



Master Science, Mention Physique
Spécialité Physique Subatomique et Astroparticules

Année universitaire **2018-2019**

Tristan FILLINGER

**ÉTUDE POUR LE RENOUVELLEMENT
DU TRAJECTOMETRE EN SILICIUM
DE L'EXPÉRIENCE BELLE II**

Rapport de stage de Master
sous la direction de Jérôme Baudot

4 mars 2019 au 13 juin 2019



Abstract

Various upgrade options for the vertex detector of the Belle II experiment are studied in this report. First, using a tool based on simplified calculations of tracking performances, we observe a factor two improvement with respect to the current Belle II tracker on track parameter resolutions, by reducing the radius and thickness of the beampipe as well as the material budget of the tracker layers. A new geometry, full simulation and track reconstruction are implemented within the Belle II software. This new geometry does not yet feature all modifications and the improvements obtained have lesser amplitude. The complete track reconstruction allows however a detailed study of the impact of the beam induced background on the performances, showing reconstruction efficiencies of 98.5% without background, 98.2% with one, 97.2% with two and 88.9% with three times the nominal expected background level. Finally, by using a decay channel where new physics may be revealed, we show that if the reconstruction efficiency drops to 88.9% when nominal luminosity will be reached, the last two years of operation of the Belle II experiment will not bring any additional statistical power.

Résumé

Différentes versions d'amélioration du détecteur de vertex en silicium de l'expérience Belle II sont proposées dans ce rapport. À l'aide d'un logiciel de calculs numériques simplifiés pour les performances de trajectométrie, on observe une amélioration d'un facteur deux par rapport au trajectomètre actuel de Belle II sur les résolutions des paramètres des trace, en réduisant le rayon et l'épaisseur du tube à vide ainsi que le budget de matière des couches du détecteur. Une nouvelle géométrie est également simulée dans l'infrastructure logicielle complète de Belle II, incluant la reconstruction des trajectoires. Toutes les modifications ne sont pas encore pris en compte et l'amélioration observée est pour l'instant de moindre ampleur. Cependant, l'utilisation de la chaîne de reconstruction complète permet une étude de l'impact du bruit de fond du faisceau sur les les efficacités de reconstruction des traces qui décroissent de 98.5% sans bruit de fond, à 98.2% avec une, puis 97.2% avec deux et jusqu'à 88.9% avec cinq fois le niveau nominal attendu de bruit de fond du faisceau. Enfin, en utilisant l'exemple d'un canal de désintégration où de la nouvelle physique peut se manifester, on montre que si l'efficacité de reconstruction des traces chutait à 88.9% lorsque la luminosité nominale sera atteinte, alors la puissance statistique n'augmenterait pas pendant les deux dernières années de fonctionnement de l'expérience.

Remerciements

Tout d'abord, je remercie mon tuteur Jérôme Baudot. Merci de m'avoir suivi depuis le stage de licence 3 et de m'avoir fait prendre goût au domaine passionnant qu'est la physique subatomique. Apprendre et travailler sous sa direction est une formidable expérience, de par sa passion pour le domaine, sa pédagogie, son soutien et sa bonne humeur.

Un grand merci à Giulio Dujany pour tous ses *tips & tricks*, sa disponibilité et son immense aide dès qu'un problème informatique insolvable en apparence surgit. Merci aussi à Yifan Jin, qui m'a beaucoup aidé à obtenir ces résultats. Je voudrais également remercier Isabelle Ripp-Baudot pour son aide, ses anecdotes et conseils tous plus intéressants les uns que les autres.

Enfin, je tiens à remercier tout le groupe Belle II de Strasbourg pour leur sympathie et l'ambiance de travail chaleureuse, de même que pour les quelques personnes de la collaboration Belle II avec qui j'ai pu échanger. Je remercie également le campus européen EUCOR pour leur soutien.

Mention spéciale à mon collègue et ami Güney Polat, qui m'a également suivi dans mes stages et projets de ces trois dernières années. Sa rigueur, sa patience au quotidien, son soutien infailible, sa culture générale indétronable et nos passionnants échanges sans fin m'ont énormément apporté et ont rendu toutes ces années uniques. Merci Güney!

Table des matières

Introduction	5
1 Contexte expérimental et physique	6
1.1 Une physique de précision avec Belle II	6
1.2 Des détecteurs spécialisés	7
1.3 Problématique du bruit de fond	9
2 Première étude de l’upgrade avec Guariguanchi	11
2.1 Évaluation des performances	11
2.2 Caractérisation des traces	12
2.2.1 Paramètres des trajectoires	12
2.2.2 Résolution sur les paramètres de la trace	12
2.3 Recherche de géométries apportant des améliorations	13
3 Évaluation du Full-Tracking	16
3.1 L’environnement de travail BASF2	16
3.2 Outils d’analyse	17
3.2.1 Résolutions des traces dans BASF2	17
3.2.2 Efficacités	17
3.3 Performances de nouvelles géométries	19
3.3.1 Géométries modifiées	19
3.3.2 Résultats sur les résolutions	19
3.4 Étude de l’impact du bruit de fond sur les performances du tracking	20
4 Impact du bruit de fond sur la physique	22
4.1 Asymétrie particules-antiparticules dépendant du temps	22
4.2 Évolution de l’incertitude sur \mathcal{S}	23
5 Implémentation d’un nouveau détecteur dans BASF2	24
5.1 Le détecteur <i>GenPix</i>	24
5.2 Connexion du détecteur au tracking de BASF2	25
Conclusion	26
Annexe A	27
Annexe B	29
Annexe C	30

Introduction

Belle II est une expérience de physique des particules qui démarre et prendra des données dans les dix prochaines années. Pendant ce laps de temps, avec l'accélérateur SuperKEKB, le record de luminosité va être dépassé dans le but de mesurer avec précision des processus où la nouvelle physique peut se manifester. Comme tous les instruments complexes, une amélioration des performances de Belle II par un renouvellement partiel de certains de ses détecteurs doit être envisagé. De plus, la possibilité d'une augmentation de la luminosité de la machine au-delà des prévisions initiales doit être pris en compte.

Dans ce stage effectué dans le groupe Belle II à l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) de Strasbourg, j'ai étudié le cas du détecteur de vertex (VXD) car, de par son environnement extrême, il est l'un des premiers détecteurs à devoir être changé. Il est crucial d'étudier précisément quelles sont les caractéristiques du nouveau VXD (géométrie, résolutions, budget de matière ...) qui permettraient une amélioration des performances actuelles et de répondre aux défis qu'apporte une augmentation de la luminosité. Ces études sont de deux types : le premier repose sur une paramétrisation de quelques performances du trajectomètre et le second comprend une simulation détaillée du VXD suivie d'une évaluation complète des performances.

Le premier chapitre présente l'expérience Belle II et ses différents sous-détecteurs, en s'intéressant plus particulièrement au détecteur de vertex et au bruit de fond qu'il subit.

Par la suite, pour étudier les caractéristiques nécessaires pour le nouveau VXD, on utilisera deux infrastructures logicielles : Guariguanchi dans le second chapitre pour tester rapidement de nombreuses géométries, puis BASF2 dans le troisième chapitre qui est l'environnement utilisé par toute la collaboration Belle II. Nous verrons quels sont les critères pertinents à mesurer et à optimiser et comment modifier la géométrie actuelle pour augmenter les performances du VXD.

Enfin, dans le dernier chapitre nous nous intéresserons à un canal de désintégration particulier et aux conséquences d'une diminution des performances de trajectométrie, due à l'augmentation du bruit de fond du faisceau, sur la mesure d'un certain paramètre lié à de la nouvelle physique.

Chapitre 1

Contexte expérimental et physique

1.1 Une physique de précision avec Belle II

Depuis sa conceptualisation, plusieurs observations et découvertes ont conforté la pertinence du Modèle Standard (MS) pour décrire la physique des particules. Cependant, il reste des problèmes que ce dernier ne résout pas, et des déviations par rapport aux prédictions du MS ont été mesurées sur certains canaux de désintégration (par exemple [1]). Des processus décrits par des modèles au-delà du MS, qu'on nomme nouvelle physique, apportent des solutions à ces problèmes, mais il faut des expériences de plus en plus précises pour potentiellement pouvoir les détecter via des processus rares, dont ils peuvent modifier substantiellement la probabilité.

La machine SuperKEKB est un accélérateur de particules de 3 km de circonférence situé à Tsukuba au Japon qui fait suite au KEKB. Ce dernier s'est arrêté en 2010 après avoir délivré à l'expérience Belle plus de 1 ab^{-1} de données sur 12 ans. Celle-ci a entre autres confirmé l'existence de la violation CP [2]. Son amélioration, qui a donné naissance à Belle II, s'est fixée l'objectif d'atteindre 50 ab^{-1} pour 2025, avec une luminosité instantanée 40 fois plus grande que son prédécesseur (fig. 1.1).

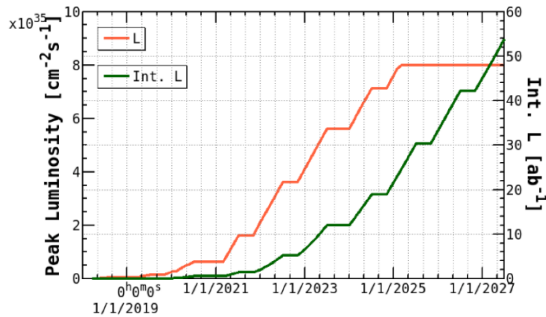


FIGURE 1.1 – Projection des luminosités instantanée (en rouge) et intégrée (en vert), avec des maximaux respectifs de $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et 50 ab^{-1} [3].

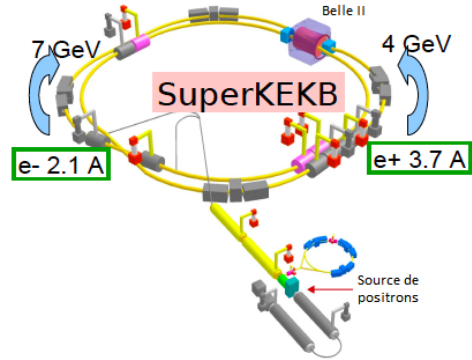


FIGURE 1.2 – Représentation de l'accélérateur SuperKEKB [4].

La luminosité instantanée \mathcal{L} ($\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), en physique des particules, peut être associée au nombre de collisions potentielles au centre du détecteur par unité de surface et par seconde. Elle peut être reliée au nombre d'événements générés N par unité de temps :

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \sigma \epsilon \quad (1.1)$$

où σ correspond à la section efficace des particules mères des canaux de désintégration, très souvent exprimée en barn (par exemple pour les mésons B , $\sigma_{B\bar{B}} = 1,1 \text{ nb}$), et ϵ correspond à l'efficacité de reconstruction des événements, liée au détecteur.

On peut intégrer l'équation 1.1 pour obtenir l'expression de la luminosité intégrée L (cm^{-2}) :

$$N = L\sigma\epsilon \quad (1.2)$$

Pour atteindre une telle performance en luminosité, l'accélérateur est muni de deux anneaux : le HER (*high-energy ring*) accélère des électrons à une énergie de 7 GeV et le LER (*low-energy ring*) les positrons à une énergie de 4 GeV (fig. 1.2). Ces deux faisceaux de particules, de taille nanométrique ($\sim 60 \text{ nm}$) et d'intensités respectives 2,1 A et 3,7 A, collisionnent avec un angle de 83 mrad au milieu de l'expérience Belle II avec une énergie au centre de masse de 10.58 GeV, correspondant à une résonance $\Upsilon(4S)$ [3]. Cette dernière produit dans 96% des cas une paire de B^+B^- ou $B^0\bar{B}^0$ intriqués [5]. Cette résonance est choisie car les mésons B sont entre autres de bons sujets pour l'étude de la violation CP, ou encore pour l'analyse de désintégrations rares. D'autre part, la différence d'énergie des faisceaux entraîne un *boost* de Lorentz pour le système du $\Upsilon(4S)$ dans le référentiel du centre de masse, ce qui permet d'obtenir entre autres de meilleures résolutions temporelles lors de l'analyse.

Un état final typique de désintégration d'un $\Upsilon(4S)$ comporte en moyenne 11 traces chargées, principalement des pions à basse impulsion (fig. 1.3 et table 1.1). Des particules avec des impulsions inférieures à 300 MeV/c sont très impactées par la diffusion multiple (schématisé fig. 2.1) et la perte d'énergie dans les matériaux. La luminosité record permet de grandement réduire les incertitudes statistiques, mais le prix à payer est une forte augmentation du bruit de fond du faisceau par rapport à celui présent à Belle. Il faut donc un détecteur suffisamment performant pour gérer à la fois des particules avec des impulsions pouvant aller de quelques centaines de MeV/c à quelques GeV/c, mais aussi l'imposant bruit de fond du faisceau, qui domine le taux d'occupation au centre du détecteur.

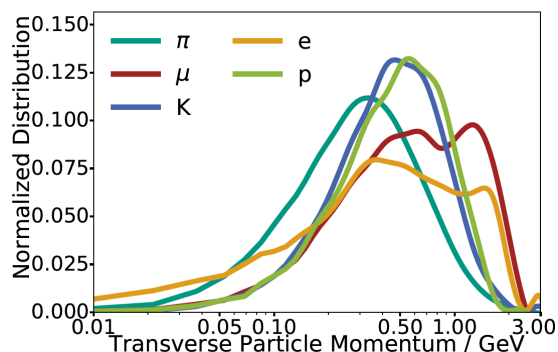


FIGURE 1.3 – Distribution moyenne de l'impulsion transverse des particules les plus communément produites lors d'une collision [6].

Particule	Fraction moyenne
π^\pm	72,8%
K^\pm	14,9%
e^\pm	5,8%
μ^\pm	4,7%
p^\pm	1,8%

TABLE 1.1 – Fractions moyennes des particules présentes dans une désintégration de $\Upsilon(4S)$ (moyennés sur 30k événements) [7].

1.2 Des détecteurs spécialisés

Le détecteur de vertex en silicium (*Vertex Detector*, VXD) est composé du détecteur à pixels (*Pixel Detector*, PXD) ainsi que du détecteur à pistes double face (*Silicon Vertex Detector*, SVD). Avec la chambre centrale à dérive (*Central Drift Chamber*, CDC), ces détecteurs sont combinés et sont responsables du tracking dans Belle II, ils permettent d'obtenir les impulsions et les trajectoires des particules chargées. De plus, l'expérience est muni d'un champ magnétique uniforme de 1,5 T. Pour la suite, des six sous-détecteurs que composent Belle II, on ne détaillera

que le VXD, car c'est ce système qui est au cœur de l'étude dans les chapitres ultérieurs, mais une description détaillée de tous les sous-détecteurs est présente annexe A.

Le tube à vide, dans lequel se déplacent les particules accélérées, est situé à un rayon de 10 mm par rapport à l'axe z et est entouré du PXD. Les deux couches de ce dernier sont situées à 14 mm et 22 mm de rayon (schéma fig. 1.4) et comportent 8 et 12 échelles. Une échelle, avec une taille de détection de $15 \text{ mm} \times 100$ à 130 mm , est un assemblage de deux modules DEPFET (*depleted field effect transistor pixels*). Cette technologie fonctionne sur le principe d'un semi-conducteur : une particule incidente crée des paires électron-trou puis les électrons dérivent vers l'électronique de mesure. Un module est composé de 205×756 pixels, ce qui fait au total pour le PXD un peu moins de huit millions de pixel. Grâce à cette technologie, les capteurs sont très fins (environ $60 \mu\text{m}$) et la diffusion multiple est grandement réduite. De plus, les matériaux de chacune des couches du PXD ne comptent que pour 0,2% de la longueur de radiation¹.

Le SVD est composé de quatre couches à 38, 80, 115, et 140 mm de rayon (schéma fig. 1.4). Les couches 4, 5 et 6 sont inclinées à l'avant du détecteur, dans la direction du boost, afin de globalement réduire le budget de matière et réduire le nombre de capteurs nécessaires. Situé entre le PXD et la CDC, le SVD fait le lien entre leurs mesures. Afin d'obtenir un tracking efficace, les données prises par la CDC sont transposées premièrement au SVD puis au PXD. On peut également utiliser uniquement les données du VXD pour obtenir de meilleurs résultats pour les particules ayant de basses impulsions (jusqu'à $50 \text{ MeV}/c$), car pour une impulsion transverse inférieure à $600 \text{ MeV}/c$, celles-ci n'atteignent pas la CDC. Avec ses 172 capteurs, le SVD comporte environ 220000 bandes de lecture de largeur $320 \mu\text{m}$. Comme pour le PXD, la résolution est très sensible à la diffusion multiple, mais grâce à la disposition de l'électronique, les matériaux de chaque couche du SVD ne compte que pour 0,6% de la longueur de radiation.

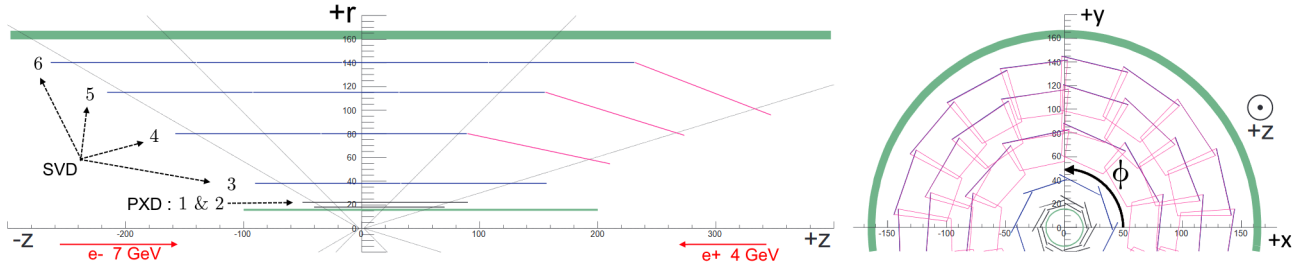


FIGURE 1.4 – Schéma du VXD : PXD (couches 1 et 2) et SVD (couches 3, 4, 5 et 6), avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ et $\phi = \arctan(y/x)$, coordonnées étant plus appropriées à cause de la symétrie cylindrique du détecteur. L'axe z est orienté suivant le boost de la collision. Adapté de [8]

Le VXD détermine la position dans l'espace des endroits où ont interagi les particules chargées le traversant car elles laissent des impacts, nommés *hits*, par processus d'ionisation en traversant les couches. Ces informations locales sont combinées pour former des groupements d'impacts afin de reconstruire les traces et ainsi les trajectoires. On peut ensuite réunir plusieurs traces de particules provenant de la désintégration d'une même particule afin de reconstruire leur vertex. Il est notamment important de les reconstruire avec une très bonne précision pour l'étude de la violation CP. En effet, les mésons B ont la particularité de "voler" avant de se désintégrer, et dans une étude comme, par exemple, l'asymétrie particules-antiparticules dépendant du temps, on s'intéresse à la différence des temps de désintégration de chaque méson B d'une paire provenant d'un $\Upsilon(4S)$. Cette différence de temps peut se traduire en distance que parcourt le méson B se désintégrant plus tard, qui est de l'ordre de $150 \mu\text{m}$.

L'impulsion dans le plan $r - \phi$ (cf. fig.1.4) est déterminée en utilisant la courbure de la trajectoire que les particules chargées font sous l'effet du champ magnétique. Pour l'impulsion

1. Le pourcentage de longueur de radiation (X_0) exprime le budget de matière, soit l'épaisseur des matériaux

en z , l'angle entre la trace et l'axe du faisceau est utilisé. Pour les particules neutres, aucune des techniques présentées précédemment ne convient afin de les détecter. Pour ce faire, il faut alors utiliser la conservation de l'énergie et l'impulsion lors des désintégrations, ou encore l'énergie des photons dans le calorimètre électromagnétique pour déterminer leur impulsion.

Les détecteurs du tracking couvrent toute la région en ϕ et de 17° (direction z positif) à 150° (direction z négatif) pour θ (visible annexe A). Cette asymétrie en θ reflète encore la présence du boost vers l'avant du détecteur.

Les détecteurs les plus précis sont donc situés au plus près de la collision, afin d'obtenir avec une grande précision les vertex, positions, trajectoires et impulsions des particules. Le VXD est le plus important parmi eux pour reconstruire les vertex mais il est sujet aux plus forts taux de radiation et bruit de fond du faisceau, ce qui devrait s'aggraver avec la luminosité croissante au fil des années.

1.3 Problématique du bruit de fond

Il y a cinq types de bruit de fond générés par le faisceau qu'il faut contrôler et estimer afin de bien conceptualiser les détecteurs pour qu'ils ne subissent pas de perte des performances (schématisation fig. 1.5) :

- Rayonnement synchrotron (a) : lorsqu'une particule chargée (ici les électrons/positrons) se déplace dans un champ magnétique et que sa trajectoire est déviée donc accélérée par ce champ, elle émet un rayonnement électromagnétique.
- *Beam gas* (b) : comme le tube à vide n'est pas parfaitement vide, les particules de gaz résiduelles peuvent interagir avec des électrons du faisceau, qui vont alors perdre une partie de leur impulsion. Avec la présence du champ magnétique, ces particules vont ensuite être déviées, frapper le tube et créer des gerbes de particules secondaires pouvant entrer dans le détecteur.
- L'effet Touschek (c) : cet effet se manifeste par l'interaction coulombienne entre deux particules à l'intérieur du faisceau, modifiant leur impulsion et leur énergie et menant aux mêmes conséquences que le *Beam gas*. Ce bruit de fond est plus important que les deux précédents et environ vingt fois plus important qu'avec KEKB, du fait que les faisceaux de SuperKEKB sont de taille nanométrique.
- Bhabha radiatif (d) et création de paires (e) : la plupart du temps, les électrons et positrons ne créent pas d' $\Upsilon(4S)$ via une collision élémentaire mais les champs électriques intenses des deux faisceaux interagissent de deux manières : via un Bhabha radiatif ou via création de paires. Se passe alors une interaction électromagnétique entre les électrons ou positrons, les déviant très peu, avec soit émission de photons pour la première manière, soit création d'une paire électron-positron d'impulsion très faibles pour la deuxième.

Les trois premiers types de bruit de fond du faisceau sont uniquement issus d'un seul faisceau et décrivent des processus très aléatoires qui peuvent créer des particules parasites très loin du centre du détecteur. Ces particules lorsqu'elles l'atteignent ont donc traversé beaucoup de matière, ce qui les rendent très difficile à simuler. Pour estimer la probabilité d'apparition de ces types de bruit de fond, des simulations Monte-Carlo puis des mesures directes sur l'expérience ont été réalisées, et le bruit de fond des données est supérieur d'un facteur deux à cinq par rapport aux simulations [9]. Cependant, comme ils sont très dépendant des paramètres de la machine (largeur ou intensité des faisceaux), ce facteur peut changer au cours de l'expérience.

Les probabilités de manifestation des deux derniers types de bruit de fond du faisceau présentés, qui concernent l'interaction entre les deux faisceaux, peuvent être estimées via des

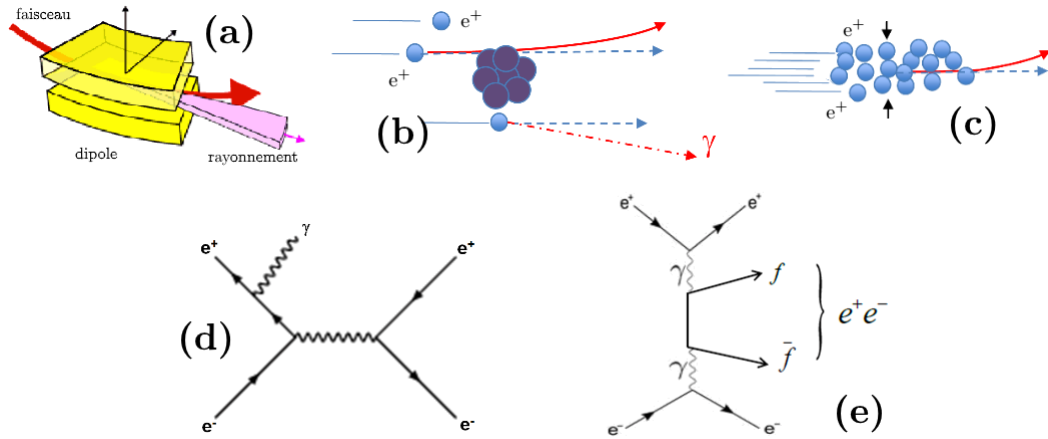


FIGURE 1.5 – Illustration des différents types de bruit de fond du faisceau. En haut, les trois bruits de fond issus d'un seul faisceau : (a) Rayonnement synchrotron, (b) *Beam gas* et (c) effet Touschek ; en bas, les diagrammes de Feynman correspondants aux bruits de fond issus de l'interaction faisceau-faisceau : (d) Bhabha radiatif et (e) création de paires.

calculs de QED car ce sont des effets quantiques bien décrits par des diagrammes de Feynman. Ces bruits de fond, dont la probabilité est proportionnelle à la luminosité, n'ont pu encore être mesurés car ils ne se manifesteront qu'à haute luminosité. De plus, ils seront toujours dominants d'un ordre de grandeur par rapport aux trois premiers types de bruit de fond présentés une fois passé 30 ab^{-1} .

Le VXD actuel a été conçu pour fonctionner correctement jusqu'à la luminosité nominale de $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le facteur de différence entre simulations et données pour les bruits de fond issus d'un seul faisceau n'est pas problématique car à la luminosité nominale, ils sont très largement dominés par les bruits de fond faisceau-faisceau. Néanmoins, changer plusieurs fois le détecteur de vertex dans une expérience comme Belle II n'est pas quelque chose d'inhabituel car c'est le détecteur qui s'endommage le plus vite du fait de son environnement extrême, et c'est la première fois que des capteurs de type DEPFET sont utilisés pour ce genre de détecteur ; la technologie ne dispose donc pas de beaucoup d'années d'expertise, au contraire de la technologie CMOS. Ce que l'on sait en revanche, c'est qu'une fois la luminosité nominale passée ou bien si le bruit de fond à cette luminosité a mal été estimé, le VXD actuel n'est pas du tout en mesure de tenir [10]. Il faut alors étudier les différentes possibilités dans le but d'améliorer le VXD actuel de Belle II.

Cela soulève quelques questions : quelle géométrie le prochain détecteur de vertex devra avoir ? Faut-il changer de technologie ? Si oui, quelle est la plus optimisée pour nos besoins ? La stratégie qui a été employée afin de trouver des réponses à ces questions fut l'utilisation de deux logiciels : Guariguanchi et BASF2. Dans la suite de ce rapport sera présentée la démarche et les différents résultats obtenus avec ces deux outils.

Chapitre 2

Première étude de l'upgrade avec Guariguanchi

Nous allons étudier dans ce chapitre quelles contraintes sur les caractéristiques des couches de détection du futur VXD s'appliquent suivant les améliorations souhaitées pour les performances en trajectométrie. Afin de tester de nombreuses hypothèses, nous utilisons un calculateur de la moyenne de ses performances basé sur une paramétrisation des effets physiques.

2.1 Évaluation des performances

Guariguanchi est un logiciel en C++, utilisant ROOT [11], développé par A. Pérez pour le groupe PICSEL à l'IPHC de Strasbourg. C'est un outil qui permet de modéliser des parties d'un détecteur, comme les couches du VXD, et d'évaluer rapidement leurs performances à l'aide de calculs numériques simplifiés. On peut alors comparer facilement plusieurs types de géométrie afin d'identifier les paramètres importants à modifier pour ensuite les implémenter dans la simulation complète de la collaboration Belle II (cf. Chap.3).

Pour réaliser l'étude d'une géométrie, l'utilisateur doit définir dans des fichiers textes, appelés **datacards**, un nombre restreint de paramètres, ce qui lui permet d'être aussi rapide à l'exécution. On a les éléments du détecteur avec le tube à vide, où l'on doit définir entre autres sa position, rayon, largeur, matériau, pourcentage de longueur de radiation X_0 ; le VXD, avec pour chaque couche les mêmes paramètres que le tube à vide en ajoutant leur résolution spatiale et leur efficacité et le champ magnétique, uniforme à 1,5 T. Il ne reste plus qu'à préciser le type et les différents angles et impulsions des particules qui traverseront le détecteur.

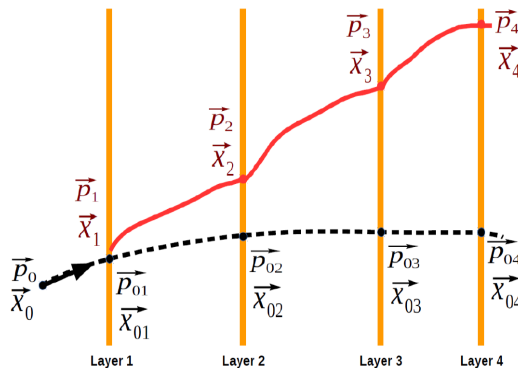


FIGURE 2.1 – Schéma représentant la trajectoire d'une particule dans le champ magnétique et ses points d'intersection avec le détecteur avec (ligne rouge) et sans (ligne noire) diffusion multiple [12].

Des conditions initiales de la particule (impulsion, position), on peut calculer analytiquement sa trajectoire moyenne dans le champ magnétique qui prend en compte les incertitudes de mesure et les fluctuations liées aux interactions avec le détecteur (fig. 2.1). On propage ensuite les erreurs pour finalement arriver à la matrice de covariance des paramètres de la trace, qui peut se décomposer comme [12] :

$$V_{tot} = V_{dr} + V_{DM} + V_{E_{loss}} \quad (2.1)$$

où le premier terme décrit la résolution intrinsèque du détecteur, le second la diffusion multiple et le troisième la perte d'énergie dans le détecteur. Une fois cette matrice déterminée, on peut alors caractériser les traces avec la résolution sur leurs paramètres en fonction de l'impulsion et des angles θ et ϕ .

2.2 Caractérisation des traces

2.2.1 Paramètres des trajectoires

Lorsqu'une particule traverse le champ magnétique uniforme du détecteur, sa trace forme une hélice qui peut être caractérisée par cinq paramètres définis à son périégée, le point le plus proche de l'origine du plan $r - \phi$. Nous étudierons spécifiquement deux de ces paramètres pour cette étude (fig. 2.2) :

- d_0 : la distance entre le périégée de la trace et l'origine du plan $r - \phi$
- z_0 : la distance longitudinale entre le périégée et l'origine

D'autre part, on s'intéressera à l'impulsion transverse p_t , qui est une propriété essentielle des particules pour l'analyse. C'est donc ces trois paramètres qui permettront de distinguer les performances de nouvelles géométries du VXD.

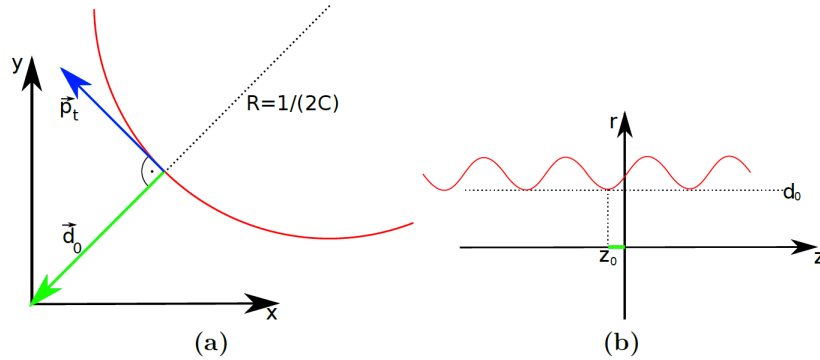


FIGURE 2.2 – Schéma représentant les paramètres du périégée d'une trace (en rouge) dans le plan $x - y$ ($r - \phi$) (a) et $r - z$ (b). C représente la courbure de la trace dans le plan $x - y$ due au champ magnétique. Pour déterminer le signe de d_0 , il faut que \vec{p}_t , \vec{d}_0 et \vec{e}_z soient en sens direct [13].

2.2.2 Résolution sur les paramètres de la trace

De la matrice de covariance V_{tot} , on peut directement obtenir la résolution sur les paramètres d'impact $\sigma(d_0)$, $\sigma(z_0)$ ainsi que $\sigma(p_t)/p_t$ en fonction des impulsions et des angles choisis. Pour les deux premiers, une paramétrisation adaptée mais approximative, qui permet de relier ses

paramètres libres aux caractéristiques des détecteurs, est usuellement utilisée :

$$\sigma_{d_0, z_0} = \sqrt{(a)^2 + \left(\frac{b}{\tilde{p}_{d_0, z_0}}\right)^2} \quad (2.2)$$

avec a correspondant à l'offset de la fonction, dépendant principalement de la résolution intrinsèque du PXD ; b correspondant à la courbure de la fonction, dépendant du budget de matière et dominée par les effets de diffusion multiple ; \tilde{p} correspondant à une pseudo-impulsion définie comme :

$$\tilde{p}_{d_0} = p\beta \sin^{3/2} \Theta \quad (2.3)$$

$$\tilde{p}_{z_0} = p\beta \sin^{5/2} \Theta \quad (2.4)$$

avec p l'impulsion de la particule, $\beta = v/c$ le boost de Lorentz et Θ l'angle polaire. Une résolution plus petite implique alors une augmentation des performances du détecteur.

Pour l'impulsion transverse, on s'attend à haute énergie que $\sigma(p_t)$ augmente proportionnellement par rapport à p_t . On représente alors la quantité $\sigma(p_t)/p_t$, pour obtenir une courbe constante.

2.3 Recherche de géométries apportant des améliorations

Pour améliorer les résolutions, la géométrie et les propriétés du VXD de Belle II peuvent être modifiées de différentes manières. On peut utiliser une autre technologie que le DEPFET, cela peut alors entraîner une réduction du budget de matière des différentes couches du VXD, ou encore avoir une meilleure résolution spatiale. On peut également obtenir un espacement plus homogène des couches en ajoutant une couche au VXD, car l'espace entre la 3^{ème} et 4^{ème} du SVD est assez conséquent. Enfin, on peut modifier les caractéristiques du tube à vide du détecteur, celui-ci ayant un budget de matière conséquent.

Détecteur	Pourcentage de X_0 des trois premières couches	Résolution du détecteur	Rayons des deux premières couches	Rayon du tube à vide avec pourcentage de X_0
BII			RN :1.4cm & 2.2cm	BN :1.00-1.20cm & 0.8%
CMOS6	MH :0.15%	SH :10 μ m	RS :1.2cm & 2.0cm	BT :1.05-1.15cm & 0.4%
CMOS7	ML :0.05%	SL :5 μ m	RV :0.9cm & 2.0cm	BS :0.80-0.90cm & 0.4%

TABLE 2.1 – Nomenclature utilisée pour décrire les différentes géométries des résultats. BII désigne le détecteur Belle II simulé dans Guariguanchi, CMOS6 et 7 correspondent respectivement à des géométries munies de six et sept couches de CMOS (cf. annexe A).

Le tableau 2.1 donne les différentes options testées pour chaque paramètre modifié. Les sigles courts (SH/SL ou BN/BT/BS) combinés permettent l'identification d'une géométrie complète. Par exemple, CMOS7-MH-SL-RN-BS correspond à une géométrie à sept couches de capteurs CMOS. Les trois premières couches ont un pourcentage de longueur de radiation élevé de 0.15% (*Material High*) et toutes ont une résolution spatiale de 5 μ m (*Sensitivity Low*). Les rayons des deux premières couches sont égaux à ceux de Belle II (*Radius Normal*), la largeur du tube à vide est réduite de 1 mm et son rayon est plus proche du faisceau par rapport au tube à vide de Belle II (*Beampipe Small*).

Est représentée dans la figure 2.3 la résolution de d_0 , paramétrée avec l'équation 2.2 (les coefficients a et b sont déterminés en les moyennant sur tous les angles), pour des pions en

fonction de la pseudo-impulsion définie en 2.2.2 et pour différentes géométries modélisées dans Guariguanchi (la nomenclature utilisée est décrite table 2.1). On se concentre sur l'amélioration des paramètres d'impact pour les faibles impulsions.

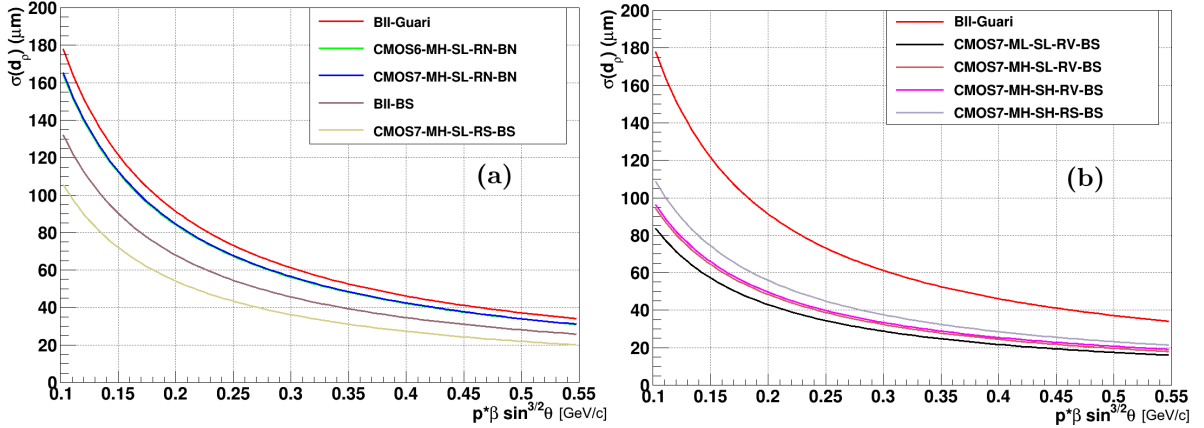


FIGURE 2.3 – Résolution de d_0 , paramétrée avec l'équation 2.2 (les coefficients a et b sont déterminés en les moyennant sur tous les angles), en fonction de la pseudo-impulsion définie en 2.2.2 pour différentes géométries modélisées dans Guariguanchi.

On peut dans un premier temps comparer la géométrie et technologie actuelle de Belle II modélisée dans Guariguanchi (en rouge sur fig. 2.3 et fig. 2.4) avec la même géométrie mais munie de capteur CMOS (en vert clair), puis en ajoutant une couche à cette dernière géométrie (en bleu), qui remplit l'espace entre la 3^{ème} et 4^{ème} couche du VXD. On observe fig.2.3 (a) peu d'amélioration des performances.

On peut s'intéresser alors à une modification du tube à vide. On reprend la géométrie modélisée de Belle II et celle avec sept couches et on réduit le rayon du tube à vide de 2 mm et sa largeur de 1 mm, ce qui divise par deux son pourcentage de longueur de radiation. Ces deux géométries modifiées (respectivement en brun et jaune fig.2.3 (a)), améliore légèrement la première et jusqu'à 40% sur la résolution des paramètres d'impact pour la géométrie CMOS sept couches, ce qui montre que la largeur du tube à vide joue un rôle crucial sur la résolution de d_0 .

En gardant cette dernière géométrie avec le tube à vide plus fin, on peut étudier l'effet d'une augmentation du budget de matière, de la résolution spatiale et du rayon des deux premières couches. La figure 2.3 (b) explore ces différentes possibilités. La géométrie avec un pourcentage de longueur de radiation faible (ML), une petite résolution (SL) et les deux premières couches du VXD plus proches du faisceau (RV) a la meilleur résolution sur d_0 , qui gagne un facteur deux sur la géométrie de Belle II actuelle. D'autre part, lorsqu'on détériore un par un ces différents paramètres sans toutefois modifier le tube à vide, les performances baissent peu.

On peut réaliser la même étude pour la résolution sur l'impulsion transverse. La figure 2.4 (a) montre une nette amélioration des performances en changeant uniquement la technologie CMOS (en vert) ou en ajoutant une couche dans le VXD (en bleu). On peut alors explorer différentes configurations autour de cette dernière géométrie, ce qui est représenté figure 2.4 (b). La géométrie la plus performante (en noir), qui est la même que celle de la figure 2.3 (b), permet d'obtenir un facteur deux sur la résolution en p_t . On remarque également que la largeur du tube à vide, la disposition des premières couches ou leur résolution spatiale ne joue pas de rôle très important. En revanche, le pourcentage de longueur de radiation est crucial pour les performances. Celles-ci se détériorent lorsqu'on passe d'un petit (ML) à un moyen (MH) et un grand (CMOS7-0.5) budget de matière. D'autre part, avec la géométrie CMOS7-L1L2, on s'intéresse aux traces qui n'ont pas produit d'impacts dans les deux premières couches,

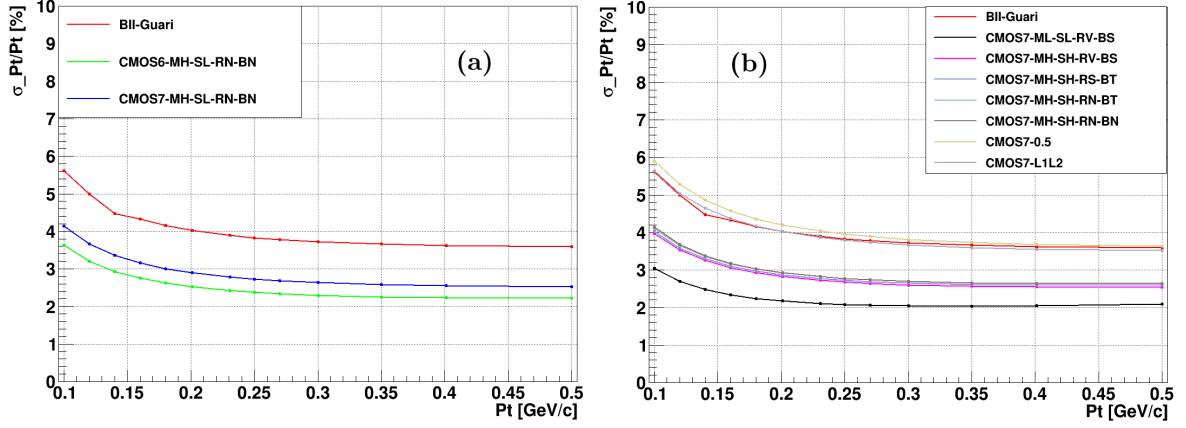


FIGURE 2.4 – $\sigma(p_t)/p_t$ en fonction de l'impulsion transverse p_t pour différentes géométries modélisées dans Guariguanchi. CMOS7-0.5 représente une géométrie à sept couches CMOS avec pour chacune une contribution à 0.5% de X_0 . CMOS7-L1L2 représente la même géométrie que CMOS7-MH-SL-RV-BS, en ayant enlevé les deux premières couches de détection.

simulé dans Guariguanchi en les retirant. On constate alors qu'avoir des impacts dans ces deux premières couches est crucial pour une bonne résolution de l'impulsion transverse.

Guariguanchi nous a permis d'identifier les paramètres importants à modifier afin d'obtenir de meilleurs résolutions. Grâce à la technologie CMOS, la résolution spatiale des capteurs et le budget de matière ont pu être réduits pour de meilleures performances. Pour les paramètres d'impact, la largeur du tube à vide responsable de diffusion multiple doit être réduite. Pour obtenir une amélioration d'un facteur deux, il faut la diviser par deux. Pour l'impulsion transverse, le budget de matière joue un rôle clé.

Ici, seul le VXD a été étudié, et avec un logiciel de calcul numérique simplifiant la description du tracker. De ce fait, certains détails ne sont pas pris en compte lors du tracking, comme par exemple l'existence de fausses traces liées au bruit de fond, qui produisent des impacts et qui sont reconstruites comme de vraies traces, diminuant ainsi les performances. De plus, le tracking nécessite les informations de la CDC, qui n'a pas été modélisée ici. Il faut donc, pour prendre tous ces éléments, utiliser le logiciel de la collaboration afin de mettre en pratique les résultats trouvés dans Guariguanchi et faire une étude plus poussée de nouvelles géométries pour le VXD. On retiendra pour l'implémentation détaillée la géométrie CMOS7-ML-SL-RV-BS qui présentait les meilleures résolutions ainsi que la géométrie intermédiaire CMOS7-MH-SH-RS avec les trois options de tube à vide BS, BT ou BN.

Chapitre 3

Évaluation du Full-Tracking

Dans ce chapitre, on utilise l'infrastructure logicielle de la collaboration Belle II pour appliquer les résultats obtenus dans Guariguanchi sur une simulation beaucoup plus détaillée et complexe. On étudiera également l'impact du bruit de fond du faisceau sur la trajectométrie.

3.1 L'environnement de travail BASF2

BASF2 est l'environnement de travail de toute la collaboration Belle II, que ce soit pour de la simulation, de l'analyse ou du traitement de données. Il est basé sur les langages C++ et Python et utilise des bibliothèques comme ROOT pour l'analyse et les graphiques, EvtGen pour la simulation d'évènements du collisionneur ou encore GEANT4 pour modéliser la géométrie de Belle II et les interactions des particules avec la matière. Le logiciel est divisé en *paquets*, où chacun contient le code d'un détecteur en particulier ou une partie du traitement des données.

Pour réaliser une étude, il faut ajouter dans l'ordre des *modules*, provenant des différents paquets, sur un ou plusieurs *chemins* dans un script Python. Chaque module réalise des petites tâches, comme charger la géométrie avec GEANT4, générer des particules, réaliser le tracking ou encore sauvegarder les informations dans un fichier.

Une simulation est généralement réalisée par méthode Monte-Carlo. Les particules sont générées au point de collision selon une certaine distribution, se désintègrent suivant des modes définis par l'utilisateur et interagissent avec le détecteur. L'intérêt de la simulation Monte-Carlo est d'avoir accès aux données des particules générées (type, impulsion, énergie . . .), qu'on pourra ensuite comparer avec les données reconstruites via le détecteur. Toutes les informations sont stockées dans ce qu'on appelle le **datastore**, notamment les impacts créés dans les détecteurs avant la reconstruction puis les informations sur les traces après avoir appliqué l'algorithme de tracking. On peut alors sortir les informations relatives aux particules générées et reconstruites du **datastore** dans des fichiers root appelés **NTuples**.

Pour obtenir les résultats de ce chapitre sur les performances des détecteurs, j'ai créé un programme Python qui réalise la simulation des données, la reconstruction avec l'algorithme de tracking et les graphes de résolution sur les paramètres des traces ainsi que les différents types d'efficacité, avec la possibilité de sélectionner certaines particules ou traces à l'aide de spécifications ou propriétés pertinentes.

On utilise des pions, car ce sont les particules les plus présentes dans les évènements de Belle II (cf. table 1.1). On en génère 10 par événement, distribués uniformément en impulsion entre $[0.5, 3]$ GeV, en ϕ entre $[0, 360]^\circ$ et en $\cos(\theta)$ entre $[0, 2\pi]$, avec une distribution au centre du détecteur imitant celle d'une désintégration de mésons B. On peut également y ajouter du bruit de fond du faisceau. Une fois la génération terminée, le tracking reconstruit alors des traces, puis chaque trace en particule. Les pions reconstruits vont éventuellement être associés à des informations issues du Monte-Carlo (plus de détails section suivante). On obtient donc trois fichiers root : les informations des pions primaires (c'est-à-dire issus de la génération et

non d'une potentielle gerbe hadronique) reconstruits, ceux des pions primaires de la génération Monte-Carlo et les informations sur les impacts et traces des détecteurs.

3.2 Outils d'analyse

Pour évaluer des performances il faut développer des outils d'évaluation performants. Pour ce faire, il faut définir des résolutions sur les paramètres d'impact ainsi que des efficacités.

3.2.1 Résolutions des traces dans BASF2

Pour obtenir la résolution sur les paramètres d'impact dans BASF2, on se calquera avec la méthode utilisée dans Guariguanchi. Les distributions de d_0^{rec} , z_0^{rec} et p_t^{rec} sont accessibles dans les `NTuples` obtenus après la reconstruction. On a également accès à leur distribution issue de la simulation Monte-Carlo (MC). On définit alors leur résidu, par exemple pour d_0 (fig. 3.2), comme étant $d_0^{rec} - d_0^{MC}$.

On calcule ces quantités pour un intervalle de \tilde{p}_{z_0, d_0} donné. Celui-ci est plus petit aux basses pseudo-impulsions comme les valeurs des résidus y sont plus dispersées, puis s'élargit lorsque ces valeurs sont plus uniformément distribuées autour de zéro (fig. 3.1).

De ces figures, on obtient les résolutions $\sigma(d_0)$, $\sigma(z_0)$ et $\sigma(p_t)$ en soustrayant la valeur du résidu au 84^{ème} percentile de la distribution à celle au 16^{ème} percentile, ce qui correspond à prendre 68% de la distribution (fig. 3.2). Cette méthode est plus robuste qu'en prenant la variance d'une gaussienne ajustée ou du RMS de la distribution car la distribution du résidu est asymétrique.

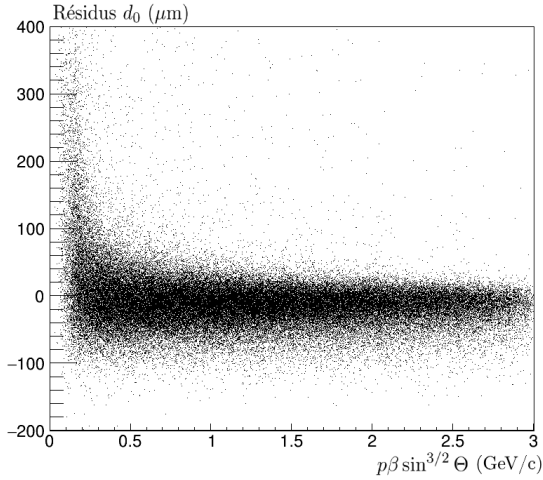


FIGURE 3.1 – Résidus de d_0 en fonction de la pseudo-impulsion définie en 2.2.2, pour 10 000 évènements comportant 10 pions chacun.

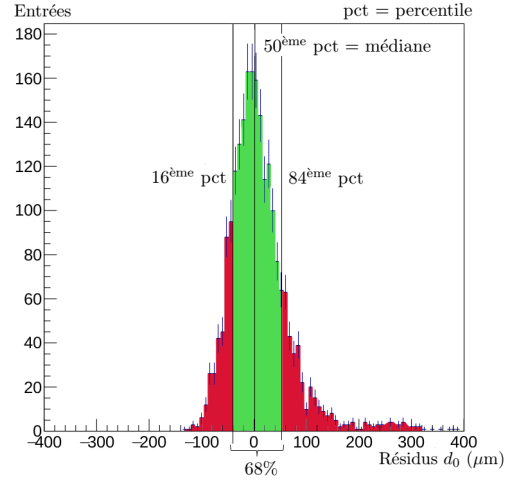


FIGURE 3.2 – Figure des résidus de d_0 pour des pions de pseudo-impulsions comprises entre 200 et 300 MeV/c. La partie verte correspond à 68% de la distribution des résidus.

On réalise ensuite les mêmes figures qu'avec Guariguanchi, en représentant $\sigma(d_0)$, $\sigma(z_0)$ en fonction de la pseudo-impulsion et en ajustant les courbes avec l'équation 2.2.

Les résidus en impulsion transverse sont construits et utilisés de la même manière, afin de représenter l'incertitude relative $\sigma(p_t)/p_t$ en fonction de p_t .

3.2.2 Efficacités

Trois types d'efficacité nous intéressent pour la discussion des résultats : efficacité de reconstruction des trajectoires et pureté de ces trajectoires reconstruites. Nous expliquons ces différents

types de traces dans la suite.

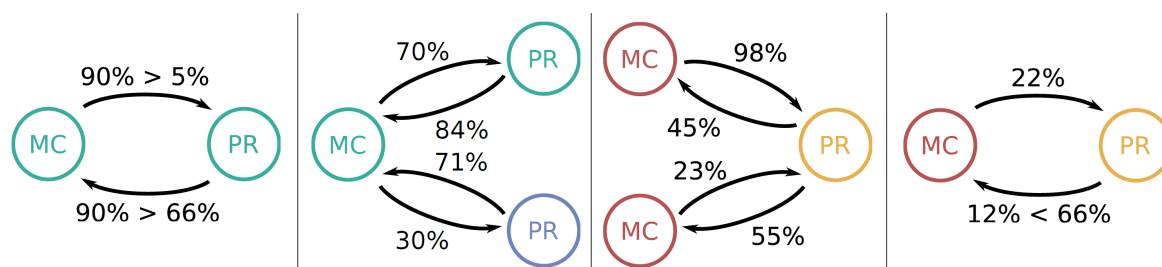


FIGURE 3.3 – Schéma illustrant des particules associées comme, de gauche à droite : vraies, clones, fantômes, bruit de fond (qui sont notés comme fantômes). MC correspond à une trace issue du Monte-Carlo, PR pour *Pattern Recognition* à une trace issue de l’algorithme de reconstruction. Les pourcentages correspondent au nombre d’impacts qu’ils partagent par rapport au nombre total d’impacts de la trace du MC (flèches de MC à PR) ou des traces du PR (flèches de PR à MC) [14].

Après la simulation Monte-Carlo, les impacts générés peuvent être associés facilement, grâce aux informations de la simulation, et forment des traces simulées, appelées traces MC. Ensuite, les impacts sont utilisés par l’algorithme de reconstruction des traces, pour créer à son tour une liste appelée traces reconstruites ou PR (*Pattern Recognition*). On peut alors assortir les informations des traces MC avec celles reconstruites en comptant le nombre d’impacts qu’elles partagent. Quatre cas sont possibles (fig. 3.3) :

- Une trace PR partage plus de 66% de ses impacts avec une trace MC. Ces deux traces sont alors associées et la trace PR est marquée comme vraie. La valeur 66% est arbitraire, mais a été choisie pour faire un sorte d’assurer une bonne résolution sur l’impulsion.
- Deux traces PR partagent plus de 66% de leurs impacts avec une trace MC. Celle avec le pourcentage le plus élevé est associée à la trace MC, la seconde est marquée comme clone.
- Une trace PR partage des impacts avec de nombreuses traces MC, mais elle ne partage avec aucune 66% de ses impacts. Cette trace est marquée comme fantôme, ou *fake*, et n’est associée à aucune trace MC.
- Une trace PR ne décrit aucune des traces MC assez bien. Elle est généralement issue d’un bruit de fond ayant créé des impacts dans le détecteur. Cette trace est marquée comme fantôme.

Avec ce marquage, on peut alors calculer les efficacités et puretés :

- Efficacité de reconstruction : $\frac{\text{nombre de traces vraies}}{\text{nombre de particules générées}}$
- Pourcentage de clone : $\frac{\text{nombre de traces clones}}{\text{nombre de traces vraies}}$
- Pourcentage de fantôme : $\frac{\text{nombre de traces fantômes}}{\text{nombre de traces reconstruites}}$

Idéalement, l’efficacité de reconstruction devrait être à 1 et le pourcentage de clones et de fantômes à 0 pour tout l’intervalle étudié. En réalité, les particules de basse impulsion font peu d’impacts et sont très affectés par la diffusion multiple. Elles ne traversent donc pas toutes les couches, elles sont difficilement reconstruites ainsi leur efficacité chute. Elles subissent également le champ magnétique et peuvent boucler dans les détecteurs, augmentant alors le pourcentage de clones. Les traces fantômes sont majoritairement issus du bruit de fond.

3.3 Performances de nouvelles géométries

3.3.1 Géométries modifiées

Comme le code utilisé pour simuler le détecteur Belle II est très complexe et rigide, il est très difficile et couteux en temps de faire de grandes modifications de la géométrie. Guariguanchi nous a appris que le budget de matière jouait un rôle clé dans l'amélioration des performances. De ce fait, les deux géométries réalisées dans BASF2 durant ce stage ne sont que des petites modifications du détecteur actuel. Un environnement est actuellement en développement dans le but d'ajouter une couche dans le SVD de la simulation de Belle II dans BASF2, mais il demande encore beaucoup de travail. Toutefois le programme réalisé pendant ce stage qui effectue les simulations, analyses et graphes des résultats qui suivent est opérationnel et compatible avec les futurs développements des nouvelles géométries.

La première modification est d'enlever la couche d'or qui enrobe le tube à vide, car la couche contribue à la moitié de la longueur de radiation totale du tube. L'or possède un numéro atomique (Z) élevé, ce qui lui permet de réduire de façon conséquente les rayons X, qui peuvent être produits au passage des aimants de focalisation par le rayonnement synchrotron. Pour ce qui est de la faisabilité, le VXD actuel de Belle II ne pourrait pas fonctionner correctement sans cette couche d'or, mais une technologie plus rapide de type CMOS en serait capable.

Pour la deuxième modification, en plus de la couche d'or enlevée du tube à vide, l'épaisseur des couches du SVD a été divisée par un facteur deux, toujours dans l'optique de réduire le budget de matière, cette fois-ci sur un des sous-détecteur.

3.3.2 Résultats sur les résolutions

On représente sur la figure 3.4 les comparaisons des résultats des résolutions pour les géométries modifiées (en rouge et bleu) avec les résultats de la géométrie actuelle de Belle II, nommés Phase 3¹ (en noir). Les résolutions ont été obtenues en simulant 1000 événements comportant 10 pions chacun. On se concentre sur la résolution à basse impulsion (< 0.5 GeV/c) car à haute impulsion aucune amélioration conséquente n'est prévue.

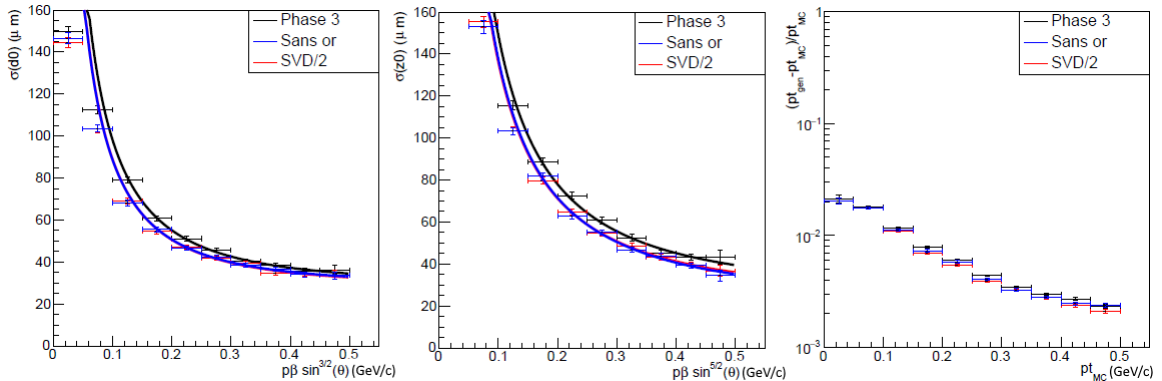


FIGURE 3.4 – Résolution sur les paramètres d'impact (de gauche à droite) d_0 et z_0 en fonction de la pseudo-impulsion et p_t en fonction de p_t^{MC} pour 5000 événements, avec 10 pions générés par événement. Les courbes correspondent à la paramétrisation par l'équation 2.2 des résultats pour la géométrie de Belle II complète (Phase 3) en noir, et les géométries modifiées : en bleu, la couche d'or du tube à vide est retirée, et en rouge, en plus de cette modification l'épaisseur des couches du SVD est divisée par deux.

1. La géométrie de Belle II est décrite en plusieurs phases. La phase 1, durant laquelle les faisceaux ont été ajustés, correspond au détecteur sans le VXD; la phase 2 où les premières collisions ont eu lieu avec seulement 20% du VXD; enfin la phase 3, qui a débuté début mars 2019, est munie du détecteur au complet.

Lorsqu'il n'y a que la couche d'or qui est retirée du tube à vide (en bleu) et lorsqu'on divise également par deux la largeur du SVD, les courbes paramétriques pour d_0 ou z_0 sont tout juste en deçà de la courbe de la phase 3, ce qui indique une légère amélioration, mais comme expliqué en 2.2.2 la paramétrisation n'est pas parfaite. Si on regarde les points, on observe une amélioration d'environ 10% sur la résolution en d_0 et z_0 pour des pseudo-impulsions inférieures à 200 MeV/c. Pour p_t les résultats montrent également une légère amélioration. Néanmoins, les améliorations sont beaucoup plus faibles que celles obtenues avec Guariguanchi, mais elles sont raisonnables au vu des petites modifications qui ont été apportées à la géométrie de Belle II dans BASF2.

3.4 Étude de l'impact du bruit de fond sur les performances du tracking

Si on enlève la couche d'or du tube à vide, ou avec la luminosité instantanée qui ne va qu'augmenter avec le temps, on s'attend à un bruit de fond du faisceau conséquent que les détecteurs vont devoir gérer pour ne pas perdre en performance. On peut alors réaliser des prédictions pour regarder comment vont évoluer les efficacités et les mauvaises reconstructions avec une, deux voire cinq fois le bruit de fond du faisceau attendu à la luminosité nominale de $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les figures ci-dessous montrent l'évolution des efficacités de reconstruction, des pourcentages de fantômes et de clones pour p_t , θ et ϕ pour ces différents niveaux de bruit de fond du faisceau. Pour chaque figure, les simulations comportent 5000 évènements de 10 pions avec ajout du bruit de fond.

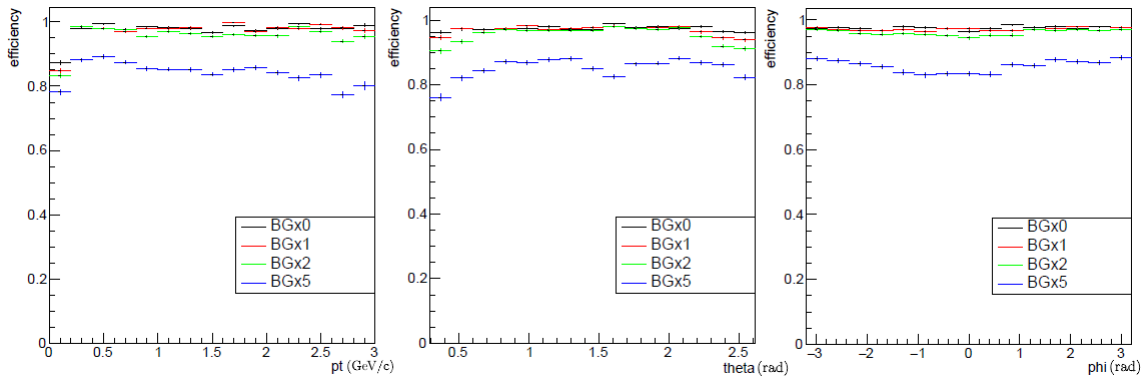


FIGURE 3.5 – Efficacité de reconstruction (définie en 3.2.2) pour l'impulsion transverse p_t et les angles θ et ϕ (de gauche à droite), pour différents niveaux de bruit de fond du faisceau : pas de bruit de fond (BGx0) et une (BGx1), deux (BGx2) ou cinq (BGx5) fois le niveau de bruit de fond attendu.

La figure 3.5 se concentre sur l'efficacité de reconstruction, c'est-à-dire le rapport entre le nombre de traces vraies et le nombre total de particules générées. Les données sont compatibles avec les prédictions : une mauvaise efficacité pour les particules en dessous de 500 MeV/c puis une efficacité constante très proche de 1. Avec une fois ou sans bruit de fond du faisceau, les résultats sont très similaires. Les performances baissent légèrement lorsqu'il est doublé et drastiquement lorsqu'il est quintuplé. En moyenne, les efficacités de reconstruction obtenues sont de 98.5% sans bruit de fond, 98.2% avec une, 97.2% avec deux et 88.9% avec cinq fois le bruit de fond du faisceau nominal attendu. S'il s'avère que, comme discuté en 1.3, ce dernier a été sous estimé, les conséquences sur la physique d'une telle baisse de performances sont discutées chapitre 4. Par ailleurs, les efficacités en θ et ϕ restent constantes, mis à part une diminution de l'efficacité de reconstruction aux bords de la zone d'acceptation pour le premier, et au centre pour les deux.

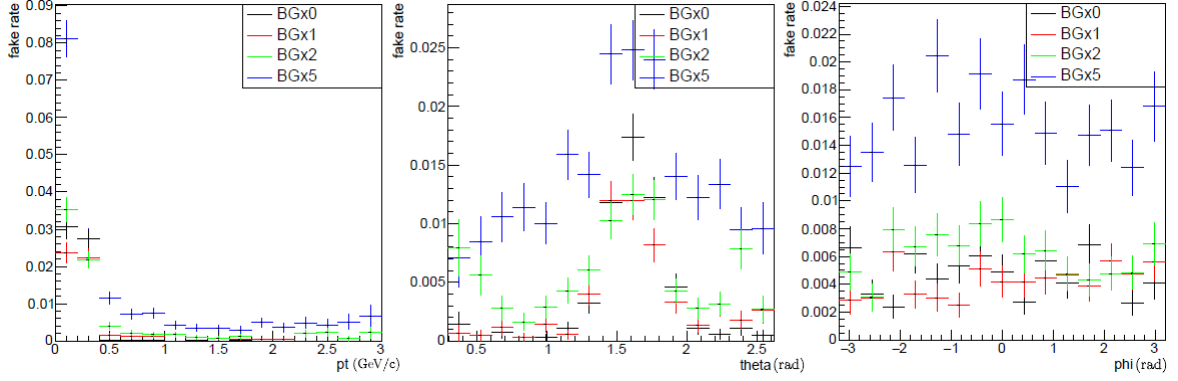


FIGURE 3.6 – Pourcentage de fantômes (définie en 3.2.2) pour l’impulsion transverse p_t et les angles θ et ϕ (de gauche à droite), pour différents niveaux de bruit de fond du faisceau : pas de bruit de fond (BGx0) et une (BGx1), deux (BGx2) ou cinq (BGx5) fois le niveau de bruit de fond attendu.

Le pourcentage de fantômes, représenté sur la fig. 3.6, est nettement plus élevé aux basses impulsions ($p_t < 500$ MeV/c). En effet, les particules ayant cette propriété sont plus sensibles à la diffusion multiple. De plus, lorsque que le bruit de fond du faisceau est multiplié par cinq, ce pourcentage est triplé. D’autre part, ils sont plus localisés perpendiculairement par rapport au faisceau ($\theta = \pi/2$) car les traces peuvent y spiraler de nombreuses fois.

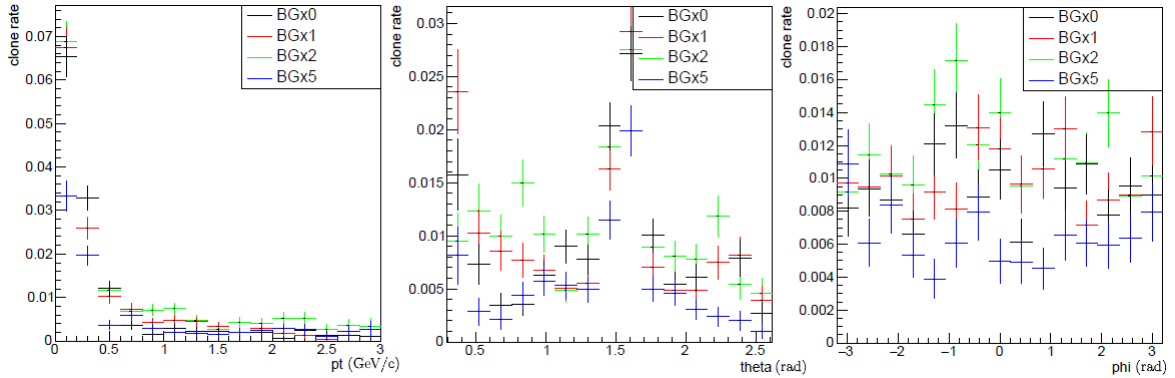


FIGURE 3.7 – Pourcentage de clone (définie en 3.2.2) pour l’impulsion transverse p_t et les angles θ et ϕ (de gauche à droite), pour différents niveaux de bruit de fond du faisceau : pas de bruit de fond (BGx0) et une (BGx1), deux (BGx2) ou cinq (BGx5) fois le niveau de bruit de fond attendu.

Pour finir, le pourcentage de clone (fig. 3.7) suit le même comportement que les fantômes, ils sont localisés aux petites impulsions et perpendiculairement au faisceau. Cependant, lorsque le bruit de fond du faisceau augmente, le taux de clone diminue, probablement à cause de la forte augmentation du nombre de traces fantômes, les impacts des vraies particules sont donc beaucoup plus partagés et la probabilité d’avoir deux trajectoires avec plus de 66% de leurs impacts en commun chute.

Ces figures reproduisent bien d’autres résultats similaires établis dans Belle II. La diminution globale des performance du tracking avec l’augmentation du bruit de fond peut avoir de lourdes conséquences sur la physique. Une diminution de l’efficacité de reconstruction ou une augmentation des fantômes et des clones entraîne une diminution du nombre d’évènements rares que Belle II peut correctement identifier ; une augmentation de la luminosité après avoir atteint celle nominale n’entraînerait donc pas forcément une augmentation du nombre d’évènements disponibles.

Chapitre 4

Impact du bruit de fond sur la physique

4.1 Asymétrie particules-antiparticules dépendant du temps

Lors d'une collision, les mésons B créés peuvent être décrits de deux façons : d'une part leurs états dits de saveur (B/\bar{B}) qui décrivent leur composition en quark, utiles pour comprendre leurs processus de désintégration, d'autre part leurs états dits de masse (B_L/B_H), ayant une masse et un temps de vie défini, et qui sont ceux se propageant dans le temps et l'espace. Comme ces états de masse sont combinaisons des deux états de saveurs, ces derniers s'interchangent lors de la propagation du méson, c'est ce qu'on appelle le phénomène de mélange (ou oscillation). Le fait qu'une particule se transforme en son antiparticule et vis versa a été observé premièrement pour les kaons [15], pour les mésons B [16] puis les mésons D [17].

Dans les collisions e^+e^- observées par Belle II, les mésons B créés proviennent du même $\Upsilon(4S)$ et sont donc intriqués (schéma fig. 4.1). Lorsqu'un des deux oscille, l'autre doit également changer de saveur au même instant, et ce lien est brisé au moment où l'un des deux se désintègre. L'autre peut alors osciller librement jusqu'à désintégration. Durant toutes ces étapes, la violation de la symétrie CP peut se manifester sous plusieurs formes (plus de détails p.11-17 ref. [18]).

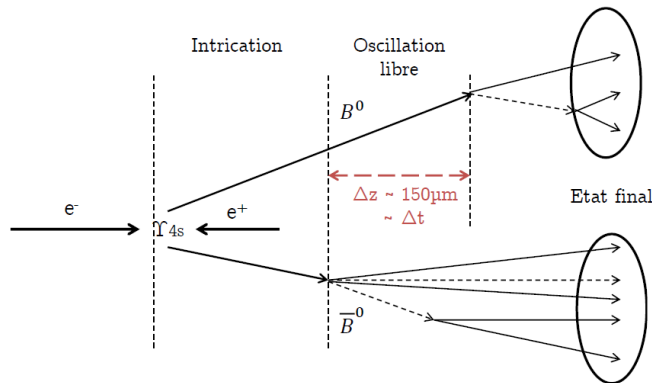


FIGURE 4.1 – Schématisation du déroulement d'un événement $e^+e^- \rightarrow B^0 \bar{B}^0$.

Notre but est de quantifier cette violation CP en étudiant les taux de désintégration des mésons B et \bar{B} qui, contenant tous les effets décrits ci-dessus, peut s'exprimer comme :

$$f_{q_{\text{tag}}}(\Delta t) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau}}{4\tau} [1 + q_{\text{tag}} (\mathcal{S} \sin(\Delta m_d \Delta t) - \mathcal{A} \cos(\Delta m_d \Delta t))] \quad (4.1)$$

avec Δt le temps séparant la désintégration des deux particules, τ le temps de vie, Δm_d la différence de masse des états de masse, q_{tag} prenant la valeur +1 et -1 pour B et \bar{B} , et enfin \mathcal{A} et \mathcal{S} les termes d'asymétrie directe et indirecte qui traduisent des effets de violation CP. Dans

le modèle standard, ces termes sont égaux à zéro pour les transitions radiatives vers un quark étrange de type $B^0 \rightarrow K^* + \gamma$, mais de la nouvelle physique pourrait introduire de la violation CP. Aucune déviation n'a été observée pour l'instant, mais l'incertitude statistique limite la mesure de ces paramètres (par exemple [19]).

On s'intéressera dans la suite à la désintégration $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$ qui est grandement étudiée dans le groupe Belle II à Strasbourg et, en utilisant les résultats des efficacités de reconstruction obtenus précédemment, on étudiera l'évolution de l'incertitude systématique sur le paramètre \mathcal{S} pour différents niveaux de bruit de fond du faisceau et à différentes luminosités.

4.2 Évolution de l'incertitude sur \mathcal{S}

Nous avons développé une simulation rapide exploitant la paramétrisation 4.1 et les effets de résolution du détecteur, avec l'outil ROOFIT. Elle permet de reproduire de nombreuses pseudo-expériences et d'estimer l'incertitude statistique sur \mathcal{A} et \mathcal{S} . Pour une certaine luminosité, on réalise mille pseudo-expériences Monte-Carlo composées chacune d'un nombre d'événements calculé en multipliant la luminosité par la section efficace du canal $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$. J'ai modifié le programme pour pouvoir ajouter une efficacité de reconstruction dans ce calcul, comme dans l'équation 1.1.

Pour notre canal, on peut considérer que le kaon se désintègre en deux pions et qu'il n'y a qu'un seul pion dans la désintégration de l'autre méson B . Cela fait un total de cinq pions dans l'état final, il faut donc multiplier le nombre d'événements par pseudo-expériences par l'efficacité de reconstruction des pions obtenue dans la section précédente, à la puissance cinq.

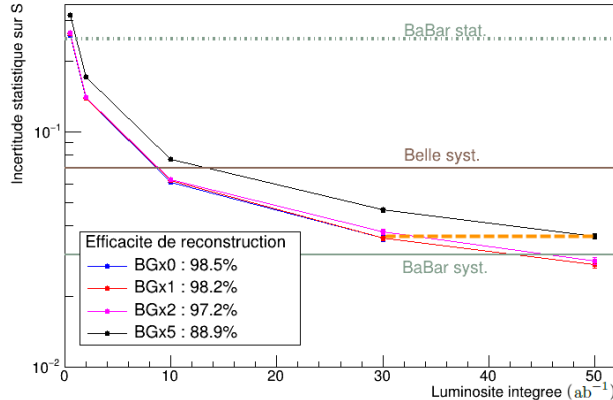


FIGURE 4.2 – Évolution de l'incertitude statistique sur \mathcal{S} en fonction de la luminosité intégrée pour différents niveaux de bruit de fond du faisceau et donc différentes efficacités de reconstruction des particules de l'état final : pas de bruit de fond (BGx0) et une (BGx1), deux (BGx2) ou cinq (BGx5) fois le niveau de bruit de fond nominal attendu.

La figure 4.2 montre l'évolution de l'incertitude sur \mathcal{S} en fonction de la luminosité avec des efficacités de reconstruction de 98.5% sans bruit de fond, 98.2% avec une, 97.2% avec deux et 88.9% avec cinq fois le bruit de fond du faisceau nominal attendu. Sont représentés également les incertitudes systématique et statistique pour Belle et BaBar pour cette mesure.

Le cas où le bruit de fond nominal attendu est multiplié par cinq se détache largement des trois autres cas, qui sont quasiment confondus. Avant 30 ab^{-1} , les trois premiers types de bruit de fond (cf. 1.3) sont dominants, mais même s'ils ont mal été estimés d'un facteur cinq, on se trouverait dans le cas des courbes confondues. Cependant, lorsque la luminosité augmente et si les bruits de fond type interaction faisceau-faisceau ont mal été estimés d'un facteur cinq, passer de 30 ab^{-1} à 50 ab^{-1} (en orange), soit deux ans de fonctionnement, n'augmenterait pas la précision sur la mesure de l'incertitude sur \mathcal{S} et la systématique de BaBar ne serait même pas atteinte.

Chapitre 5

Implémentation d'un nouveau détecteur dans BASF2

Grâce au Magistère de Physique Fondamentale, j'ai pu commencer pendant la prolongation de stage l'intégration dans le software de la collaboration d'un nouveau détecteur à pixel qui remplacera le VXD. Une fois implémenté, la géométrie et les propriétés du détecteur pourront être facilement modifiées afin de comparer les performances du tracking à l'aide des outils développés au chapitre 3.

5.1 Le détecteur *GenPix*

Dans le but de comparer rapidement les performances du tracking pour différentes géométries (comme débuté en 3.3.2), j'ai commencé à développer un paquet définissant un nouveau détecteur à pixel nommé *GenPix* (*Generic Pixel package*) dans BASF2. Ce dernier a la particularité d'être plus simplement défini, ce qui le rend beaucoup plus simple à manipuler et à modifier comparé au VXD actuellement implémenté. La difficulté de mon travail se révèle dans les choix de simplification à faire pour obtenir une réponse physique robuste de la simulation malgré la diminution des détails pris en compte.

Dans un premier temps, *GenPix* est composé de six cylindres en silicium situés à des rayons similaires au VXD actuel. Chaque couche est divisée uniformément en six échelles, chaque échelle est composée d'un seul capteur pixelisé, où chaque pixel a une dimension de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$. Le nombre et le placement des échelles et des capteurs sont très simplifiés tant que l'implémentation n'est pas finie, mais ils seront par la suite complexifiés.

Une fois la géométrie caractérisée, il faut créer les modules qui effectueront la reconstruction des trajectoires des particules passant à travers le détecteur lors d'une simulation. Différents objets doivent être alors définis :

- *TrueHit* ou *vrai impact* : enregistre les informations des traces lors de leur passage dans la partie sensible du détecteur. Cet objet stocke alors les impacts des particules issus de la simulation GEANT4, comme les coordonnées locales de la trace, l'énergie déposée ou encore l'identité du capteur touché.
- *SimHit* ou *impact simulé* : même principe que pour les *TrueHit*, mais ici sont stockées les informations sur la quantité des charges déposées lors du passage d'une particule dans un capteur.
- *Cluster* ou *groupement d'impact* : comme expliqué en 1.2, les impacts sont regroupés afin de faciliter la reconstruction des traces et des trajectoires.
- *SpacePoint* ou *impact 3D* : utilise les groupements d'impact pour créer des points tridimensionnels qui seront utilisés par l'algorithme de tracking.

5.2 Connexion du détecteur au tracking de BASF2

Une fois ces objets définis, on peut alors connecter notre détecteur au *Full-Tracking* de BASF2 qui réalisera la reconstruction des traces et des particules.

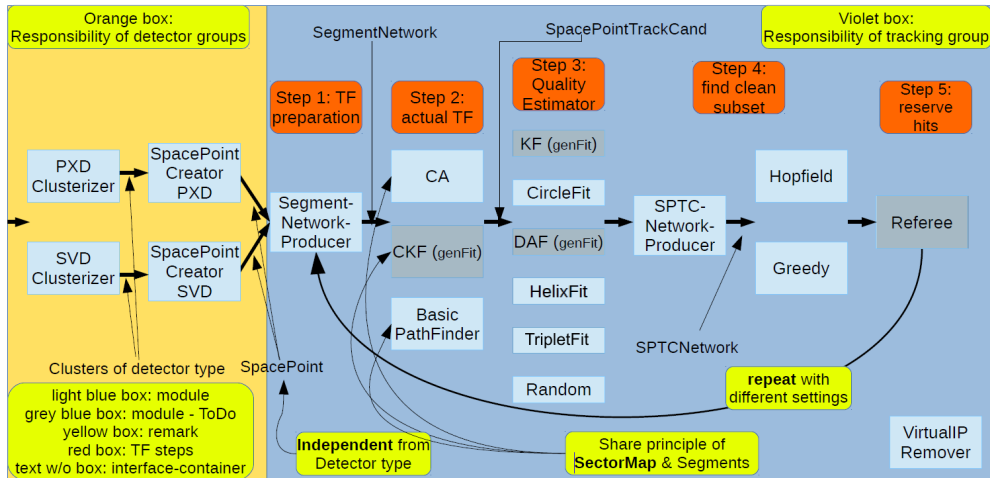


FIGURE 5.1 – Schéma des différentes étapes de l'algorithme de tracking (en violet) [20].

La figure 5.1 représente les différentes étapes nécessaires à l'algorithme de tracking de BASF2. La zone orange correspond à la partie détecteur expliquée en 5.1, tandis que la zone violette concerne le tracking. On notera que cette partie ne nécessite des détecteurs que leurs *Space Points* (et implicitement leurs *clusters*) pour fonctionner.

En bref, la première étape (*Track Finding (TF) preparation*) consiste à préparer les algorithmes de tracking en appliquant différents filtres entre les *Space Points* et des secteurs de pixels. Lorsqu'on veut trouver une trace en utilisant les impacts 3D, de nombreuses combinaisons de points sont possibles. Cette étape a pour but de réduire cette combinatoire en créant des liens logiques entre certaines zones de pixels avec certaines coordonnées de points (illustration annexe C). La carte de tous ces liens s'appelle la *Sector Map*, et chaque détecteur en possède une propre. Avant d'être utilisée par le tracking, cette dernière doit être entraînée sur des millions d'évènements simulés afin de trouver les différents liens entre les impacts et les secteurs. J'ai passé la majeure partie de mon temps à essayer de connecter les données du nouveau détecteur à l'entraînement de sa carte des secteurs.

La deuxième étape est responsable de la reconstruction des traces suivant plusieurs méthodes possibles, comme un filtre de Kalman combinatoire (CKF) ou un automate cellulaire (CA) [21]. Les troisième et quatrième étapes consistent à estimer la qualité des traces obtenues, pour enfin n'en retenir qu'une certaine partie à la dernière étape. Le processus recommence à la première étape jusqu'à ce que tous les impacts ont été marqués.

La géométrie du nouveau détecteur a bien été implémentée et les impacts et groupements d'impacts créés après la reconstruction des événements simulés fonctionnent correctement. Il ne reste plus qu'à entraîner la carte des secteurs pour ensuite pouvoir l'utiliser dans l'algorithme de tracking de BASF2. En s'inspirant des résultats obtenus dans Guariguanchi, on comparera les performances du tracking (résolutions sur les paramètres d'impact, efficacité de reconstruction, pourcentages de clones, fantômes) pour différentes modifications de la géométrie. J'aurai l'occasion de finir ces travaux lors de ma thèse.

Conclusion et perspectives

L'expérience Belle II devra probablement changer son détecteur de vertex, lorsque le collisionneur atteindra sa luminosité nominale de $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. J'ai étudié pendant ce stage les propriétés que le nouveau VXD doit avoir pour obtenir de meilleures performances sur les résolutions des paramètres d'impact et de l'impulsion transverse, ainsi que les conséquences d'une augmentation du bruit de fond du faisceau sur ses performances.

Premièrement, j'ai étudié quelles caractéristiques des couches VXD influent le plus sur la résolution des paramètres de la trace dans le logiciel de calcul numérique Guariguanchi. Grâce à sa rapidité d'exécution, de nombreuses combinaisons de géométries ont pu être modélisées puis testées. Il en ressort que le budget de matière du tube à vide actuel influe le plus sur la résolution des paramètres d'impact, et que le rapprocher du faisceau tout en réduisant son épaisseur permettrait de les améliorer d'un facteur deux. Pour l'impulsion transverse, c'est le budget de matière des couches du VXD qui doit diminuer. Un début de modélisation des géométries les plus performantes ont été implémentées dans le logiciel de la collaboration de Belle II. On observe de légères améliorations sur les paramètres de la trace, mais il faut continuer les modélisations pour obtenir des résultats plus probants.

D'autre part, de nouveaux résultats vont être publiés par Belle II pour la mesure du bruit de fond issu d'un seul faisceau. On pourra ensuite voir comment évolue le facteur entre les simulations et l'expérience. Pour le bruit de fond faisceau-faisceau, il faudra attendre une luminosité plus élevée pour réaliser une mesure. Si celui-ci est cinq fois plus grand que les prédictions à la luminosité nominale, j'ai montré que la recherche de nouvelle physique pour certains canaux de désintégration ne profiterait pas de l'augmentation de luminosité. Il faudra, pour palier à ce problème, changer de VXD.

Grâce au Magistère de Physique Fondamentale qui m'a permis de prolonger ce stage, j'ai pu commencer l'implémentation dans BASF2 d'un nouveau détecteur pixelisé. Lorsque celui-ci sera entièrement opérationnel, nous pourrons alors correctement comparer nos résultats à ceux obtenus avec Guariguanchi en modifiant sa géométrie, puis nous étudierons les efficacités et puretés des algorithmes de trajectométrie, qui sont des critères décisifs pour la jouvence du VXD.

Annexe A

Détecteur Belle II

En plus d'un champ magnétique de 1,5 T créé par un solénoïde supraconducteur, Belle II est composée de six sous-détecteurs (A.2) :

- Le détecteur de vertex en silicium (*VerteX Detector*, VXD) est composé du détecteur à pixels (*PiXel Detector*, PXD) ainsi que du détecteur à pistes double face (*Silicon Vertex Detector*, SVD). Le PXD entoure le tube du faisceau avec deux couches pixelisées et le SVD entoure le PXD avec quatre couches de capteurs à bande de silicium double face. Les particules chargées laissent des impacts, nommés *hits*, par processus d'ionisation en traversant les couches, ce qui permettent par la suite de reconstruire leur trace et leur vertex, correspondant respectivement à la trajectoire et au point de production des particules.
- La chambre centrale à dérive (*Central Drift Chamber*, CDC) est un détecteur gazeux qui permet de reconstruire entièrement en 3D l'hélice formée par les particules chargées qui ionisent le milieu lors de leur passage. Avec le VXD, cet ensemble de détecteur fait partie de la partie Tracking de Belle II.
- Le *time-of-propagation counter* (TOP) et l'*aerogel ring imaging Cherenkov detector* (ARICH) sont utilisés pour identifier les particules chargées en utilisant le rayonnement Čerenkov. Le TOP, situé dans la partie centrale du détecteur, mesure le temps de propagation des photons provenant du rayonnement pour reconstruire l'ouverture du cône de lumière spécifique à l'effet Čerenkov. Quant à lui, le ARICH, situé dans la partie avant du détecteur (dans la direction du boost), réalise l'image du cône. Cet effet permet de déduire la particule chargée ayant traversé le milieu.
- Le calorimètre électromagnétique (ECL), composé de cristaux de CsI(Tl), permet de principalement mesurer l'énergie des photons et électrons, et de distinguer ces derniers par rapport aux hadrons (en particulier les pions).
- Pour finir, le *K-long and muon detector* (KLM) est le détecteur le plus éloigné du faisceau et se situe après l'aimant. Il ajoute une couche supplémentaire dans l'identification des particules (K_L^0 et muons).

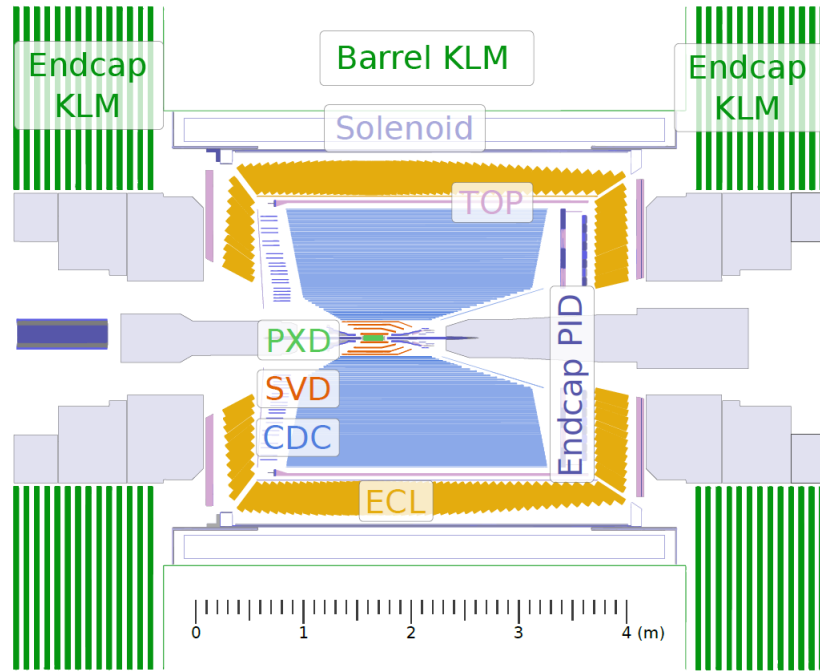


FIGURE 2 – Schéma de Belle II avec le nom des différents détecteurs : le détecteur de vertex en silicium (PXD), le détecteur à pistes double face (SVD), la chambre à dérive (CDC), le *time-of-propagation counter* (TOP), l'*aerogel ring imaging Cherenkov detector* (Endcap PID ou ARICH), le calorimètre électromagnétique (ECL) ainsi que le *K-long and muon detector* (KLM). Le champ magnétique est créé par l'aimant supra-conducteur (*solenoid*) [22].

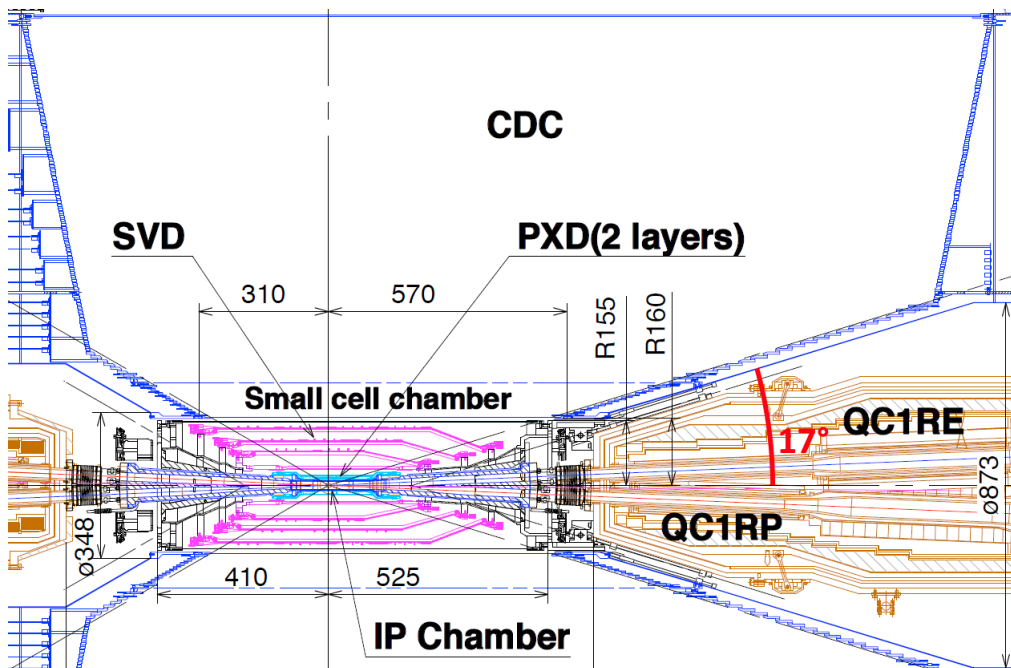


FIGURE 3 – Zoom sur le système de tracking (VDX + SVD + CDC). Adapté de [3].

Annexe B

Modélisation avec Guariguanchi

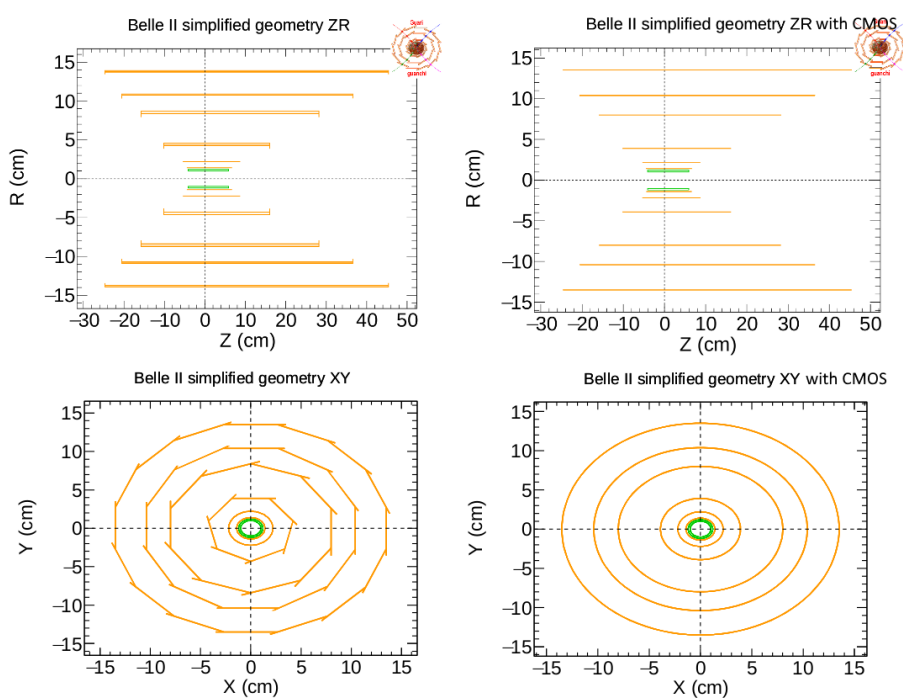


FIGURE 4 – À droite la modélisation du détecteur Belle II dans Guariguanchi, à gauche le même détecteur mais avec l'utilisation de capteurs CMOS.

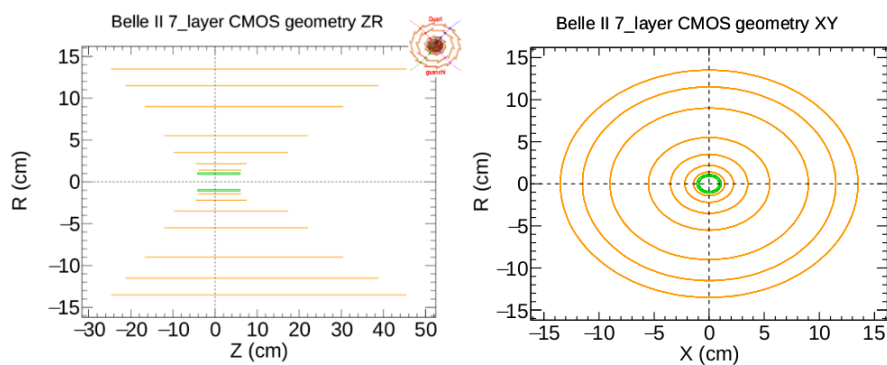


FIGURE 5 – Modélisation du détecteur à sept couches muni de la technologie CMOS.

Annexe C

Sector Map

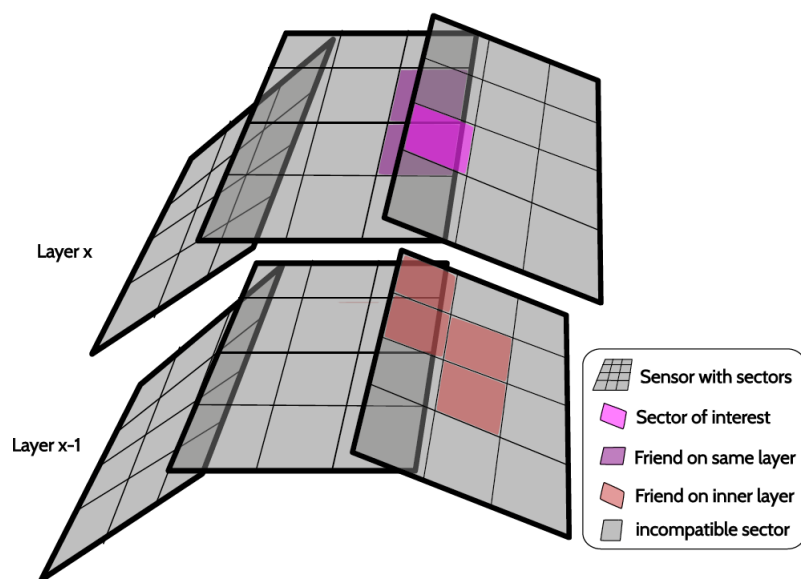


FIGURE 6 – Illustration de quelques secteurs de capteurs sur deux couches du SVD. Un exemple de relation dite d'*amitié* est présenté dans le cas où un impact à lieu dans le *sector of interest*. Deux secteurs sont *amis* si une trace est passée dans les deux secteurs et nulle part ailleurs. La carte totale de ces relations est appelée *Sector Map* [20].

Bibliographie

- [1] M. Huschle et al. (Belle Collaboration), *Measurement of the branching ratio of $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau^- \nu_\tau$ relative to $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}l^- \nu_l$ decays with hadronic tagging at Belle*, Phys. Rev. **D92**, (2015) 072014
- [2] K. Abe et al. (Belle Collaboration), *Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System*, Phys. Rev. **87**, (2001) 091802
- [3] E. Kou et al. (Belle II collaboration), *The Belle II Physics Book*, arXiv: 1808.10567v3 [hep-ex]
- [4] [Site web de Belle II](#)
- [5] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018)
- [6] S. Glasov (on behalf of Belle II tracking group), présentation à Connecting The Dots / Intelligent Trackers, València, 2019
- [7] Rapport du groupe responsable du tracking de Belle II, bientôt publié.
- [8] E. Abe et al., *Belle II Technical Design Report*, arXiv: 1011.0352 [physics.ins-det]
- [9] P.M. Lewis et al., *First Measurements of Beam Backgrounds at SuperKEKB*, arXiv :1802.01366 [physics.ins-det]
- [10] L. Andricsek, J. Baudot, G. Rizzo and Belle II VXD Group, *Initial requirements for an upgraded VXD in Belle II*, Belle II note (2019)
- [11] [Site web de ROOT](#)
- [12] A. Pérez, Guariguanchi User Manual
- [13] M. Prim, *Impact Parameter and Vertex Resolution Studies at Belle II*, Bachelor Thesis (2013)
- [14] N. Braun, *Momentum Estimation of Slow Pions and Improvements on the Track Finding in the Central Drift Chamber for the Belle II Experiment*, Masterthesis (2015)
- [15] K. Lande, E. Booth, J. Impeduglia, L. Lederman, and W. Chinowsky, *Observation of Long-Lived Neutral V Particles*, Phys.Rev. 103 (1956) 1901–1904.
- [16] LHCb collaboration Collaboration, R. Aaij et al., *Observation of B_s^0 - \bar{B}_s^0 mixing and measurement of mixing frequencies using semileptonic B decays*, arXiv :1308.1302 [hep-ex].
- [17] LHCb collaboration Collaboration, R. Aaij et al., *Measurement of D^0 - \bar{D}^0 mixing parameters and search for CP violation using $D^0 \rightarrow K^+ \pi^0$ decays*, arXiv :1309.6534 [hep-ex].
- [18] S. Akar, *Study of $B \rightarrow K \pi \pi$ gamma decays with the Babar Experiment : the photon helicity and the resonant structure of the $K \pi \pi$ system*, Thesis (2014)
- [19] BABAR Collaboration, B. Aubert et al., *Measurement of The Time-Dependent CP Asymmetry in $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$ Decays*, arXiv :0708.1614 [hep-ex].
- [20] J. Lettenbichler et R. Frühwirth, *Real-time Pattern Recognition in the Central Tracking Detector of the Belle II Experiment*, PhD thesis (2016).

- [21] R. Frühwirth *et al.*, *Track finding in silicon trackers with a small number of layers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 732 (2013) 95–98. doi :10.1016/j.nima.2013.06.035.
- [22] Christian Pulvermacher. *dE/dx Particle Identification and Pixel Detector Data Reduction for the Belle II Experiment*. (2012)