

# Amélioration de la mesure de l'asymétrie CP en fonction du temps, de la désintégration $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma K_S^0$ dans Belle II avec un nouveau détecteur de vertex pixellisé

**Lévana Gesson**

Sous la tutelle de Christian Finck  
Juin 2021



## *Remerciements*

Je voudrais tout d'abord remercier mon tuteur, Christian Finck, pour sa disponibilité, sa patience, sa pédagogie, sa sympathie (et avant tout pour la mozzarella).

Je voudrais également remercier toute l'équipe de Belle II de l'IPHC, Isabelle Ripp, Jérôme Baudot, Giulio Dujany, Lucas Martel, pour tout le temps qu'ils m'ont accordée et les discussions lors des meetings. Je souhaiterais tout particulièrement remercier Tristan Fillinger, pour ses explications des scripts et sa patience face à mes (trop) nombreuses questions.

Je voudrais enfin remercier Benjamin Schwenker et Christian Wessel pour leur dévouement et leur encadrement lors des questionnements qui nous sont apparus.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Théorie</b>	<b>5</b>
1.1	Généralités	5
1.2	Physique du méson B	6
1.2.1	Violation CP lors du mélange $B^0\bar{B}^0$ (violation indirecte)	7
1.2.2	Violation CP de la transition $b \rightarrow s\gamma$ (violation directe)	8
1.3	La mesure dans Belle II	9
<b>2</b>	<b>Expérience</b>	<b>11</b>
2.1	SuperKEKB	11
2.1.1	Bruit de fond	12
2.2	Le détecteur Belle II	13
2.2.1	Le système de coordonnées de Belle II	13
2.2.2	La reconstruction des trajectoires	14
2.2.3	Identification des particules	15
2.2.4	La calorimétrie	15
2.2.5	La détection du $K_L^0$ et des $\mu$	16
2.3	Amélioration du détecteur Belle II	16
<b>3</b>	<b>Simulation et analyse</b>	<b>17</b>
3.1	Simulation	17
3.1.1	Génération des évènements	17
3.1.2	Bruit de fond	17
3.1.3	Reconstruction et préselection	18
3.1.4	Coupures	19
3.1.5	Single Candidate Selection	20
3.2	Analyse	20
3.2.1	Performances avec un bruit de fond plus élevé	20
3.2.2	Efficacité totale	21
3.2.3	Résolutions	22
<b>A</b>		<b>26</b>
A.1	Précisions sur l'identification des particules dans le détecteur	26
A.2	Exemple de recherche d'amas	27
A.3	Traces dans la CDC	27
A.4	Effet des différentes coupures sur les données simulées	27
A.5	Efficacité de l'amélioration 5 layers	28

## Introduction

Notre Univers est aujourd'hui constitué presque entièrement de matière, alors que la théorie du Big-Bang prédit l'équivalence de la matière et de l'antimatière aux premiers instants de celui-ci. Une des théories pouvant expliquer cette asymétrie entre matière et antimatière que l'on observe aujourd'hui, serait la violation de la symétrie CP (Charge Parité). Cependant, la violation CP observée est quantitativement insuffisante pour expliquer cette grande asymétrie.

L'expérience Belle II, étudiant les particules produites dans le collisionneurs électrons-positrons SuperKEKB au Japon, permet des mesures de haute précision sur des sources de violation de CP, par l'étude de la décroissance des mésons  $B^0$ . Cette expérience a enregistré des données sur un faisceau ayant le record du monde de luminosité instantanée de  $2.11 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

Une amélioration du détecteur de vertex du détecteur Belle II est prévu pour 2026, le détecteur de vertex, qui sera totalement pixellisé. L'objectif de ce dernier est d'avoir une marge de sécurité plus importante pour faire face à un bruit de fond plus élevé, tout en conservant (au moins) les performances du détecteur actuel.

L'objectif de mon stage a donc été de tester les performances du détecteur Belle II actuel amélioré, par le biais de la simulation, sur le canal de désintégration  $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma K_S^0$ . On s'appuiera dans cette étude sur la mesure de l'efficacité totale de détection du  $B^0$ , et des résolutions spatiales et temporelles des différentes particules détectées. Il s'agira de comparer ces valeurs avec celles obtenues avec la géométrie actuelle de Belle II.

# Chapitre 1

## Théorie

### 1.1 Généralités

Afin de décrire les particules subatomiques connues aujourd’hui, on emploie une théorie quantique des champs, le Modèle Standard (MS). Ces particules élémentaires sont soumises à l’interaction électromagnétique, l’interaction faible ainsi qu’à l’interaction forte (la force gravitationnelle étant négligée). Ces interactions se font par échange de particules virtuelles, les bosons de jauge. Ceux du modèle standard sont des bosons vectoriels (spin 1 et obéissant à la statistique de Bose-Einstein). Il existe cependant également le boson de Higgs, boson scalaire de spin 0, associé au mécanisme de Brout-Englert-Higgs, et qui donnent la masse aux bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z^0$ , ainsi qu’aux fermions élémentaires.

Les fermions sont des particules de spin 1/2, satisfaisant la statistique de Fermi-Dirac et le principe d’exclusion de Pauli. Ils sont séparés en deux catégories : les leptons (électrons, muon, tau et neutrinos), et les quarks (up, down, top, bottom, strange, charm). Les leptons chargés interagissent électromagnétiquement et faiblement et ceux neutres uniquement faiblement. Les quarks quant à eux sont les constituants des hadrons, interagissant fortement, faiblement, et électromagnétiquement. Les quarks ne peuvent exister librement et sont confinés dans des hadrons composites, comme les mésons, composés d’un quark et d’un antiquark, ou encore comme les baryons, composés de trois quarks. On peut résumer tout cela en un tableau (cf. Figure 1.1).

	mass $\approx 2.4 \text{ MeV}/c^2$ charge $2/3$ spin $1/2$ <b>u</b> up	mass $\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$ charge $2/3$ spin $1/2$ <b>c</b> charm	mass $\approx 172.44 \text{ GeV}/c^2$ charge $2/3$ spin $1/2$ <b>t</b> top	mass $0$ charge $0$ spin $1$ <b>g</b> gluon	mass $\approx 125.09 \text{ GeV}/c^2$ charge $0$ spin $0$ <b>H</b> Higgs
<b>QUARKS</b>	mass $\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$ charge $-1/3$ spin $1/2$ <b>d</b> down	mass $\approx 95 \text{ MeV}/c^2$ charge $-1/3$ spin $1/2$ <b>s</b> strange	mass $\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$ charge $-1/3$ spin $1/2$ <b>b</b> bottom	mass $0$ charge $0$ spin $1$ <b><math>\gamma</math></b> photon	<b>SCALAR BOSONS</b>
<b>LEPTONS</b>	mass $< 2.2 \text{ eV}/c^2$ charge $0$ spin $1/2$ <b><math>\nu_e</math></b> electron neutrino	mass $< 1.7 \text{ MeV}/c^2$ charge $0$ spin $1/2$ <b><math>\nu_\mu</math></b> muon neutrino	mass $< 15.5 \text{ MeV}/c^2$ charge $0$ spin $1/2$ <b><math>\nu_\tau</math></b> tau neutrino	mass $\approx 91.19 \text{ GeV}/c^2$ charge $0$ spin $1$ <b>Z</b> Z boson	<b>GAUGE BOSONS</b>
	mass $\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$ charge $-1$ spin $1/2$ <b>e</b> electron	mass $\approx 105.67 \text{ MeV}/c^2$ charge $-1$ spin $1/2$ <b><math>\mu</math></b> muon	mass $\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$ charge $-1$ spin $1/2$ <b><math>\tau</math></b> tau	mass $\approx 80.39 \text{ GeV}/c^2$ charge $\pm 1$ spin $1$ <b>W</b> W boson	

FIGURE 1.1 – Les particules élémentaires du modèle standard.

Le modèle standard est une théorie quantique des champs unifiée, obéissant à la symétrie du groupe de jauge  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ . Les interactions des quarks et des leptons avec les photons sont décrites par la QED (électrodynamique quantique), basée sur le groupe de symétrie  $U(1)_{EM}$ . Les interactions fortes sont décrites par la QCD (chromodynamique quantique), basée sur le groupe de symétrie non-abélien  $SU(3)_c$  ( $c$ =couleur). L'interaction faible est basée sur le groupe de symétrie non-abélien  $SU_L(2)$ , car les fermions participant à l'interaction faible sont uniquement les fermions ayant une hélicité gauche, l'hélicité étant définie comme la projection du spin sur le moment. Ces derniers forment des doublets d'isospin faible, et deux de ces doublets composent chaque génération. Pour les fermions droits, on a des singulets d'isospin faible.

Les bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z^0$  résultent de l'unification de l'électromagnétisme et de l'interaction faible, donnant l'interaction électrofaible, qui est basée sur le groupe de symétrie  $SU_L(2) \times SU_Y(1)$ . Les bosons  $W^\pm$ , médiateurs de l'interaction faible, se couplent à tous les doublets de quarks et de leptons. Ils peuvent changer la saveur des particules.

Dans le modèle standard, la masse donnée aux particules est issue de la rupture de symétrie spontanée introduite par le champ complexe scalaire de Higgs, qui a une valeur dans le vide non nulle.

Cependant, le modèle standard n'est pas la théorie ultime, et trouver les premiers indicateurs pour la nouvelle physique au delà du MS est un enjeu majeur en physique des particules aujourd'hui. Pour rechercher ces indicateurs de nouvelle physique, il existe deux types de recherche. La recherche directe, qui consiste à chercher directement des particules n'appartenant pas au Modèle Standard, et la recherche indirecte d'effets n'appartenant pas au Modèle Standard. Dans cette dernière, on se concentre surtout sur des processus dans lesquels des nouvelles particules peuvent contribuer en tant que particules virtuelles. La dynamique de la saveur du quark offre un grand panel de possibilité quant à l'observation de tels processus, en utilisant la méthode de recherche indirecte la plus prometteuse.

Belle II s'intéresse à la dynamique des saveurs des mésons B, en particulier la violation de la symétrie CP (Charge Parité). La transformation de parité P est une inversion des coordonnées spatiales à l'origine :  $(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$ . La symétrie de parité est conservée dans les interactions fortes et électromagnétiques, mais est violée par l'interaction faible. La conjugaison de la charge C transforme une particule en son anti-particule, et vice-versa, et elle est également violée par l'interaction faible. Cependant l'interaction faible semble également violer la symétrie CP, via une phase de violation dans la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa).

## 1.2 Physique du méson B

Le méson B neutre ( $B^0$ ) est composé d'un quark  $d$  et d'un antiquark  $\bar{b}$ . Un état de méson neutre et son conjugué CP se désintègrent par interaction faible. Le méson neutre peut être décrit par deux états propres de saveur, chacun avec sa propre combinaison de quarks, mais aussi par deux états propres de l'Hamiltonien (états propres de masse), avec une masse et une durée de vie définies. Ces derniers sont les états qui vont se propager dans l'espace et le temps. Mais les états de masse ne sont pas équivalents aux états de saveur, ce qui induit que les états propres de saveurs se mélangent pendant la propagation. Comme la symétrie CP est brisée dans le MS, les états propres de masse et de CP

peuvent différer. On a ainsi le méson neutre qui se transforme en son anti-particule, via un processus impliquant deux courants chargés.

On a plusieurs processus de violation CP. Comme on vient de le dire, il y a la violation CP de mélange (violation indirecte) qui vient du fait que le méson B oscille en son conjugué CP. Comme les états propres de masse et de CP ne sont pas identiques pour les mésons neutres, une asymétrie survient entre leur probabilité de transition  $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$  et  $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$ .

Un autre violation de CP apparaît lorsque le taux de désintégration  $\Gamma(B^0 \rightarrow f) \neq \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f)$  où f est un état accessible pour  $B^0$  et  $\bar{B}^0$ , une condition satisfaite si l'état final est un état propre CP. Dans ce cas, la violation de CP est une conséquence de l'interférence entre les amplitudes  $A(B^0 \rightarrow f_{CP})$  et  $A(\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP})$ .

Il y a également la violation CP pendant la désintégration (violation directe). Elle apparaît lorsque l'amplitude de la désintégration du  $B^0$  et de son conjugué CP ont des magnitudes différentes. Ce phénomène est également observable chez les mésons B chargés.

Nous allons maintenant expliciter plus en détail la violation indirecte dans un premier temps puis la violation directe dans un deuxième temps.

### 1.2.1 Violation CP lors du mélange $B^0\bar{B}^0$ (violation indirecte)

Considérons une combinaison arbitraire des états propres de saveur du méson neutre  $B^0$  :

$$|\Psi(t)\rangle = a(t) |B^0\rangle + b(t) |\bar{B}^0\rangle$$

Son évolution dans le temps est donnée par l'équation de Schrodinger :

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H |\Psi(t)\rangle$$

avec l'état  $|\Psi(t)\rangle$  exprimé dans la base  $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$  et l'Hamiltonien

$$H = M - \frac{i}{2}\Gamma = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix}$$

dont M est la matrice de masse et  $\Gamma$  est la matrice de désintégration. Si la symétrie CPT (charge, parité et temps) était vérifiée, on aurait les relations suivantes  $M_{21} = M_{12}^*$ ,  $\Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$ ,  $M_{11} = M_{22} = M$ , et  $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$ , signifiant que les masses et les longueurs totales de désintégrations des particules et anti-particules sont identiques. La matrice de masse M décrit les oscillations entre les états propres de saveur.

On peut construire les diagrammes de Feynman des transitions faibles entre  $B^0$  et  $\bar{B}^0$ , par une transition de second ordre (par 2 quarks) (cf. Figure 1.2).

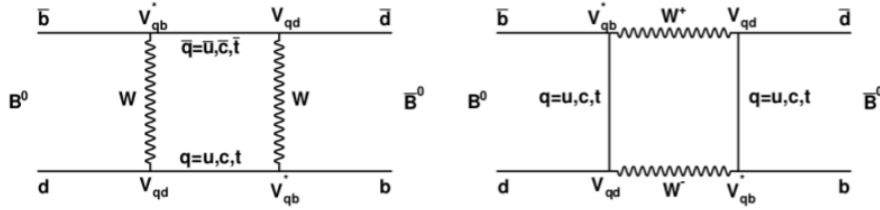


FIGURE 1.2 – Diagrammes de feynman du mélange  $B^0 \bar{B}^0$ , par transition faible de second ordre

On peut obtenir une expression exprimant la contribution de chaque quark par le ratio de sa masse à celle du boson faible. Les contributions des quarks up et charm sont supprimées et l'évaluation du facteur CKM correspondant nous donne une phase de  $(V_{td}V_{tb}^*)^2 \sim e^{-i2\beta}$ . Cette phase est mesurable chaque fois que les deux saveurs se désintègrent en état.

Pour mesurer la violation de la symétrie CP, on mesure l'asymétrie entre les désintégrations de  $B^0(t)$  et  $\bar{B}^0(t)$  en leur état final conjugué  $f$  et  $\bar{f}$ . Cette asymétrie dépend du temps, puisque le rapport des désintégrations dépend également du temps (division par la somme pour normaliser) :

$$a_f(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f})}$$

### 1.2.2 Violation CP de la transition $b \rightarrow s\gamma$ (violation directe)

Il existe deux contributions à l'amplitude du processus de désintégrations (cf. Figure 1.3).

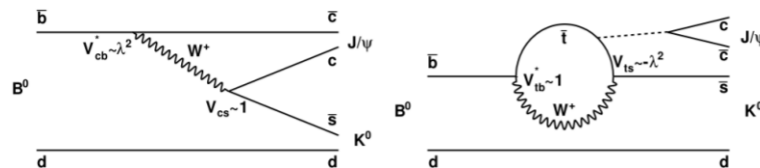


FIGURE 1.3 – Diagrammes de Feynman des amplitudes contribuant à la désintégration  $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$ . A gauche, diagramme en arbre, à droite, diagramme en pingouin, où la contribution de la lumière, des quarks up et charm a été négligée. La ligne pointillée correspond à l'échange de trois gluons, nécessaire pour produire une paire de  $c\bar{c}$ .

L'étude des processus de courant neutre à changement de saveur, comme la transition  $b \rightarrow s\gamma$  peut fournir de fortes contraintes sur la nouvelle physique. Dans le modèle standard, ces processus sont interdits au niveau du diagramme en arbre et ne se produisent qu'à travers une boucle ou un diagramme en boîte, où les particules virtuelles lourdes peuvent se propager. Ainsi la présence de particules lourdes influence les valeurs prédites des observables physiques, le processus  $b \rightarrow s\gamma$  pourrait révéler l'existence de particules encore inconnues, qui sont introduites par des modèles de nouvelle physique.



Le modèle standard prédit que les photons émis dans cette désintégration soit gauches (hélicité gauche), à quelques petites corrections près de l'ordre de  $m_s/m_b$ , tandis que ceux émis par  $\bar{b} \rightarrow \bar{s}\gamma$ , sont droits. Mais dans plusieurs modèles au delà du MS, le photon issu de  $b \rightarrow s\gamma$  peut avoir une composante droite, pouvant être comparable à la composante gauche, dû à l'échange d'un fermion lourd dans un processus de boucle électrofaible. Cela n'affecte pas la prédiction du MS pour le rapport du taux de décroissance radiatif, ce qui motive la mesure de l'hélicité du photon sous plusieurs modes de désintégration radiatifs. Sans les corrections de QCD, on a le vertex de la transition qui s'écrit :

$$\bar{s}\Gamma_\mu^{b \rightarrow s\gamma} b = \frac{e}{4\pi^2} \frac{g^2}{2M_W^2} V_{ts}^* V_{tb} F_2 \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (m_b P_R + m_s P_L) b$$

avec  $q = q_b - q_s$  (les quadri-moment des quarks b et s),  $F_2$  la fonction de boucle. Le terme proportionnel à  $m_b$  décrit la transition  $b \rightarrow s\gamma_L$  et celui proportionnel à  $m_s$  décrit la transition  $b \rightarrow s\gamma_R$ . Or comme le quark s est bien plus léger que le quark b (rapport de l'ordre de 0.02), le MS prédit que le processus avec le photon gauche est dominant (photon droit pour le processus en barre).

### 1.3 La mesure dans Belle II

Dans Belle II, la mesure est basée sur l'étude de la violation temporelle de l'asymétrie CP dans les désintégrations des mésons  $B^0$ . C'est donc l'étude de la violation indirecte. Une paire de méson B est produite suite à la collision  $e^+e^-$ , qui produit un  $\Upsilon(4S)$ , qui va se désintégrer. L'énergie au centre de masse est  $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(4S)}$  et les deux mésons sont intriqués. Connaître la saveur de l'un des méson B, appelé  $B_{tag}$  permet de connaître la saveur du deuxième, appelé  $B_{sig}$  ou  $B_{rec}$ . Cette saveur est déterminée à partir du signe de la charge électrique de certaines particules issues de sa désintégration.

Pour une transition de  $B^0 \rightarrow f_{CP}$  (f un état propre de CP), si la symétrie CP est conservée alors on aura le même taux de désintégration vers  $f_{CP}$  au cours du temps pour  $B^0$  et  $\bar{B}^0$ .

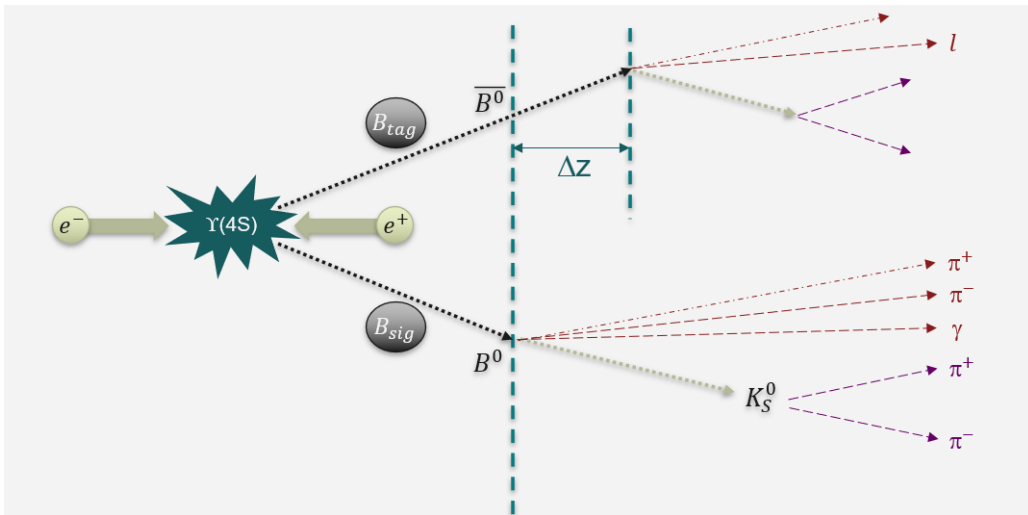


FIGURE 1.4 – Schéma d'un événement dans Belle II, avec comme exemple d'état final  $f_{CP}$  l'état  $\pi^+\pi^-\gamma K_S^0$

Ainsi, on fait une mesure de la différence du taux de désintégration en un état propre de CP entre  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  au cours du temps. Cela revient à la comparaison de deux courbes

dépendantes du temps. Cependant, on ne considère pas ce paramètre  $\Delta t$  comme étant la différence de temps entre la production du méson et sa désintégration, mais à la différence de temps entre la désintégration du  $B_{tag}$  et celle de son conjugué  $B_{rec}$ . En réalité, on mesure plus exactement une différence de distance entre les deux vertex de désintégration (elle peut être positive ou négative) (cf. Figure 1.4) :

$$\Delta z = \gamma\beta c\Delta t$$

Ainsi,  $t_0$  correspondra à la position où le  $B_{tag}$  a été taggué, et  $t_1$ , la position du  $B_{rec}$  au moment de sa désintégration.

Dans l'expérience Belle II, la détermination de la saveur est facilitée par le fait que les mésons sont produits à partir de la décroissance de la résonance  $\Upsilon(4S)$ , qui donnent donc des mésons intriqués. Ainsi, la détermination de la saveur du  $B_{tag}$  au temps  $t_0$ , permet de dire que la saveur du  $B_{rec}$  sera son contraire à  $t_0$ , et cette dernière évoluera ensuite indépendamment au cours du temps, au moyen du mélange. En ayant la saveur du  $B_{rec}$  au temps  $t_0$ , il suffit ensuite d'avoir une mesure précise du temps entre les deux désintégrations,  $\Delta t$ , pour pouvoir appliquer la fonction d'oscillation du méson B entre ses deux saveurs, afin de pouvoir finalement en déduire la saveur du  $B_{rec}$  au moment de sa désintégration.

On peut ainsi regrouper les  $B_{rec}$  en fonction de leur saveur et construire une courbe de leur taux désintégration au cours du temps pour chacune d'elle. On pourra alors en déduire l'asymétrie CP, qui est définie comme (la somme au dénominateur permettant la normalisation) :

$$a_{CP}(\Delta t) = \frac{\Gamma(B_{rec=B^0}(\Delta t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B_{rec=\bar{B}^0}(\Delta t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B_{rec=B^0}(\Delta t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B_{rec=\bar{B}^0}(\Delta t) \rightarrow f_{CP})}$$

Suite à cette rapide vue d'ensemble de la physique des particules et de la symétrie CP, ainsi que de la méthode de mesure de celle-ci dans Belle II, nous allons présenter le fonctionnement de l'accélérateur SuperKEKB et du détecteur Belle II afin d'effectuer cette mesure.

# Chapitre 2

## Expérience

### 2.1 SuperKEKB

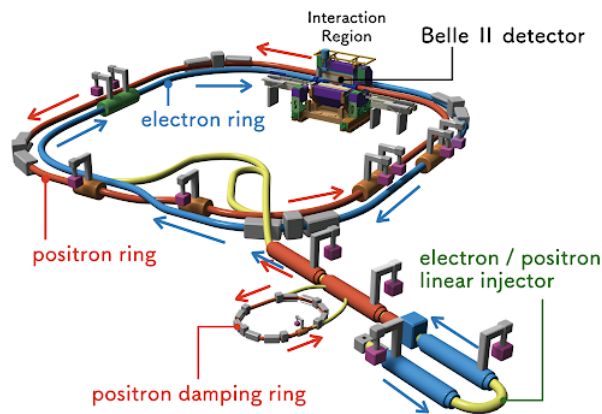


FIGURE 2.1 – Vue schématique de l'ensemble de l'accélérateur SuperKEKB

Au sein de l'accélérateur SuperKEKB (cf. Figure 2.1), le faisceau d'électrons à une énergie de 7GeV et celui de positons de 4GeV, avec une énergie au centre de masse de 10.58GeV (équivalente à la masse du  $\Upsilon(4S)$ ).

Suite à la production des électrons et des positons, ils sont injectés par paquet dans l'accélérateur linéaire LINAC, où ils sont accélérés jusqu'à leur énergie nominale. Ils sont ensuite injectés dans les 2 tubes de faisceaux de SuperKEKB, les électrons dans le HER (High Energy Ring) et les positons dans le LER (Low Energy Ring).

Les faisceaux sont maintenus sur une orbite stable grâce à un ensemble d'aimants situés à intervalles réguliers, garantissant une stabilité pour les particules ayant une gamme d'énergie définie (acceptance). Ainsi si une particule voit son énergie se modifier en dehors de l'acceptance, elle perd son orbite stable et sort du faisceau. Cette acceptance est de  $[1,1.5]\%$  de l'énergie de chaque faisceau (4GeV pour les positons et 7GeV pour les électrons). Pour éviter que ces particules sortant du faisceau ne polluent le signal ou endommagent l'électronique, il y a des collimateurs tout le long de l'anneau. Une fois stables et avant d'entrer en collision, les faisceaux sont ensuite focalisés à des tailles transverses nanométriques par un ensemble de quadripoles.

### 2.1.1 Bruit de fond

A cause de sa très grande luminosité, l'accélérateur SuperKEKB génère énormément de bruit de fond que nous allons détailler dans la section suivante.

#### Faisceau Seul

Pour le bruit de fond Faisceau Seul, on a quatre processus. Il y a le processus Touscheck, qui correspond à des diffusions coulombiennes entre les particules d'un même paquet de faisceau, qui ont des vitesses non nulles dans le référentiel du paquet. Pour réduire ce bruit de fond on place des collimateurs le long de l'anneau, qui vont pouvoir écranter ces particules déviant du faisceau, afin de limiter leur distance de vol.

Il y a aussi le bruit de fond Faisceau-Gaz, qui provient de la collision d'une particule du faisceau avec un atome de gaz résiduel dans le tube à vide. Aux énergies de SuperKEKB, on s'attend à une dominance de diffusions élastiques. Comme pour le processus Touscheck, les collimateurs minimisent efficacement ce bruit de fond.

Ensuite, il y a le rayonnement synchrotron. Il est émis lorsqu'une particule chargée est déviée dans un champ magnétique. Etant très dangereux pour l'électronique du détecteur, un tube à vide a été ajouté autour de la région d'interaction pour écranter les photons d'incidence directe.

Enfin, il y a le bruit d'injection. Le problème avec les faisceaux nanométriques est qu'ils se détériorent beaucoup plus rapidement que ceux usuels de collisionneurs de particules. Il est perdu en quelques minutes, principalement à cause du processus Touscheck. Pour augmenter la durée de vie de ces faisceaux, un nouveau paquet de particules (à la fréquence de 25 Hz) est injecté toutes les 40ms (injection Top-up ou continue). Cependant, à chaque injection au sein du faisceau, les paramètres de l'orbite des particules sont perturbés et on a une augmentation de la probabilité de sortir de l'acceptance, ce qui augmente le bruit de fond. L'orbite se stabilise en quelques millisecondes, et le bruit de fond retrouve sa valeur initiale. La mesure de ce bruit de fond doit se faire directement sur place (simulation très difficile). Mais il serait si élevé qu'il saturerait totalement l'électronique de lecture du PXD (détecteur à pixels). Ce dernier a donc un système qui garde le PXD aveugle à chaque arrivée du nouveau paquet et jusqu'à ce que le bruit de fond redescende en dessous d'un seuil acceptable.

#### Faisceau-Faisceau

Tous les processus induisant ce bruit de fond résultent de la QED et leur amplitude augmente linéairement avec la luminosité.

Tout d'abord, il y a le processus Bhabha radiatif. Cela correspond au processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ , dont la section efficace domine largement celle des autres bruits de fond machine. Mais le photon est émis préférentiellement dans le prolongement du faisceau et ainsi l'acceptance du détecteur réduit fortement son impact. Le photon peut être émis soit par l'électron soit par le positon. Il peut interagir avec le fer des aimants et ainsi générer des neutrons ou des rayons X de faible énergie. Ces neutrons constituent la principale source de bruit de fond pour les détecteurs étant les plus éloignés du point d'interaction. Pour réduire ce phénomène, des écrans sont installés. Mais les photons eux restent problématiques pour la CDC (chambre à dérive) et le détecteur Cherenkov (TOP).

Il y a ensuite le processus deux photons, qui correspond au processus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}e^+e^-$ . Les paires de fermions sont de basse énergie et s'enroulent autour du champ magnétique,

traversant ainsi possiblement plusieurs fois une même couche des détecteurs les plus internes, ce qui augmente significativement leur taux d'occupation. A haute luminosité, ce processus est le plus problématique pour les couches internes du détecteur de vertex.

## 2.2 Le détecteur Belle II

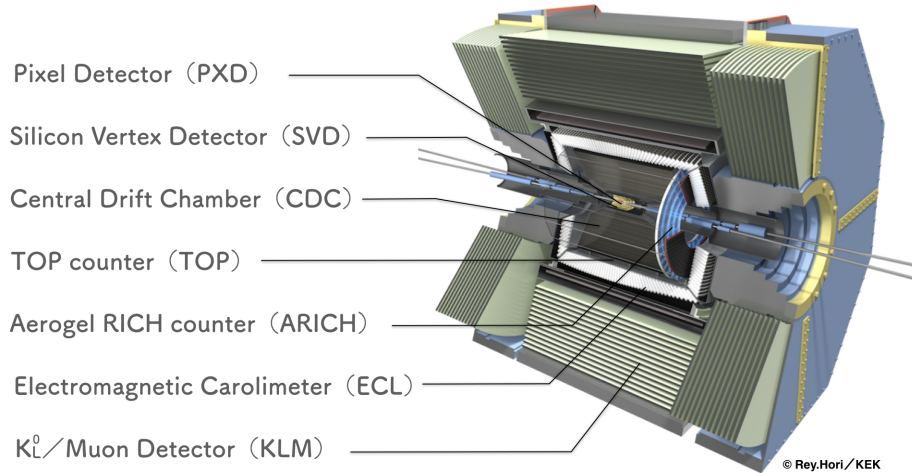


FIGURE 2.2 – Vue schématique du détecteur Belle II et des sous-détecteurs qui le composent

Ce détecteur (cf. Figure 2.2) est optimisé pour reconstruire les produits de désintégration de  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ . Pour cela, il faut une excellente efficacité de reconstruction des trajectoires, notamment pour les particules de faible impulsion (de l'ordre de 100 MeV), basée sur un détecteur de vertex en 6 couches. Il faut également une bonne identification des particules neutres en combinant les trajectomètres et le calorimètre. Il faut une couverture angulaire la plus large possible pour les mesures basées sur la reconstruction de l'énergie manquante. Enfin, il faut un système de déclenchement et une électronique de lecture qui soient sensibles à des événements particuliers de type photon unique et énergie noire, tout en étant capable de supporter la très haute luminosité. Les couches les plus internes du trajectomètre sont pixellisées pour pouvoir fonctionner avec le taux élevé de traces de SuperKEKB, dû au bruit de fond machine. Deux couches placées au plus proche du faisceau permettent de maintenir la résolution sur  $\Delta t$  de Belle II en améliorant la résolution du  $\Delta z$ .

### 2.2.1 Le système de coordonnées de Belle II

Deux systèmes sont utilisés : les coordonnées cartésiennes  $(x,y,z)$  et sphériques  $(R,\phi,\theta)$ . Leur origine est le point de collision, au centre du détecteur. L'axe x est dans le plan horizontal et pointe vers l'extérieur de l'anneau de l'accélérateur, l'axe y est dans le plan vertical et pointe vers la partie supérieur du détecteur, et l'axe z suit l'axe du champ magnétique, dans la même direction que le faisceau d'électrons. Pour les coordonnées sphériques, on a  $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ ,  $\phi$  est l'angle azimutal et  $\theta$  est l'angle polaire.  $\phi$  est défini tel que  $\phi = 0^\circ$  correspond à  $(x,y,z)=(1,0,0)$ ,  $\phi = 90^\circ$  correspond à  $(x,y,z)=(0,1,0)$  et l'angle polaire se mesure par rapport à l'axe z.

### 2.2.2 La reconstruction des trajectoires

Le système de trajectométrie est composé d'un détecteur de vertex (VTX) qui est entouré d'une chambre à dérive, et le tout est plongé dans un champ magnétique de 1.5T.

Pour reconstruire la trajectoire des particules chargées, on identifie tout d'abord une collection de dépositions de charge (hits) dues au passage de la particule, parmi une multitude d'autres hits (signaux laissés dans différents détecteurs) issus du bruit de fond. Ces collections de hits sont ensuite ajustées suivant une hélice pour reconstruire la trajectoire de la particule chargée dans le détecteur.

En ce qui concerne l'impulsion de la particule, on combine notre connaissance du champ magnétique en chaque point et on mesure la courbure des particules chargées, avec différentes hypothèses de masse.

Dans Belle II, les trajectoires sont d'abord reconstruites indépendamment dans le SVD (détecteur de vertex en silicium, sous partie du VTX) et la CDC (chambre à dérive). Les traces candidates sont ensuite associées en fonction de la distance les séparant, suite à l'extrapolation à l'interface entre la CDC et le SVD. On ajoute ensuite les hits du PXD (détecteur pixellisé, sous partie du VTX) pour améliorer la résolution sur les paramètres d'impact des traces et sur le vertex.

#### Le détecteur à vertex (VTX)

Dans la région d'interaction de SuperKEKB, la configuration des nano-faisceaux a permis de réduire le rayon du tube à vide à 10mm. En ayant ainsi les premières couches de détection plus proche du point d'interaction, on améliore considérablement la précision sur la reconstruction du point de désintégration des mésons B. Mais la proportion de particules produites correspondant au bruit de fond augmente inversement au rayon ( $\frac{1}{r^2}$ ). On a donc un grand taux d'occupation, ce qui empêche d'utiliser des détecteurs à piste à ces rayons. Ils doivent être placés à au moins 40mm du point d'interaction pour fonctionner correctement. Pour résoudre ce problème, il a été installé dans Belle II des détecteurs pixelisés (PXD), avec un plus grand nombre de canaux de détection, diminuant le taux d'occupation. Le fait d'utiliser des pixels permet également d'augmenter la résolution sur le vertex de désintégration des mésons B.

Dans Belle II, le spectre en impulsion des particules produites est beaucoup plus faible qu'au LHC par exemple, et la diffusion multiple est plus importante. Le détecteur Belle II est ainsi composé de deux sous systèmes, le PXD et le SVD, qui forment 6 couches de détections autour du tube à vide, et qui couvrent l'angle polaire de 17° à 150°.

Les deux premières couches à  $r=14\text{mm}$  et  $r=22\text{mm}$ , sont équipées de capteurs en silicium pixelisés (DEPFET) (cf. Figure 2.3). Les 4 autres couches sont à  $r=38\text{mm}$ ,  $80\text{mm}$ ,  $115\text{mm}$ ,  $140\text{mm}$ , et sont équipées de capteurs silicium doubles couches à pistes.

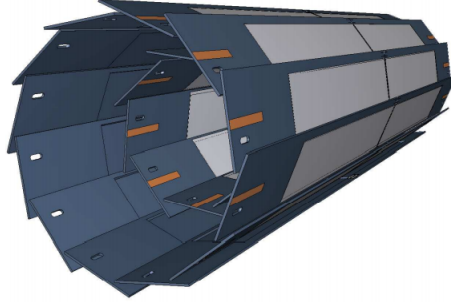


FIGURE 2.3 – Vue schématique de la disposition géométrique des capteurs pour le PXD. Les surfaces en gris clair sont les pixels DEPFET sensibles, amincis à 50 microns et couvrant l'acceptation totale du système de suivi. La longueur totale des modules extérieurs est de 174 mm

### La chambre à dérive (CDC)

Elle est utilisée pour la reconstruction de trajectoires et de l'impulsion des particules chargées mais aussi pour l'identification des particules par la mesure de la perte linéique d'énergie. Son rayon interne est de 160mm et celui externe est de 1130mm. Son acceptance angulaire est de  $17^\circ$  à  $150^\circ$ , comme pour le VTX, permettant ainsi la fusion des traces reconstruites indépendamment dans chaque système. Elle est composée de gaz d'hélium et d'éthane, et des fils y sont immergés et la traverse afin de collecter les charges libérées suite à l'ionisation du gaz au passage d'une particule chargée. On a des fils d'aluminium de  $126\mu\text{m}$  de diamètre, qui vont induire un champ électrique qui va accélérer les électrons résultant de l'ionisation du gaz, créant une avalanche qui va produire un signal dans les fils de détection, en tungstène plaqué or et de  $30\mu\text{m}$  de diamètre. On a au total 14336 fils arrangés en 56 couches. Cette configuration et cette densité de fils permet d'obtenir une précision spatiale de l'ordre de  $100\mu\text{m}$ .

#### 2.2.3 Identification des particules

Cette identification se fait par le moyen de deux détecteurs en plus de la CDC : TOP, dans la partie tonneau du détecteur et ARICH à l'avant. Ils utilisent tous les deux l'effet Cherenkov (la particule traversant un milieu d'indice donné allant plus vite que la vitesse de la lumière dans ce milieu, cela produit un cône de photons avec un angle d'émission  $\cos(\theta_c) = \frac{1}{n\beta}$ ). On mesure l'angle Cherenkov et l'impulsion d'une particule, ce qui nous donnera sa masse et nous permettra ainsi d'identifier la particule (plus de précisions en Annexe A.1).

#### 2.2.4 La calorimétrie

Un tiers des désintégrations du méson B produisent des particules neutres comme  $\pi^0$ , qui vont produire des photons d'une gamme d'énergie de 20 MeV à 4GeV. Il faut donc un calorimètre performant, tant sur l'efficacité de détection des photons que sur la mesure précise de leur énergie, et de leur distribution angulaire. Le calorimètre fournira également une mesure de la luminosité et servira de déclencheur pour l'acquisition des données.

Ce calorimètre électronique (ECL) est un tonneau de 3m de long et de rayon interne 1.25m. Le tonneau et les deux extrémités sont équipés de 8736 cristaux de CsI, couvrant 90% de l'angle solide.



### 2.2.5 La détection du $K_L^0$ et des $\mu$

Ce détecteur consiste en 15 couches d'assemblage alternatif de plaques d'acier de 4.7cm d'épaisseur et de RPC (resistive plate chamber), ce qui forme un tonneau octogonal qui couvre de  $45^\circ$  à  $125^\circ$  de l'angle polaire. Ce détecteur fournit 3.9 longueurs de radiation supplémentaires en plus des 0.8 fournies par ECL, dans lesquelles les  $K_L$  peuvent former des gerbes hadroniques. Pour les muons et certains hadrons chargés, qui ont une énergie  $>0.6\text{GeV}$ , ils vont traverser le KLM en déposant de l'énergie par ionisation. La quantité de neutrons produite par le bruit de fond empêche le bon fonctionnement des RPC (plaques parallèles résistives) des couches les plus internes et celles aux extrémités. Ces RPC ont été remplacé par des couches de scintillateurs à pistes, associés à des phototube en silicium. On a ainsi une efficacité d'identification de 89% pour des muons au dessus de 1GeV et de 80% pour les  $K_L^0$  au dessus de 3GeV.

## 2.3 Amélioration du détecteur Belle II

Comme mentionné précédemment, le détecteur de vertex actuel est composé de deux parties : le PXD, constitué de deux couches de capteurs en silicium pixelisés à  $r=14\text{mm}$  et  $r=22\text{mm}$ , ainsi que du SVD, constitué de 4 couches de capteurs en silicium à doubles couches à pistes, à  $r=38\text{mm}$ ,  $r=80\text{mm}$ ,  $r=115\text{mm}$  et  $r=140\text{mm}$ . Deux nouvelles géométries pour le VTX sont ainsi proposées pour l'amélioration (cf. Figure 2.4). Un détecteur à 5 couches (VTX5) et un à 7 couches (VTX7), dont toutes les couches seront composées de capteurs en silicium pixellisés. Pour le VTX à 5 couches, les couches de détection de type A se situent à  $r=14\text{mm}$  et  $r=22\text{mm}$ , et celles de type A' à  $r=39\text{mm}$ ,  $r=89\text{mm}$  et  $r=140\text{mm}$ . Pour le VTX à 7 couches, les couches de détection de type A se situent à  $r=14\text{mm}$ ,  $r=22\text{mm}$  et  $r=35\text{mm}$ , et celles de type A' à  $r=60\text{mm}$ ,  $r=90\text{mm}$ ,  $r=115\text{mm}$  et  $r=135\text{mm}$ . La différence entre les couches de type A ou A' réside dans la distance séparant les pixels qui les composent.

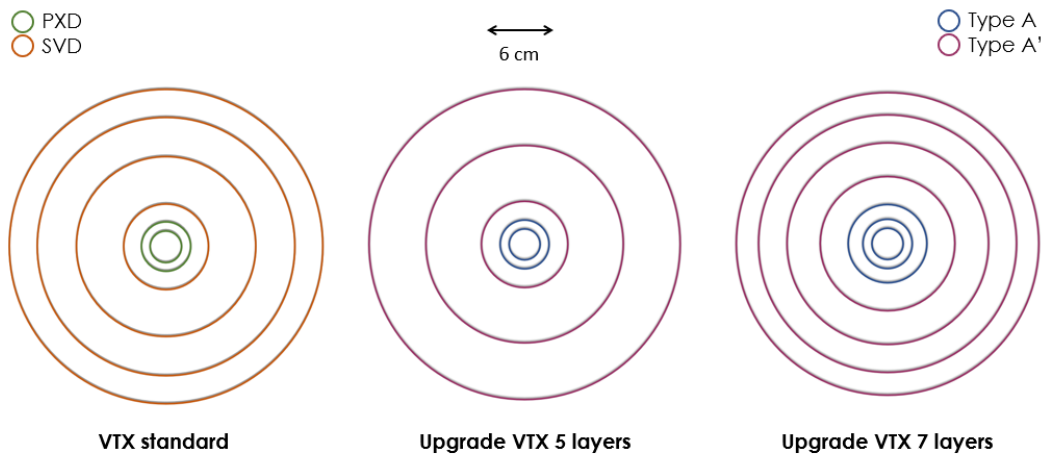


FIGURE 2.4 – Vue schématique des couches du VTX et de ses futures améliorations

L'objectif de ce nouveau détecteur de vertex, est d'avoir une marge de sécurité plus importante pour un bruit de fond plus élevé, tout en conservant (au moins) les performances du détecteur actuel. C'est donc ce que nous allons étudier dans le cadre de ce stage à travers la simulation.



# Chapitre 3

## Simulation et analyse

Dans le cadre de ce stage on fait l'étude du canal de désintégration  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma K_S^0$ . Ce canal est intéressant à étudier car il est déjà connu dans Belle II, et comme l'on travaille avec des particules chargés, les pions, leur détection sera plus facile et donc l'analyse de ce canal en sera également plus aisée.

### 3.1 Simulation

Le logiciel Belle II (Baf2) est basé sur du langage orienté objet (C++) avec une interface étendue en langage interprété Python 3. Toute la configuration et le pilotage se font donc via des scripts en python. Le progiciel Baf2 est structuré en modules, dont les tâches varient de la simple lecture de données à partir d'un fichier à une simulation complète d'un détecteur. Le noyau de la simulation est basé sur Geant4.

#### 3.1.1 Génération des évènements

En ce qui concerne la simulation, on génère tout d'abord des évènements  $\Upsilon(4S)$ . Dans notre cas nous avons simulés 40 000 évènements, afin d'avoir une statistique suffisante pour notre analyse, mais également un temps de simulation raisonnable (3 jours pour l'ensemble de la simulation). On force ensuite la désintégration de chaque  $\Upsilon(4S)$  en  $B^0\bar{B}^0$ . On ne va considérer que le méson  $B^0$ , en choisissant donc qu'il correspond au  $B_{rec}$ . On force ensuite la désintégration de ce  $B^0$  en  $\pi^+\pi^-\gamma K_S^0$ . Le  $K_S^0$  sera ensuite forcé à se désintégrer en  $\pi^+\pi^-$ . On a ainsi le canal de désintégration souhaité du méson  $B^0$  en un état  $f_{CP}$ .

#### 3.1.2 Bruit de fond

A cette génération d'évènements s'ajoutent le bruit de fond, composé de tous les éléments abordés plus hauts. Différentes campagnes de background à pleine luminosité ont été utilisées durant ce stage, la campagne 18 et la campagne 19, cette dernière ayant été finalisée au cours du stage. Les changements principaux effectués entre ces deux campagnes sont une forme plus réaliste des collimateurs, une amélioration de la forme du faisceaux, et l'ajout du bruit de fond caverne des neutrons. On a ainsi pour la campagne 19 une bien meilleure reproduction du bruit de fond réel.

### 3.1.3 Reconstruction et préselection

Une fois les événements générés, accompagnés du bruit de fond, on simule la détection et l'identification des particules ainsi que la reconstruction des trajectoires.

#### Recherche d'amas

L'une des premières étapes de cette reconstruction est la recherche d'amas, où on doit combiner les réponses de chaque sous-détecteur si elles sont liées, afin d'en déduire les réponses du détecteur dans son ensemble. Dans chaque détecteur, le même principe est utilisé : identifier tous les impacts causés par une particule et les regrouper en amas (Exemple en Annexe A.2).

#### Tracking

Le tracking (ou reconstruction des trajectoires) essaie d'identifier les trajectoires des particules à travers les différents détecteurs de tracking. Tout d'abord il y a la recherche de traces. Cela revient à chercher des motifs (ensembles d'impacts) dans les impacts, semblant provenir d'une particule traversant le détecteur (exemple en Annexe A.3). Il y a ensuite le processus d'ajustement des traces. Cela consiste, pour chaque motif d'impact trouvé, à déterminer la meilleure estimation des variables cinématiques qui décrivent les trajectoires des particules correspondant. On peut ainsi obtenir la position et l'élan des particules à proximité de la région d'interaction, aussi précisément que possible. La recherche et l'ajustement des traces nécessitent beaucoup de temps de calcul pour trouver toutes les traces de nos événements générés.

#### Identification des particules

Une fois les traces obtenues, on essaye de déterminer la probabilité que chacun d'elles appartienne à telle ou telle type de particule. Pour chaque trace, on regarde ensuite les informations provenant des sous-détecteurs ayant pour rôle l'identification des particules. Par exemple, pour la CDC on peut calculer la perte d'énergie totale le long de la trajectoire et la comparer aux valeurs attendues de chaque particule. Pour le détecteur ARICH, on sait où la trace est entrée dans le détecteur et on peut ainsi vérifier cette zone pour voir s'il y a des anneaux Cherenkov autour de cette position. Le même principe s'applique à TOP, ECL ou KLM.

En résumé, une trace sera identifiée comme une particule chargée, et un amas sans trace à proximité sera interprété comme un photon ou un  $K_L^0$  (un photon pour notre canal).

#### Chaîne de désintégration et isSignal

Vient ensuite la reconstruction de la chaîne de désintégration,  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  puis  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma K_S^0$ , dans notre cas. Pour cela, chaque particule identifiée par la méthode décrite précédemment peut être combinée à une ou plusieurs autres particules, afin de reconstruire la chaîne de désintégration. Chaque chaîne complète reconstruite constitue un candidat possible de  $B^0$ .

On applique aux données MC les mêmes algorithmes. Dans ce cas précis, les particules et leur décroissance sont connues, cela nous permet de déterminer quelle réponse du détecteur a été causé par quelle particule. On peut ainsi obtenir pour les données MC l'exactitude

de la reconstruction, appelée « MC Truth ». Les candidats qu'on avait simulés sont ainsi comparés aux MC truth, au MC matching (la réelle identité de la particule issue du PDG), afin de déterminer lesquels sont réellement un signal de  $B^0$  correctement reconstruit. Ils sont identifiés comme « isSignal ».

### 3.1.4 Coupures

On applique ensuite des coupures sur nos données. Ce travail de coupures et de leur optimisation pour ce canal de désintégration a été effectué par un doctorant de l'équipe au cours de sa thèse (cf Figure 3.1) [6].

Cut	cut value
$K_s^{sigDist}$	$K_s^{sigDist} > 90$
$m_{K_s\pi\pi}$	$m_{K_s\pi\pi} < 1.533$
$M_{bc}$	$M_{bc} > 5.275 \text{ GeV}/c^2$
CSMVA	CSMVA $> 0.8595$
$\gamma_{\pi^0} \text{Likeness}$	$\gamma_{\pi^0} \text{Likeness} < 0.94$

FIGURE 3.1 – Coupures appliqués sur les données simulées (Tristan FILLINGER, 2021)

Un travail sur l'effet de chacune de ces coupures sur les données simulées a également été effectué (cf. Annexe A.4).

$K_s^{sigDist}$

Cette variable correspond à la distance entre la production et la désintégration du vertex  $K_s^0$ , c'est à dire la distance qu'il a parcouru, divisée par l'erreur sur cette mesure de distance. Le coupure appliquée a nos données est :

$$\boxed{K_s^{sigDist} > 90}$$

$m_{K_s\pi\pi}$

Cette valeur renvoie à la masse invariante à laquelle on a ajouté les vecteurs de Lorentz des particules filles données. Elle est ainsi définie comme :

$$m_{K_s\pi\pi} = \sqrt{(p_{K_s} + p_{\pi} + p_{\pi})^2}$$

Les candidats sont alors sélectionnés avec la coupure suivante :

$$\boxed{m_{K_s\pi\pi} < 1.533 \text{ GeV}/c^2}$$

$M_{bc}$

La masse invariante est définie comme

$$M_{bc} = \sqrt{E_{beam}^{*2} - p_B^{*2}}$$

où  $p_B^*$  est le moment au centre de masse du candidat B. Comme le candidat est reconstruit à partir de traces et possiblement d'objets neutres dont la mesure des énergies est bien

moins précise, l'énergie du candidat B est substituée par l'énergie du faisceau. On améliore ainsi la résolution sur la masse avec nos connaissances sur la cinématique initiale. Les candidats sont alors sélectionnés avec la coupure suivante (sachant que la masse d'un méson B est de  $5.276 \text{ GeV}/c^2$ ) :

$$M_{bc} > 5.275 \text{ GeV}/c^2$$

### CSMVA

La variable discriminante de Fisher appelée CSMVA est issue d'une analyse discriminante linéaire, qui est une analyse discriminante prédictive. Il s'agit donc de prédire l'appartenance d'un objet à un groupe prédéfini à partir de ses caractéristiques mesurées avec une variable prédictive. Dans notre cas, la variable varie ainsi de 0 à 1 selon que l'événement est de type continuum ou  $B^0\bar{B}^0$ . La coupure appliquée à nos données est la suivante :

$$\text{CSMVA} > 0.8595$$

### $\gamma_{\pi^0}$ Likeness

Dans notre état final, une source importante de bruit de fond pour notre  $\gamma$  est les photons provenant d'un  $\pi^0$  (qui se désintègre dans 100 % des cas en  $\gamma\gamma$ ). Un algorithme a alors été développé afin de savoir si le  $\gamma$  détecté provient d'une désintégration d'un  $\pi^0$  (et dans ce cas la variable  $\gamma_{\pi^0}$  Likeness pour ce  $\gamma$  sera très proche voire égale à 1) ou non (et  $\gamma_{\pi^0}$  Likeness sera alors proche de 0). Cette variable est donc une probabilité. La coupure appliquée à nos données est la suivante :

$$\gamma_{\pi^0} \text{Likeness} < 0.94$$

## 3.1.5 Single Candidate Selection

Lors de la reconstruction des chaînes de désintégrations, il arrive qu'il existe plusieurs candidats par événements, une particule ayant par exemple été associée à deux chaînes de désintégrations (et donc à deux candidats  $B^0$ ). Pour palier à ce problème, on peut appliquer une sélection de un candidat par événement, en choisissant au hasard un seul des candidats par événement.

## 3.2 Analyse

Dans cette partie, on va tout d'abord discuter des performances du détecteur avec différents niveaux de bruit de fond plus élevés. On fera également une analyse de nos données pour obtenir l'efficacité totale du détecteur ainsi que des résolutions sur différentes variables, pour le canal de désintégration  $B^0 \rightarrow \pi + \pi^- \gamma K_S^0$ . Toute cette étude se fera sur différentes géométries (celle standard de Belle II, l'amélioration 5layers et l'amélioration 7layers) ainsi que sur les différentes campagnes de bruit de fond (campagne 18 et 19).

### 3.2.1 Performances avec un bruit de fond plus élevé

Au cours des simulations, un obstacle est rapidement apparu. La CDC est parfois saturée, ou très souvent elle a une grande occupation, et le nombre maximum d'impacts

dans le détecteur est souvent atteint. Cela commençait déjà à poser des problèmes avec les simulations utilisant la campagne de background 18, mais le phénomène s'est amplifié avec celles utilisant la campagne de background 19. On peut résumer ces phénomènes en un tableau (cf. Figure 3.2).

	<b>CDC saturée (fréquence moyenne d'occurrence par évènement)</b>	<b>Nombre maximum de hits atteint (fréquence moyenne d'occurrence par évènement)</b>
Upgrade 7 layers	BG 19 : 0,000175 BG 18 : 0,000025	BG 19 : 1,57 BG 18 : 0,81
Upgrade 5 layers	BG 19 : 0,00015 BG 18 : 0,00005	BG 19 : 1,15 BG 18 : 0,59
Géométrie standard	BG 19 : 0,00005 BG 18 : 0	BG 19 : 0,61 BG 18 : 0,56

FIGURE 3.2 – Statistique des saturations du détecteur rencontrées lors de la simulation

Lorsque la CDC est saturée au cours d'un évènement, celui-ci est supprimé. Lorsque le nombre maximum de hits dans le détecteur est atteint, tous ceux supplémentaires seront supprimés. Ces deux effets vont avoir un grand impact sur la reconstruction et l'identification des particules, et donc sur l'efficacité de notre détecteur à détecter un  $B^0$ .

L'un des enjeux était donc de regarder les performances de ce détecteur amélioré avec un bruit de fond plus élevé, mais comme on peut s'en douter au vu de ce qu'on vient d'observer pour un bruit de fond nominal, les simulations pour des bruits de fond 2, 5, et 10 fois supérieurs au niveau normal étaient impossibles, la CDC étant totalement saturée à chaque évènement. La reconstruction d'un quelconque évènement est alors impossible.

Cela pose un assez grand problème, car pour un bruit de fond reproduisant le mieux les conditions réelles, même avec une amélioration du détecteur de vertex, le détecteur aura une efficacité de détection du  $B^0$  dégradée (comme on le verra dans la partie suivante), et surtout l'augmentation des performances avec un bruit de fond plus élevé est impossible tant que le CDC sera autant saturé.

### 3.2.2 Efficacité totale

Comme on vient de l'expliquer, on ne va donc pouvoir travailler pour la suite qu'avec un bruit de fond nominal. L'efficacité de détection de l'ensemble du détecteur Belle II pour le canal de désintégration étudié ( $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma K_S^0$ ) est définie de la manière suivante :

$$eff = \frac{B^0isSignal}{nombre\ d'evenements}$$

le nombre d'évènements que l'on a généré étant 40 000, et le  $B^0isSignal$  étant comme on l'a expliqué, le nombre de  $B^0$  bien reconstruits, suite à la détection, la reconstruction et le MC truth/matching. On peut regrouper les efficacités dans un tableau (cf. Figure 3.3).

	Bruit de fond campagne 18 et cuts appliqués		Bruit de fond campagne 19 et cuts appliqués	
	Sans Single Candidate	Single Candidate	Sans Single Candidate	Single Candidate
Efficacité de détection du $B^0$	4,41 ± 0,11 % 3,18 ± 0,09 % 2,81 ± 0,08 %	1,08 ± 0,05 % 0,710 ± 0,042 % 0,81 ± 0,05 %	3,46 ± 0,09 % 2,33 ± 0,08 % 2,27 ± 0,08 %	0,765 ± 0,044 % 0,480 ± 0,035 % 0,708 ± 0,042 %

FIGURE 3.3 – Efficacité totale de détection du  $B^0$  du détecteur pour le canal de désintégration  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma K_S^0$ , pour les campagnes de bruit de fond 18 et 19, en appliquant les coupures, avec et sans la sélection Single Candidate, en fonction des différentes géométries du VTX

Comme on l'avait prédit, les efficacités sont vraiment petites, à peine de l'ordre du pourcent voir du demi pourcent, surtout pour la simulation avec la campagne de bruit de fond 19. Cela provient comme on l'a dit de la CDC, qui a un nombre maximum de hits induisant sa saturation assez bas (6000 hits). Une grande occupation voir une saturation sont alors très souvent atteints à cause du bruit de fond (et spécifiquement de l'effet Bhabha), surtout avec celui de la campagne 19, ce dernier reproduisant mieux les conditions réelles de bruit de fond. Cela se répercute sur toute la chaîne de reconstruction et d'identification des particules, induisant une efficacité totale de détection du  $B^0$  du détecteur basse.

Cependant, il est important de noter que l'efficacité reste dans le même ordre de grandeur, quelle que soit la géométrie considérée. En ce qui concerne l'amélioration 7 layers, on a un léger gain d'efficacité, même avec la simulation utilisant la campagne de bruit de fond 19. En ce qui concerne l'amélioration 5 layers, même si elle reste du même ordre de grandeur, elle est moins bonne que pour la géométrie standard, surtout pour la simulation utilisant la campagne de bruit de fond 19. En effet, un lien a pu être démontré entre la position de la 3ème couche du VTX avant la CDC et l'efficacité (annexe A.5) [8]. La troisième couche du VTX en partant du CDC se situe à un rayon de 90mm pour l'amélioration 7 layers, 80mm pour la géométrie standard, contre 39mm pour l'amélioration 5 layers. Cela induit un grand écart dans le tracking des particules et donc une perte d'efficacité pour la détection et la reconstruction des particules pour l'amélioration 5 layers.

### 3.2.3 Résolutions

On peut maintenant étudier différentes résolutions de notre détecteur, pour les différentes géométries (on travaillera avec la campagne de bruit de fond 19 nominale). La résolution sera définie comme étant la différence entre les valeurs obtenues avec les données simulées et les valeurs obtenues avec les données MC. Les écarts-types sont calculés sur les distributions des résolutions.

On peut par exemple regarder la résolution spatiale pour le vertex  $K_S^0$  (cf. Figure 3.4).

	Résolution sur la position X du vertex $K_S^0$ (écart-type en $\mu\text{m}$ )	Résolution sur la position Y du vertex $K_S^0$ (écart-type en $\mu\text{m}$ )	Résolution sur la position Z du vertex $K_S^0$ (écart-type en $\mu\text{m}$ )
Upgrade 7 layers	$44,5 \pm 1,5$	$45,8 \pm 1,5$	$39,0 \pm 1,3$
Upgrade 5 layers	$58,4 \pm 2,3$	$51,5 \pm 3,2$	$58,3 \pm 2,5$
Géométrie standard	$64,4 \pm 2,5$	$67,1 \pm 2,6$	$60,6 \pm 2,3$

FIGURE 3.4 – Ecarts-types des distributions de résolution spatiale sur le  $K_S^0$  pour les différentes géométries de détecteur

On observe comme espéré que la résolution spatiale de l'amélioration du détecteur est au moins aussi bonne que pour le détecteur standard. On a même un gain de résolution sur les positions x y z, avec un écart-type de la distribution des résolutions d'environ  $20\mu\text{m}$  plus petit pour l'amélioration 7layers par exemple.

On peut également regarder la résolution sur le  $\Delta t$  entre les mésons  $B_{rec}$  et  $B_{tag}$  (la différence de temps entre la désintégration de chacun des mésons) (cf. Figure 3.5).

	Résolution sur le $\Delta t$ entre $B_{rec}$ et $B_{tag}$ (écart-type en ps)
Upgrade 7 layers	$3,63 \pm 0,16$
Upgrade 5 layers	$3,74 \pm 0,18$
Géométrie standard	$3,95 \pm 0,17$

FIGURE 3.5 – Ecarts-types des distributions de résolution sur la mesure du  $\Delta t$  entre  $B_{rec}$  et  $B_{tag}$  pour les différentes géométries de détecteur

On observe comme espéré que la résolution sur  $\Delta t$  de l'amélioration du détecteur est au moins aussi bonne que pour le détecteur standard.

On peut enfin regarder des résolutions en fonction de certains paramètres des particules, comme par exemple la résolution sur la mesure du  $\Delta t$  entre  $B_{rec}$  et  $B_{tag}$ , en fonction du moment transverse du  $B_{rec}$ , qui est un invariant du boost de Lorentz (cf. Figure 3.6).

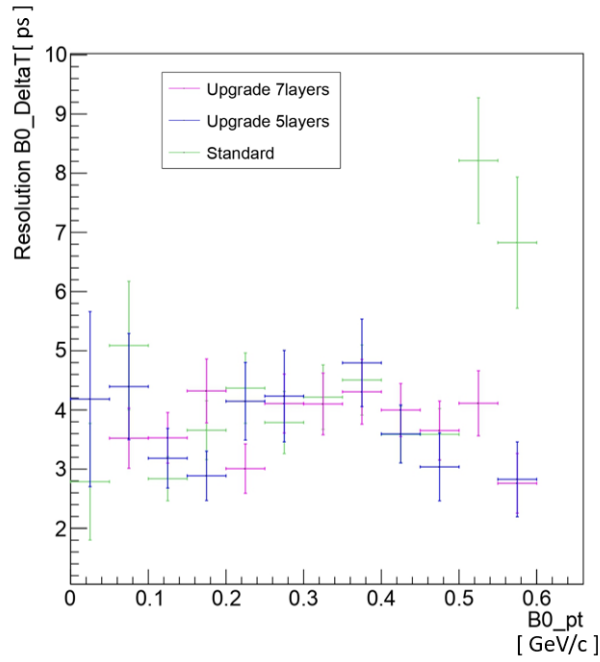


FIGURE 3.6 – Résolution sur la mesure du  $\Delta t$  entre  $B_{rec}$  et  $B_{tag}$  en fonction du moment transverse, pour les différentes géométries de détecteur

Comme attendu, les résolutions pour les améliorations du détecteur sont similaires à celle du détecteur standard. La réponse en résolution est bien indépendante du moment du méson  $B^0$ , quelle que soit la géométrie. La résolution reste stable sur une large gamme en moment transverse de  $B^0$ .

Comme pour l'efficacité du détecteur, les résolutions (par exemple spatiales et sur  $\Delta t$ ) sont similaires pour l'amélioration du détecteur et sa version standard actuelle. On a même des petits gains, mais les résolutions restent quand même dégradées, à cause du taux d'occupation trop important de notre détecteur et surtout de la CDC.



## Conclusion

L'amélioration du détecteur à vertex en détecteur à vertex totalement pixellisé de Belle II conserve bien les performances (efficacité et résolution) du détecteur actuel, en ce qui concerne le canal de désintégration  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma K_S^0$ . Cependant, l'influence du bruit de fond est plus sévère que ce à quoi on s'attendait, et le trop grand taux d'occupation de la CDC empêche la bonne reconstruction des trajectoires et empêche également de tester les performances de ce détecteur amélioré face à un bruit de fond plus élevé.

Des discussions au sein de la collaboration Belle II commencent à apparaître afin de faire également une amélioration de la CDC. Il semblerait par exemple que supprimer sa couche la plus interne et la remplacer par une ou deux couches de silicium supplémentaires soit une option. Des essais de cette nouvelle possible amélioration devraient donc voir le jour prochainement.

## A.1 Précisions sur l'identification des particules dans le détecteur

### Détecteur ARICH (aerogel ring-imaging cherenkov counter)

Il est composé d'un radiateur en aérogel de 2cm d'épaisseur dans lequel le rayonnement Cherenkov va se produire. Il a également un photodétecteur HAPD pour détecter les photons Cherenkov produits. L'acceptance polaire est de 14° à 30°. Les performances de ce détecteur dépendent du nombre de photons détectés et de la résolution sur la mesure de l'angle Cherenkov d'un photon unique détecté :

$$\frac{\sigma_{\theta_C}}{\sqrt{N_\gamma}}$$

$N_\gamma$  augmente avec l'épaisseur du radiateur mais  $\sigma_{\theta_C}$  se dégrade. Ainsi pour optimiser les performances de ce détecteur à haute luminosité, c'est un radiateur à 2 couches d'indices de réfraction différents qui a été installé. Cela induit deux anneaux de Cherenkov superposés, donnant un nombre de photons détectés équivalent à deux radiateurs de même épaisseur. La résolution sur l'angle de Cherenkov sera alors de l'ordre de 13mrad par photon et de 3mrad pour une trace (en moyenne 10 photons). ARICH sépare ainsi efficacement les pions et les kaons pour une gamme d'énergie de 0.4 GeV à 4 GeV.

### Détecteur TOP (time of propagation)

Dans ce détecteur l'angle Cherenkov est reconstruit avec une combinaison des mesures du temps de propagation dans le détecteur et du moment du point d'impact. Il est constitué de barres de quartz de 0.45mx2cmx2.75cm dans lesquelles les photons Cherenkov sont produits et se propagent. Des PM sont placés à une des extrémités des barres de quartz. Il y a 16 modules placés autour de la CDC, à un rayon de 1.2m du point d'interaction. On a une acceptance angulaire polaire de 31° à 128°. Dans les barres de quartz les photons émis dans la direction du PM subissent une réflexion interne jusqu'à atteindre un miroir de focalisation placé en amont du photomultiplicateur. Ce miroir conserve l'information sur l'angle de Cherenkov en réfléchissant chaque photon vers un PM spécifique, en fonction de la valeur de l'angle. Pour les photons ayant été émis dans la direction opposée au PM, un miroir à l'extrémité opposée au PM va les renvoyer dans la direction opposée. On mesure ainsi l'intervalle de temps d'arrivée aux PM entre les photons émis dans les deux sens, ce qui permet de reconstruire le point d'impact dans le quartz.

## A.2 Exemple de recherche d'amas

Comme exemple simple, nous pouvons regarder le PXD : si une particule passe le détecteur de pixels, on s'attend à un signal dans l'un des pixels. Mais il peut arriver que la particule passe à la limite entre deux pixels, ou qu'elle vole à travers le détecteur en ayant un angle très faible par rapport à sa surface, ces phénomènes déclenchant ainsi plusieurs pixels. On regroupe donc les pixels voisins en prenant en compte les propriétés intrinsèques du détecteur comme le bruit et on forme des groupes de pixels. Nous pouvons ensuite calculer les propriétés de ces clusters comme la taille, la forme ou le centre. Étant donné que notre détecteur de pixels a une lecture analogique et peut mesurer la quantité d'ionisation par pixel, nous pouvons utiliser une moyenne pondérée pour calculer la position centrale. Or c'était un exemple pour le détecteur de pixels mais ce même principe est également utilisé dans le détecteur à bande (en 1D) ou dans le calorimètre pour regrouper les cristaux voisins en amas.

## A.3 Traces dans la CDC

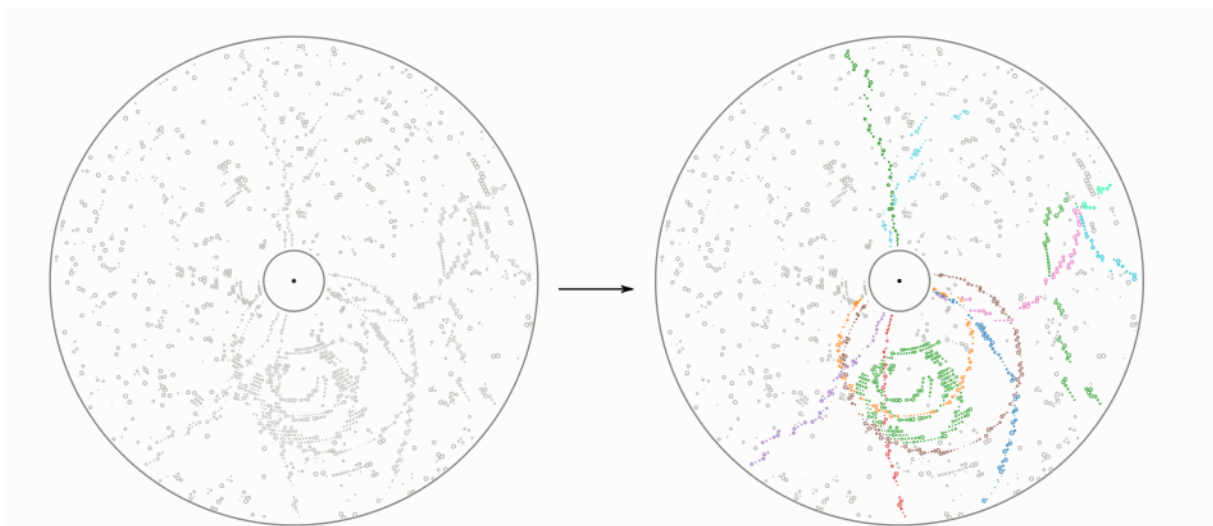


FIGURE A.1 – Vue d'un événement simulé dans une coupe transversale x-y du CDC. Les impacts CDC montrés proviennent soit de particules chargées appartenant à l'événement, soit d'arrière-plans induits par le faisceau. Le principe de la recherche de piste est d'identifier des modèles de hits appartenant à la même particule, qui sont ensuite affichés dans la même couleur sur la droite. Les hits qui restent gris sont rejetés comme arrière-plan. Les coups dans les détecteurs de vertex ne sont pas affichés ici, mais aident à trouver des pistes dans le CDC. [1]

## A.4 Effet des différentes coupures sur les données simulées

On peut également détailler le processus de sélection de nos données simulées, en observant en détail l'effet de sélection de chacune des coupures.

BG 18 BG 19	Upgrade 7 layers (B0)	Upgrade 5 layers (B0)	Géométrie standard (B0)
	Reconstruction + présélection	40,73 ± 0,32 % 30,30 ± 0,28 %	33,65 ± 0,29 % 24,86 ± 0,25 %
$K_s^{sigDist}$	62,1 ± 1,1 % 62,9 ± 1,3 %	53,2 ± 1,1 % 52,9 ± 1,3 %	56,8 ± 1,3 % 59,2 ± 1,4 %
$m_{K_s\pi\pi}$	31,9 ± 0,7 % 32,6 ± 0,8 %	32,0 ± 0,8 % 31,6 ± 0,9 %	32,5 ± 0,9 % 32,9 ± 0,9 %
$M_{bc}$	71,1 ± 1,2 % 71,1 ± 1,4 %	70,0 ± 1,3 % 70,1 ± 1,5 %	72,7 ± 1,5 % 74,7 ± 1,7 %
CSMVA	58,5 ± 1,1 % 65,9 ± 1,3 %	58,5 ± 1,1 % 64,0 ± 1,4 %	60,4 ± 1,3 % 65,4 ± 1,5 %
$\gamma_{\pi^0 Likeness}$	87,1 ± 1,4 % 80,2 ± 1,5 %	87,4 ± 1,6 % 81,1 ± 1,7 %	84,7 ± 1,7 % 80,7 ± 1,8 %
<b>Total</b>	<b>4,41 ± 0,11 %</b> <b>3,50 ± 0,10 %</b>	<b>3,18 ± 0,09 %</b> <b>2,33 ± 0,08 %</b>	<b>2,81 ± 0,08 %</b> <b>2,27 ± 0,08 %</b>

FIGURE A.2 – Effet individuel de chacune des coupures sur les données simulées

## A.5 Efficacité de l'amélioration 5 layers

Un travail de corrélation entre l'efficacité de détection et la géométrie des détecteurs a déjà été effectué avec un pistolet à particules (ici des  $K_s^0$ ), avec la campagne de background 18.

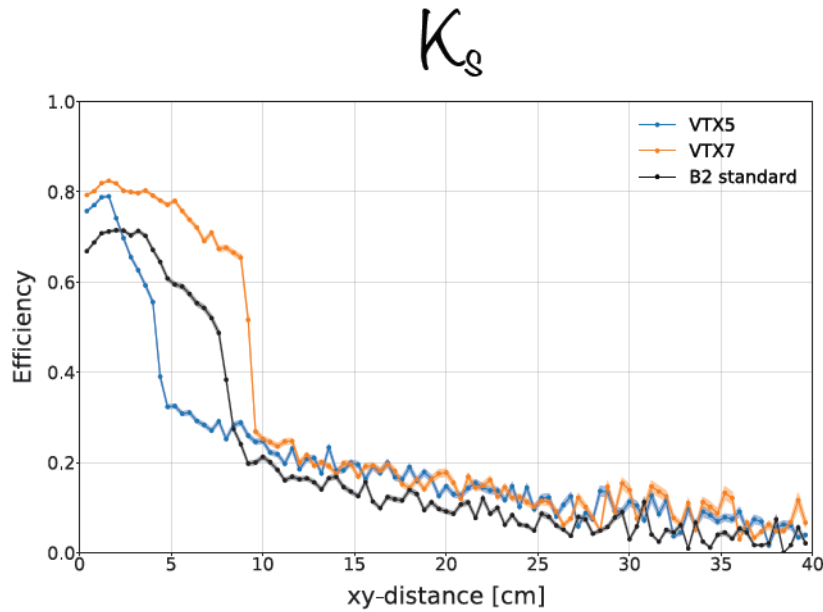



FIGURE A.3 – Efficacité (nombre de isSignal du  $K_s^0$  divisé par le nombre de  $K_s^0$  des données MC) de détection du  $K_s^0$  en fonction de sa distance  $r$  au point d'interaction (Bianca Scavino, présentation lors du tracking meeting en janvier 2021) [8]

On peut voir que l'efficacité de l'amélioration 5layers chute considérablement en fonction de la distance au point d'interaction bien avant d'atteindre la distance correspondant à la CDC, contrairement à l'amélioration 7layers et à la géométrie standard.

SVD	L3	L4	L5	L6
Radius (cm)	3.9	8.0	10.4	13.5
# ladders	7	10	12	16

VTX5	1	2	3	4	5
Radius (cm)	1.4	2.2	3.9	8.9	14.0
# ladders	6	10	8	18	26

VTX7	1	2	3	4	5	6	7
Radius (cm)	1.4	2.2	3.5	6.0	9.0	11.5	13.5
# ladders	6	10	14	12	18	22	26

 : third last layer before CDC

Related to the position of the efficiency drop for the different geometries (see slide [14](#) and [18](#))

FIGURE A.4 – Rappel des positions des couches du détecteur VTX de Belle II (Bianca Scavino, présentation lors du tracking meeting en janvier 2021) [8]

Cela est lié à la 3ème couche du VTX en partant de la CDC, qui est bien plus éloignée pour l'upgrade 5layers que pour les autres géométries, ce qui crée un gap dans les reconstructions des trajectoires et donc une perte d'efficacité.

# Bibliographie

- [1] Belle 2 Software Documentation (accès privé)  
<https://software.belle2.org/sphinx/release-05-02-00/index.html>
- [2] Belle II wiki pages (accès privé)  
<https://confluence.desy.de/display/BI/Belle+II>
- [3] R. Rasheed  
Thèse : *Recherche de nouvelles physiques grâce à la désintégration radiative de mésons B et mesure de leur temps de vie avec l'expérience Belle II*, Université de Strasbourg et IPHC, 2020  
Disponible sur : <http://www.theses.fr/2020STRAE037>
- [4] D. Cuesta  
Thèse : *Etude du bruit de fond induit par les nano-faisceaux du collisionneur Super-KEKB et préparation de l'analyse de physique de l'expérience Belle II*, Université de Strasbourg et IPHC, 2019  
Disponible sur : <http://www.theses.fr/s164792>
- [5] Z. Dolezal and S. Uno  
*Belle II Technical Design Report*, KEK Report 2010-1  
arXiv :1011.0352
- [6] T. Fillinger  
Rediscovery and branching fraction measurements for  $B^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^- \gamma$  and  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0 \gamma$   
Bientôt disponible sur (en review avant que cela soit accessible au public) :  
<https://docs.belle2.org/record/2414>
- [7] Sevahsen & Hiroyuki Nakayama  
Présentation : *Beam Background Group Report*, BPAC, Novembre 2020
- [8] B. Scavino  
Présentation au cours d'un tracking meeting :  *$K_S$  and  $\Lambda$  efficiency vtx upgrade simulation*, Johannes Gutenberg Universitat Mainz, 22 janvier 2021
- [9] C. Wessel  
Présentation au cours d'un meeting international : *Reduced CDC for upgrade studies*, University of Bonn, 8 juin 2021
- [10] A. Zupanc (June 2014)  
Script de génération des événements  $\Upsilon(4S)$   
Script de simulation de la détection et de la reconstruction

- [11] Auteur originel : Bilokin S.  
Auteur : T. Fillinger, Université de Strasbourg et IPHC, 2020  
Script de la reconstruction des chaînes de désintégration  
Script de la sélection Single Candidate
- [12] T. Fillinger, Université de Strasbourg et IPHC, 2020  
Script des coupures
- [13] B. Schwenker, University of Göttingen, 2020/2021  
Fichiers de bruit de fond