie de moins de 4 GeV. Je reste à cette limite (figure 17)). Pour le deuxième photon, je veux tout d'abord que son énergie soit plus petite que 2.5 GeV. D'après la génération, je ne devrais pas imposer d'autres coupures mais une borne inférieure à 0.5 GeV est très utile pour éviter les mauvaises combinaisons (figure 18) ainsi que les photons ne provenant pas d'une désintégration de B.

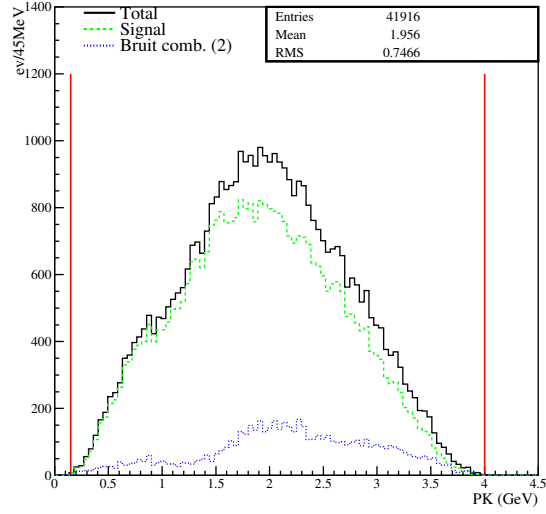


FIG. 16 – Impulsion du kaon avec la coupure choisie ainsi que les différentes contributions [GeV/c]

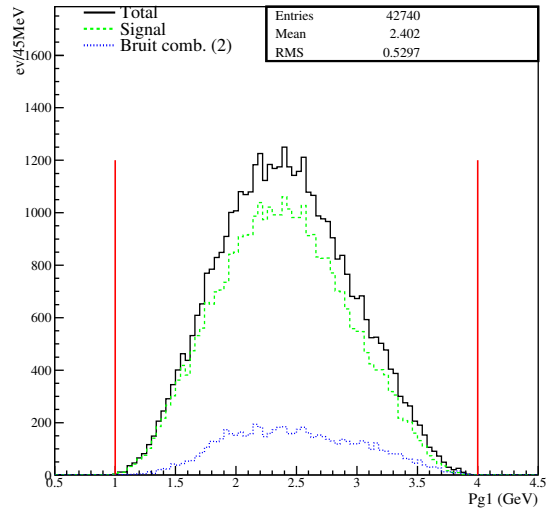


FIG. 17 – Impulsion de γ_1 avec la coupure choisie ainsi que les différentes contributions [GeV/c]

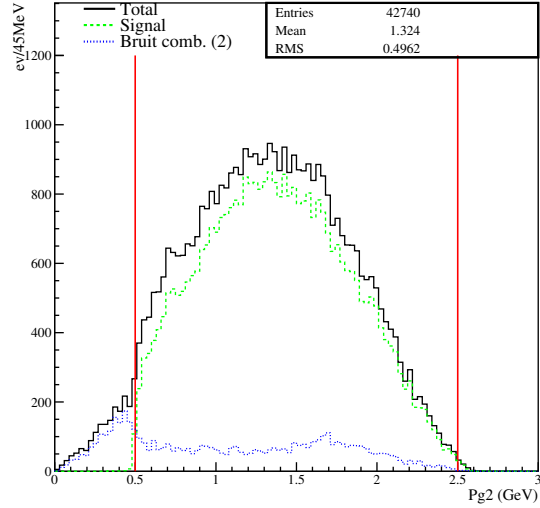


FIG. 18 – Impulsion de γ_2 avec la coupure choisie ainsi que les différentes contributions [GeV/c]

4.3.4 Coupure sur l'angle entre la kaon et la paire de photons dans le système du centre de masse

On a vu que le kaon était émis à l'opposé du couple de photons dans le système du centre de masse. Cela permet de ne choisir que les triplets $K\gamma\gamma$ qui ont cette propriété. La coupure sur le cosinus de cet angle est mise à -0.9. Cela équivaut à un angle de plus de 154° . Comme pour le cas de l'impulsion du kaon, inutile de réduire la fenêtre, le bruit combinatoire suit la distribution des bonnes combinaisons.

4.3.5 Résumé des coupures contre le bruit combinatoire

En résumé, les coupures suivantes sont appliquées :

- $M_{bc} > 5.0$ GeV
- 4.0 GeV $< M_{K\gamma\gamma} < 6.0$ GeV
- 0.15 GeV $< P_K < 4.0$ GeV
- 1.0 GeV $< P_{\gamma_1} < 4.0$ GeV
- 0.5 GeV $< P_{\gamma_2} < 2.5$ GeV
- $\cos(\sphericalangle(K - \gamma\gamma)^*) < -0.9$

Dans le code, je peux activer et désactiver chaque coupure comme je le souhaite. Ainsi, je peux voir quelles sont leurs importances.

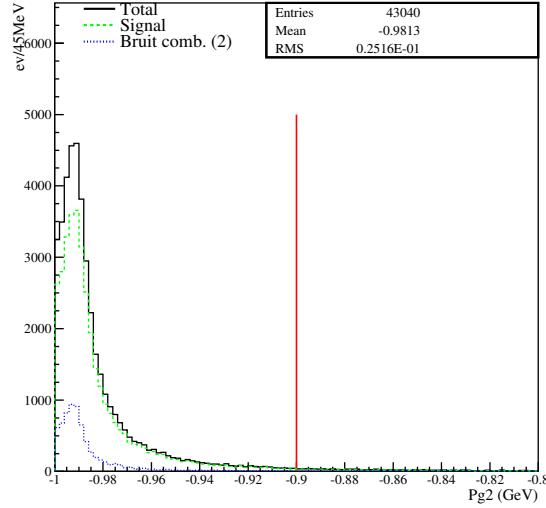


FIG. 19 – $\cos \theta(K - \gamma\gamma)$ avec la coupure choisie ainsi que les différentes contributions

Dans le tableau 1, la colonne “Total” indique le nombre total de triplets $K\gamma\gamma$ sur les 80'000 événements qui satisfont les coupures. La colonne “Aucun triplet” indique qu’aucun triplet ne convient. Ensuite, je choisis ce que j’appelle le meilleur triplet (celui qui a le ΔE le plus petit en valeur absolue) et je regarde le nombre de bonnes particules qu’il contient pour extraire les différentes composantes du bruit combinatoire. L’intérêt de ce tableau est de montrer que mon but en faisant les coupures était de réduire d’une part le nombre “Total” de triplets pour éviter d’avoir trop de possibilités mais surtout de réduire la colonne “2 part.” car comme on le voit dans le tableau, c’est la composante la plus fréquente.

Pour rappel, il y a 80'000 $B^\pm \rightarrow K^\pm\gamma\gamma$ générés et 53'233 reconstruits totalement. L’efficacité maximale était de 66.5%.

En ne faisant aucune coupure, le bruit combinatoire totale est de 11'832 (somme des colonnes 0, 1 et 2 part.) et le signal de 37'739 : le terme $\frac{B}{S+B}$ est de 23%. En activant toutes les coupures, le bruit combinatoire totale est réduit de 63% à 4'400 tandis que le signal est seulement réduit de 10%. : quant au rapport $\frac{B}{S+B}$, il est réduit à 11%.

Il est à noter qu’assez souvent, je ne me trompe pas complètement dans le choix du meilleur triplet : je choisis deux bonnes particules sur trois assez fréquemment :

P_K	P_{γ_1}	P_{γ_2}	$\cos(\alpha_{CM})$	Total	Aucun triplet	0 part.	1 part.	2 part.	3 part.
✓				586'812	30'429	6	274	11'552	37'739
	✓			335'726	30'501	6	277	11'527	37'689
		✓		268'080	30'394	6	271	10'785	36'677
			✓	456'924	36'801	10	153	6'680	36'356
✓	✓	✓	✓	67'644	41'424	7	104	4'289	34'176

TAB. 1 – Effet des coupures contre le bruit combinatoire sur le signal

- aucun triplet ne satisfait les coupures : 41'425
- aucune bonne particule dans le triplet : 7
- 1 bonne particule dans le triplet : 104
- 2 bonnes particules dans le triplet : 4'289
- 3 bonnes particules dans le triplet : 34'176

Il est assez intéressant de regarder quelle particule a été mal choisie dans le cas "deux bonnes particules". On a la répartition suivante :

- kaon mal choisi : 1'943 soit 28.0%
- γ_1 mal choisi : 425 soit 6.1%
- γ_2 mal choisi : 4'580 soit 65.9%
- un γ mal choisi : 5'005 soit 72.0%

On voit très clairement que le principal problème, ce sont les photons. Grâce à l'accès à la vérité, je peux voir que c'est un mauvais choix sur le photon de basse énergie qui provoque l'erreur de sélection. Dans le chapitre suivant consacré à l'élimination des différents types de bruit, je vais employer un veto sur les π^0 . En effet, leur désintégration est la principale source de photons.

4.4 Fenêtre du signal

M_{bc} peut être paramétrisé par une gaussienne (figure 20). Je prends comme intervalle 3σ autour de la valeur moyenne pour construire ma fenêtre de signal.

Pour ΔE (figure 21), comme la perte d'énergie est principalement due à la perte en énergie des photons, j'emploie pour effectuer la paramétrisation la même fonction que pour le calcul de la résolution de l'impulsion des photons [11] (Annexe A). L'intervalle choisi en ΔE est $-3(1 + \tau)\sigma$ à $3(1 - \tau)\sigma$.

En résumé, je définis la fenêtre de mon signal comme étant :

$$|M_{bc} - 5.280\text{GeV}| < 12\text{MeV} \quad (1)$$

$$-318\text{MeV} < \Delta E < 127\text{MeV} \quad (2)$$

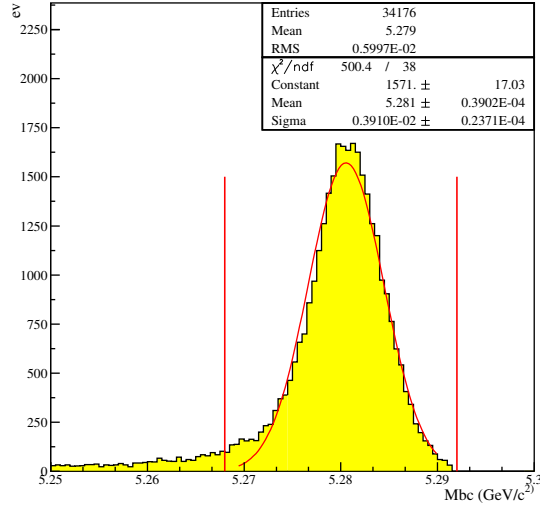


FIG. 20 – M_{bc} pour les bonnes combinaisons [GeV/c^2]

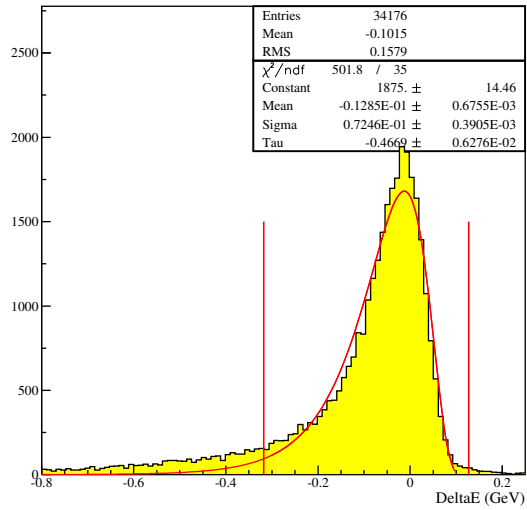


FIG. 21 – ΔE pour les bonnes combinaisons [GeV]

4.5 Efficacité

En activant toutes les coupures, on a gardé $\frac{34'176}{53'233} = 64.2\%$ des événements. On a donc une efficacité après coupures pour éliminer le bruit combinatoire de

$\frac{34'176}{80'000} = 42.7\%$. Cette efficacité dans la fenêtre du signal est réduite à $\frac{29'423}{80'000} = 36.8\%$.

5 Etude du bruit

5.1 Types de bruit

Le bruit peut être décomposé en quatre catégories : le bruit “uds” est produit par la production lors de la collision e^+e^- de paires de quark $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$. Le bruit “charm” est dû à la création d’une paire $c\bar{c}$ lors de la collision. Les deux derniers types de bruits sont les autres canaux de désintégration du B : on distingue généralement le bruit mixed $B^0\bar{B}^0$ et le bruit chargé $B^+\bar{B}^-$. Dans l’expérience Belle, pour chaque fichier de données, on détermine le nombre de paires $B\bar{B}$ produites. Ce nombre est utilisé pour générer dans les proportions expérimentales ($B^+\bar{B}^- : B^0\bar{B}^0 : \text{”uds”} : \text{”charm”} = 1.0 : 1.0 : 3.69 : 2.31$).

J’ai fait tourner ma simulation sur un échantillon de $38.3 \cdot 10^6 B\bar{B}$ contenant des désintégrations dont le rapport de branchement n’est pas négligeable et sur son équivalent en bruit “charm” et “uds”.

En résumé, les quatre types de bruits :

- Bruit “uds” : $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$
- Bruit “charm” : $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$
- Bruit “mixed” : $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$
- Bruit “charged” : $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+\bar{B}^-$

J’ai regroupé les quatre types de bruit en deux classes générales. Le bruit quark-quark $q\bar{q}$ est composé du bruit “uds” et “charm” et le bruit $B\bar{B}$ du bruit “mixed” et “charged”.

Un rapide examen du nombre de triplets $K\gamma\gamma$ reconstruits me montre que le bruit uds sera prédominant. En effet, en ayant fait les coupures de présélection indiquées au point, les fichiers ont ce nombre d’entrées :

- uds : 659’613 sur 72’561’023 événements analysés (dont 17’980 dans la fenêtre du signal)
- charm : 366’297 sur 45’385’570 (6’462)
- mixed : 5’646 sur 19’664’223 (75)
- charged : 11’349 sur 19’664’223 (99)

On voit que dans le bruit $B\bar{B}$, le bruit chargé est le plus important. C’est logique sachant que je sélectionne trois particules sensées venir d’un B chargé.

Mais on remarque surtout que c'est le bruit $q\bar{q}$ qui est vraiment prédominant. C'est pour cela que j'ai basé tous mes efforts sur sa réduction. En effet, tant que l'on n'arrive pas à diminuer fortement le bruit $q\bar{q}$, le bruit $B\bar{B}$ reste négligeable. En supposant que le rapport de branchement de $B \rightarrow K\gamma\gamma$ soit de $1.5 \cdot 10^{-6}$??, on aurait sur mon échantillon de données de $38 fb^{-1}$ environ $1.5 \cdot 10^{-6} \cdot 40 \cdot 10^{-6} = 60$ événements signal en ne tenant pas compte de l'efficacité pour un bruit d'environ 25'000 événements.

5.2 Caractéristiques du bruit $q\bar{q}$

Deux variables sont couramment utilisés dans l'expérience Belle pour distinguer le bruit $q\bar{q}$ du signal : l'angle de production du candidat B dans le système du centre de masse et la sphéricité de l'événement. On emploie en plus une troisième variable : le marquage de la saveur.

5.2.1 Angle de production du B dans le système du centre de masse

Dans le système du centre de masse, la particule $\Upsilon(4S)$ est produite au repos. Les deux mésons B sont donc émis dans des directions opposées et ceci isotropiquement. Dans des coordonnées sphériques $(p_B^*, \theta^*, \phi^*)$, la distribution de la variable θ^* doit correspondre à l'espace de phase.

Pour le bruit, la distribution $\cos(\theta_B^*)$ est plate du fait que le B que j'ai reconstruit par erreur n'a pas été émis au repos.

5.2.2 Sphéricité de l'événement

Dans le cas du bruit $q\bar{q}$, les deux quarks sont émis avec une très forte impulsion car il y a trop d'énergie lors de la création des deux quarks. Par exemple, la masse du quark u est de l'ordre de quelques MeV. Ils seront donc émis avec une forte impulsion pour conserver l'énergie mise en jeu lors de la collision de l'électron et du positron (8 GeV et 3.5 GeV). Leur hadronisation se fera donc sous forme de jet.

Dans le cas de création d'une paire $b\bar{b}$ (masse du quark b = 4.0 à 4.4 GeV) suivie de la formation de la paire de mésons $B\bar{B}$ ($M_{B^\pm} = 5.279 GeV$), ils seront émis avec une impulsion beaucoup plus faible ce qui fait que leurs produits de désintégrations ne seront pas émis dans une direction privilégiée : les particules produites laisseront une forme beaucoup plus sphérique dans le détecteur.

Il y a plusieurs variables qu'il est possible de calculer pour déterminer l'aspect sphérique des produits de désintégration :

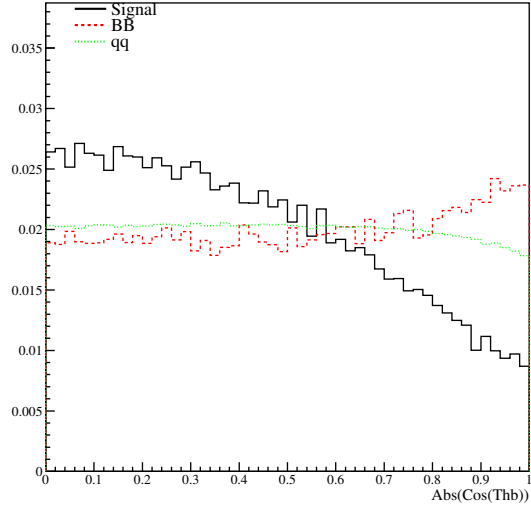


FIG. 22 – $|\cos(\theta_B^*)|$ pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$

R_2 : c'est une variable calculée directement par la librairie Belle. Elle regarde de façon globale les particules. Elle ne fait pas de distinction entre particules candidates à être issu d'un méson B des autres.

$|Cos(\theta_{Thrust}^*)|$: En quelques mots, Thrust axis, l'axe de la poussée en français est l'axe où la somme des projections des impulsions des particules autres que celles choisies pour reconstruire le méson B est maximale. Si on regarde la variable $|Cos(\theta_{Thrust}^*)|$ où θ_{Thrust}^* est l'angle dans le système centre de masse entre l'impulsion du B reconstruit et l'axe de poussée, on peut voir une différence entre bruit et signal.. Pour le bruit $q\bar{q}$, à cause de la forme en jet des traces, l'impulsion du B que j'ai choisi est soit confondue avec celui de la poussée soit inversée donc l'angle est soit 0° , soit 180° donc la valeur absolue du cosinus de cet angle pointe à 1. Pour le signal, il n'y a pas de corrélation entre l'axe de poussée et l'axe de production du B car l'événement est sphérique : la distribution est donc plate dans ce cas. Cette variable semble être très efficace pour séparer bruit et signal mais elle est corrélée avec l'angle de production du méson B ($|\cos(\theta_B^*)|$).

Super Fox Wolfram (SFW) (figure 25) est la variable principale que j'ai calculée [9]. Elle se calcule ainsi :

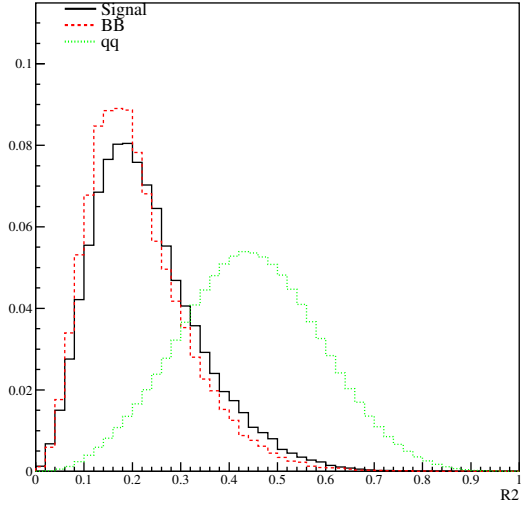


FIG. 23 – R_2 pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$

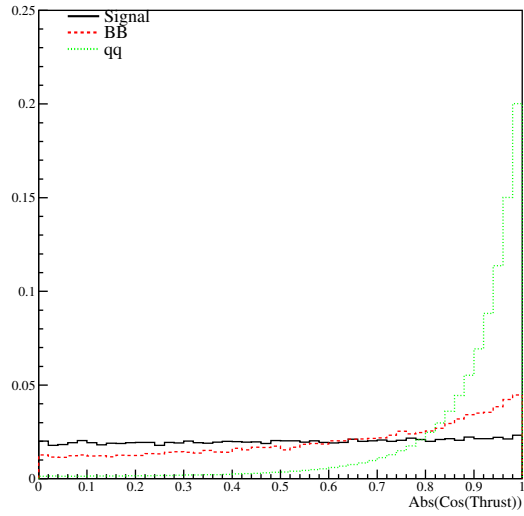


FIG. 24 – $|\cos(\theta_{Thrust}^*)|$ pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$

$$\begin{aligned}
SFW &= \sum_{l=1}^4 \alpha_l \frac{h_l^{sa}}{h_0^{sa}} + \beta_l \frac{h_l^{aa}}{h_0^{aa}} \\
h_l^{sa} &= \sum_{i,j} p_i p_j P_l(\cos \theta_{ij}) \\
h_l^{aa} &= \sum_{j,k} p_j p_k P_l(\cos \theta_{jk}) \\
\alpha &= \begin{pmatrix} 0 \\ -3.84061 \\ 0 \\ -0.820487 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \beta = \begin{pmatrix} -1.42886 \\ 0.0815516 \\ 1.58844 \\ 1.50104 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

Les moments modifiés de Fox-Wolfram [10] h_l^{xx} quantifient la topologie de l'événement. L'indice l indique les particules candidates à être le B (s pour signal). Les indices j et k indiquent les particules restantes (a pour autres). p_i indique l'impulsion dans le centre de masse de la particule i et $P_l(\cos \theta_{ij})$ le polynôme de Legendre d'ordre l du cosinus de l'angle entre les particules i et j . A partir de ces moments, on crée un discriminant de Fischer à six variables appelé super Fox-Wolfram : c'est une combinaison linéaire des moments modifiés de Fox-Wolfram en utilisant des coefficients optimisés pour séparer signal et bruit de fond. Les coefficients de Fischer α_l et β_l que j'ai employés sont ceux généralement utilisés dans d'autres analyses "Rare Decays".

Ce que l'on peut voir, c'est que le bruit $B\bar{B}$ se situe entre le bruit $q\bar{q}$ et le signal pour SFW et $\cos(\text{Thrust})$. C'est tout à fait compréhensible : le choix du $B \rightarrow K\gamma\gamma$ que j'ai fait est forcément faux pour les deux types de bruits. Dans le cas de R_2 , qui tient compte globalement de l'événement, il n'y a aucune différence topologique entre un événement signal et un autre événement $B\bar{B}$.

La variable SFW est la variable la plus évoluée pour éliminer le bruit. Elle est d'une part une extension de R_2 , elle n'est pas corrélée avec l'angle du B et elle permet aussi par la distinction entre particules candidates au B d'éliminer un peu de bruit $B\bar{B}$.

5.2.3 Marquage de la saveur

Pour séparer encore plus finement signal et bruit, j'emploie le marquage de la saveur. Pour mon analyse, la saveur ne m'intéresse pas directement. En effet, je la connais en regardant la charge du kaon que j'ai sélectionné. Mais regarder cette variable permet de distinguer le signal du bruit car pour du bruit, je n'arrive pas généralement à déterminer la saveur du B que j'ai sélectionné car c'est un B qui

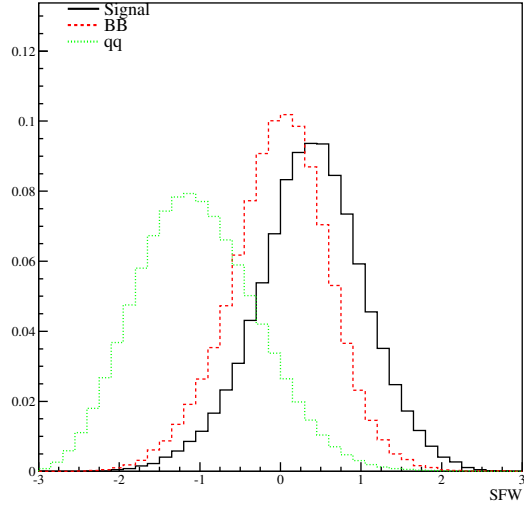


FIG. 25 – SFW pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$

a été mal reconstruit.

La variable que j'emploie est $|q * r|$ (figure 26) qui est la saveur (q) multipliée par un facteur d'erreur (r) le tout en valeur absolue. Pour le signal, $|q * r|$ pointe à 1 (B^\pm identifié) et à 0 (aucune identification ou trop de probabilité d'erreur). Pour le bruit, $|q * r|$ pointe principalement à 0 (saveur non trouvée ou trop d'erreurs).

A remarquer que pour le bruit $B\bar{B}$, $|q * r|$ pointe aussi principalement à 0 : c'est comme dans le cas $q\bar{q}$, le candidat B a été mal sélectionné.

5.3 Suppression des π^0

Comme on l'a vu lors de l'élimination du bruit combinatoire, le bon choix des photons est primordial et ce choix est rendu difficile par le nombre de photons. J'ai donc employé un veto contre les π^0 qui sont la principale source de photons. Les photons sont combinés deux à deux et sont éliminés ainsi : tout d'abord, leur masse reconstruite $M_{\gamma\gamma}$ est comparée à celle de la masse du π^0 . Si elle est compatible ($0.1278 < M_{\gamma\gamma} < 0.1502$), on effectue un fit contraint sur la masse du π^0 . Si ce dernier converge, les deux photons sont notés comme étant issu d'un π^0 .

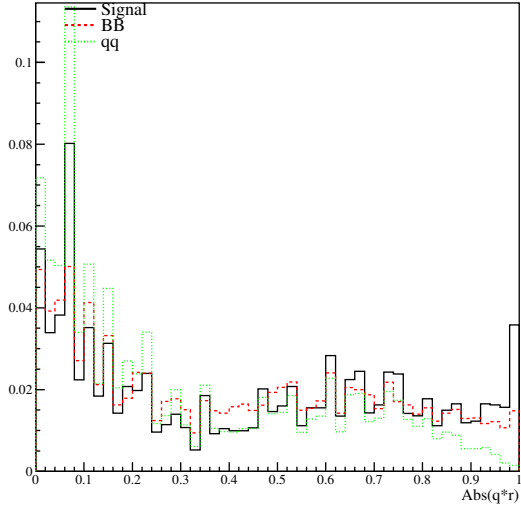


FIG. 26 – $|q * r|$ pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$

5.4 Méthode d'élimination du bruit $q\bar{q}$

Je construis un Likelihood Ratio (LR, maximum de vraisemblance) à partir des variables SFW et $|\cos(\theta_B^*)|$:

$$LR = \frac{L_s(SFW)L_s(|\cos(\theta_B^*)|)}{L_s(SFW)L_s(|\cos(\theta_B^*)|) + L_{qq}(SFW)L_{qq}(|\cos(\theta_B^*)|)}$$

Ce LR a le défaut d'avoir été construit à partir des mêmes données que j'ai analysées. Cela crée une corrélation mais je pense que la statistique était suffisante pour le faire. Les variables $L_x(q)$ sont des fonctions de densité de probabilité discrètes.

Cette distribution me permet de séparer le signal et le bruit $q\bar{q}$ en employant les deux variables en même temps (figure 27).

Pour l'utilisation de la variable $|q*r|$, je me suis inspiré des travaux [12] et [13]. L'idée est de représenter LR en fonction de $|q*r|$ et de trouver une fonction qui sépare le bruit $q\bar{q}$ et le signal pour maximiser la signification $\frac{S}{\sqrt{S+B(q\bar{q})}}$. J'ai choisi par simplicité de programmation de discrétiser cet espace en un dallage (8x20) et de trouver la fonction en escalier qui maximise cette signification. Pour que cette signification ait le maximum de sens physique, je normalise le signal en fonction

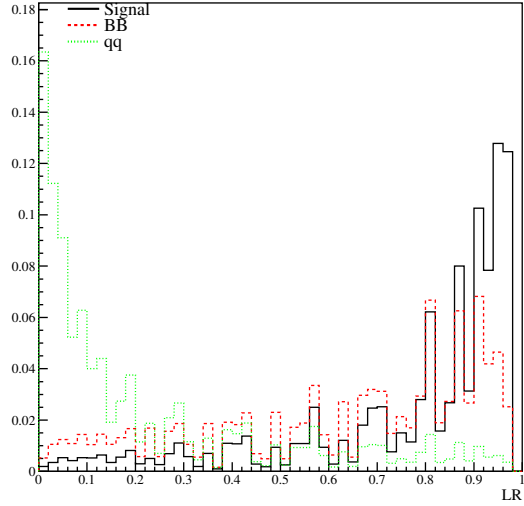


FIG. 27 – LR pour le signal, le bruit $q\bar{q}$ et le bruit $B\bar{B}$

du lot de données de $38fb^{-1}$ en utilisant le rapport de branchement théorique de $B \rightarrow K\gamma\gamma$ de $1.5 \cdot 10^{-6}$ [7] et je cherche ce maximum dans la fenêtre du signal.

Comme on l'a vu, le bruit $q\bar{q}$ devrait se situer majoritairement autour de $(|q * r|=0, LR=0)$ et le signal en $(|q * r|=1, LR=1)$ théoriquement mais expérimentalement, le signal est aussi piqué vers $(|q * r|=0, LR=1)$ La figure 28 montre l'escalier trouvé par optimisation de la signficance ainsi que le signal et le bruit .

En valeur numérique, l'escalier a cette forme :

$$\begin{aligned}
 0.0 < |q * r| < 0.375 : LR_{escalier} &= 0.95 \\
 0.375 < |q * r| < 0.625 : LR_{escalier} &= 0.90 \\
 0.625 < |q * r| < 0.750 : LR_{escalier} &= 0.85 \\
 0.750 < |q * r| < 0.875 : LR_{escalier} &= 0.80 \\
 0.875 < |q * r| < 1.0 : LR_{escalier} &= 0.65
 \end{aligned}$$

5.5 Coupures pour éliminer le bruit $q\bar{q}$ et leurs effets

Au final, on a quatre coupures. Les préselections pour éliminer le bruit combinatoire sont déjà effectuées.

– Veto des π^0

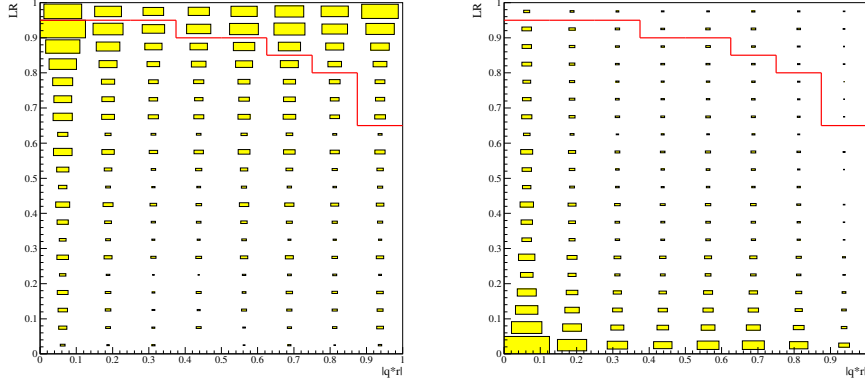


FIG. 28 – LR en fonction de $|q * r|$ pour le signal à gauche et le bruit $q\bar{q}$ à droite. L’escalier de séparation est dessiné sur les deux graphiques

π^0	LR	ΔE	M_{bc}	Total	Pourcentage par rapport à 80'000
				34'176	42.7%
✓				15'463	19.3%
	✓			13'167	16.5%
		✓		28'390	35.5%
			✓	29'532	36.9%
✓	✓	✓	✓	5'855	7.3%

TAB. 2 – Effet des coupures du bruit $q\bar{q}$ sur le signal

- Coupure bidimensionnelle ($|q*r|, LR$) : $LR(SFW, |\cos(\theta_B)|) > LR_{escalier}(|q*r|)$
- $|M_{bc} - 5.280 \text{ GeV}| < 12 \text{ MeV}$
- $-318 \text{ MeV} < \Delta E < 127 \text{ MeV}$

La table 2 montre le comportement du signal. Pour rappel, le lot initial de $B \rightarrow K\gamma\gamma$ est de 80'000 événements. L’efficacité maximale du détecteur donc sans aucune coupure est de 66.5%. Avec les mesures pour éliminer le bruit combinatoire, l’efficacité tombe à 42.7% et 36.8% en prenant les événements présents dans la fenêtre du signal.

Les coupures ont cet effet sur le bruit $B\bar{B}$ (tableau 3). La colonne “pourcentage” indique le pourcentage par rapport à ce qu’il restait comme bruit après les coupures sur le bruit combinatoire. La première ligne du tableau indique donc 100%.

Sur $q\bar{q}$, l’effet des quatre coupures est indiqué dans le tableau 4.

π^0	LR	ΔE	M_{bc}	Total	Pourcentage
				15'634	100%
✓				1'481	9.5%
	✓			3'216	20.6%
		✓		512	3.3%
			✓	4'681	29.9%
✓	✓	✓	✓	14	0.09%

TAB. 3 – Effet des coupures du bruit $q\bar{q}$ sur $B\bar{B}$

π^0	LR	ΔE	M_{bc}	Total	Pourcentage
				1'271'214	100%
✓				167'861	13.2%
	✓			19'780	1.6%
		✓		248'377	19.5%
			✓	195'334	15.4%
✓	✓	✓	✓	76	0.006%

TAB. 4 – Effet des coupures du bruit $q\bar{q}$ sur le bruit $q\bar{q}$

Le veto des π_0 a un effet non négligeable sur le signal : l'efficacité tombe de 42.7% (après coupures contre bruit combinatoire) à 19.3%. Mais, l'effet sur les deux types de bruit est très bon : ce veto supprime 90.5% du bruit $B\bar{B}$ et 86.8% du bruit $q\bar{q}$. La coupure en escalier sur LR a l'effet escompté : elle supprime 98.4% du bruit $q\bar{q}$ tout en faisant baisser l'efficacité du signal de 42.7% à 16.5%. Le choix de faire une fenêtre de signal en M_{bc} et ΔE a aussi un très bon effet pour supprimer les deux types de bruit.

5.6 Efficacité

Après les coupures pour éliminer le bruit combinatoire et les coupures pour éliminer le bruit $q\bar{q}$, l'efficacité est de $\frac{5855}{80000} = 7.3\%$.

6 Conclusion

6.1 Significance

Après avoir fait toutes les coupures pour éliminer le bruit combinatoire et le bruit $q\bar{q}$ et en supposant que le rapport de branchement de $B^\pm \rightarrow K^\pm \gamma \gamma$ soit de $1.5 \cdot 10^{-6}$ [7], je peux calculer la signification tout d'abord sur l'échantillon sur lequel j'ai travaillé ($38fb^{-1}$). J'arrive à un résultat de 0.43.

$$\begin{aligned} S &= 5855/80000 \cdot 1.5 \cdot 10^{-6} \cdot 38 \cdot 10^6 = 4.2 \\ B &= b(q\bar{q}) + b(B\bar{B}) = 76 + 14 = 90 \\ \frac{S}{\sqrt{S+B}} &= 0.43 \end{aligned}$$

En étendant l'échantillon traité à toutes les données Belle actuellement disponibles (soit $178fb^{-1}$), cette signification atteint 0.93.

$$\begin{aligned} S &= 5855/80000 \cdot 1.5 \cdot 10^{-6} \cdot 178 \cdot 10^6 = 19.5 \\ B &= \frac{178}{38}(B(q\bar{q}) + B(B\bar{B})) = 421.6 \\ \frac{S}{\sqrt{S+B}} &= 0.93 \end{aligned}$$

La signification actuelle ne permet pas de mesurer le canal. Par contre, je peux émettre une limite au rapport de branchement de la désintégration.

6.2 Limite prévue du rapport de branchement

La limite prévue pour un niveau de confiance de 90% sur l'ensemble des données soit $178fb^{-1}$ est de $3.6 \cdot 10^{-6}$. Pour la calculer, on fait l'approximation gaussienne : un niveau de confiance de plus de 90% correspond alors à 1.28 multiplié par l'écart-type.

$$\begin{aligned} \sigma &= \sqrt{B+S} = \sqrt{421.6 + 19.5} = 21.0 \\ S_{90\%} &= \mu + 1.28\sigma = 19.5 + 1.28 \cdot 21.0 = 46.4 \\ B(B \rightarrow K\gamma\gamma) &< 1.5 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{46.4}{19.5} = 3.6 \cdot 10^{-6} (CL90\%) \end{aligned}$$

En faisant l'hypothèse qu'aucun signal n'est observé, je peux repousser la limite à $2.0 \cdot 10^{-6}$.

$$\begin{aligned}\sigma &= \sqrt{B} = \sqrt{421.6} = 20.5 \\ S_{90\%} &= 1.28 \cdot 20.5 = 26.3 \\ B(B \rightarrow K\gamma\gamma) &< 1.5 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{26.3}{19.5} = 2.0 \cdot 10^{-6} (CL90\%)\end{aligned}$$

6.3 Conclusion et perspectives

Ce travail avait pour but de voir si la désintégration $B \rightarrow K\gamma\gamma$ pouvait être mesurée au sein du détecteur Belle. La réponse, après un travail de quatre mois, est malheureusement non : la signification prévue est trop petite. Néanmoins, comme la limite du rapport de branchement que j'ai calculée est assez proche de l'estimation théorique, la mesure pourrait être rendue possible par plusieurs choses. Premièrement, si le rapport de branchement est plus grand grâce à la nouvelle physique que celui calculé théoriquement, le canal $B \rightarrow K\gamma\gamma$ pourrait être actuellement mesurable dans les $178fb^{-1}$. Il est aussi possible que ma méthode d'élimination du bruit de fond ne soit pas encore la meilleure : il y aura toujours des améliorations à faire. Et finalement, l'expérience Belle n'est de loin pas terminée : si la quantité de $B\bar{B}$ augmente comme prévue de $100fb^{-1}$ dans les années qui viennent, la signification ne peut qu'augmenter.

Remerciements

Je tiens sincèrement à remercier le professeur Thomas Schietinger et Luc Hinz pour leur disponibilité phénoménale : leur aide conjuguée m'a permis d'aller toujours de l'avant sans me bloquer sur chaque problème rencontré. Je tiens à remercier aussi tous les membres de l'IPHE qui un jour ou l'autre ont toujours pris le temps de répondre à mes interrogations sur des questions informatiques ou physiques.

Annexes

A Calcul de la résolution de l'impulsion du kaon et des photons

A.1 Résolution moyenne

Pour les particules détectées, on peut comparer l'impulsion générée et reconstruite. Cela permet de mesurer la résolution du détecteur simulé. Pour les kaons (figure 29), je peux ajuster la différence d'impulsions avec une gaussienne de manière satisfaisante. J'obtiens un écart-type de 7.6 MeV.

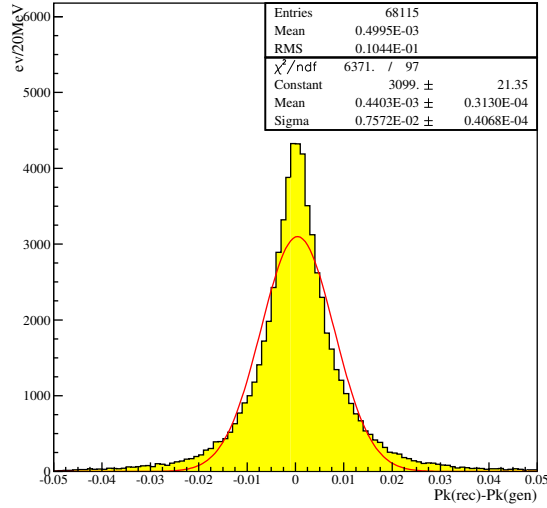


FIG. 29 – Résolution de l'impulsions du kaon [GeV/c]

Pour le photon (figure 30), j'emploie une paramétrisation développée à Novosibirsk [11] sensée reproduire la perte d'énergie des photons passant dans un calorimètre composé de cristaux CsI :

$$f(E) = n \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln 1 + \tau(E - \mu) \frac{\sinh \tau \sqrt{\ln 4}}{\sigma \tau \sqrt{\ln 4}}}{\tau} \right)^2 + \tau^2 \right)$$

n = normalisation, μ = moyenne, σ = écart-type, τ = paramètre de queue

J'observe un écart-type de 51 MeV.

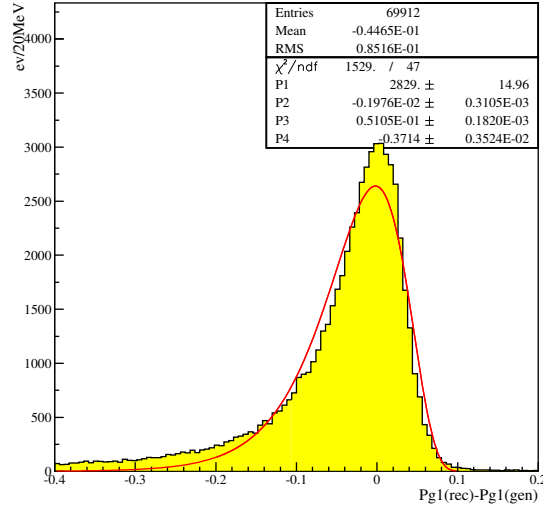


FIG. 30 – Résolution de l'impulsion du photon de plus haute énergie [GeV/c]

A.2 Résolution en fonction de l'énergie

Pour les photons, la résolution suit la distribution suivante :

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{\sqrt{E}} + \frac{b^2}{E} + c^2}$$

Le terme a est appelé terme stochastique, il dépend des fluctuations statistiques du nombre de particules générées pour un dépôt d'énergie donné. Il est lié au nombre d'électrons de ionisation créés. Le terme b est le terme de bruit introduit par la chaîne électronique. Le terme c est le terme constant : il contient les non-uniformités du détecteur, les imperfections de la calibration et les variations de la température, etc...

Dans le calorimètre électromagnétique de Belle, on emploie des cristaux CsI qui ont un paramètre a petit. A haute énergie ($E > 1$ GeV), le terme en b devient négligeable, on devrait donc observer une résolution quasi constante. La documentation Belle indique une résolution de 2% à 1.5% entre 1 et 4 GeV. Dans notre simulation, pour le photon de plus haute énergie, on observe une résolution plus basse : aux alentours de 1% (figure 31).

Pour le photon de basse énergie, la résolution n'est plus constante (figure 32) : le terme en b prend de l'importance en dessous d'1 GeV. Mais elle est aussi plus

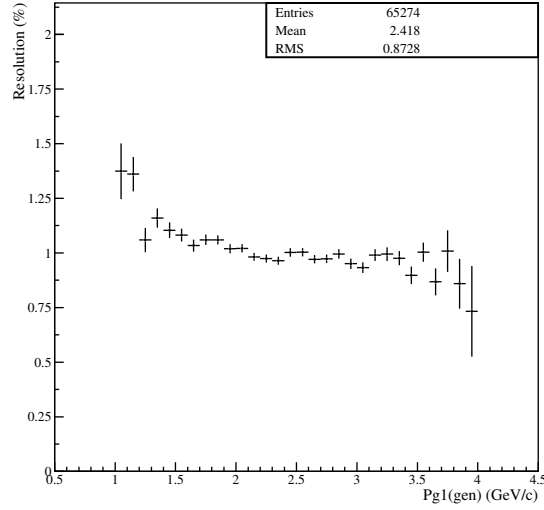


FIG. 31 – Résolution de l'impulsion du photon de plus haute énergie en fonction de son impulsion [GeV/c]

basse que dans la documentation.

Pour les kaons, on voit que la résolution est meilleure entre 0.5 et 3 GeV : 0.3 à 0.4%. En dessous et en dessus de cet intervalle, elle se met à augmenter fortement (figure 33). Mais la mesure de l'impulsion du kaon est toujours plus précise que celle des photons.

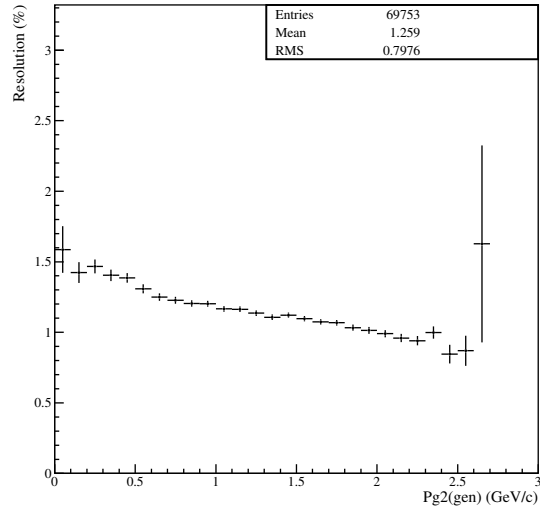


FIG. 32 – Résolution de l'impulsion du photon de plus basse énergie en fonction de son impulsion [GeV/c]

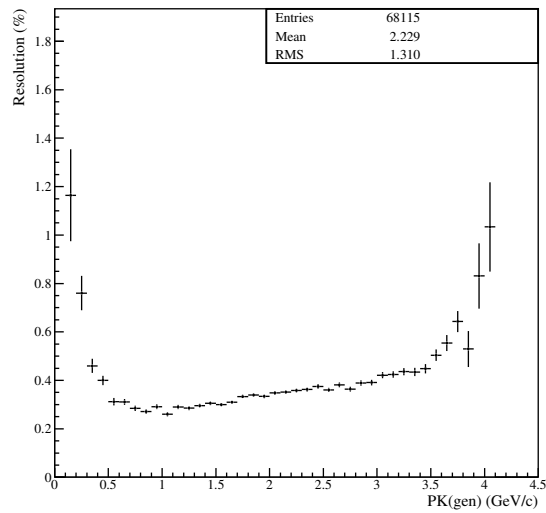


FIG. 33 – Résolution de l'impulsion du kaon en fonction de son impulsion [GeV/c]

Références

- [1] Lingel K., Skwarnicki T., Smith J.G., Penguins Decays of B Mesons, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci* 48 :253-306 (1998)
- [2] Ellis J., Gaillard MK, Nanopoulos D, Rudaz S. *Nucl Phys. B* 131 :285-307 (1977)
- [3] Vainshtein A.I. et al, *JETP Lett.* 22 :55-56 (1975)
- [4] Bander M., Silverman D., Soni A., *Phys. Rev. Lett.* 43 :242 (1979)
- [5] Abe F. et al., Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab, *Phys. Rev. Lett.* 74, 2626 (1995)
- [6] Abachi S. et al., Observation of the Top Quark, *Phys. Rev. Lett.* 74, 2632 (1995)
- [7] Choudhury S.R. et al, Study of the flavor changing neutral current decay mode $B \rightarrow K\gamma\gamma$, *Physical Review D* 67 :074016 (2003)
- [8] The Belle Collaboration, The Belle Detector, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 479 :117-232 (2002)
- [9] Casey B.C.K. et al, Charmless hadronic two-body B meson decays, *Phys. Review D* 66 :0920002 (2002)
- [10] Fox G. and Wolfram S., *Phys, Rev. Lett.* 41 :1581 (1978)
- [11] Seitz R., Describing Energy Deposit in CsI Crystals, BABAR Note 294 (1996)
- [12] Piilonen, Search for $B \rightarrow \rho\gamma, B \rightarrow \omega\gamma$, Présentation Belle General Meeting 20 novembre (2003)
- [13] Gokhroo G., Studies of $B \rightarrow \omega\gamma$, Présentation Belle General Meeting 20 novembre (2003)
- [14] KID Group, Kaon Identification in Belle, Belle Note 321 (2000)
- [15] http://belle.kek.jp/secured/kid/performance/dstar_7.0/dstar_barrel.html