

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

Étude de modes de désintégration non
charmée du méson B et recherche de la
violation de la symétrie CP

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 25 avril 2003

pour l'obtention du

Grade de docteur en sciences de l'université Paris XI Orsay

par

Pierre-François Giraud

Composition du jury

Président : Étienne Augé
Rapporteurs : Olivier Pène
Achille Stocchi
Examineur : Christophe Yèche
Directeur de thèse : André Gaidot

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Je remercie Joël Feltesse, Michel Spiro, Jean Zinn-Justin, Pascal Debu et Bruno Mansoulié pour leur accueil au sein du service de physique des particules du CEA/DAPNIA.

Je remercie l'INSTN pour son soutien financier le long de ces trois années de thèse.

Je remercie mon directeur de thèse, André Gaidot pour avoir su me faire profiter de son expérience de l'analyse de données de physique des particules et pour son attention constante tout au long de mon travail de thèse.

Toute ma gratitude va à Christophe Yèche pour son encadrement constant et enthousiaste, et pour ses remarques brillantes qui m'ont permis d'avancer mon travail de manière décisive.

Je remercie dans son ensemble tous les membres du groupe *BABAR* de Saclay : Sandrine Émery, Serguei Ganjour, Gautier Hamel de Monchenault, Witold Kozanecki, Georges London, Marco Zito, et plus particulièrement Georges Vasseur pour avoir conseillé mon orientation au début de ma thèse et Roy Aleksan pour m'avoir fait profiter de ses connaissances multiples expérimentales et théoriques. Je salue les thésards déjà diplômés, Gianni De Domenico, Bruno Serfass, Melanie Langer et je souhaite un bon courage à Grégory Schott et Marie Legendre.

Je remercie l'ensemble du groupe d'analyse $\rho\pi$: Andreas Höcker, Sandrine Laplace, Ran Liu, Haibo Li, Yibin Pan, Vasia Shelkov, Jan Stark, Julian von Wimmersperg-Toeller, Jinwei Wu et Sau Lan Wu. Notre collaboration fructueuse a permis de mener à bien ce résultat.

Je remercie le groupe de SLAC avec qui j'ai travaillé sur l'alignement du DIRC : Blair Ratcliff et Jochen Schwiening, nos échanges fréquents ont prouvé leur efficacité.

Je remercie les théoriciens qui ont mené les calculs de "factorisation QCD" : Vincent Morénas et Salim Safir, et plus particulièrement Olivier Pène pour ses explications patientes et pédagogiques.

Je remercie Étienne Augé pour avoir accepté de participer à mon jury.

Je remercie Dominique Boutigny, Anne-Marie Lutz et Jean-Yves Nief pour leur disponibilité pour travailler au centre de calcul de Lyon, et Wouter Verkerke pour son aide avec le *package RooFit*.

Je remercie Dieter Schlatter et Ian Tomalin pour avoir guidé mes premiers pas en physique des particules.

Merci à mes parents et à ma soeur. Enfin, je remercie Jean de Brunhoff [1], source d'inspiration des physiciens.

Table des matières

Introduction générale	7
Contexte théorique	9
Chapitre 1 Les violations de CP	11
1.1 Les trois symétries C , P et T	11
1.1.1 La parité P	11
1.1.2 Le renversement du temps T	12
1.1.3 La conjugaison de charge C	12
1.1.4 La symétrie CPT	12
1.1.5 La symétrie CP	12
1.1.6 Intérêt cosmologique des violations de CP	14
1.2 Le système B^0/\bar{B}^0	14
1.2.1 Formalisme général	14
1.2.2 Les trois types de violation de CP	18
1.3 Le modèle standard	22
1.4 Les contraintes sur α	25
1.4.1 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	25
1.4.2 $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$	27
Le détecteur	31
Chapitre 2 Le dispositif expérimental : $BABAR$ et $PEP-II$	33
2.1 Introduction	33
2.2 Le collisionneur $PEP-II$	34
2.3 Le détecteur $BABAR$	36
2.4 Le solénoïde	39
2.5 Le détecteur de vertex (“Silicon Vertex Tracker”, SVT)	40

2.5.1	Réalisation	40
2.5.2	Performances	42
2.6	La chambre à dérive ("Drift Chamber", DCH)	44
2.6.1	Réalisation, principe de fonctionnement	44
2.6.2	Performances	46
2.7	Le DIRC ("Detection of Internally Reflected Cherenkov light")	46
2.7.1	Fonction du DIRC	46
2.7.2	Principe de fonctionnement	48
2.8	Le calorimètre électromagnétique ("Electro-Magnetic Calorimeter", EMC)	52
2.9	Le retour de champ instrumenté ("Instrumented Flux Return", IFR)	56
2.10	Le système de déclenchement et d'acquisition des données	57
Chapitre 3 L'alignement longitudinal du DIRC		61
3.1	Introduction	61
3.2	Les causes de mauvais alignement, stratégie	64
3.3	Définitions	65
3.4	Corrections globales sur la position des barres	66
3.5	Alignement par une table de correction	68
3.6	Performances du DIRC après l'alignement	69
Étude de canaux de désintégration non charmée du méson B : mesure de rapports d'embranchement et recherche de la violation de CP		77
Chapitre 4 $B^0 \rightarrow \rho^\pm h^\mp$: rapports d'embranchement et asymétries		79
4.1	Introduction	79
4.1.1	Préliminaire théorique, définitions	79
4.1.2	Stratégie expérimentale	82
4.2	Le signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$	83
4.3	Échantillons utilisés, présélection	83
4.4	La génération de l'échantillon final	86
4.4.1	La sélection	86
4.4.2	Le choix du candidat	89
4.4.3	Le choix de la charge du candidat	89
4.5	Variables cinématiques ΔE et m_{ES}	91
4.5.1	Définitions	91
4.5.2	Corrélations	92
4.5.3	Mauvaises reconstructions des deux variables cinématiques	92

4.5.4	La modélisation de ΔE et m_{ES} pour l’ajustement	97
4.6	Réseaux de neurones	98
4.6.1	Les variables de forme d’événement	98
4.6.2	Variables cinématiques propres au signal	100
4.6.3	Les deux versions de réseaux de neurones	100
4.6.4	La modélisation de la variable de sortie du réseau de neurones	101
4.7	La séparation des canaux $B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$	103
4.8	L’étiquetage et la modélisation temporelle du signal	107
4.8.1	Le signal	108
4.8.2	Le continuum	111
4.9	Le bruit de fond $B\bar{B}$	112
4.9.1	Stratégie	112
4.9.2	Les modes contribuant au bruit de fond $B\bar{B}$	117
4.10	L’ajustement par maximum de vraisemblance	120
4.11	Validations	132
4.11.1	Étude de Monte-Carlo rapide	132
4.11.2	Étude de Monte-Carlo complet	136
4.11.3	Autres validations	137
4.12	Erreurs systématiques	138
4.12.1	Distribution temporelle, étiquetage, et signal mal reconstruit	138
4.12.2	L’ajustement par maximum de vraisemblance et la modélisation des variables discriminantes	138
4.12.3	Identification des particules	139
4.12.4	Le bruit de fond $B\bar{B}$	139
4.12.5	Compilation	145
4.13	La mesure des rapports d’embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm)$ et $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- K^+)$	145
4.14	Résultats, conclusion	147

Discussion théorique

151

Chapitre 5 Validation du modèle de “factorisation QCD” avec les modes

$B \rightarrow PV$		153
5.1	Introduction	153
5.2	Principe du calcul	155
5.2.1	Le hamiltonien effectif	155
5.2.2	Écriture des éléments de matrice hadroniques par la méthode de “fac- torisation QCD”	157

5.2.3	Le calcul des différentes composantes	157
5.2.4	La correction des “pingouins charmants”	159
5.3	Confrontation avec l’expérience	160
Chapitre 6 Interprétation des mesures des canaux $B^0 \rightarrow \rho^\pm h^\pm$		167
6.1	Pingouins négligés	167
6.2	Approximation $SU(3)$	168
6.3	Factorisation QCD	171
Conclusion		177
Annexes		181
Annexe A Les formes non paramétriques Keys		181
Annexe B L’étiquetage des mésons B : Elba et Moriond		183
Bibliographie		187

Introduction générale

Ce mémoire réunit les travaux réalisés pendant ma thèse au sein de la collaboration *BABAR*, et concerne la recherche de la violation de la symétrie CP avec des canaux de désintégration non charmée du méson B .

La violation de CP a été découverte en 1964 [2] et a été étudiée expérimentalement en détail pendant près de 40 ans dans le système des kaons neutres. Ce phénomène trouve une justification élégante dans le cadre du modèle standard avec la présence d'une unique phase dans la matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa (CKM), décrivant le mélange entre les différents saveurs de quarks. Étant donnée la connaissance expérimentale des paramètres de cette matrice, le modèle standard est en mesure de prédire des violations de CP importantes dans le système des mésons B neutres. Aussi, l'objectif de l'expérience *BABAR* est de rechercher et de mesurer précisément les asymétries violant CP en utilisant divers modes de désintégration du méson B . En général, ces asymétries peuvent être reliées à différents paramètres de la matrice CKM, et les mesures peuvent ainsi être interprétées comme autant de tests du modèle standard. En 2001, *BABAR* a observé pour la première fois la violation de CP dans le système des B [3], en utilisant des états finals avec charmonium. Les contraintes correspondantes sur les paramètres du modèle standard sont particulièrement précises, et démontrent à nouveau la cohérence de celui-ci avec l'ensemble des résultats expérimentaux connus aujourd'hui.

L'expérience *BABAR* est montée sur le collisionneur PEP-II du Stanford Linear Accelerator (SLAC). PEP-II est une machine e^+e^- asymétrique, fonctionnant avec une énergie dans son centre de masse fixée sur la résonance $\Upsilon(4S)$, et fournissant une haute luminosité. Plusieurs dizaines de millions de paires $B\bar{B}$ sont ainsi produites chaque année au point d'interaction du détecteur *BABAR*. Les caractéristiques principales du détecteur sont une bonne reconstruction des vertex de désintégration, la mesure précise des paramètres cinématiques des particules chargées et neutres, et un système d'identification des particules performant.

Le travail de ma thèse comporte plusieurs aspects. Le premier concerne l'alignement du DIRC, un des détecteurs composant le système d'identification des particules, et dont la fonction principale est de séparer les pions des kaons chargés. Le principe de fonctionnement du DIRC est de comparer l'impulsion des traces à leur vitesse, déterminée en mesurant l'angle d'émission de la lumière Cherenkov, créée au voisinage des traces lors de leur traversée d'un milieu radiateur composé de quartz. Les différentes composantes de l'architecture complexe du DIRC doivent être alignées précisément, pour atteindre une résolution d'environ 2.5 mrad, nécessaire pour distinguer à 4σ les pions des kaons chargés, à une impulsion de 3 GeV/c.

La deuxième partie de mon travail de thèse est aussi la plus importante, et concerne la recherche de la violation de la symétrie CP dans les canaux de désintégration $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$, $B^0 \rightarrow \rho^-\pi^+$, $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$, et de leurs conjugués de CP . L'intérêt de l'étude des canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$ est qu'il est possible de réaliser une mesure de violation de CP venant de l'interférence entre les phases du mélange $B\bar{B}$ et celles de la désintégration, qui peut être reliée à l'angle α du triangle d'unitarité, c'est à dire une combinaison de certains paramètres de la matrice CKM. Les enjeux

principaux de cette analyse sont la réduction du bruit de fond du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$), et la description précise d'autres modes de désintégration du méson B , qui contaminent le signal recherché par association aléatoire de particules chargées et neutres présentes dans l'événement. Les excellentes performances du DIRC sont par ailleurs mises à profit pour mesurer simultanément les canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$. Dans cette étude, les mesures de huit paramètres sont présentées, comprenant des mesures de rapports d'embranchement, d'asymétries de violation de CP , et aussi des asymétries entre différentes composantes des amplitudes de désintégration, générées principalement par l'interaction forte. La précision de la mesure des rapports d'embranchement est de l'ordre de 10%, et celle des asymétries varie de 10 à 20%.

L'interprétation des mesures réalisées sur les canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, en termes de contraintes sur les paramètres du modèle standard est compliquée par la présence d'amplitudes complexes provenant de l'interaction forte, qui sont difficiles à estimer. Si certains de ces paramètres peuvent être mesurés en combinant plusieurs informations dans une analyse d'isospin, il est en général plus efficace de prédire leur valeur en utilisant un modèle décrivant l'hadronisation. Un exemple de tel modèle, la "factorisation QCD", est exploré à la fin de cette étude. Ses prédictions sur divers rapports d'embranchement sont comparées aux résultats expérimentaux, et, à titre illustratif, la qualité des contraintes sur les paramètres du modèle standard à partir des mesures de $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ sont évaluées, en supposant ce modèle valide.

Contexte théorique

1

Les violations de CP

Ce premier chapitre présente les concepts généraux qui seront directement utiles pour la recherche de la violation de CP qui fait l'objet de cette thèse. Pour une description détaillée du cadre théorique relevant du modèle standard ou de la physique de méson B , le lecteur pourra se reporter par exemple aux références [4, 5].

1.1 Les trois symétries C , P et T

Dans une théorie de physique, l'étude de symétries est de première importance : en effet, l'invariance sous une de ces symétries est nécessairement associée à une loi de conservation (théorème de Noether pour les symétries continues). Par exemple, les invariances par translation dans l'espace et dans le temps, et par rotation sont associées à la conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie et du moment cinétique. Dans la mécanique quantique, trois symétries discrètes sont d'importance particulière : la parité (P), le renversement du temps (T) et la conjugaison de charge (C).

Ces trois symétries sont conservées par les interactions électromagnétiques et les interactions fortes. Par contre, elles sont violées par l'interaction faible, de façon maximale pour P et C , et faiblement pour T .

1.1.1 La parité P

La parité transforme les coordonnées spatiales en leurs opposées : $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$. La quantité de mouvement $\mathbf{p} = m \frac{d\mathbf{x}}{dt}$ est transformée en son opposée $-\mathbf{p}$, le moment orbital $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ n'est pas affecté, et il en est de même du moment cinétique total. Pour un état f de quantité de mouvement \mathbf{p} et de spin \mathbf{s} , la parité opère de la manière suivante :

$$P|f(\mathbf{p}, \mathbf{s})\rangle = \eta_P|f(-\mathbf{p}, \mathbf{s})\rangle, \quad (1.1)$$

où η_P est une phase (parité intrinsèque de la particule).

Dans le cadre de l'interaction forte, la violation de parité n'a jamais été observée, plusieurs processus correspondant ayant été recherchés sans succès : par exemple des limites assez contraignantes sont associées à la recherche de résonance intermédiaire $p + {}^{19}F \rightarrow {}^{20}Ne^* \rightarrow {}^{16}O + \alpha$ [6] et du processus $\alpha + d \rightarrow {}^6Li + \gamma$ [7].

L'interaction faible viole la parité fortement. La première observation date de 1957 [8] : Wu a observé que lors de la désintégration β du ${}^{60}Co$ polarisé, l'électron est émis préférentiellement dans une direction opposée à celle du spin du Cobalt.

1.1.2 Le renversement du temps T

Le renversement du temps est l'opérateur qui consiste à changer le signe des coordonnées temporelles $t \rightarrow -t$. La quantité de mouvement et le moment cinétique sont changés en leurs opposés. L'état f se transforme de la manière suivante :

$$T|f(\mathbf{p}, \mathbf{s})\rangle = \eta_T^s |f(-\mathbf{p}, -\mathbf{s})\rangle^*, \quad (1.2)$$

η_T^s est une phase dépendant du spin de la particule.

Aucune observation de violation de T n'a pu être observée dans l'interaction forte. Les recherches de cette violation consistent à essayer d'exhiber une asymétrie entre des processus $a + b \rightarrow c + d$ et $c + d \rightarrow a + b$. Citons les exemples de $p + {}^{27}\text{Al} \rightleftharpoons {}^{24}\text{Mg} + \alpha$ [9] et de $\gamma + d \rightleftharpoons n + p$ [10, 11].

Dans le cas de l'interaction faible, la symétrie T est faiblement violée : ceci sera discuté plus en détail § 1.1.5.

Enfin, les recherches de moment dipolaire électrique du neutron et de l'électron (assez insensibles à l'interaction faible) permettent de contraindre de nombreux modèles pouvant prédire une violation de P ou T [12, 13].

1.1.3 La conjugaison de charge C

La conjugaison de charge est l'opérateur qui transforme une particule en son antiparticule. Ni la quantité de mouvement, ni le moment cinétique ne sont changés par cette transformation. L'état f se transforme de la manière suivante :

$$C|f(\mathbf{p}, \mathbf{s})\rangle = \eta_C |\bar{f}(\mathbf{p}, \mathbf{s})\rangle, \quad (1.3)$$

où η_C est une phase.

La recherche de violation de C par interaction forte est assez délicate : les meilleures contraintes viennent de recherches d'asymétries entre les productions inclusives d'états finals x donnés et les productions conjuguées de \bar{x} lors d'interactions $p + \bar{p}$ [14, 15]

Enfin, l'absence de la désintégration $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^0$ a été constatée expérimentalement [16], ce qui permet de contraindre des corrections éventuelles à l'interaction électromagnétique qui violeraient C .

1.1.4 La symétrie CPT

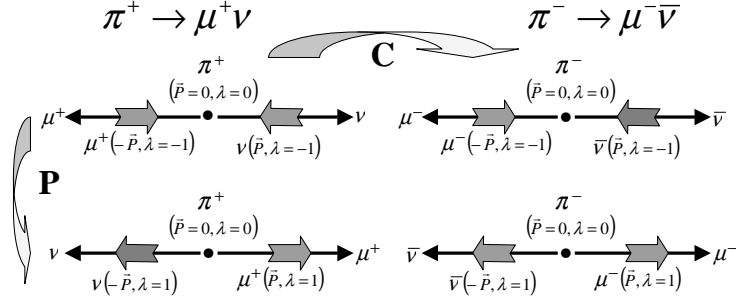
La théorie quantique des champs établit [17, 18] que sous les hypothèses d'invariance de Lorentz et de localité, toute interaction est invariante par le produit CPT .

Une des manifestations expérimentales de ce théorème est l'absence de différence de masse entre les particules et leurs antiparticules : par exemple, une limite sur la différence de masse relative des deux kaons neutres est donnée à 10^{-18} [19].

1.1.5 La symétrie CP

La symétrie CP est considérée dans cette étude avec une importance particulière. On l'a vu, les interactions fortes et électromagnétiques sont toutes deux invariantes par C et P , ce qui n'est pas le cas de l'interaction faible. En revanche, dans une bonne approximation, celle-ci est invariante sous la symétrie totale CP .

Cette dernière affirmation peut être illustrée par le mode de désintégration $\pi \rightarrow \mu\nu$ (voir FIG. 1.1) : c'est un cas de figure où l'hélicité du neutrino peut être reconstruite expérimentalement. Quatre canaux de désintégration sont attendus : $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ (gauche), $\pi^+ \rightarrow \mu^+\bar{\nu}_\mu$ (droit), $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$ (gauche) et $\pi^- \rightarrow \mu^-\nu_\mu$ (droit). Ces canaux sont conjugués l'un de l'autre par C ou par P , comme illustré sur la FIG. 1.1. Le neutrino étant de masse nulle et son hélicité étant gauche [20], seules deux des désintégrations du pion ne peuvent être observées : $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ (gauche) et $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$ (droit), ces deux modes étant conjugués de CP l'un de l'autre. Les deux autres modes, transformés de ces deux là seulement par C ou par P ne sont pas observés. Ceci prouve de façon flagrante la violation des deux symétries C et P , mais dans ce test, aucune violation de la symétrie CP n'est mise en évidence.


 FIG. 1.1 – Désintégration du π en $\mu\nu$.

En fait, la violation de CP a été observée pour la première fois en 1964 par Christenson, Cronin, Fitch et Turlay [2] dans le système des kaons neutres. Le méson K neutre existe sous deux états propres de saveur, $K^0 = d\bar{s}$ et $\bar{K}^0 = \bar{d}s$. À partir de ces deux états, il est possible de construire deux états propres de CP :

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (CP = +1) \quad (1.4)$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (CP = -1) \quad (1.5)$$

$$(1.6)$$

Si l'interaction faible est invariante sous la symétrie CP , les états observés lors de la désintégration doivent être exactement les deux états décrits ci-dessus. Expérimentalement, deux états physiques sont observés, notés K_S^0 et K_L^0 , caractérisés par leur durée de vie. La durée de vie du premier est de $\sim 10^{-10}$ s et son mode de désintégration dominant est $K_S^0 \rightarrow (\pi\pi)^0$. Le deuxième a une durée de vie de $\sim 10^{-7}$ s et il se désintègre principalement en trois pions $K_L^0 \rightarrow (\pi\pi\pi)^0$. La différence de durée de vie entre ces deux états s'explique par la différence d'espace de phase accessible par les deux modes de désintégration. Les états finals $(\pi\pi)^0$ et $(\pi\pi\pi)^0$ sont des états propres de CP avec les valeurs propres $+1$ et -1 , moyennant des hypothèses fondées sur la symétrie d'isospin sur le moment orbital entre les pions. En première approximation, on a donc : $K_S^0 = K_1^0$ et $K_L^0 = K_2^0$. La différence de durées de vie entre les deux états physiques est commode pour produire des faisceaux de K_L^0 purs : en se plaçant suffisamment loin du lieu de production des K^0 , tous les K_S^0 se sont désintégrés. L'observation de 1964 est l'évidence de la désintégration $(\pi\pi)^0$ dans un faisceau pur de K_L^0 . Le K_L^0 dévie de l'état pur $|K_2^0\rangle$ d'une quantité $\varepsilon|K_1^0\rangle$, où $|\varepsilon| \simeq 2.3 \times 10^{-3}$.

Cette découverte a débouché sur une ligne très active de recherche pour mieux comprendre ce phénomène : cette propriété est-elle intrinsèque au kaon neutre, ou est-ce une propriété générale

de la matière et de l'interaction faible ?

1.1.6 Intérêt cosmologique des violations de CP

Une des motivations essentielles pour étudier les violations de CP réside dans son implication cosmologique [21]. D'après le modèle du big bang, l'univers est créé avec initialement autant de matière que d'antimatière. Or, on peut constater aujourd'hui qu'il est composé essentiellement de matière [22] : il est important de comprendre le processus qui a conduit à un tel état présent. En 1967, Sakharov [23] décrit un ensemble de conditions nécessaires pour tout mécanisme par lequel la matière peut arriver à dominer sur l'antimatière, combinant trois ingrédients, dont deux doivent être présents dans les interactions fondamentales de la matière :

1. la violation du nombre baryonique, c'est à dire la différence entre le nombre total de baryons et d'antibaryons dans l'univers : le nombre baryonique étant nul à la naissance de l'univers, il doit exister un processus capable de créer des baryons,
2. les violations de C et de CP : le nombre baryonique est symétrique par C et CP , et donc un mécanisme ne violant pas ces deux symétries produirait un nombre baryonique total nul,
3. enfin, ce mécanisme ne peut pas opérer à l'équilibre thermique, pour lequel l'invariance par CPT impose une densité égale de matière et d'antimatière.

Le modèle standard étant capable de produire une violation du nombre baryonique [24] par des processus non perturbatifs, ces trois conditions sont réalisés par celui-ci au moment de la transition de phase électrofaible, et un mécanisme pouvant créer une asymétrie entre matière et antimatière dans l'univers a été décrit [25]. Malheureusement, l'asymétrie prédite par ce modèle est bien plus faible que celle observée aujourd'hui.

L'argument cosmologique est une forte incitation à étudier en détail les violations de CP . En effet, certains modèles cosmologiques utilisent des extensions du modèle standard qui peuvent mener à certains processus rares observables expérimentalement. La confirmation des prédictions du modèle standard pourrait permettre de contraindre ces modèles. D'autre part, l'incompatibilité cosmologique du modèle standard est une indication que certains de ces processus rares pourraient bien exister, et de la nouvelle physique pourrait bien apparaître lors de la recherche de violation de CP .

1.2 Le système B^0/\bar{B}^0

Pendant près de 40 ans, la violation de CP n'a pu être observée que dans le système des kaons neutres. Plusieurs caractéristiques de cette violation ont pu être mises en évidence, et décrites avec succès par le modèle standard. Ce dernier décrit les interactions de la matière par un jeu restreint de paramètres, tous connus aujourd'hui avec une bonne précision. Aussi, celui-ci est capable de former des prédictions hautement contraintes sur les violations de CP dans le système des mésons B . Un secteur entier du modèle standard peut être testé dans ce système, et il n'est pas impossible que la nouvelle physique prédite par l'argument cosmologique trouve sa manifestation avec les B neutres.

1.2.1 Formalisme général

D'une manière complètement indépendante des modélisations de l'interaction régissant le système des mésons B neutres, il est possible de décrire l'évolution de celui-ci en utilisant la mé-

canique quantique [5]. Le formalisme décrit ici peut s'appliquer à de nombreux mésons neutres : B_d^0 , B_s^0 , K^0 , D^0 ... Dans le cas du méson B_d^0 , certaines simplifications sont possibles, et seront indiquées dans le texte. Il convient de distinguer trois représentations du système B^0/\bar{B}^0 :

1. les états propres de saveur, définis par $B^0 = \bar{b}d$ et $\bar{B}^0 = b\bar{d}$,
2. les états propres de CP sont les combinaisons de B^0 et de \bar{B}^0 qui se transforment en eux même sous CP avec les valeurs propres ± 1 : $\frac{|B^0\rangle+|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2}}$ ($CP = +1$) et $\frac{|B^0\rangle-|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2}}$ ($CP = -1$) (on a adopté ici la convention de phase $CP|B^0\rangle = |\bar{B}^0\rangle$),
3. les états physiques $|B_L\rangle$ et $|B_H\rangle$ sont les combinaisons de B^0 et de \bar{B}^0 avec une masse et une durée de vie définies, où, par convention, la masse du B_L est plus légère que celle du B_H .

Dans le cas où l'interaction régissant le système B^0/\bar{B}^0 est invariante de CP , les deux dernières représentations doivent nécessairement être confondues.

Pour une combinaison quelconque des états propres de saveur décrite de la manière suivante :

$$a|B^0\rangle + b|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.7)$$

l'évolution temporelle est donnée par l'équation de Schrödinger :

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = H\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \equiv \left(M - \frac{i}{2}\Gamma\right)\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

où M et Γ sont deux matrices hermitiennes, qui peuvent être exprimées en fonction des paramètres du modèle décrivant les interactions fondamentales de la matière.

On l'a vu, ces interactions sont invariantes par CPT : c'est à dire $(CPT)^\dagger H(CPT) = H$, et d'autre part, le choix de la phase implique que $T|B^0\rangle = |\bar{B}^0\rangle^*$. Ces deux propriétés permettent d'écrire :

$$\begin{aligned} \langle B^0|H|B^0\rangle &= \langle B^0|(CPT)^\dagger H(CPT)|B^0\rangle \\ &= \langle \bar{B}^0|T^\dagger HT|\bar{B}^0\rangle \\ &= \langle \bar{B}^0|H|\bar{B}^0\rangle^* \\ &= \langle \bar{B}^0|H|\bar{B}^0\rangle. \end{aligned} \quad (1.9)$$

C'est à dire : $H_{11} = H_{22}$, propriété du hamiltonien.

Par ailleurs, les états physiques sont définis comme étant les états propres du hamiltonien et peuvent être écrits d'une manière générale sous la forme :

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.10)$$

$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.11)$$

où p et q sont des coefficients complexes obéissant à la condition de normalisation $|p|^2 + |q|^2 = 1$. Notons les valeurs propres du hamiltonien de la façon suivante :

$$H|B_L\rangle = (M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)|B_L\rangle, \quad (1.12)$$

$$H|B_H\rangle = (M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H)|B_H\rangle, \quad (1.13)$$

et définissons la différence de masse et de largeur entre les deux B :

$$\Delta m_B = M_H - M_L, \quad (1.14)$$

$$\Delta \Gamma_B = \Gamma_H - \Gamma_L. \quad (1.15)$$

Par convention, on a choisi $\Delta m_B > 0$. La recherche de valeurs propres du hamiltonien implique les relations suivantes pour Δm_B , $\Delta \Gamma_B$, et q/p :

$$\Delta m_B = \sqrt{2(|M_{12}|^2 - \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2) + 2\sqrt{(|M_{12}|^2 - \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2)^2 + \text{Re}(M_{12}\Gamma_{12}^*)^2}}, \quad (1.16)$$

$$\Delta \Gamma_B = \frac{4\text{Re}(M_{12}\Gamma_{12}^*)}{\Delta m_B}, \quad (1.17)$$

$$\frac{q}{p} = -\frac{\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta \Gamma_B}{2(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})} = -\frac{2(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}{\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta \Gamma_B}. \quad (1.18)$$

Dans le cas des mésons B_d , Δm_{B_d} est connue expérimentalement [19] :

$$\Delta m_{B_d} = 0.489 \pm 0.008 \text{ } \hbar \text{ ps}^{-1}, \quad (1.19)$$

$$\Delta m_{B_d}/\Gamma_{B_d} = 0.755 \pm 0.015, \quad (1.20)$$

et d'autre part, $\Delta \Gamma_{B_d}$ n'a jamais été mesurée, mais dans le cadre du modèle standard, sa valeur prédite est négligeable :

$$\Delta \Gamma_{B_d}/\Gamma_{B_d} = \mathcal{O}(10^{-2}), \quad (1.21)$$

cette valeur n'est pas mise en défaut par l'expérience.

En faisant l'approximation $\Delta \Gamma_{B_d} \ll \Delta m_{B_d}$, on peut donc déduire des formules (1.16) à (1.18) que :

$$\Delta m_{B_d} = 2|M_{12}|, \quad (1.22)$$

$$\Delta \Gamma_{B_d} = \frac{2\text{Re}(M_{12}\Gamma_{12}^*)}{|M_{12}|}, \quad (1.23)$$

$$\frac{q}{p} = -\frac{|M_{12}|}{M_{12}}. \quad (1.24)$$

Supposons qu'un des états propres de saveur est créé à $t = 0$. Son évolution ultérieure peut être déduite de (1.8).

$$\begin{aligned} |B_{\text{phys}}^0(t)\rangle = & e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \text{ch} \left(\left(\frac{\Delta \Gamma_B}{4} + i \frac{\Delta m_B}{2} \right) t \right) |B^0\rangle \\ & + \frac{q}{p} e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \text{sh} \left(\left(\frac{\Delta \Gamma_B}{4} + i \frac{\Delta m_B}{2} \right) t \right) |\bar{B}^0\rangle, \end{aligned} \quad (1.25)$$

$$\begin{aligned} |\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle = & e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \text{ch} \left(\left(\frac{\Delta \Gamma_B}{4} + i \frac{\Delta m_B}{2} \right) t \right) |\bar{B}^0\rangle \\ & + \frac{p}{q} e^{-iMt} e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \text{sh} \left(\left(\frac{\Delta \Gamma_B}{4} + i \frac{\Delta m_B}{2} \right) t \right) |B^0\rangle, \end{aligned} \quad (1.26)$$

où $M = \frac{M_H + M_L}{2}$ et $\Gamma = \frac{\Gamma_H + \Gamma_L}{2}$. Ces deux dernières équations ne contiennent pas d'approximation, et peuvent être simplifiées pour le méson B_d en utilisant la relation $\Delta\Gamma_{B_d} \ll \Delta m_{B_d}$:

$$|B_{\text{phys}}^0(t)\rangle = e^{-iMt} e^{-\Gamma t/2} \left(\cos \frac{\Delta m_{B_d} t}{2} |B^0\rangle + i \frac{q}{p} \sin \frac{\Delta m_{B_d} t}{2} |\bar{B}^0\rangle \right), \quad (1.27)$$

$$|\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle = e^{-iMt} e^{-\Gamma t/2} \left(\cos \frac{\Delta m_{B_d} t}{2} |\bar{B}^0\rangle + i \frac{p}{q} \sin \frac{\Delta m_{B_d} t}{2} |B^0\rangle \right). \quad (1.28)$$

Dans une usine à B , deux mésons sont créés simultanément par la désintégration de la résonance $\mathcal{T}(4S)$. Ils sont dans un état cohérent $L = 1$, de telle sorte qu'avant la première désintégration, l'état final contient exactement un B^0 et un \bar{B}^0 . En revanche, après désintégration de l'un quelconque des B , le deuxième oscille entre B^0 et \bar{B}^0 avec une certaine loi de probabilité.

Supposons qu'à l'instant $t = t_0$, l'expérimentateur observe qu'un des deux B se désintègre dans un état final étiquetant sa saveur, c'est à dire que l'état final permet de déterminer sans ambiguïté la saveur B^0 ou \bar{B}^0 du méson parent. Un exemple de telle désintégration est $B^0 \rightarrow l^+ \nu X$ ($\bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X$) : les états finals de charge opposée sont interdits $B^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X$ ($\bar{B}^0 \rightarrow l^+ \nu X$).

À cet instant là, le paquet d'onde du deuxième B est instantanément réduit : à $t = t_0$, il est dans l'état propre de saveur exactement opposé. Son évolution temporelle est alors donnée par les formules (1.25) à (1.28), données pour le temps $\Delta t = t - t_0$.

Intéressons nous à un état final f donné. On peut choisir un état propre de CP , comme par exemple $J/\psi K_S^0$ ou $\pi^+ \pi^-$, un état étiquetant la saveur du B , comme par exemple $\rho^+ K^-$, ou encore un état quelconque, accessible aux deux saveurs du B , comme par exemple $\rho^+ \pi^-$. Nous nous intéresserons plus particulièrement dans la suite à ces deux derniers modes de désintégration. D'une manière générale et indépendante des propriétés de l'état final f , la probabilité de désintégration du B en cet état final est donnée par $|\langle f | H | B_{\text{phys}}^0(\Delta t) \rangle|^2$ ou $|\langle f | H | \bar{B}_{\text{phys}}^0(\Delta t) \rangle|^2$, selon la saveur de la désintégration de l'autre B . Par exemple, pour B_{phys}^0 , cette relation s'écrit de manière exacte :

$$\begin{aligned} |\langle f | H | B_{\text{phys}}^0(\Delta t) \rangle|^2 &= \frac{e^{-\Gamma|\Delta t|}}{2} \left\{ \left(\text{ch} \frac{\Delta\Gamma_B \Delta t}{2} + \cos \Delta m_B \Delta t \right) |\langle f | H | B^0 \rangle|^2 \right. \\ &\quad + \left(\text{ch} \frac{\Delta\Gamma_B \Delta t}{2} - \cos \Delta m_B \Delta t \right) \left| \frac{q}{p} \right|^2 |\langle f | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 \\ &\quad \left. + 2\text{Re} \left(\left(\text{sh} \frac{\Delta\Gamma_B \Delta t}{2} - i \sin \Delta m_B \Delta t \right) \left(\frac{q}{p} \right)^* \langle f | H | B^0 \rangle \langle f | H | \bar{B}^0 \rangle^* \right) \right\}. \end{aligned} \quad (1.29)$$

et peut être approchée en utilisant $\Delta\Gamma_{B_d} \ll \Delta m_{B_d}$:

$$\begin{aligned} |\langle f | H | B_{\text{phys}}^0(\Delta t) \rangle|^2 &= \frac{e^{-\Gamma|\Delta t|}}{2} \left\{ (1 + \cos \Delta m_{B_d} \Delta t) |\langle f | H | B^0 \rangle|^2 \right. \\ &\quad + (1 - \cos \Delta m_{B_d} \Delta t) \left| \frac{q}{p} \right|^2 |\langle f | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 \\ &\quad \left. + 2\text{Im} \left(\sin \Delta m_{B_d} \Delta t \left(\frac{q}{p} \right)^* \langle f | H | B^0 \rangle \langle f | H | \bar{B}^0 \rangle^* \right) \right\}. \end{aligned} \quad (1.30)$$

Introduisons les notations suivantes :

$$\lambda = \frac{q \langle f | H | \bar{B}^0 \rangle}{p \langle f | H | B^0 \rangle}, \quad \bar{\lambda} = \frac{p \langle \bar{f} | H | B^0 \rangle}{q \langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle}. \quad (1.31)$$

λ et $\bar{\lambda}$ ont tous deux un module et une phase observable. Ceci peut être montré a priori par le fait qu'ils sont indépendants de phase. Considérons les états transformés de $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$ par une phase arbitraire ϕ :

$$|B_\phi^0\rangle = e^{i\phi}|B^0\rangle, \quad |\bar{B}_\phi^0\rangle = e^{-i\phi}|\bar{B}^0\rangle. \quad (1.32)$$

Il découle de (1.10) et (1.11) que $\frac{q}{p}$ est également transformé :

$$\left(\frac{q}{p}\right)_\phi = e^{2i\phi}\frac{q}{p}, \quad (1.33)$$

et les amplitudes de probabilité de désintégration s'écrivent :

$$(\langle f|H|B^0\rangle)_\phi = e^{i\phi}\langle f|H|B^0\rangle, \quad (\langle f|H|\bar{B}^0\rangle)_\phi = e^{-i\phi}\langle f|H|\bar{B}^0\rangle \quad (1.34)$$

En combinant ces dernières relations, on en conclut que les quantités définies dans les équations (1.31) sont indépendantes de phase.

Réécrivons les équations (1.29) et (1.30) en fonction de ces paramètres λ et $\bar{\lambda}$. L'écriture exacte de cette expression est

$$\begin{aligned} |\langle f|H|B_{\text{phys}}^0(\Delta t)\rangle|^2 &= \frac{e^{-\Gamma|\Delta t|}}{2} |\langle f|H|B^0\rangle|^2 \left\{ \left(\text{ch} \frac{\Delta\Gamma_B\Delta t}{2} + \cos \Delta m_B\Delta t \right) \right. \\ &\quad \left. + \left(\text{ch} \frac{\Delta\Gamma_B\Delta t}{2} - \cos \Delta m_B\Delta t \right) |\lambda|^2 \right. \\ &\quad \left. + 2\text{Re} \left(\left(\text{sh} \frac{\Delta\Gamma_B\Delta t}{2} + i \sin \Delta m_B\Delta t \right) \lambda \right) \right\}, \end{aligned} \quad (1.35)$$

et son écriture approchée dans le cas où $\Delta\Gamma_{B_d} \ll \Delta m_{B_d}$ est la suivante :

$$\begin{aligned} |\langle f|H|B_{\text{phys}}^0(\Delta t)\rangle|^2 &= \frac{e^{-\Gamma|\Delta t|}}{2} |\langle f|H|B^0\rangle|^2 \{ (1 + \cos \Delta m_{B_d}\Delta t) \\ &\quad + (1 - \cos \Delta m_{B_d}\Delta t) |\lambda|^2 \\ &\quad - 2\text{Im}(\lambda) \sin \Delta m_{B_d}\Delta t \}. \end{aligned} \quad (1.36)$$

On note dans cette dernière expression que la probabilité dépend à la fois du module de λ et de sa phase, à travers le terme proportionnel à $\text{Im}(\lambda)$.

1.2.2 Les trois types de violation de CP

Nous allons nous intéresser à différents types de désintégration du B , pour lesquels la violation de CP peut se manifester. On suppose toujours que l'autre B présent dans l'événement s'est désintégré dans un état étiquetant sa saveur, et que l'on effectue une analyse dépendant de Δt , la différence de temps de désintégration entre les deux mésons B . L'invariance CP est violée si l'une des quatre inégalités suivantes est vérifiée, ce qui sera détaillé ultérieurement :

$$|\langle f|H|B^0\rangle|^2 \neq |\langle \bar{f}|H|\bar{B}^0\rangle|^2, \quad |\langle \bar{f}|H|B^0\rangle|^2 \neq |\langle f|H|\bar{B}^0\rangle|^2, \quad (1.37)$$

$$\left| \frac{q}{p} \right|^2 \neq 1, \quad (1.38)$$

$$\lambda \neq \bar{\lambda}. \quad (1.39)$$

Si l'une des inégalités (1.37) est vérifiée, la violation de CP est dite directe. La violation décrite par l'inégalité (1.38) s'appelle la violation de CP dans le mélange. Enfin, les violations (1.37) et (1.38) entraînent toutes deux en général la violation (1.39), mais il est néanmoins possible que la violation (1.39) soit observée en l'absence des violations (1.37) et (1.38), si λ et $\bar{\lambda}$ ne diffèrent que par une simple phase. Ce dernier type de violation de CP est désigné sous le nom de violation de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange.

Violation de CP dans la désintégration

La violation de CP dans la désintégration (ou violation directe de CP) se manifeste dans le cas où les deux processus $B^0 \rightarrow f(\bar{f})$ et son conjugué de CP $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}(f)$ ont des rapports d'embranchement différents. Prenons l'exemple de la première inégalité de (1.37) :

$$|\langle f | H | B^0 \rangle|^2 \neq |\langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 \quad (1.40)$$

Notons que les asymétries directes de CP sont des grandeurs propres à chaque mode de désintégration du méson B . Pour les mettre en évidence expérimentalement, les distributions temporelles théoriques décrites par l'équation (1.29) sont en général ajustées aux données, c'est ce qui sera réalisé pour l'étude des canaux $\rho^\pm \pi^\mp$ et $\rho^+ K^-$.

Il existe une autre manière plus simple de les rechercher dans le cas où l'état final f étudié étiquette la saveur du B . Choisissons les événements pour lesquels il n'y a pas eu d'oscillation depuis la désintégration de l'autre B : les deux B ont des saveurs opposées, ce qui se traduit dans nos notations par les relations suivantes :

$$|\langle f | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 = |\langle \bar{f} | H | B^0 \rangle|^2 = 0 \quad (1.41)$$

On peut définir une asymétrie de violation de CP directe pour un tel état final :

$$a_{\text{direct}} = \frac{N(B_{\text{phys}}^0 \rightarrow f) - N(\bar{B}_{\text{phys}}^0 \rightarrow \bar{f})}{N(B_{\text{phys}}^0 \rightarrow f) + N(\bar{B}_{\text{phys}}^0 \rightarrow \bar{f})}. \quad (1.42)$$

Cette asymétrie peut être exprimée en fonction des amplitudes de désintégration en utilisant (1.29) :

$$a_{\text{direct}} = \frac{|\langle f | H | B^0 \rangle|^2 - |\langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle|^2}{|\langle f | H | B^0 \rangle|^2 + |\langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle|^2}. \quad (1.43)$$

D'une manière générale, essayons de trouver un jeu de conditions minimales qui induisent la présence de la violation directe de CP . Supposons que les amplitudes $\langle f | H | B^0 \rangle$ et $\langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle$ peuvent s'écrire sous la forme de la somme de deux amplitudes, notées A_1 et A_2 , dont les phases liées à l'interaction faible, Φ_1 et Φ_2 et celles liées à l'interaction forte δ_1 et δ_2 peuvent être factorisées : $A_1 = |A_1|e^{i\Phi_1}e^{i\delta_1}$ et $A_2 = |A_2|e^{i\Phi_2}e^{i\delta_2}$. Les amplitudes s'écrivent :

$$\langle f | H | B^0 \rangle = |A_1|e^{i\Phi_1}e^{i\delta_1} + |A_2|e^{i\Phi_2}e^{i\delta_2}, \quad (1.44)$$

$$\langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle = |A_1|e^{-i\Phi_1}e^{i\delta_1} + |A_2|e^{-i\Phi_2}e^{i\delta_2}. \quad (1.45)$$

Pour écrire cette dernière expression, on a utilisé le fait que dans notre convention de phase, les phases faibles sont transformées en leurs opposées par la symétrie CP , alors que les phases fortes sont invariantes. La différence entre les carrés des modules des amplitudes de désintégration s'écrit alors en fonction de ces paramètres :

$$|\langle f | H | B^0 \rangle|^2 - |\langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 = -4|A_1||A_2|\sin(\Phi_1 - \Phi_2)\sin(\delta_1 - \delta_2). \quad (1.46)$$

L'asymétrie précédente s'écrit ainsi :

$$a_{\text{direct}} = \frac{-2|A_1||A_2| \sin(\Phi_1 - \Phi_2) \sin(\delta_1 - \delta_2)}{|A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1||A_2| \cos(\Phi_1 - \Phi_2) \cos(\delta_1 - \delta_2)}. \quad (1.47)$$

Pour que la violation directe de CP puisse être observée, les conditions suivantes sont donc nécessaires :

- plusieurs amplitudes décrivent le processus $B^0 \rightarrow f$, et sont du même ordre : $|A_1| \sim |A_2|$,
- les phases faibles de ces amplitudes sont différentes : $\Phi_1 \neq \Phi_2$,
- et les phases fortes sont différentes : $\delta_1 \neq \delta_2$.

Notons enfin que la violation directe de CP est également accessible aux mésons B chargés.

Violation de CP dans le mélange

La violation de CP dans le mélange se manifeste dans le cas où les états $|B_H\rangle$ et $|B_L\rangle$ ne sont pas états propres de CP , c'est à dire :

$$\left| \frac{q}{p} \right|^2 \neq 1. \quad (1.48)$$

Rappelons ici que la phase de $\frac{q}{p}$ n'est pas observable. La violation de CP dans le mélange est un phénomène propre au méson B lui-même, et est indépendante du canal de désintégration observé.

La manière la plus efficace de rechercher cette violation de CP est toutefois de choisir d'observer un état final f étiquetant la saveur du B , de telle manière que celui-ci a oscillé depuis la désintégration de l'autre B , c'est à dire que les deux B ont la même saveur, ce qui se traduit dans nos notations de la manière suivante :

$$|\langle f | H | B^0 \rangle|^2 = |\langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 = 0. \quad (1.49)$$

Définissons l'asymétrie suivante :

$$a_{\text{mix}} = \frac{N(B_{\text{phys}}^0 \rightarrow f) - N(\bar{B}_{\text{phys}}^0 \rightarrow \bar{f})}{N(B_{\text{phys}}^0 \rightarrow f) + N(\bar{B}_{\text{phys}}^0 \rightarrow \bar{f})}. \quad (1.50)$$

Cette asymétrie peut être exprimée en fonction de $|q/p|$ en utilisant (1.29) :

$$a_{\text{mix}} = \frac{\left| \frac{q}{p} \right|^2 |\langle f | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 - \left| \frac{p}{q} \right|^2 |\langle \bar{f} | H | B^0 \rangle|^2}{\left| \frac{q}{p} \right|^2 |\langle f | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 + \left| \frac{p}{q} \right|^2 |\langle \bar{f} | H | B^0 \rangle|^2}. \quad (1.51)$$

En l'absence de violation de CP directe :

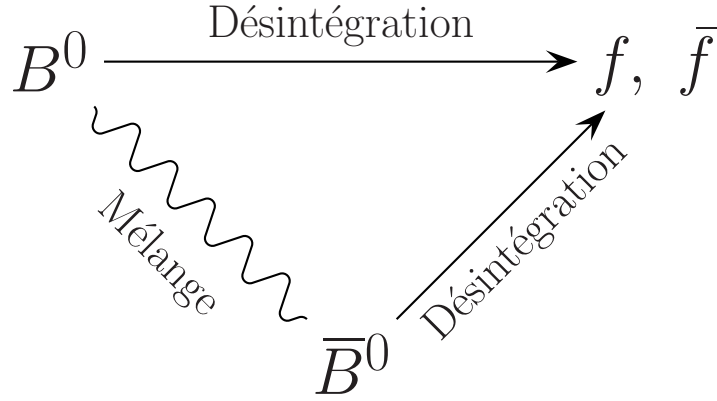
$$a_{\text{mix}} = \frac{\left| \frac{q}{p} \right|^2 - \left| \frac{p}{q} \right|^2}{\left| \frac{q}{p} \right|^2 + \left| \frac{p}{q} \right|^2}. \quad (1.52)$$

Violation de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange

Les violations de CP directe et dans le mélange sont des effets relatifs aux modules des quantités suivantes :

$$\frac{q}{p}, \quad \frac{\langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle}{\langle f | H | B^0 \rangle}, \quad \frac{\langle \bar{f} | H | B^0 \rangle}{\langle f | H | \bar{B}^0 \rangle}. \quad (1.53)$$

Il est possible que les modules des ces trois quantités ne contiennent pas de violation de CP , mais que celle-ci se manifeste par la présence d'une phase relative entre les paramètres du mélange et les paramètres de la désintégration.



Pour étudier ce phénomène d'une manière générale, les paramètres λ et $\bar{\lambda}$ définis par les équations (1.31) et dont la phase est observable, sont utilisés. La différence de phases recherchée pour montrer la violation de CP dans l'interférence entre la mélange et la désintégration est la suivante :

$$\text{Im } \lambda \neq \text{Im } \bar{\lambda} \quad (1.54)$$

Pour prouver expérimentalement une violation de CP de ce genre, il est nécessaire d'étudier les distributions temporelles :

$$\begin{aligned} & \text{Prob}(B_{\text{phys}}^0(\Delta t) \rightarrow f), \quad \text{Prob}(\bar{B}_{\text{phys}}^0(\Delta t) \rightarrow f), \\ & \text{Prob}(B_{\text{phys}}^0(\Delta t) \rightarrow \bar{f}), \quad \text{Prob}(\bar{B}_{\text{phys}}^0(\Delta t) \rightarrow \bar{f}). \end{aligned} \quad (1.55)$$

La forme théorique de ces distributions, donnée par les équations (1.35) ou (1.36), est ajustée aux données expérimentales, de manière à mesurer $|\lambda|^2$, $|\bar{\lambda}|^2$, $\text{Im } \lambda$ et $\text{Im } \bar{\lambda}$.

Dans le cas particulier où f est un état propre de CP , comme par exemple $J/\psi K_S^0$ ou $\pi^+\pi^-$, cet ajustement peut être réduit à un jeu de paramètres restreint. En effet, si $|\bar{f}\rangle = CP|f\rangle = \eta_{CP}|f\rangle$, alors λ et $\bar{\lambda}$ ont la propriété suivante :

$$\bar{\lambda} = \frac{p \langle \bar{f} | H | B^0 \rangle}{q \langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle} = \frac{p \eta_{CP} \langle f | H | B^0 \rangle}{q \eta_{CP} \langle f | H | \bar{B}^0 \rangle} = \frac{1}{\lambda}. \quad (1.56)$$

On ne définit donc qu'une seule grandeur λ , notée λ^{CP} , et définie de la façon suivante :

$$\lambda^{CP} = \eta_{CP} \lambda. \quad (1.57)$$

La condition (1.54) est alors réduite à la forme suivante :

$$\text{Im } \lambda^{CP} \neq 0. \quad (1.58)$$

1.3 Le modèle standard

Il est possible d'utiliser les violations de CP pour mettre en oeuvre des tests précis du modèle standard [26, 27]. En effet, avec seulement trois familles de fermions, l'ensemble des prédictions du modèle standard se déduit d'une phase unique. Ainsi, chaque mesure peut se traduire par la contrainte d'un jeu restreint de paramètres, ces contraintes pouvant être recoupées d'une mesure à l'autre.

Ces trois familles de fermions sont :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \\ \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \\ \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \\ \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}, \quad (1.59)$$

et le modèle standard est la théorie associée au groupe de jauge $SU(2) \times U(1)$, après brisure spontanée de symétrie due au champ de Higgs [28]. Dans le secteur des quarks, le Lagrangien d'interaction a la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \bar{\mathbf{u}}'_L \mathbf{m} \left(1 + \frac{\Phi_0}{v}\right) \mathbf{u}'_R + \bar{\mathbf{d}}'_L \tilde{\mathbf{m}} \left(1 + \frac{\Phi_0}{v}\right) \mathbf{d}'_R + h.c., \quad (1.60)$$

où $\mathbf{u}'_{R,L}$ et $\mathbf{d}'_{R,L}$ sont les composantes gauches et droites des quarks hauts et bas dans l'espace des saveurs, \mathbf{m} et $\tilde{\mathbf{m}}$ sont des matrices des masse complexes, Φ_0 est le champs de Higgs et v sa valeur dans le vide.

Les matrices de masse \mathbf{m} et $\tilde{\mathbf{m}}$ ne sont pas diagonales, ce qui signifie que les champs de quarks physiques ne sont pas les états propres de saveur. Il est toutefois possible de relier les deux par des transformations unitaires $\mathbf{u}_{L,R} = V_{L,R} \mathbf{u}'_{L,R}$ et $\mathbf{d}_{L,R} = \tilde{V}_{L,R} \mathbf{d}'_{L,R}$, telles que l'équation (1.60) peut être réécrite en fonction de matrices de masse diagonales $\mathbf{m}_D = V_L \mathbf{m} V_R^\dagger$ et $\tilde{\mathbf{m}}_D = \tilde{V}_L \tilde{\mathbf{m}} \tilde{V}_R^\dagger$.

Si le couplage au boson Z^0 est inchangé par cette nouvelle écriture, celui du boson W^\pm est corrigé par la matrice $\mathbf{V} = V_L \tilde{V}_L^\dagger$ de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_W = \frac{g}{\sqrt{2}} \{ \bar{\mathbf{u}}_L \gamma^\mu W_\mu^+ \mathbf{V} \mathbf{d}_L + \bar{\mathbf{d}}_L \gamma^\mu W_\mu^- \mathbf{V}^\dagger \mathbf{u}_L \}. \quad (1.61)$$

La matrice \mathbf{V} s'appelle la matrice unitaire de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [29, 30] :

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.62)$$

La connaissance expérimentale de chacun de ces paramètres peut être trouvée dans la référence [19].

À partir de la simple condition d'unitarité, il est possible d'écrire \mathbf{V} en fonction de trois angles de mélange θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} et une phase δ [31] :

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C_{13} & S_{13}e^{-i\delta} \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{12}C_{23} - S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & S_{23}C_{13} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & -C_{12}S_{23} - S_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{23}C_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.63)$$

où on a utilisé $C_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $S_{ij} = \sin \theta_{ij}$, les indices $i, j = 1, 2, 3$ se référant aux trois générations de quarks. Une paramétrisation approchée de cette matrice a été donnée par Wol-

fenstein [32] en fonction de quatre paramètres λ , A , ρ et η , où $\lambda = |V_{us}| \simeq 0.22$. Cette paramétrisation a été étendue à l'ordre $O(\lambda^6)$ [33] :

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda + \frac{1}{2}A^2\lambda^5[1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8}(1 + 4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2 + \frac{1}{2}A\lambda^4[1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + O(\lambda^6), \quad (1.64)$$

où on a noté ici $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$.

La condition d'unitarité de la matrice CKM peut s'écrire de la manière suivante :

$$VV^\dagger = 1 \Rightarrow V_{\alpha j}V_{\beta j}^* + V_{\alpha k}V_{\beta k}^* + V_{\alpha l}V_{\beta l}^* = 0, \quad (1.65)$$

$$V^\dagger V = 1 \Rightarrow V_{\alpha j}V_{\alpha k}^* + V_{\beta j}V_{\beta k}^* + V_{\gamma j}V_{\gamma k}^* = 0, \quad (1.66)$$

où les indices grecs désignent les quarks hauts et les indices latins les quarks bas. Une de ces relations est particulièrement intéressante pour étudier les violations de CP dans le secteur des quarks b :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (1.67)$$

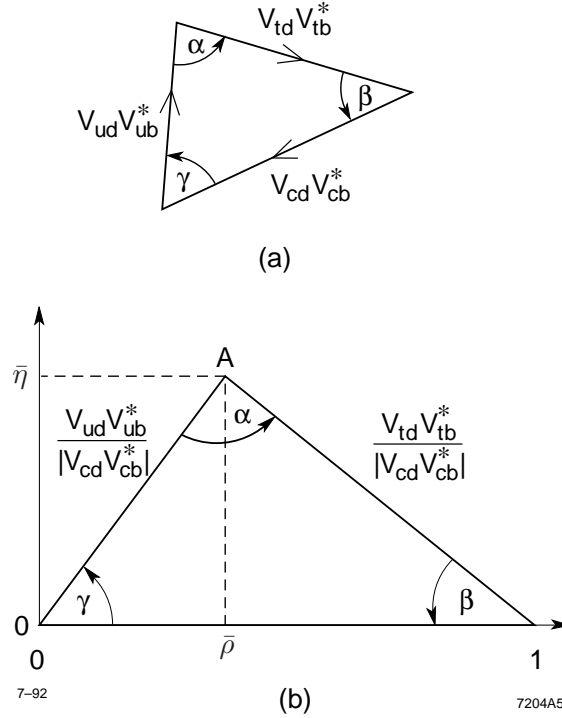
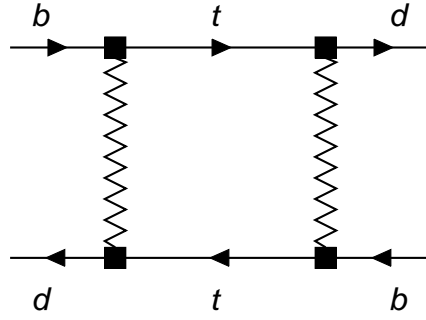


FIG. 1.2 – Représentation du triangle d'unitarité dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$

Une fois normalisée par $V_{cd}V_{cb}^*$, cette relation peut s'interpréter comme l'équation d'un triangle dans le plan (ρ, η) . Une représentation de ce triangle où se trouvent caractérisés les trois angles α , β et γ est donnée FIG. 1.2.

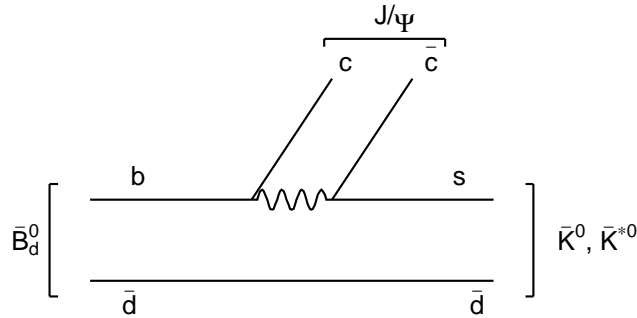
Le modèle standard permet de faire une série de prédictions dans le secteur des quarks b , qui s'expriment simplement en fonction des paramètres du triangle d'unitarité.


 FIG. 1.3 – Diagramme de Feynmann décrivant le processus de mélange entre B^0 et \bar{B}^0 .

Tout d’abord, le mélange est décrit dans le cadre du modèle standard par le diagramme “boîte” représenté FIG. 1.3. Chaque vertex de ce diagramme est pondéré par un élément de la matrice CKM, et ainsi, on peut déduire la valeur de q/p , à une phase arbitraire ϕ près :

$$\frac{q}{p} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{td} V_{tb}^*} e^{i\phi}. \quad (1.68)$$

Numériquement, cette équation indique que la violation de CP dans le mélange est très faible : $1 - |q/p| \sim O(10^{-3})$.


 FIG. 1.4 – Diagramme de Feynmann décrivant la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$.

Le modèle standard est par ailleurs capable de prédire l’amplitude de désintégration de divers modes. Un exemple important est le mode de désintégration $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. L’état final est état propre de CP avec la valeur propre $\eta_{CP} = -1$, et on se trouve ainsi dans le cas de figure où une seule grandeur λ est définie (voir l’équation (1.57)). Ce mode est propre théoriquement car l’ensemble des diagrammes décrivant ce processus au niveau de l’interaction faible contribue avec la même phase. Le diagramme dominant, “arbre”, est donné FIG. 1.4. Les deux vertex du W font intervenir les éléments V_{cb} et V_{cs} de la matrice CKM, et d’autre part le mélange du K_S^0 rajoute les éléments V_{cs} et V_{cd} . Il est aussi possible d’évaluer le rapport des amplitudes de désintégrations, en fonction de la même phase ϕ introduite dans l’équation (1.68) :

$$\frac{\langle J/\psi K_S^0 | H | \bar{B}^0 \rangle}{\langle J/\psi K_S^0 | H | B^0 \rangle} = \left(\frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}} \right) \left(\frac{V_{cs} V_{cd}^*}{V_{cs}^* V_{cd}} \right) e^{-i\phi}. \quad (1.69)$$

On peut finalement en déduire la valeur de λ^{CP} pour ce mode :

$$\lambda_{J/\psi K_S^0}^{CP} = - \left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \right) \left(\frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}} \right) \left(\frac{V_{cs} V_{cd}^*}{V_{cs}^* V_{cd}} \right), \quad (1.70)$$

$$\text{Im} \lambda_{J/\psi K_S^0}^{CP} = \sin 2\beta. \quad (1.71)$$

La valeur de $\sin 2\beta$ a pu être mesurée en étudiant les violations de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange sur une série de modes avec charmonium dans l'état final, mettant clairement en évidence cette violation dans le système des B^0 , presque 40 ans après sa découverte dans le système des kaons. [3, 34]

Le secteur des mésons B offre une multitude d'opportunités de mesures, et une richesse de sujets de physique est accessible aux expérimentateurs, tous ces sujets permettant de contraindre les paramètres de la matrice CKM. Il est impossible de donner ici une liste exhaustive des sujets actuellement abordés : une revue assez complète est donnée en [5].

Pour ce qui concerne cette étude, seul un aperçu des méthodes pour placer des contraintes sur l'angle α du triangle d'unitarité sera abordé.

1.4 Les contraintes sur α

Les canaux non charmés sont d'une importance particulière car leur amplitude au niveau du diagramme "arbre" est liée à l'élément V_{ub} de la matrice CKM. À ce titre, l'étude des violations de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange qui vont faire intervenir les angles γ et β du triangle d'unitarité (voir FIG. 1.2), devraient permettre de contraindre l'angle α si on suppose que $\alpha + \beta + \gamma = \pi$.

Cependant, le paramètre V_{ub} est d'ordre λ^3 et les amplitudes des diagrammes "arbres" sont donc faibles. Les amplitudes d'ordre supérieur peuvent alors entrer en jeu. Les phases faibles de ces amplitudes sont différentes et néanmoins, leur magnitude est souvent comparable à celle de l'arbre.

1.4.1 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

L'état final $f = \pi^+ \pi^-$ est un état propre de CP , avec la valeur propre $\eta_{CP} = +1$. À ce titre, une seule grandeur λ sera définie (voir l'équation (1.57)). Cet état final est assez facile à détecter expérimentalement, mais le rapport d'embranchement de ce mode est de l'ordre de quelques 10^{-6} . Les diagrammes "arbres" décrivant le processus $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ sont donnés FIG. 1.5. Les

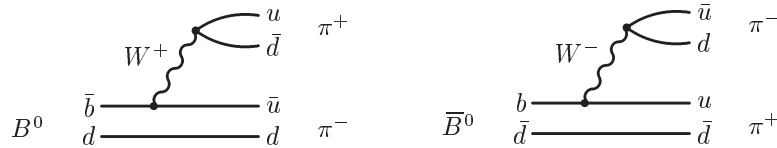
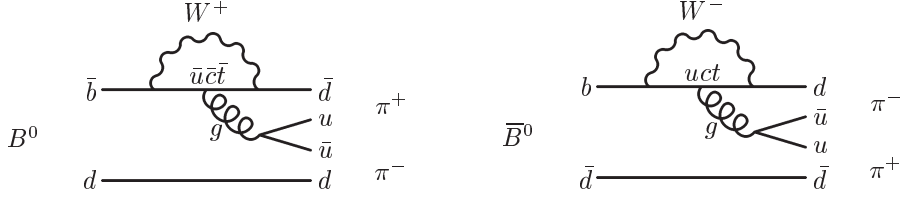


FIG. 1.5 – Diagrammes "arbres" décrivant le processus $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

amplitudes de ces diagrammes sont proportionnelles à $V_{ud} V_{ub}^*$ et à $V_{ud}^* V_{ub}$. Si ces diagrammes décrivaient l'unique contribution du processus $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, alors dans ce cas, on aurait :

$$\lambda_{\pi^+ \pi^-} = \left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \right) \left(\frac{V_{ub} V_{ud}^*}{V_{ub}^* V_{ud}} \right). \quad (1.72)$$


 FIG. 1.6 – Diagrammes “pingouins QCD” décrivant le processus $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Toujours dans cette hypothèse, la mesure de violation de CP dans l’interférence entre la désintégration et le mélange donnerait alors :

$$\text{Im } \lambda_{\pi^+\pi^-}^{CP} = \sin(-2\beta - 2\gamma) = \sin 2\alpha. \quad (1.73)$$

Les amplitudes des diagrammes “arbres” sont supprimés par CKM : $V_{ud}V_{ub}^* \propto \lambda^3$. D’autres diagrammes, nommés “pingouins QCD” contribuent aussi au processus $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et sont donnés FIG. 1.6. Le diagramme “pingouin” cinématiquement favorisé est celui faisant intervenir le quark t . Son amplitude étant d’ordre $V_{tb}V_{td}^* (\propto \lambda^3)$, les diagrammes “pingouins” sont bien du même ordre que les diagrammes “arbres” et par ailleurs ont une phase faible différente. Dans ce cas, il est assez difficile de comparer $\lambda_{\pi^+\pi^-}^{CP}$ aux paramètres du modèle standard : les amplitudes relatives des différentes contributions doivent être prises en compte pour connaître la phase faible totale. Ces contributions dépendent de l’interaction forte, et en particulier de son comportement à longue distance. Ceci explique que ce calcul est soumis à de grandes incertitudes théoriques.

Cependant, il est théoriquement possible de séparer expérimentalement les contributions “arbre” et “pingouin” du canal $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, en utilisant des considérations d’isospin et en mesurant en plus les canaux $B^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$ et $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ [35].

En effet, l’isospin relie les trois amplitudes $\langle \pi^+\pi^- | H | B^0 \rangle = A^{+-}$, $\langle \pi^+\pi^0 | H | B^+ \rangle = A^{+0}$ et $\langle \pi^0\pi^0 | H | B^0 \rangle = A^{00}$ aux deux amplitudes correspondant aux états propres d’isospin $I = 2$, notée A_2 , et $I = 0$, notée A_0 (de même pour les mésons \bar{B}^0 et B^-), l’état $I = 1$ étant rejeté par la statistique de Bose :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}A^{+-} = A_2 - A_0, \quad \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{A}^{+-} = \bar{A}_2 - \bar{A}_0, \quad (1.74)$$

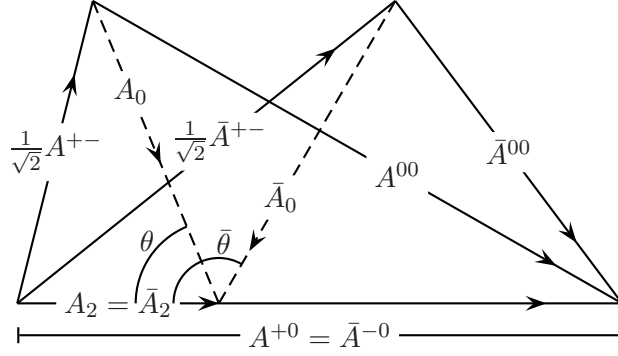
$$A^{00} = 2A_2 + A_0, \quad \bar{A}^{00} = 2\bar{A}_2 + \bar{A}_0, \quad (1.75)$$

$$A^{+0} = 3A_2, \quad \bar{A}^{-0} = 3\bar{A}_2. \quad (1.76)$$

La seule approximation nécessaire pour écrire les équations (1.74), (1.75) et (1.76) consiste à négliger l’amplitude des diagrammes d’ordre supérieur qui portent le nom de “pingouins électrofaibles”.

Ces équations peuvent être interprétées comme les équations de deux triangles. Une représentation graphique de ces triangles est donnée FIG. 1.7.

Il se trouve par ailleurs que les diagrammes “pingouins QCD” ne peuvent pas produire les états d’isospin $I = 2$: l’interaction forte conservant l’isospin, l’état final $\pi\pi$ est dans le même état d’isospin que l’état intermédiaire $d\bar{d}g$ du diagramme “pingouin”, état d’isospin 0. Par conséquent, une seule amplitude contribue (le diagramme “arbre”) et donc $A_2 = \bar{A}_2$. Il en résulte notamment l’absence de violation de CP directe dans $B^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$. Cette dernière affirmation peut être testée expérimentalement, de manière à confirmer l’hypothèse précédente sur les “pingouins électrofaibles”.


 FIG. 1.7 – Analyse d’isospin du canal $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Les mesures de rapports de branchement de $B^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$, $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ et des mesures de violation de CP directe dans ces deux derniers modes renseignent sur les quantités $|A^{00}|^2$, $|\bar{A}^{00}|^2$, $|A^{+-}|^2$, $|\bar{A}^{+-}|^2$ et $|A^{+0}|^2 = |\bar{A}^{-0}|^2$. Les grandeurs $\left|\frac{A_0}{A_2}\right|^2$, $\left|\frac{\bar{A}_0}{\bar{A}_2}\right|^2$, $\theta = \left|\arg \frac{A_0}{A_2}\right|$ et $\bar{\theta} = \left|\arg \frac{\bar{A}_0}{\bar{A}_2}\right|$, représentés sur la FIG. 1.7, peuvent alors être déduites des précédentes par des arguments géométriques.

La relation suivante lie α à $\text{Im } \lambda_{\pi^+\pi^-}^{CP}$, suivant les valeurs des quatre derniers paramètres :

$$\text{Im } \lambda_{\pi^+\pi^-}^{CP} = \text{Im} \left(e^{2i\alpha} \frac{1 - \bar{z}}{1 - z} \right) \quad (1.77)$$

où $z = \left|\frac{A_0}{A_2}\right| e^{\pm i\theta}$ et $\bar{z} = \left|\frac{\bar{A}_0}{\bar{A}_2}\right| e^{\pm i\bar{\theta}}$.

Cette méthode souffre de plusieurs difficultés : une ambiguïté quadruple subsiste à la fin de la mesure due à la méconnaissance des signes de θ et $\bar{\theta}$. Par ailleurs, cette méthode suppose la mesure du canal $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, dont le rapport d’embranchement est très faible, et qui de plus est difficile à détecter. [36] Il est cependant possible de placer une borne supérieure sur l’écart entre $\text{Im } \lambda_{\pi^+\pi^-}$ et $\sin 2\alpha$ si une limite supérieure du rapport de branchement $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ est connue expérimentalement [37].

Une autre méthode pour contraindre les paramètres du modèle standard à partir des mesures faites sur le canal $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ consiste à utiliser un modèle d’hadronisation qui est en mesure de prédire les amplitudes relatives des “pingouins” par rapport aux “arbres” ainsi que l’ensemble des phases de l’interaction forte associées. Un exemple de tel modèle sera étudié en détail au chapitre 5.

1.4.2 $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$

Les états finals $\rho^+\pi^-$ et $\rho^-\pi^+$ ne sont pas états propres de CP et dans ce cas, la mesure de violation de CP dans l’interférence entre le mélange et la désintégration consiste à comparer $\text{Im } \lambda_{\rho^+\pi^-}$ à $\text{Im } \lambda_{\rho^-\pi^+}$. Son rapport d’embranchement est plus important que celui de $B \rightarrow \pi^+\pi^-$, puisqu’il vaut quelques 10^{-5} . Cet état final est cependant plus difficile à détecter expérimentalement.

Les diagrammes correspondant à ces deux états finals sont donnés FIG. 1.8 et FIG. 1.9. Ils

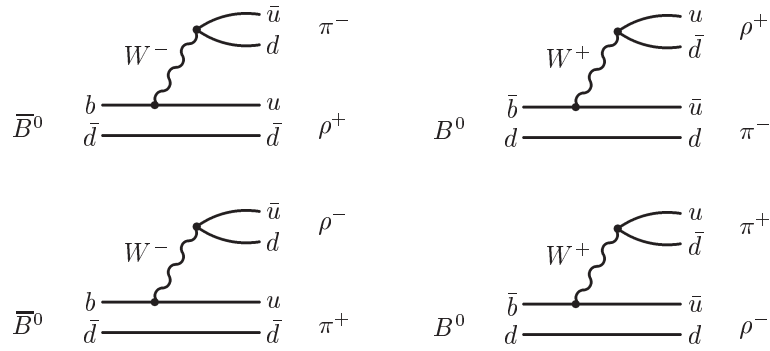


FIG. 1.8 – Diagrammes “arbres” décrivant les processus $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$

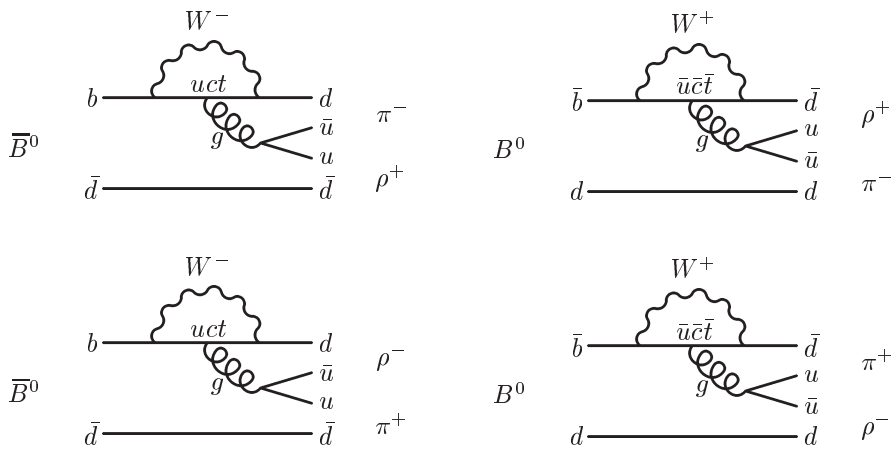


FIG. 1.9 – Diagrammes “pingouins” décrivant les processus $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$

font intervenir les mêmes paramètres de la matrice CKM que dans le cas de $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. À ce titre, la violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration pour $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$ est également sensible à l'angle α du triangle d'unitarité. De même que pour $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, la relation entre la mesure et les paramètres du modèle standard est sujette à de nombreuses difficultés expérimentales et théoriques.

Pour interpréter les mesures, une première approche consiste à combiner dans une analyse d'isospin les différentes mesures effectuées sur les modes de désintégration $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$, $B^0 \rightarrow \rho^0\pi^0$, $B^\pm \rightarrow \rho^\pm\pi^0$ et $B^\pm \rightarrow \rho^0\pi^\pm$. [38]

Dans ce cadre, définissons $A^{ij} = \langle \rho^i\pi^j | H | B \rangle$, les amplitudes des modes mesurés, et $A_{\Delta I, I_f}$ les amplitudes faisant intervenir les états propres d'isospin, où ΔI est la différence d'isospin due à l'interaction faible et I_f est l'isospin de l'état final. En négligeant les "pingouins électrofaibles", les relations suivantes peuvent être montrées :

$$A^{+0} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}A_{\frac{3}{2},2} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{2}}A_{\frac{3}{2},1} + \sqrt{\frac{1}{2}}A_{\frac{1}{2},1}, \quad (1.78)$$

$$A^{0+} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}A_{\frac{3}{2},2} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{2}}A_{\frac{3}{2},1} - \sqrt{\frac{1}{2}}A_{\frac{1}{2},1}, \quad (1.79)$$

$$A^{+-} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}A_{\frac{3}{2},2} - \frac{1}{2}A_{\frac{3}{2},1} + \frac{1}{2}A_{\frac{1}{2},1} - \sqrt{\frac{1}{6}}A_{\frac{1}{2},0}, \quad (1.80)$$

$$A^{-+} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}A_{\frac{3}{2},2} + \frac{1}{2}A_{\frac{3}{2},1} - \frac{1}{2}A_{\frac{1}{2},1} - \sqrt{\frac{1}{6}}A_{\frac{1}{2},0}, \quad (1.81)$$

$$A^{00} = \sqrt{\frac{1}{3}}A_{\frac{3}{2},2} + \sqrt{\frac{1}{6}}A_{\frac{1}{2},0}. \quad (1.82)$$

Des équations similaires sont aussi écrites pour les grandeurs $\bar{A}^{ij} = \langle \rho^i\pi^j | H | \bar{B} \rangle$. Ces équations peuvent alors être interprétées comme décrivant deux pentagones :

$$\sqrt{2}A^{+0} + \sqrt{2}A^{0+} = A^{+-} + A^{-+} + 2A^{00}, \quad (1.83)$$

$$\sqrt{2}\bar{A}^{-0} + \sqrt{2}\bar{A}^{0-} = \bar{A}^{-+} + \bar{A}^{+-} + 2\bar{A}^{00}. \quad (1.84)$$

Il se trouve que les diagrammes pingouins ne peuvent produire que des transitions $\Delta I = \frac{1}{2}$. Écrivons les parties "pingouins" de $A_{\frac{1}{2}, I_f}$:

$$P_1 = \frac{1}{2}(A_{\frac{1}{2},1})_P, \quad P_0 = -\sqrt{\frac{1}{6}}(A_{\frac{1}{2},0})_P. \quad (1.85)$$

Il en résulte

$$\sqrt{2}A^{+0} = T^{+0} + 2P_1, \quad (1.86)$$

$$\sqrt{2}A^{0+} = T^{0+} - 2P_1, \quad (1.87)$$

$$A^{+-} = T^{+-} + P_1 + P_0, \quad (1.88)$$

$$A^{-+} = T^{-+} - P_1 + P_0, \quad (1.89)$$

$$2A^{00} = T^{0+} + T^{+0} - T^{-+} - T^{+-} - 2P_0. \quad (1.90)$$

où les T^{ij} ne contiennent que des amplitudes dont la phase est celle de l'arbre. Grâce à cette dernière écriture, il est alors possible de relier les amplitudes des B à celles de \bar{B} :

$$\sqrt{2}A^{+0} + \sqrt{2}A^{0+} = \sqrt{2}\bar{A}^{-0} + \sqrt{2}\bar{A}^{0-}, \quad (1.91)$$

$$\sqrt{2}A^{+0} - 2A^{+-} - 2A^{00} = \sqrt{2}\bar{A}^{-0} - 2\bar{A}^{-+} - 2\bar{A}^{00}. \quad (1.92)$$

Par des considérations géométriques, ces dernières relations permettent de déduire $\arg \frac{\bar{A}^{-+}A^{-+}}{A^{+-}A^{+-}}$, quantité qui permet de connaître les phases fortes contenues dans $\text{Im } \lambda_{\rho^+\pi^-}$ et $\text{Im } \lambda_{\rho^-\pi^+}$, et ainsi d'écrire la dépendance des ces paramètres avec l'angle α du triangle d'unitarité.

Notons que cette analyse est peu vraisemblable expérimentalement puisque plusieurs de ces modes font intervenir deux π^0 . Par ailleurs, les erreurs doivent être propagées à travers des expressions complexes non algébriques. Enfin, le résultat est sujet à de nombreuses ambiguïtés discrètes.

Aussi, il existe une approche assez différente, qui consiste à utiliser les relations (1.88) à (1.90) dans une analyse temporelle faisant intervenir la position dans le diagramme de Dalitz $\pi^+\pi^-\pi^0$ [39]. En effet, les amplitudes de $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ et de $\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ s'écrivent :

$$A(B^0) = f^+ A^{+-} + f^- A^{-+} + f^0 A^{00}, \quad (1.93)$$

$$A(\bar{B}^0) = f^- \bar{A}^{-+} + f^+ \bar{A}^{+-} + f^0 \bar{A}^{00}, \quad (1.94)$$

où f^+ , f^- et f^0 sont des facteurs cinématiques de Breit-Wigner, correspondant aux résonances ρ^+ , ρ^- et ρ^0 .

Définissons la quantité λ_{Dalitz} , paramètre dépendant de la position dans le diagramme de Dalitz :

$$\lambda_{\text{Dalitz}} = \frac{q A(B^0)}{p A(\bar{B}^0)}. \quad (1.95)$$

λ_{Dalitz} est mesurable expérimentalement en tout point du diagramme de Dalitz, et par ailleurs, son expression théorique peut se développer complètement en fonction de $\frac{q}{p}$, des $|T^{ij}|$, $|P_i|$, et de leurs phases relatives. Une de ces phases est l'angle α du triangle d'unitarité, qui peut être déterminée sans ambiguïté.

Notons cependant que toutes les résonances pouvant conduire à l'état final $\pi^+\pi^-\pi^0$ doivent être prises en compte pour que ce calcul soit complet. Ce problème a des répercussions capitales du point de vue expérimental sur la mesure de α [40].

Une autre possibilité pour extraire des contraintes sur α est d'utiliser un modèle décrivant complètement les amplitudes et les phases sensibles à l'hadronisation. Un exemple de tel modèle sera décrit au chapitre 5.

Pour donner une première interprétation grossière de la signification de $\lambda_{\rho^+\pi^-}$ et $\lambda_{\rho^-\pi^+}$, il est toutefois possible d'utiliser un modèle d'hadronisation *simpliste* qui consiste à négliger complètement l'amplitude des diagrammes "pingouins" [41]. Ce modèle prédit la dépendance suivante :

$$\frac{\text{Im} \lambda_{\rho^+\pi^-}}{|\lambda_{\rho^+\pi^-}|} = \sin 2\alpha \cos \Delta\delta + \cos 2\alpha \sin \Delta\delta, \quad (1.96)$$

$$\frac{\text{Im} \lambda_{\rho^-\pi^+}}{|\lambda_{\rho^-\pi^+}|} = \sin 2\alpha \cos \Delta\delta - \cos 2\alpha \sin \Delta\delta, \quad (1.97)$$

où $\Delta\delta$ est la différence de phases fortes dans l'état final entre les deux diagrammes $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow \rho^-\pi^+$. On a par ailleurs adopté la convention de signe suivante : $\lambda_{\rho^-\pi^+} = \frac{q \langle \rho^-\pi^+ | H | \bar{B}^0 \rangle}{p \langle \rho^-\pi^+ | H | B^0 \rangle}$ et $\lambda_{\rho^+\pi^-} = \frac{q \langle \rho^+\pi^- | H | \bar{B}^0 \rangle}{p \langle \rho^+\pi^- | H | B^0 \rangle}$. On constate que dans le modèle le plus simple, l'angle α du triangle d'unitarité est "dilué" par les phases fortes $\Delta\delta$, et aussi par les quantités $\left| \frac{\langle \rho^-\pi^+ | H | \bar{B}^0 \rangle}{\langle \rho^-\pi^+ | H | B^0 \rangle} \right|$ et $\left| \frac{\langle \rho^+\pi^- | H | \bar{B}^0 \rangle}{\langle \rho^+\pi^- | H | B^0 \rangle} \right|$. Ces deux dernières grandeurs peuvent être assez différentes de 1, et doivent être déterminées expérimentalement. Notons enfin que ce modèle négligeant les pingouins prévoit par ailleurs l'absence de violation directe de CP.

Le détecteur

2

Le dispositif expérimental : *BABAR* et PEP-II

La présente partie aborde les questions relatives au dispositif expérimental. Ce premier chapitre est une présentation générale du détecteur et de son fonctionnement. Le prochain traitera plus spécifiquement de l'alignement d'un des éléments de détection permettant l'identification des particules.

2.1 Introduction

L'objectif principal de l'expérience *BABAR* [42, 43] est l'étude systématique des asymétries violant CP , dans les désintégrations des mésons B neutres. D'une manière plus générale, *BABAR* mesure précisément toute une série de paramètres décrivant les interactions du méson B et pouvant être interprétés comme des contraintes sur les paramètres de la matrice CKM. Par ailleurs, plusieurs autres sujets de physique peuvent être abordés par l'expérience *BABAR*, comme par exemple l'étude du charme ou des leptons τ , ou la physique des interactions photon-photon.

En particulier, pour les recherches d'asymétries violant CP , divers canaux de désintégration charmée et non charmée sont étudiés. Étant donné les résultats expérimentaux antérieurs sur les paramètres de la matrice CKM, le modèle standard prédit que la violation de CP dans le secteur des mésons B est assez importante, aussi quelques centaines d'événements sont suffisants pour mener ces recherches. Les rapports d'embranchement de ces canaux sont très faibles, de l'ordre de 10^{-5} pour $J/\psi K_S^0$ ou $\rho\pi$, et ainsi la taille de l'échantillon enregistré doit être assez important, de l'ordre de 10^7 paires $B\bar{B}$.

BABAR est une expérience montée sur PEP-II (Positron Electron Project), le collisionneur e^+e^- de SLAC (Stanford Linear Accelerator Center). PEP-II est conçu pour fonctionner à haute luminosité, avec une énergie dans le centre de masse fixée sur la résonance $\Upsilon(4S)$. Cette résonance permet de produire un grand nombre de mésons B , sous la forme de paires cohérentes $B\bar{B}$ quasiment au repos dans le référentiel $\Upsilon(4S)$. Pour que le vol des mésons B puisse être observé, PEP-II est asymétrique, c'est à dire que le centre de masse des faisceaux se déplace rapidement par rapport au laboratoire. Le détecteur *BABAR* de son côté doit être capable de permettre une reconstruction précise des vertex afin de mesurer le temps de désintégration des mésons B produits en mouvement.

Pour les mesures d'asymétries de CP dépendant du temps, la saveur d'un des mésons B doit être étiquetée, c'est à dire identifiée comme B^0 ou \bar{B}^0 . Ceci, ainsi que la distinction entre certains processus de faible rapport d'embranchement (comme $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$, $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$), nécessite un

système d'identification des particules chargées (e, μ, π, K) performant et couvrant une large gamme d'impulsions.

Enfin, le système de réjection du bruit de fond du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) utilise principalement un dispositif de reconstruction cinématique efficace et précis pour les particules chargées et neutres.

2.2 Le collisionneur PEP-II

PEP-II [44] permet d'accélérer deux faisceaux d'électrons et de positrons dont l'énergie totale dans le centre de masse est fixée sur la résonance $\Upsilon(4S)$. Cette résonance est choisie car elle correspond à une section efficace de création de mésons B relativement importante, $\sigma_{B\bar{B}} \sim 1.1$ nb. Par ailleurs, les mésons B sont créés en paires cohérentes, et sous deux saveurs uniques B_d^0/\bar{B}_d^0 et B_u^+/B_u^- . Cet environnement est avantageux pour l'analyse des violations de CP puisqu'il permet d'étiqueter la saveur d'une des désintégrations et d'utiliser la différence de temps de désintégrations entre les deux mésons B . La masse de la résonance $\Upsilon(4S)$ étant très proche du double de la masse des mésons B , ceux-ci sont créés quasiment au repos par rapport à cette résonance. Ayant des durées de vie très courtes, et par conséquent des distances de parcours très petites, il faut, pour pouvoir les observer et séparer leur point de désintégration du point d'interaction, leur donner un mouvement rapide dans le laboratoire, ce qui revient à produire des $\Upsilon(4S)$ eux-mêmes en mouvement rapide. Dans cette optique, les énergies des deux faisceaux de PEP-II sont asymétriques : les électrons ont une énergie de 9 GeV et les positrons de 3.1 GeV, ainsi $\beta\gamma = 0.56$. Cette asymétrie des faisceaux entraîne la conception d'un détecteur lui-même asymétrique. On définit ainsi une direction privilégiée : l'avant est la direction du faisceau d'électrons.

Les désintégrations recherchées ayant des rapports d'embranchement très faibles, il est nécessaire de produire un grand nombre de paires $B\bar{B}$ (de l'ordre de $3 \cdot 10^7$ paires par an). Cet objectif est atteint grâce à la haute luminosité instantanée de PEP-II et à la fiabilité de son opération.

Le bruit de fond principal des analyses menées à BABAR est le continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$). Pour pouvoir l'étudier spécifiquement, il est possible de décaler l'énergie des faisceaux de 40 MeV sous la résonance $\Upsilon(4S)$. 12% des données sont enregistrées à cette énergie.

PEP-II est composé d'un accélérateur linéaire permettant de produire les électrons et positrons aux énergies nominales de 9 GeV et 3.1 GeV, et d'un anneau de stockage où ceux-ci

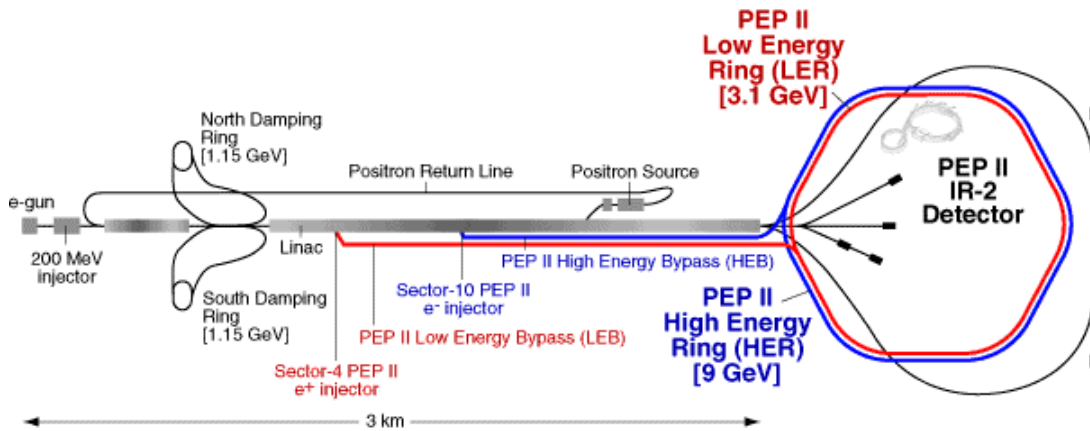


FIG. 2.1 – Représentation sommaire de l'architecture de PEP-II

circulent dans des directions opposées pour rentrer en collision au point d'interaction de *BABAR*. Une représentation sommaire de l'architecture de PEP-II est donnée Fig. 2.1.

L'accélérateur linéaire a été utilisé précédemment pour l'étude expérimentale de la résonance Z^0 (MARK-II, SLD) et est capable de produire des faisceaux de 50 GeV. Cette énergie est encore utilisée aujourd'hui par diverses expériences à cible fixe, ainsi que pour des études technologiques préparatoires pour le Next Linear Collider (NLC). Pour atteindre la résonance $\Upsilon(4S)$, seule une partie de l'accélérateur linéaire est utilisée.

Les électrons sont produits au bout de l'accélérateur linéaire par un canon à électron par effet thermoélectrique et rentrent dans l'accélérateur pour atteindre leur énergie nominale. Avant d'être conduits dans l'anneau de stockage, les électrons passent à travers une série d'anneaux de nettoyage pour sélectionner précisément l'impulsion désirée.

Une partie des électrons est déviée de cette trajectoire pour être dirigée vers une cible de tungstène. Les positrons, créés dans les produits de la collision, sont ramenés vers le début de l'accélérateur pour suivre ensuite le même chemin que les électrons.

L'anneau de stockage est rempli par des bouffées de 10^9 particules et à une fréquence variant entre 1 Hz et 30 Hz. Par ailleurs, il est possible d'injecter en présence de faisceau dans l'anneau ("top-off"). En fonctionnement normal, les faisceaux sont injectés dans PEP-II toutes les 40 à 50 minutes. Cette opération dure environ 3 minutes en présence de faisceaux, ou environ 15 minutes en cas de perte des faisceaux.

Les énergies des électrons et positrons étant différentes, l'anneau de stockage est fait de deux sous anneaux différents de même circonférence, l'un pour les électrons, le "High Energy Ring" (HER) et l'autre pour les positrons, le "Low Energy Ring" (LER). Chaque anneau est composé de diverses sections circulaires et droites. Les deux faisceaux entrent en collision sur l'une des sections droites, c'est à cet endroit que se situe l'expérience *BABAR*. Les courants nominaux sont $I_{\text{LER}} = 2.14$ A et $I_{\text{HER}} = 0.75$ A.

Dès lors que les deux faisceaux circulent dans des anneaux différents, leur croisement au niveau de la zone d'interaction de détecteur *BABAR* peut se faire selon deux configurations possibles : soit les collisions se font suivant un certain angle de croisement, soit elles se font de manière frontale. Chacune de ces options fait appel à une optique particulière. Dans le premier cas, aucune complication sur le transport n'est nécessaire, le point le plus délicat et difficilement maîtrisable est le contrôle de l'interaction entre faisceaux. Une croisement de ce type est néanmoins en opération avec succès à KEK-B. Dans le second cas, qui est l'option choisie par PEP-II, les faisceaux doivent être rapidement tournés pour les amener en position frontale, puis ensuite séparés très tôt après le point d'interaction, pour éviter les croisements parasites. Ceci entraîne la présence d'aimants à l'intérieur du volume du détecteur.

L'optique proche du point d'interaction (voir Fig. 2.2) répond ainsi aux deux propriétés de bonne focalisation et de séparation efficace des faisceaux, tout en étant de dimensions réduites pour ne pas entraver l'acceptance du détecteur. Le dipôle *B1* est le premier aimant disposé au voisinage immédiat du point d'interaction. C'est un aimant permanent en $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ pouvant séparer les faisceaux de $11\sigma_x$, σ_x étant la dimension typique des faisceaux dans la direction transverse horizontale. La focalisation est quant à elle matérialisée par une série de quadripôles. *Q1* et *Q2* agissent principalement sur le LER, *Q4* et *Q5* agissent, eux, sur le HER. *B1* et *Q1* sont tous deux situés dans le volume de *BABAR*.

Deux bruits de fond peuvent dégrader la prise de données. Pour combattre le rayonnement synchrotron produit au voisinage des aimants, plusieurs masques sont placés à l'intérieur de ceux-ci. Le "bruit de fond machine" est le résultat de l'interaction des faisceaux avec les atomes du tube à vide. Il est atténué grâce à la présence de collimateurs et de pompes à vide performantes.

Les performances de PEP-II ont largement dépassé les performances prévues lors de sa

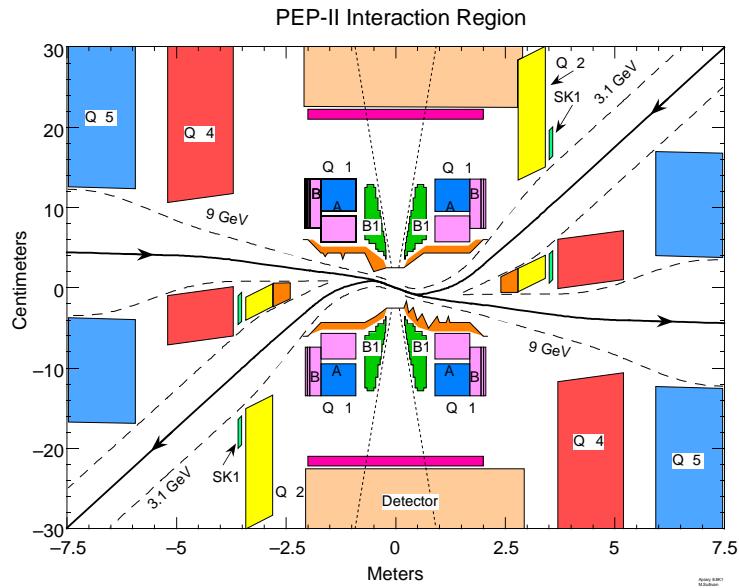


FIG. 2.2 – Système optique de PEP-II au voisinage du point d’interaction

conception. Ces performances sont données dans la TAB. 2.1. PEP-II a prouvé sa fiabilité au cours des deux années de prise de données, fournissant à *BABAR* la luminosité nécessaire pour remplir ses objectifs de physique (voir FIG. 2.3) : fin janvier 2003, la luminosité intégrée enregistré par *BABAR* étant de 99.3 fb^{-1} , dont 9.9 fb^{-1} sont hors de la résonance $\Upsilon(4S)$.

Paramètre	Conception	première année	2002	
Énergie du HER	9	9	9	GeV
Énergie du LER	3.1	3.1	3.1	GeV
Courant du HER	0.750	0.7	1.05	A
Courant du LER	2.140	1.3	1.78	A
Nombre de paquets	1658	553–829	800	
Taille verticale	3.3	5.6		μm
Taille horizontale	110	120		μm
Luminosité	$3 \cdot 10^{33}$	$2.5 \cdot 10^{33}$	$4.6 \cdot 10^{33}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

TAB. 2.1 – Performances de PEP-II. Les performances prévues lors de la conception sont comparées aux performances typiques réalisées couramment pendant la première année de fonctionnement et l’année 2002.

2.3 Le détecteur *BABAR*

Un schéma détaillé de l’architecture des divers sous détecteurs composant *BABAR* est donné FIG. 2.4. Le détecteur de vertex (“Silicon Vertex Tracker”, SVT) est le premier détecteur au voisinage du point d’interaction. Sa fonction principale est de reconstruire les trajectoires des particules chargées au plus près du point d’interaction, et de déterminer ainsi les vertex de désintégration. La chambre à dérive (“Drift Chamber”, DCH) permet de reconstruire l’impulsion

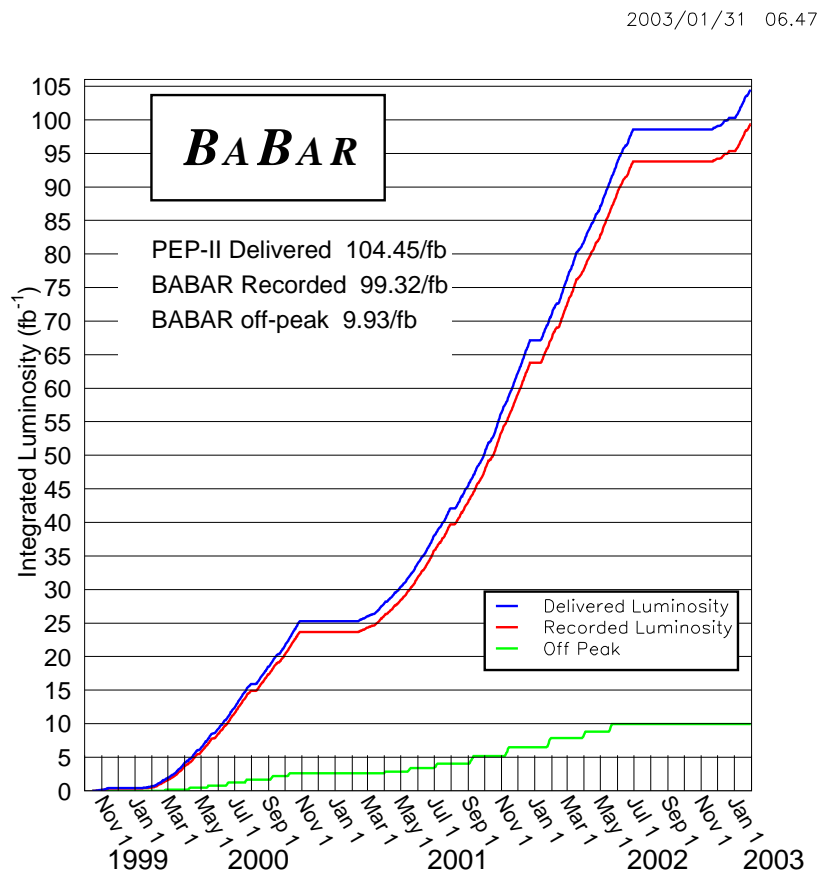
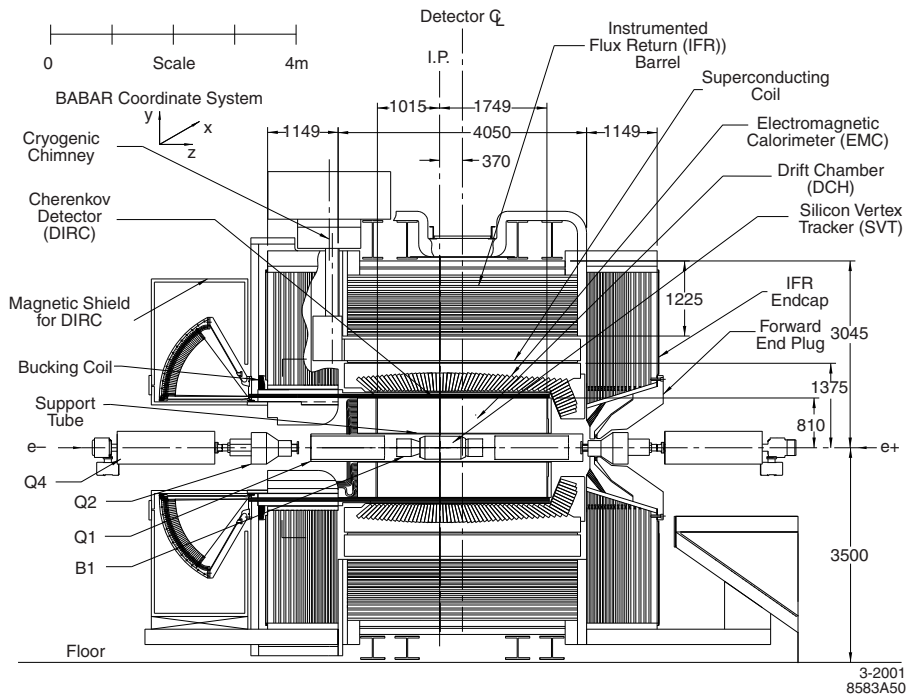
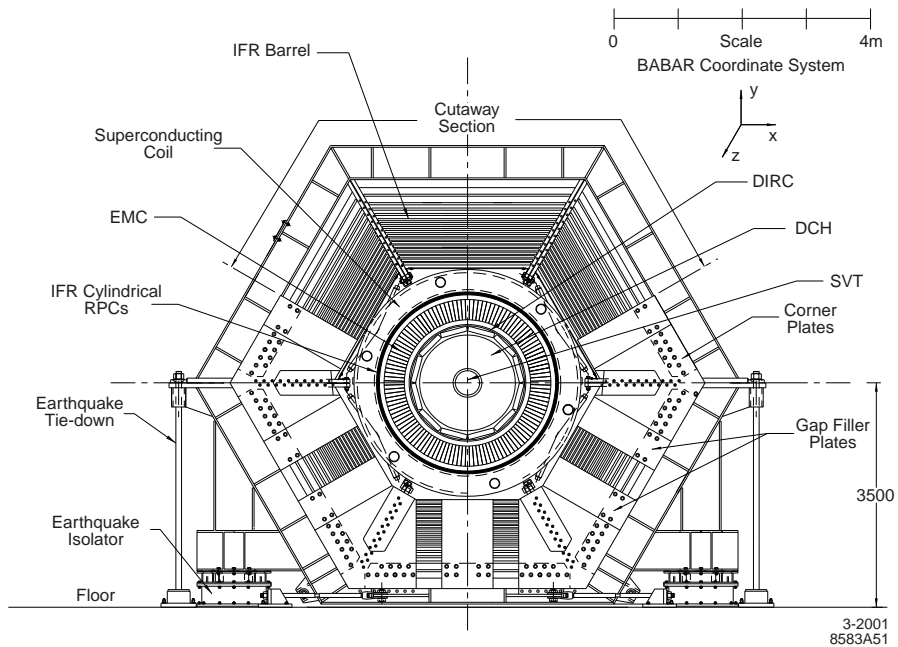


FIG. 2.3 – Luminosité intégrée délivrée par PEP-II depuis sa mise en fonctionnement fin 1999.



(a) Section longitudinale



(b) Section transverse

FIG. 2.4 – Architecture de BABAR.

des particules chargées, soumises au champ magnétique du solénoïde de 1.5 T. Elle donne par ailleurs des informations complémentaires à celles du SVT pour les mesures de direction et de vertex. La perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) permet d'identifier les particules chargées à basse impulsion. Le DIRC ("Detection of Internally Reflected Cherenkov light") est un détecteur utilisant l'effet Cherenkov pour identifier les particules chargées à haute impulsion en mesurant leur vitesse. Le calorimètre électromagnétique ("Electro-Magnetic Calorimeter", EMC) permet de mesurer l'énergie des photons et des électrons, et en particulier d'identifier les électrons. Le retour de champ du solénoïde est instrumenté ("Instrumented Flux Return", IFR) de manière à identifier les muons et à mesurer l'énergie des hadrons neutres lourds.

2.4 Le solénoïde

La fonction principale du solénoïde [45] est de fournir le champ magnétique nécessaire à la mesure d'impulsion des particules chargées dans la chambre à dérive (et aussi dans le détecteur de vertex.)

Le champ magnétique nominal choisi pour effectuer cette mesure est de 1.5 T. Celui-ci doit être uniforme dans tout le volume du détecteur à $\pm 3\%$. Les muons et hadrons détectés dans l'IFR passent en général à travers le solénoïde et y voient leur énergie dégradée. Pour minimiser cette absorption, de même que pour des raisons d'encombrement, il doit être composé de peu de matière. Enfin, la présence du solénoïde ne doit pas détériorer le système optique de PEP-II : un champ longitudinal de 1.5 T ne pose pas de problème pour $B1$ et $Q1$, cependant, la composante radiale de ce champ ne doit pas excéder 0.25 T à un rayon de 200 mm. Les quadripôles $Q2$, $Q4$ et $Q5$ ne doivent pas être exposés à un champ magnétique supérieur à 0.01 T.

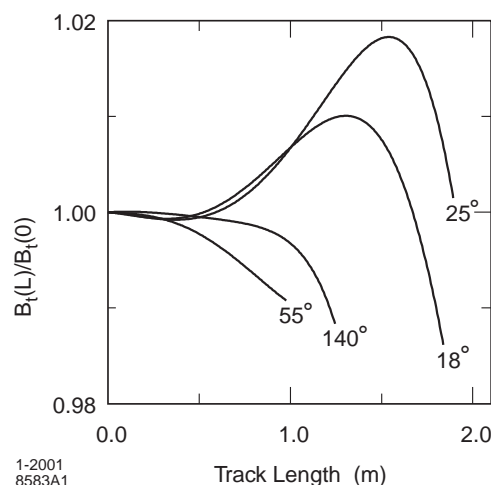


FIG. 2.5 – Amplitude relative du champ magnétique transverse le long de la trajectoire d'une particule de haute impulsion en fonction de sa distance du point d'interaction et de son angle polaire.

Le solénoïde est un aimant supraconducteur composé de câbles en Nb – Ti stabilisé par de l'aluminium pur. Pour assurer l'uniformité du champ, la densité de courant est plus forte sur les bords du solénoïde qu'en son centre. Ceci est réalisé en utilisant une épaisseur de matériau supraconducteur différente le long du solénoïde. Le volume du solénoïde enclot plusieurs sous détecteurs : le SVT, la chambre à dérive, le DIRC et le calorimètre. D'autre part, il est muni

d'un retour de champ en acier de forme hexagonale, segmenté pour accueillir l'IFR. Une des fonctions de ce retour de champ est de protéger les quadripôles $Q2$, $Q4$ et $Q5$. Le poids total du retour de champ est de 870 tonnes. À l'arrière du solénoïde, un blindage spécifique a été conçu pour protéger $Q1$, de même que pour protéger $Q2$ ainsi qu'un des éléments du DIRC (la "stand-off box"), un aimant permanent y a été placé.

La mesure du champ magnétique a permis de conclure que les contraintes sur l'uniformité du champ sont respectées. L'amplitude relative du champ transverse le long de la trajectoire d'une particule issue du point d'interaction ne varie pas de plus de 3%, ce qui est représenté FIG. 2.5. Les blindages spécifiques pour protéger le DIRC et les quadripôles externes fonctionnent correctement : le champ mesuré à l'entrée de $Q2$ est de ~ 1 mT.

2.5 Le détecteur de vertex ("Silicon Vertex Tracker", SVT)

Le SVT [46, 47] sert à détecter efficacement les particules chargées et à reconstruire leur trajectoire au plus près de la région d'interaction, et à déterminer ainsi les vertex de désintégration.

La mesure d'asymétries dépendant du temps nécessite une bonne reconstruction de la position du vertex dans la direction longitudinale. La SVT est conçu pour avoir une résolution longitudinale de $80 \mu\text{m}$, à comparer au vol moyen du B qui est de $\sim 260 \mu\text{m}$. Pour avoir une certaine sensibilité au vol du charme, la résolution transverse est de $100 \mu\text{m}$.

L'impulsion minimale des traces chargées détectable par la chambre à dérive est de $120 \text{ MeV}/c$. Entre 50 et $120 \text{ MeV}/c$, le SVT permet de détecter la présence de ces traces avec une efficacité supérieure à 70%.

Le SVT est aussi chargé de fournir les mesures angulaires des directions des traces chargées, sa mesure étant plus précise que celle de la chambre. Cette mesure est cruciale pour la détermination de l'angle Cherenkov dans le DIRC.

L'acceptance angulaire du SVT est de 20° vers l'avant (position de $B1$) et de 30° vers l'arrière. Cette acceptance n'est pas symétrique car les traces sont émises préférentiellement dans la direction du faisceau de PEP-II le plus énergétique.

Enfin, le SVT étant soumis constamment au "bruit de fond machine" de PEP-II, il est conçu pour résister à une radiation totale de 2 MRad , et est doté d'un système d'interruption des faisceaux en cas de radiation trop importante.

2.5.1 Réalisation

Le SVT est composé de cinq couches de modules double face de détecteurs en silicium dont la résolution spatiale sur la position d'impact est de 10 à $15 \mu\text{m}$ pour les trois couches internes (situées dans un rayon compris entre 32 et 54 mm autour de l'axe des faisceaux), servant principalement à la mesure du paramètre d'impact¹, et de $40 \mu\text{m}$ pour les deux couches externes (situées dans un rayon compris entre 91 et 144 mm), utilisées principalement pour la mesure angulaire et la reconstruction à basse impulsion. Le SVT est attaché au dipôle $B1$. Il est donc lié mécaniquement à PEP-II et est indépendant de BABAR.

Chaque module est composé d'une série de pistes capables de mesurer la position dans une seule direction. Les pistes sur les deux faces de chaque module sont orientées perpendiculairement, de manière à mesurer la position longitudinale (pistes z) et l'angle azimutal (pistes ϕ).

¹Le paramètre d'impact est la distance de plus proche approche entre la trajectoire d'une particule chargée et l'axe des faisceaux (paramètre d'impact à deux dimensions) ou le point d'interaction (paramètre d'impact à trois dimensions).

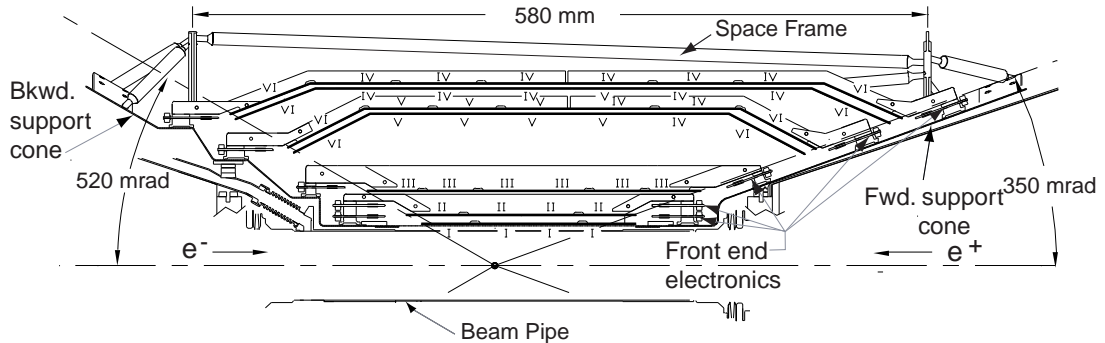


FIG. 2.6 – Section longitudinale de l'architecture du SVT.

Les deux couches externes ont une forme arquée, de manière à minimiser la quantité de silicium nécessaire pour réaliser la couverture angulaire et à maximiser l'angle d'impact des traces. La forme du SVT n'est pas symétrique, en effet sa couverture angulaire est plus importante vers l'avant. Un schéma général des 5 couches est donné FIG. 2.6 et 2.7.

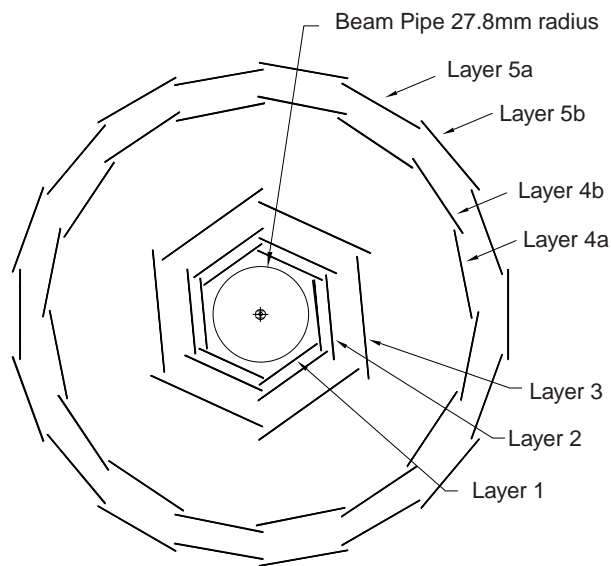


FIG. 2.7 – Section transverse de l'architecture du SVT.

Les trois couches internes sont composées de 6 modules, la quatrième de 16 modules et la dernière de 18 modules. La couverture azimutale du SVT est totale. Ceci est réalisé en inclinant les modules internes de 5° autour de leur axe longitudinal, et en plaçant les modules externes à des distances radiales différentes les uns des autres au sein d'une même couche, comme le montre la FIG. 2.7. Au total, l'acceptance du SVT couvre 90% de l'angle solide dans le système du centre de masse et le nombre de canaux de lecture est de 150 000.

La position de chaque module a été étudiée avec une sonde optique lors de l'assemblage du

dimensions)

SVT. La précision de cet assemblage est de l'ordre de $200\ \mu\text{m}$. Pour atteindre les objectifs de résolution angulaire et de paramètre d'impact, un alignement spécifique est nécessaire.

L'alignement du SVT est réalisé en deux étapes. L'alignement interne consiste à déterminer la position relative de chaque module par rapport à ses voisins. Ces positions sont stables en fonction du temps et ne peuvent être modifiées que dans le cas d'opérations sur le collisionneur ou sur le SVT lui-même. L'alignement global consiste à déterminer la position du SVT par rapport à la chambre à dérive, référence du détecteur *BABAR*. Puisque le SVT n'est pas lié mécaniquement au reste du détecteur, il peut bouger par rapport à la chambre sur l'échelle d'une journée, selon la température ambiante par exemple. L'alignement global est donc refait pour chaque "run" (toutes les deux ou trois heures).

L'alignement interne consiste à déterminer les positions des modules du SVT qui minimisent des résidus angulaires et de position obtenus sur des échantillons de contrôle combinant des traces enregistrées lors de collisions et des rayons cosmiques.

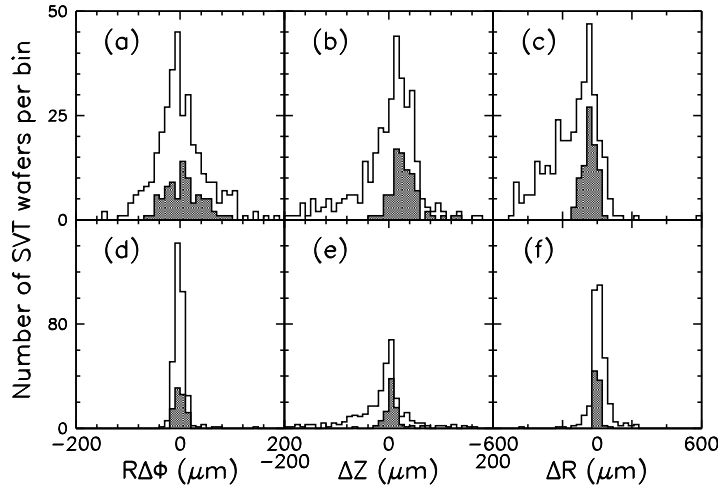


FIG. 2.8 – Différence entre les paramètres d'alignement local du SVT pour différents jeux d'alignement. Une entrée des histogrammes correspond à un module du SVT. Comparaison de l'alignement local du SVT aux mesures de la sonde optique effectuées lors de l'assemblage du SVT : (a), (b), (c). Comparaison entre deux alignements du SVT effectués sur des périodes différentes : (d), (e), (f). Les histogrammes grisés contiennent les seules informations des trois premières couches.

Il est possible de comparer les mesures initiales de la sonde optique avec les paramètres d'alignement déterminés ainsi (voir FIG. 2.8.) L'alignement des trois couches internes est plus stable que celui des deux couches externes.

L'alignement global est réalisé en considérant le SVT comme un solide indéformable, à partir d'un échantillon de traces détectées dans le SVT et dans la chambre à dérive.

2.5.2 Performances

L'efficacité de détection de chaque module du SVT est déterminée en comptant les traces détectées et les traces traversant le détecteur. En moyenne, l'efficacité de détection des modules est de 97%, en excluant les modules en panne (voir FIG. 2.9.)

La résolution spatiale des modules individuels est évaluée en calculant des résidus sur un échantillon d'évènements $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ ($l = e, \mu$) et est donnée sur la FIG. 2.10. Cette résolution

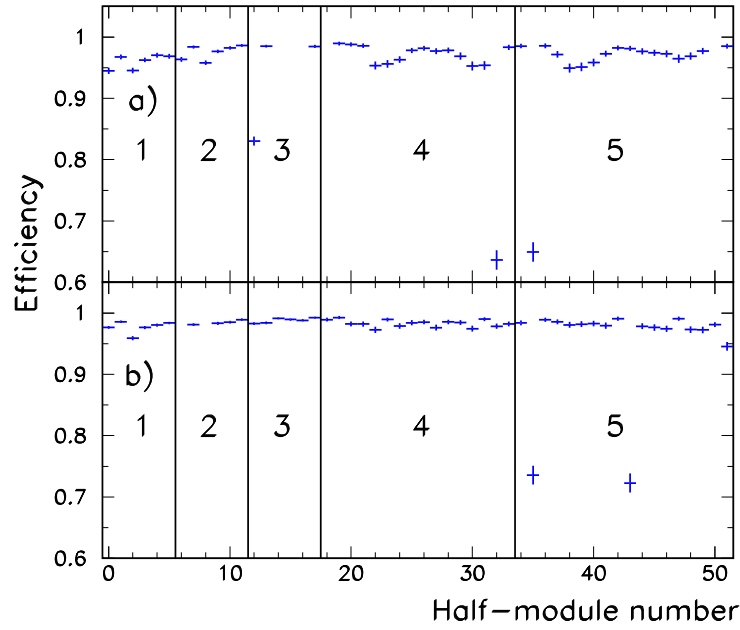


FIG. 2.9 – Efficacité de détecter les coordonnées ϕ et z pour des traces traversant les demi modules avant (a) et arrière (b), en fonction du numéro de couche et du numéro de module.

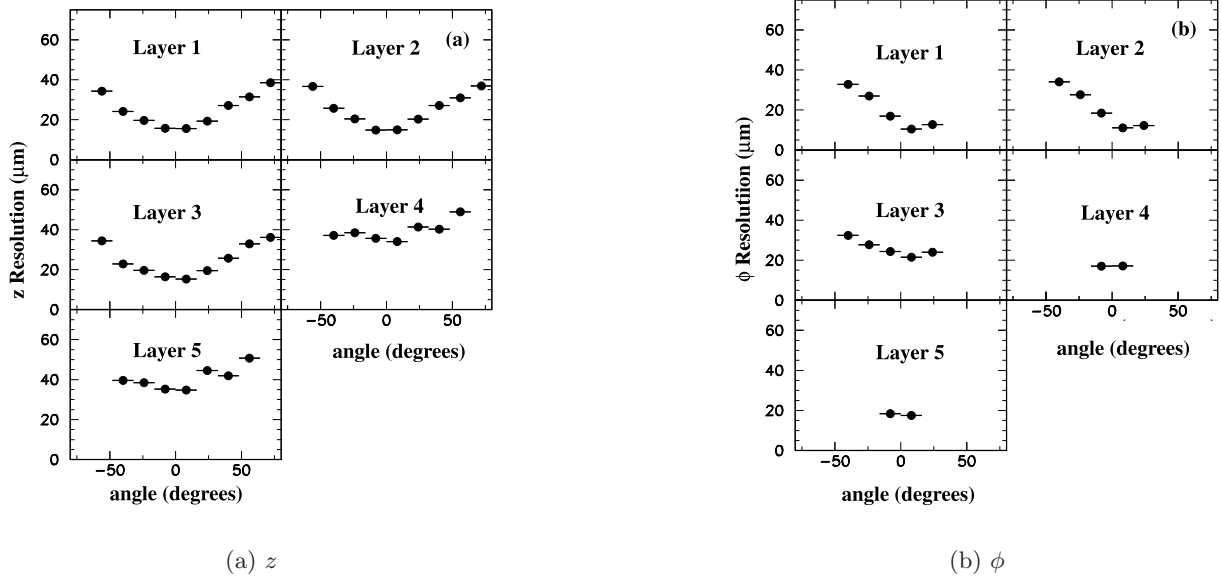


FIG. 2.10 – Résolution des modules du SVT en fonction de l'angle d'incidence de la trace et du numéro de couche pour la mesure longitudinale (a) et azimutale (b).

est en accord avec la résolution attendue par des simulations de Monte Carlo. La résolution pour les paramètres des traces peut être obtenue avec des rayons cosmiques. Pour des traces de haute impulsion ($p_t > 3 \text{ GeV}/c$) les résolutions sur les paramètres mesurés par le SVT sont les suivantes :

$$\sigma_{d_0} = 23 \mu\text{m} \qquad \sigma_{\phi_0} = 0.43 \text{ mrad} \qquad (2.1)$$

$$\sigma_{z_0} = 29 \mu\text{m} \qquad \sigma_{\tan \lambda} = 0.53 \cdot 10^{-3} \qquad (2.2)$$

où d_0 est la paramètre d'impact à deux dimensions dans le plan transverse, z_0 est la position longitudinale du point réalisant le paramètre d'impact, ϕ_0 est l'angle azimutal et λ est l'angle de la trace par rapport à l'axe z des coordonnées longitudinales.

Enfin, l'énergie déposée dans le SVT pour les particules chargées est mesurée dans chaque couche. La perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) étant reliée à la masse des particules, il est possible d'utiliser le SVT pour les identifier. La résolution sur dE/dx est de 14%, ce qui permet une séparation pion/kaon supérieure à 2σ pour des impulsions inférieures à $500 \text{ MeV}/c$.

2.6 La chambre à dérive ("Drift Chamber", DCH)

La chambre à dérive [48, 49] sert à détecter efficacement la présence de particules chargées. Cette information est utilisée notamment par le système de déclenchement. Par ailleurs, la chambre mesure avec précision l'impulsion transverse des particules détectées. À ce titre, la chambre est le dispositif principal de réjection du bruit de fond lors de la recherche de résonances étroites. De plus, la chambre est capable de mesurer les directions et positions des trajectoires des particules chargées, et complète ainsi l'information du SVT. La chambre permet aussi de reconstruire des vertex de désintégration qui ont eu lieu hors du SVT, comme par exemple les K_s^0 . Dans cet objectif, elle est dotée d'un système de mesure longitudinale avec une résolution de l'ordre de 1 mm. Enfin, la chambre sert au système d'identification des particules grâce à la mesure de perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) dont la résolution est de 7%, ce qui permet de séparer les pions des kaons jusqu'à $700 \text{ MeV}/c$. À ce titre, elle est complémentaire du DIRC en énergie et en acceptance angulaire.

2.6.1 Réalisation, principe de fonctionnement

La chambre à dérive est composée d'un réseau de fils placés longitudinalement dans un gaz composé d'hélium à 80% et d'isobutane à 20%. Les fils sont de deux types. Les fils de champ sont composés d'aluminium et sont à un potentiel nul. Les fils capteurs sont faits d'un alliage de tungstène et de rhénium, matériau de faible résistivité et de bonne résistance mécanique. Ils ont un diamètre très fin, de $20 \mu\text{m}$, et sont placés à une haute tension, entre 1900V et 1960V.

Les fils sont organisés en cellules hexagonales de dimensions radiale de 11.9 mm et azimutale de 19 mm. Le fil capteur est placé au centre de ces cellules et six fils de champ, partagés avec les cellules voisines, sont placés aux sommets des hexagones. Les cellules sont empilées l'une sur l'autre en quarante couches autour de l'axe des faisceaux. Cette architecture est représentée FIG. 2.11. Pour pouvoir réaliser la mesure longitudinale, les fils de 24 des 40 couches (couches "stéreo") sont tournés de 45 à 76 mrad par rapport à l'axe longitudinal. Le volume de détection est cylindrique, a des dimensions radiales internes et externes de 236 mm et 809 mm, s'étend vers l'avant par rapport au point d'interaction sur une distance de 1749 mm, et 1015 mm vers l'arrière.

Lorsqu'une particule chargée relativiste traverse le gaz, celui-ci se trouve ionisé le long de sa trajectoire. Les fils produisant un champ électrique important, les électrons ainsi créés sont accélérés vers les fils capteurs. L'accélération est suffisante pour ioniser le gaz à nouveau au voisinage des fils capteurs et ainsi une avalanche électromagnétique se dépose sur le fil. Le gain est de l'ordre de $5 \cdot 10^4$.

Le matériau constituant les fils ainsi que la composition du gaz sont choisis pour minimiser la diffusion multiple des particules chargées le long de leur trajectoire à basse impulsion et ainsi assurer la précision de la mesure de la chambre. Par ailleurs, les matériaux constituant les parois de la chambre sont choisis suffisamment fins pour ne pas détériorer la mesure de la chambre et des détecteurs extérieurs : l'épaisseur totale de la chambre est de $1.08\% X_0$, où X_0 est la longueur moyenne d'interaction.

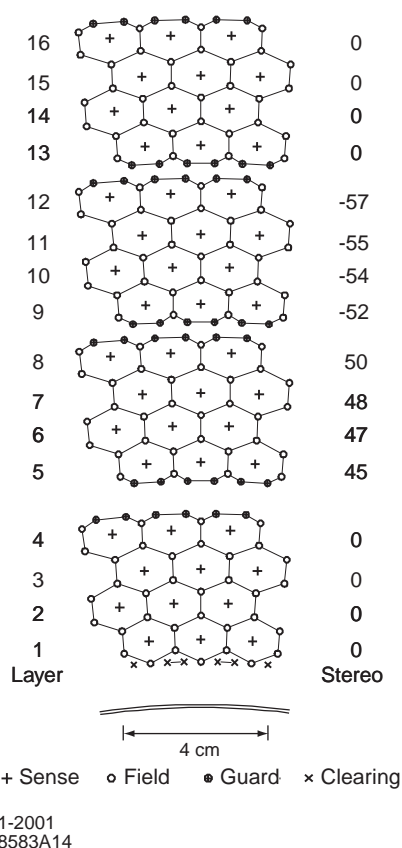


FIG. 2.11 – Vue transverse de la disposition de quelques cellules de détection de la chambre à dérive.

Les signaux créés sur les fils capteurs sont enregistrés par des systèmes électroniques situés sur la paroi arrière de la chambre. Ces systèmes fournissent un bit rapide utilisé pour le déclenchement, et mesurent la charge déposée et le temps de dérive. Le seuil de détection de ces systèmes électroniques est de 2 électrons primaires, sachant qu'une particule se déplaçant dans le mélange d'hélium et d'isobutane produit en moyenne 22 électrons primaires par cm. La dérive des électrons dans le gaz est modélisée pour les cellules hexagonales (voir FIG. 2.12), ainsi la mesure du temps de dérive permet de connaître la position de la trace détectée pour une cellule individuelle avec une précision de $140 \mu\text{m}$.

La chambre fonctionne en présence du "bruit de fond machine" important provenant de

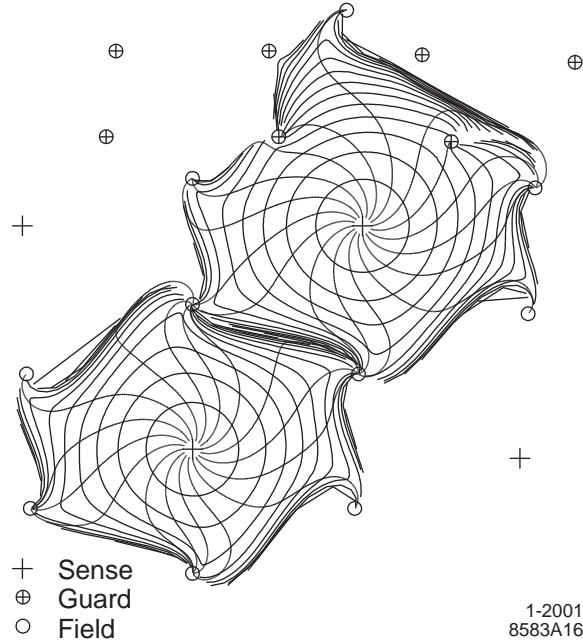


FIG. 2.12 – Isochrones espacées de 100 ns des cellules de la chambre à dérive.

PEP-II. Celui-ci produit une occupation par cellule de la chambre de 5 kHz.

2.6.2 Performances

En comparant le nombre de traces détectées par le SVT et par la chambre, il est possible de déterminer l'efficacité de détection de la chambre. À la tension nominale de 1960 V, l'efficacité de la chambre est de l'ordre de 98%. À 1900 V, une perte d'efficacité est observée pour des traces normales à l'axe de la chambre. Ceci est montré sur la FIG. 2.13.

La résolution sur l'impulsion transverse (p_t) est déterminée en utilisant des rayons cosmiques et peut être modélisée de la façon suivante :

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = (0.13 \pm 0.01)\% p_t (\text{GeV}/c) + (0.45 \pm 0.03)\% \quad (2.3)$$

Enfin, la résolution de dE/dx , la perte d'énergie dans la chambre par unité de longueur, est déterminée comme étant environ de 7.5%, ce qui permet une séparation assez bonne des particules chargées : voir FIG. 2.14.

2.7 Le DIRC (“Detection of Internally Reflected Cherenkov light”)

2.7.1 Fonction du DIRC

Le DIRC [50, 51] est un sous détecteur permettant l'identification précise des particules chargées. Il permet de séparer les hypothèses pion et kaon avec une signification statistique de 4σ sur la gamme d'impulsions [700 MeV/c; 4.2 GeV/c]. Cette qualité d'identification des particules est utilisée par exemple pour l'étiquetage des mésons B lors de la recherche des processus en cascade $b \rightarrow c \rightarrow s$, et également pour la reconstruction de canaux de désintégration spécifiques comme $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-/B^0 \rightarrow K^\pm\pi^\mp$, ou $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm/B^0 \rightarrow \rho^-K^+$.

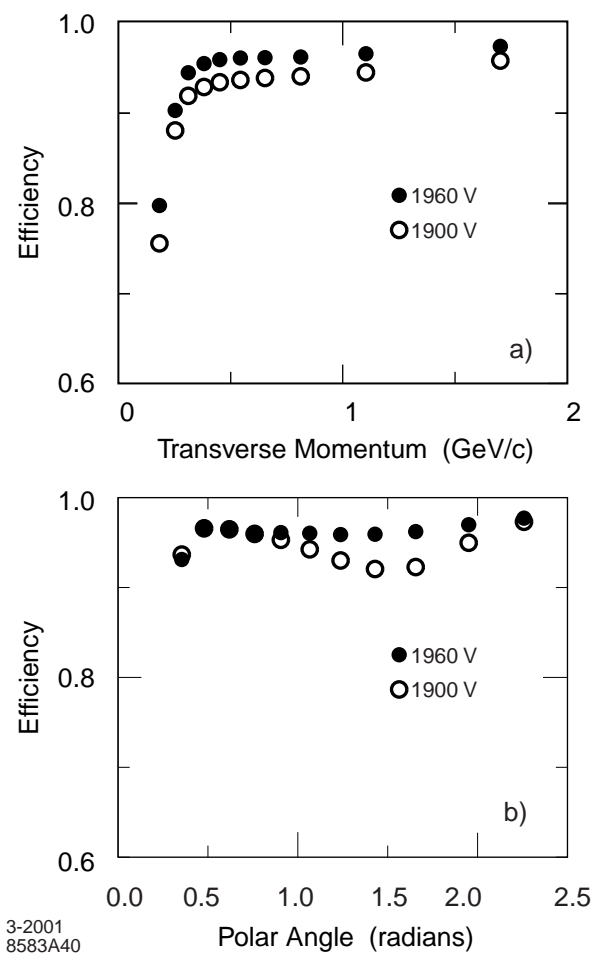


FIG. 2.13 – Efficacité de reconstruction de la chambre à dérive pour les deux tensions de fonctionnement de 1900 V et 1960 V, en fonction de l’angle polaire et de l’impulsion.

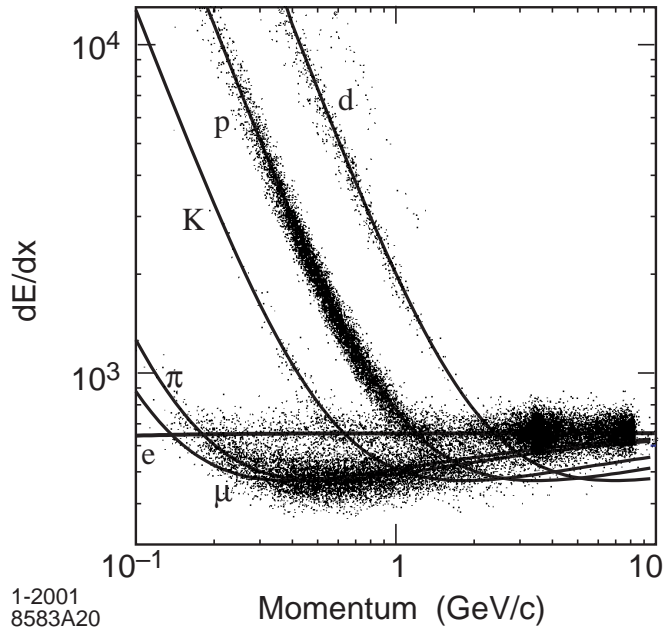


FIG. 2.14 – Mesure de dE/dx , la perte d'énergie par unité de longueur dans la chambre à dérivate, en fonction de l'impulsion des traces détectées, pour divers échantillons.

Le DIRC est placé devant le calorimètre électromagnétique : il doit donc être peu encombrant et la matière du DIRC traversée doit être fine en termes de longueurs de radiation. De plus, le DIRC fonctionne en présence du “bruit de fond machine” important de PEP-II, ce qui impose des contraintes sur sa conception.

2.7.2 Principe de fonctionnement

Le DIRC mesure l'angle d'émission θ_C de la lumière Cherenkov émises par des particules chargées de vitesse β traversant un milieu d'indice $n > 1/\beta$. θ_C est relié à β par la relation :

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n \beta}. \quad (2.4)$$

β , associée à la mesure de p , l'impulsion à l'entrée du DIRC, déterminée par la chambre à dérivate, permet de connaître la masse m des particules détectées par le DIRC :

$$m^2 c^2 = \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} p^2 \quad (2.5)$$

Le milieu radiateur est composé de barres de quartz [52] de section rectangulaire (17 mm radialement et 35 mm en azimuth), placées à une distance radiale d'environ 810 mm du point d'interaction. Les surfaces des barres sont planes et polies, et plongées dans un gaz d'indice différent (de l'azote) de manière à rendre ces surfaces réfléchissantes. La lumière Cherenkov produite le long de la trajectoire de la particule est transmise par réflexions successives vers un des bouts de la barre. Vers l'avant de la barre, un miroir renvoie cette lumière dans l'autre direction. Vers l'arrière, un dispositif est mis en place pour mesurer l'angle des photons sortant de la barre de quartz. Pour réduire la surface de détection nécessaire, les photons émis à un grand angle par rapport à la barre sont réfléchis vers des directions plus longitudinales grâce à

2.7. Le DIRC (“Detection of Internally Reflected Cherenkov light”)

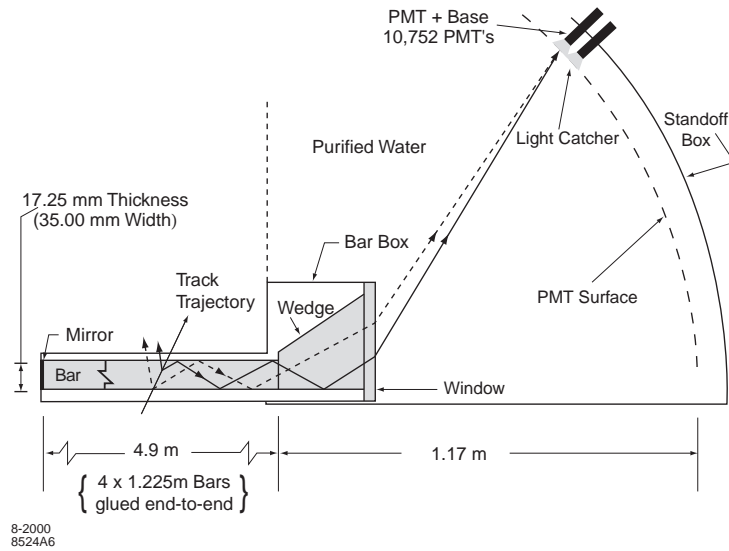


FIG. 2.15 – Principe de fonctionnement du DIRC.

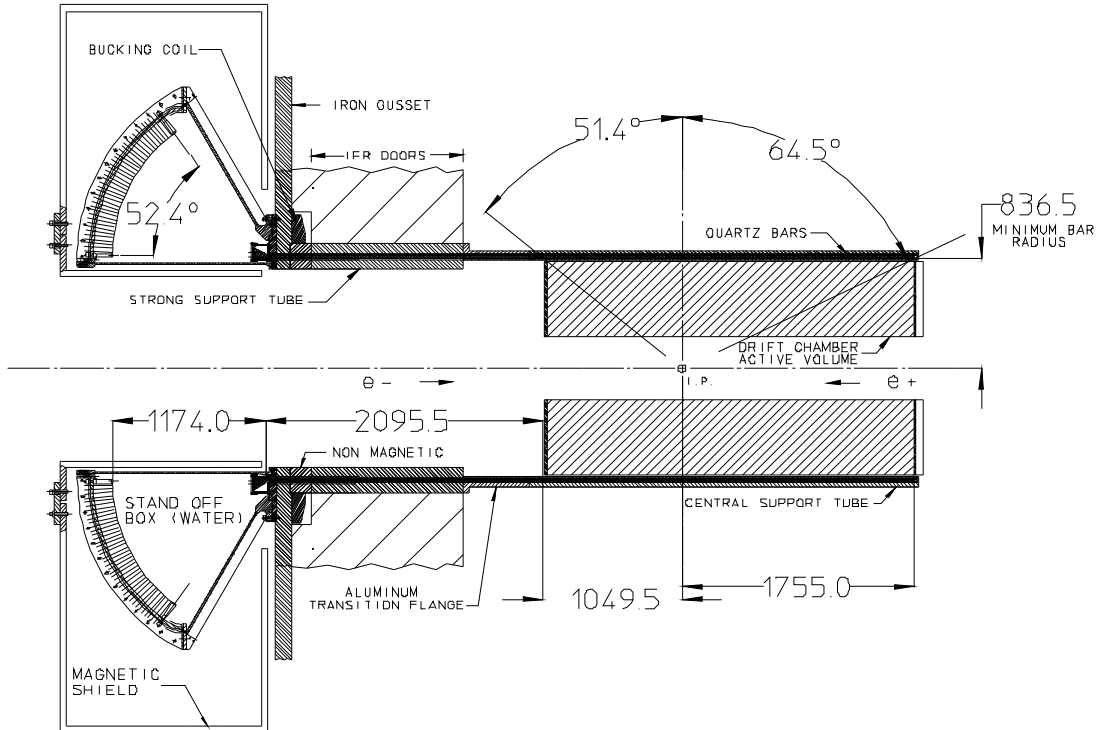


FIG. 2.16 – Section transverse de l'architecture du DIRC.

un prisme placé à la sortie de la barre. Le DIRC fonctionne sur le principe que ces réflexions multiples conservent l'angle des photons, modulo des ambiguïtés sur la parité de leur nombre : avant ou arrière, gauche ou droite, haut ou bas, rabattu par le prisme ou direct.

Le dispositif de mesure des angles à la sortie de la barre se nomme la "stand-off box" et est constitué d'un grand volume d'expansion rempli d'eau pure, où les photons peuvent se propager vers une matrice de 10 752 tubes photomultiplicateurs (PM) montés [53] de cônes collecteurs de lumière [54], placés à une distance de 1.2 m du bout de la barre. La figure formée sur les PMs est la section d'un cône modifié par les ambiguïtés sur la parité des réflexions, et d'ouverture θ_C , modifié par les indices de réfraction du quartz et de l'eau. L'eau pure est choisie pour sa similarité d'indice avec le quartz et sa transparence à la lumière.

La FIG. 2.15 illustre le principe de fonctionnement du DIRC et la FIG. 2.16 présente la géométrie du DIRC.

Les PMs sont reliés à un dispositif électronique [55,56] qui enregistre la direction des photons dans l'eau et leur temps d'arrivée sur les PMs. La direction des photons dans l'eau permet de déterminer leur direction dans la barre, et en utilisant les angles d'incidence de la particule à l'entrée du DIRC, obtenus par extrapolation de la trajectoire depuis le SVT et la chambre à dérive, renseigne sur la valeur de l'angle Cherenkov. La mesure temporelle, dont la résolution est de 1.7 ns, permet de rejeter efficacement le "bruit de fond machine" entrant directement dans la "stand-off box" et de plus, elle est suffisamment précise pour être reliée aux directions des photons dans la barre. Le signal est donc sur-contraint, ce qui permet notamment de lever les ambiguïtés sur les réflexions. Toutes ces informations sont ajustées par une méthode de maximum de vraisemblance de manière à fournir une mesure unique de l'angle Cherenkov.

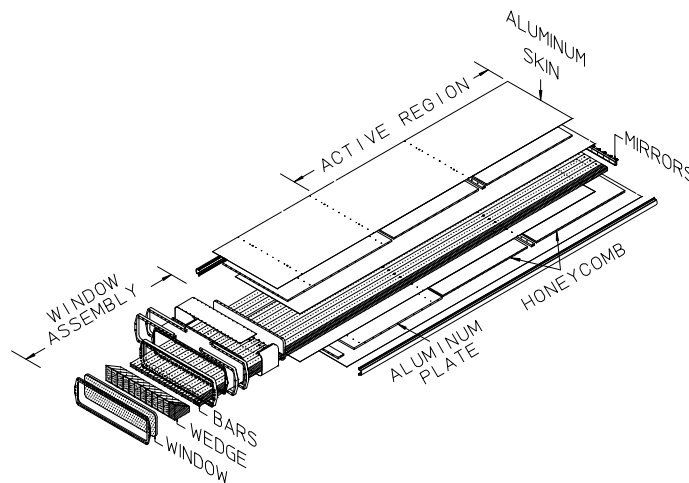


FIG. 2.17 – Une boîte de barres de quartz du DIRC.

Les barres sont rangées en 12 secteurs concentriquement autour de l'axe principal de *BABAR*. Chaque secteur est matérialisé par une boîte (voir FIG. 2.17) contenant 12 barres rangées parallèlement et séparées par un joint de gaz d'azote. L'angle solide couvert par cette géométrie dans le centre de masse correspond à 94% de l'azimut et à 83% de l'angle polaire. La quantité de matière composant les barres est de 17% de la longueur moyenne d'interaction. Chaque barre, d'une longueur totale de 4.9 m, est composée de 4 segments fixés l'un à l'autre par de la colle optique. Le prisme à la sortie de la barre mesure 91 mm de long, est environ de même largeur que les barres, et sa section est trapézoïdale, de bases 27 mm et 79 mm. La surface du prisme proche de l'axe z est inclinée de 6 mrad par rapport à l'axe longitudinal pour améliorer la focalisation

des photons sur les PMs. Le prisme est collé d’un côté à la barre, et de l’autre à une fenêtre en quartz assurant l’interface avec l’eau.

La “stand-off box” contient les tubes photomultiplicateurs rangés en 12 secteurs de 896 PMs. Le cône collecteur est de forme hexagonale, assurant une efficacité de collection de la lumière de 90%. Le verre des PMs est directement en contact avec l’eau. Les 6 000 L d’eau sont ultra purifiés, dégazés et protégés contre les bactéries. La “stand-off box” est protégée magnétiquement du solénoïde par un aimant permanent et est blindée contre le “bruit de fond machine” de PEP-II.

La résolution géométrique due à la taille des PMs est de ~ 7 mrad, de plus la qualité de la production des photons et leur transmission ont une précision totale de ~ 5.4 mrad. Au total, la résolution attendue du DIRC par photon $\sigma_{\theta_{C,\gamma}}$ est environ de ~ 9 mrad, dans le cas d’un alignement irréprochable.

Lors de la conception du DIRC, la qualité des différents composants a été choisie de telle sorte qu’aucun d’entre eux ne perde plus de 10 à 20% des photons produits. L’efficacité quantique des PMs étant de $\sim 25\%$, l’efficacité totale est de $\sim 5\%$. Au total, le nombre de photons détectés varie entre 20 et 60, selon l’angle d’incidence des traces.

Le seuil d’émission de lumière Cherenkov est $\beta \geq \frac{1}{n}$, ce qui se traduit pour l’impulsion par $p \geq \frac{mc}{\sqrt{n^2-1}}$. L’indice du quartz étant $n = 1.473$, il est possible de séparer les hypothèses pion et kaon pour les impulsions comprises entre $\frac{m_{\pi}c}{\sqrt{n^2-1}} = 129$ MeV/c et $\frac{m_Kc}{\sqrt{n^2-1}} = 456$ MeV/c en constatant simplement si de la lumière Cherenkov a été émise.

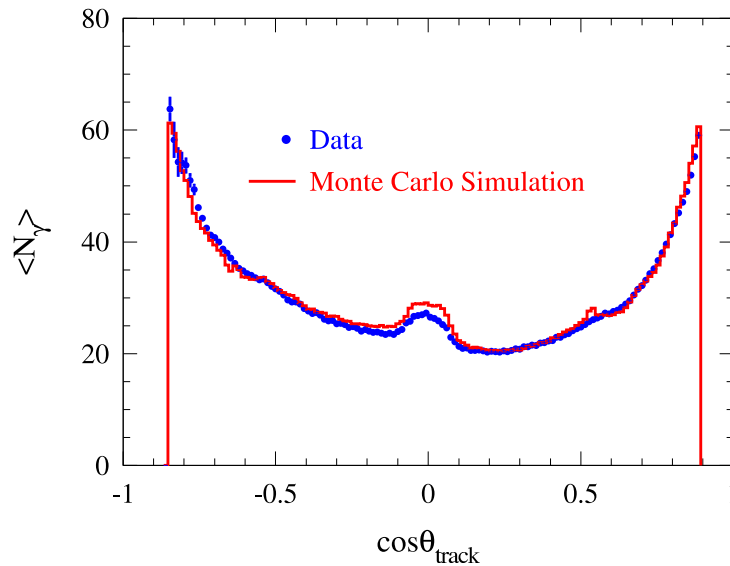


FIG. 2.18 – Nombre de photons Cherenkov détectés en fonction de l’angle polaire des traces pour des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. L’efficacité est meilleure vers l’avant et l’arrière qu’au centre car les photons sont émis avec des angles plus petits dans ces cas là. Les photons émis vers l’avant ont un trajet plus long à réaliser avant de pouvoir être détectés, d’où une petite perte d’efficacité. Les traces émises normalement à l’axe des faisceaux peuvent produire des photons dans les deux directions avant et arrière, ce qui explique un petite remontée de la production à $\cos\theta \sim 0$.

L’efficacité de détection des photons Cherenkov est représentée sur la FIG. 2.18 et est conforme aux attentes de la conception et aux simulations Monte Carlo. Le DIRC atteint aujourd’hui des performances proches de celles attendues lors de la conception grâce à une bonne résolution des traces reconstruites dans le DIRC. Ceci sera discuté plus en détail dans le chapitre 3.

2.8 Le calorimètre électromagnétique ("Electro-Magnetic Calorimeter", EMC)

La fonction du calorimètre [57] est de détecter des gerbes électromagnétiques d'énergies comprises entre 20 MeV et 9 GeV, et de mesurer leur direction et leur énergie. Le calorimètre sert en particulier à détecter les photons permettant la reconstruction des mésons π^0 et η : certains processus recherchés à *BABAR* font intervenir des mésons de ce type à très basse énergie. Il sert également à la reconstruction de processus électromagnétiques radiatifs, où le photon peut ici avoir une très grande énergie. Enfin, le calorimètre sert à identifier les électrons, grâce à la mesure du rapport E/p de l'énergie déposée et de l'impulsion (mesurée par la chambre et le SVT), qui dépend de la masse de la particule. Pour remplir ces fonctions, la résolution en énergie du calorimètre doit être de 1 à 2%, et sa résolution angulaire de quelques mrad.

Le calorimètre est constitué d'une matrice dense de cristaux en iodure de césium dopé au thallium (CsI(Tl)). Lorsqu'une particule entre dans ce matériau, si sa masse est suffisamment faible, elle dépose complètement son énergie par interaction électromagnétique. Une gerbe d'électrons et de photons se développe et produit de la lumière de scintillation qui est collectée vers l'arrière des cristaux par des photo diodes en silicium. Le CsI(Tl) est choisi pour sa bonne production de lumière par dépôt d'énergie de 50 000 γ /MeV, son faible rayon de Molière (taille typique transverse de la gerbe) de 3.8 cm, et sa courte longueur d'interaction de 1.85 cm. Enfin, son efficacité de détection est proche de 100% à très basse énergie. Cependant, en dessous de 20 MeV, le "bruit de fond machine" est dominant et il est impossible de détecter une particule à cette énergie.

La matrice de cristaux est hermétique, l'absorption de l'énergie est totale, et la segmentation est fine. La couverture azimutale est totale, et la couverture en angle polaire, comprise entre 15.8° et 141.8° , correspond à 90% de l'angle solide dans le référentiel du centre de masse des faisceaux. Les cristaux sont au nombre de 6 580, rangés en anneaux autour de l'axe des faisceaux, et inclinés vers le point d'interaction. Cette disposition est représentée sur la FIG. 2.19. Les cristaux sont

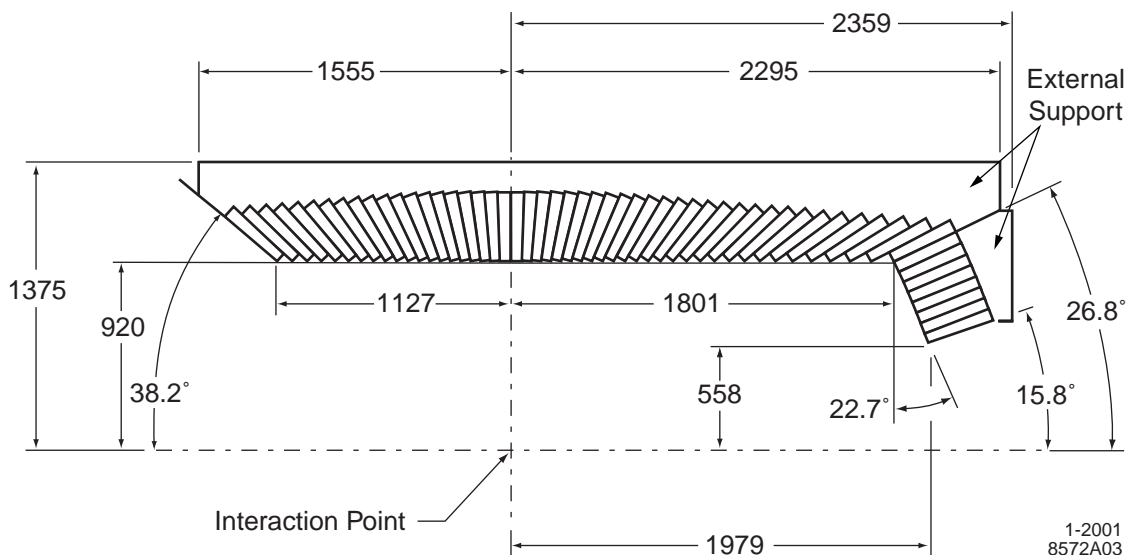


FIG. 2.19 – Architecture schématique du calorimètre électromagnétique (les dimensions sont en mm.)

enveloppés individuellement d'un réflecteur qui guide la lumière vers l'arrière des cristaux. La

détection de la lumière est réalisée par deux diodes sur chaque cristal.

Un des facteurs limitant les performances du calorimètre est la matière placée devant celui-ci et dans laquelle les particules peuvent interagir. Au total, cette matière représente entre 0.3 et 0.6 longueurs de radiation. Le DIRC en constitue une grande partie. Ceci est représenté sur la

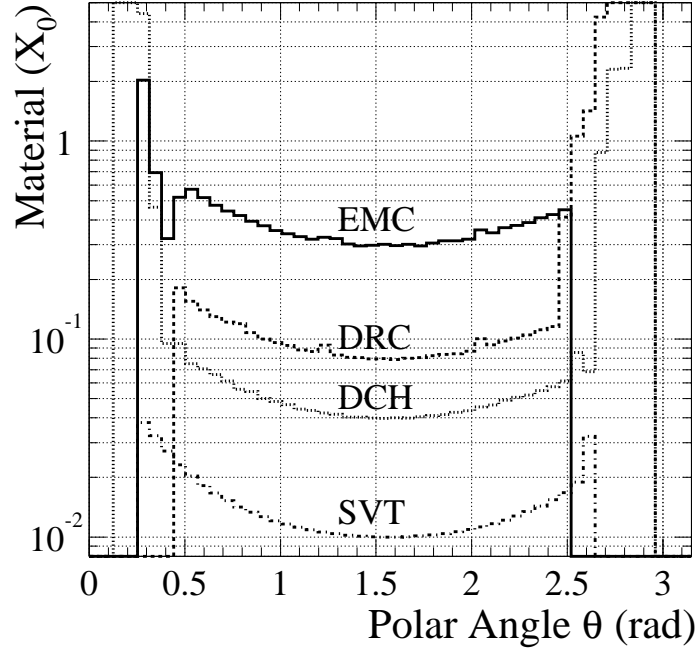


FIG. 2.20 – Quantité de matière en unités de longueur de radiation traversée par une particule de haute énergie avant de rencontrer le premier élément actif d'un sous détecteur, en fonction de l'angle polaire.

FIG. 2.20.

Les résolutions énergétique et angulaire du calorimètre sont déterminées à partir d'échantillons de contrôle et peuvent être modélisées par les fonctions suivantes :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2.32 \pm 0.30)\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus (1.85 \pm 0.12)\%, \quad (2.6)$$

$$\sigma_\theta = \sigma_\phi = \left(\frac{3.87 \pm 0.07}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 0.00 \pm 0.04 \right) \text{ mrad}. \quad (2.7)$$

Ces résolutions sont en relativement bon accord avec les résolutions déterminées par une simulation Monte Carlo détaillée : voir FIG. 2.21. Le désaccord résiduel entre les deux distributions est corrigé a posteriori dans les analyses de physique par une procédure qui dégrade la qualité de la mesure du calorimètre dans le Monte-Carlo. La FIG. 2.22 représente la masse invariante des paires de photons sélectionnées dans les événements $B\bar{B}$. Le signal de π^0 ainsi obtenu a une résolution de $6.9 \text{ MeV}/c^2$. Enfin, les performances de l'identification des électrons sont représentées FIG. 2.23 : la mesure de E/p permet d'identifier les électrons avec une efficacité de 94.8% lorsque la mauvaise identification des pions en électrons est de 0.3%.

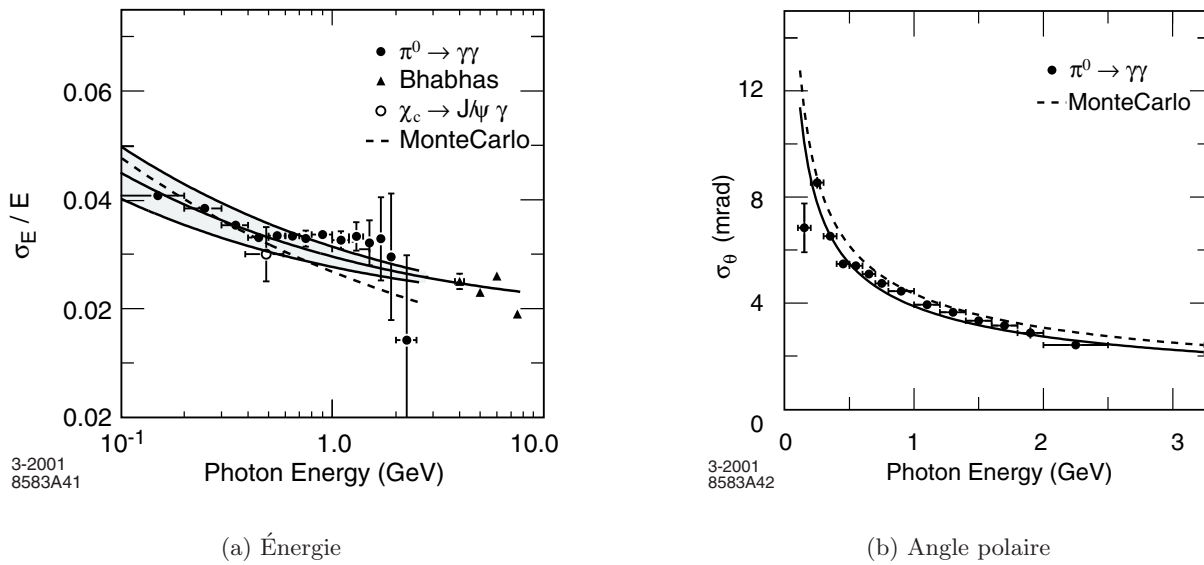


FIG. 2.21 – Résolutions énergétique et angulaire du calorimètre en fonction de l'énergie déposée, mesurées dans les données par divers échantillons de contrôle, et comparées aux résultats d'une simulation Monte Carlo détaillée.

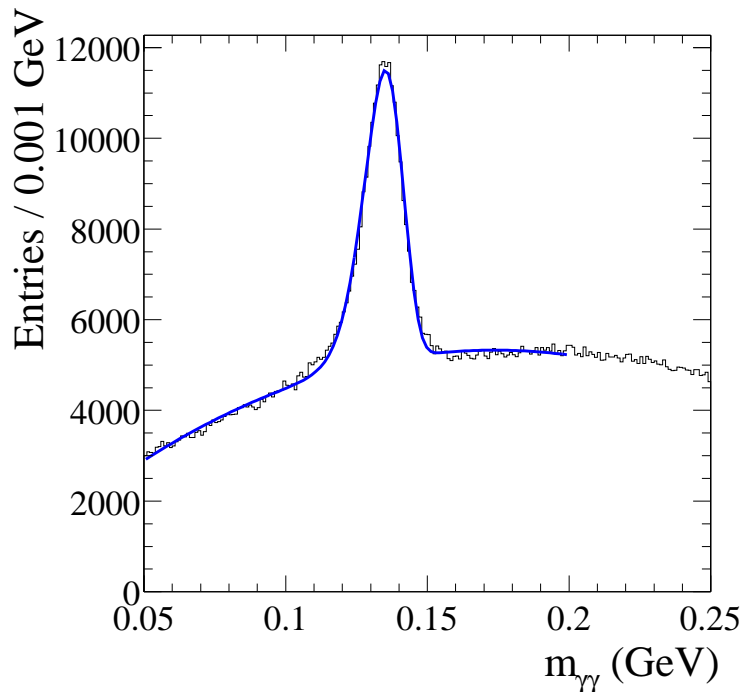


FIG. 2.22 – Masse invariante des paires de photons provenant d'événements $B\bar{B}$. Les énergies des photons et celle du candidat π^0 reconstruit sont coupées hors de l'intervalle $[30, 300 \text{ MeV}]$.

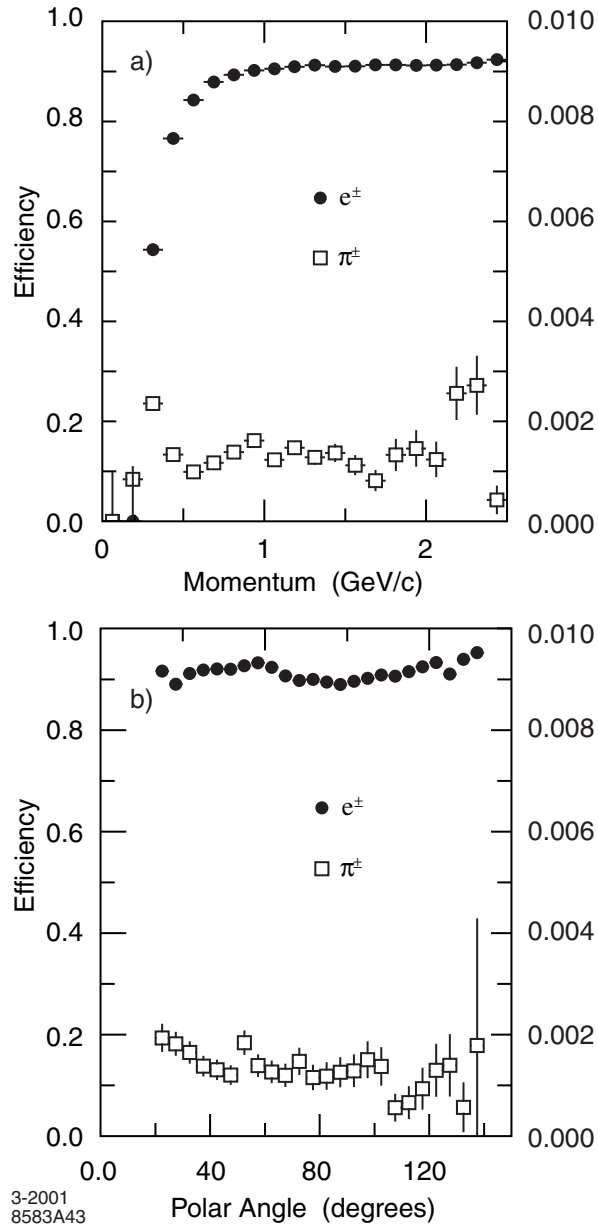


FIG. 2.23 – Efficacité de détection des électrons (échelle de gauche) et efficacité des pions chargés (échelle de droite), en fonction de l'impulsion et de l'angle polaire des traces, dans le référentiel du laboratoire.

2.9 Le retour de champ instrumenté ("Instrumented Flux Return", IFR)

La fonction principale de l'IFR [58] est d'identifier les muons avec une bonne efficacité et une bonne pureté pour des impulsions supérieures à $1 \text{ GeV}/c$. L'identification des muons est essentielle par exemple pour l'étiquetage des mésons B , la détection de $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, et pour la recherche de désintégrations semi-leptoniques du méson B . L'IFR sert également à détecter les hadrons neutres et à mesurer leur direction.

L'IFR est monté sur le retour de champ en acier segmenté du solénoïde, qui lui sert de radiateur. L'IFR est constitué de RPC ("Resistive Plate Chambers") [59, 60] fixées dans les interstices du retour de champ. Au total, 806 RPC sont rangées en 19 couches dans la région centrale du retour de champ, et en 18 couches dans les portes avant et arrière. La surface totale de détection est de $2\,000 \text{ m}^2$.

La structure des RPC est illustrée FIG. 2.24. Les RPC sont constituées de deux plaques parallèles de matériau de grande résistivité (bakélite) mises sous tension ($\sim 8 \text{ kV}$) de manière à créer un champ électrique uniforme. L'interstice entre les deux plaques est rempli d'un mélange de gaz qui absorbe le rayonnement ultra-violet, constitué de 56.4% d'argon, de 38.8% de fréon et de 4.5% d'isobutane. Au passage d'une particule chargée, le gaz est ionisé et une étincelle se

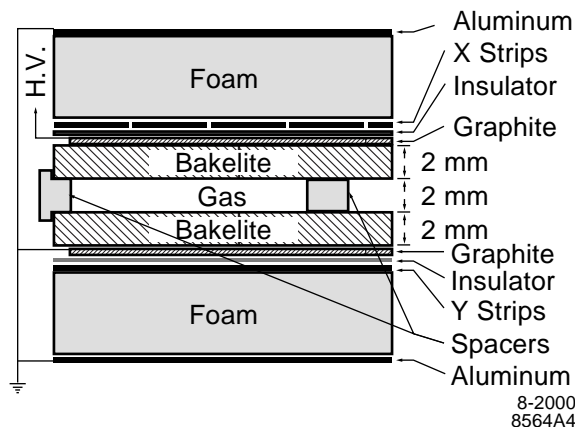


FIG. 2.24 – Représentation schématique d'une RPC.

développe entre les deux plaques. Cette étincelle ne se propage pas au reste de la chambre car la résistivité des plaques est telle que le champ est instantanément éteint au voisinage de l'étincelle, et d'autre part, les photons ne peuvent pas se propager dans le gaz étant donné ses propriétés absorbantes de rayonnement ultra-violet. Ainsi, la RPC peut continuer à fonctionner autour du point d'impact le temps que la haute tension y soit rétablie. La résolution temporelle du temps de l'impact est très bonne car le champ est uniforme, contrairement aux détecteurs dont le champ est généré par un fil où l'avalanche est plus ou moins rapide selon la distance du fil. La bakélite est mise sous tension sur sa paroi extérieure via une très fine couche de graphite. Tout ce matériau peut être considéré comme transparent aux impulsions électriques, ainsi la lecture du signal peut être réalisée à l'extérieur de la chambre : l'impulsion électrique est déposée sur des bandes d'aluminium dont la tension est lue par un système électronique. La largeur de ces bandes varie de 16 à 38.5 mm. La position de la bande renseigne sur la position de l'impact dans la chambre. Les bandes sont placées de part et d'autre de la chambre dans des directions perpendiculaires, pour mesurer complètement la position de l'impact ("x-strips" et "y-strips.")

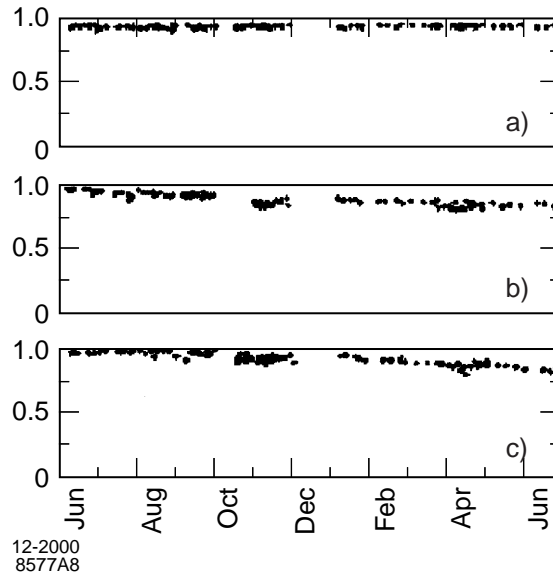


FIG. 2.25 – Historique démarré en juin 1999 de l’efficacité des modules de l’IFR, regroupés en trois populations : (a) modules stables, (b) modules dont l’efficacité décroît lentement depuis la mise en opération, (c) modules dont la perte d’efficacité est plus récente, mais aussi plus rapide.

Depuis leur mise en fonctionnement, les performances des RPC se sont dégradées au cours du temps pour des raisons encore mal comprises, ce qui est illustré FIG. 2.25 : pour plus de 30% des chambres, l’efficacité s’est dégradée d’environ 10% sur un ou deux ans. Les performances de l’identification des muons sont représentées FIG. 2.26 : pour des impulsions comprises entre 1.5 et 3.0 GeV/c, l’efficacité d’identification des muons est de 90% lorsque la probabilité de mauvaise identification des pions varie de 6 à 8%.

2.10 Le système de déclenchement et d’acquisition des données

Le système de déclenchement utilise deux étapes, qui portent les noms de niveau 1 (L1) et niveau 3 (L3). Le déclenchement de niveau 1 est électronique, et combine les informations de la chambre à dérive, du calorimètre, et éventuellement de l’IFR (pour détecter les rayons cosmiques). Ce niveau de déclenchement consiste à déterminer si une particule est détectée. Des segments sont recherchés dans la chambre à dérive, et des dépôts d’énergie sont reconstruits dans le calorimètre. Suivant l’énergie trouvée ou la coïncidence entre chambre et calorimètre, l’événement est déclenché, enregistré temporairement, et transmis au système de niveau 3. La fréquence de déclenchement au niveau 1 est au maximum de 2 kHz.

Le déclenchement de niveau 3 est un programme informatique utilisant une ferme de 32 à 60 processeurs fonctionnant en parallèle. Ce système effectue une reconstruction rapide de l’événement, avec une meilleure précision que le système de niveau 1, permettant ainsi une bonne réjection du “bruit de fond machine” et des événements bhabhas. Par exemple, il utilise la coordonnée longitudinale du point de plus proche approche des traces chargées reconstruites, représentée FIG. 2.27 : le “bruit de fond machine” est originaire de divers points denses de PEP-II, relativement éloignés du point d’interaction, contrairement aux collisions e^+e^- . Le système informatique de L3 se charge également de l’enregistrement des données des événements sur disque. Le taux de déclenchement à la sortie de L3 est au maximum de 120 Hz. L’efficacité de

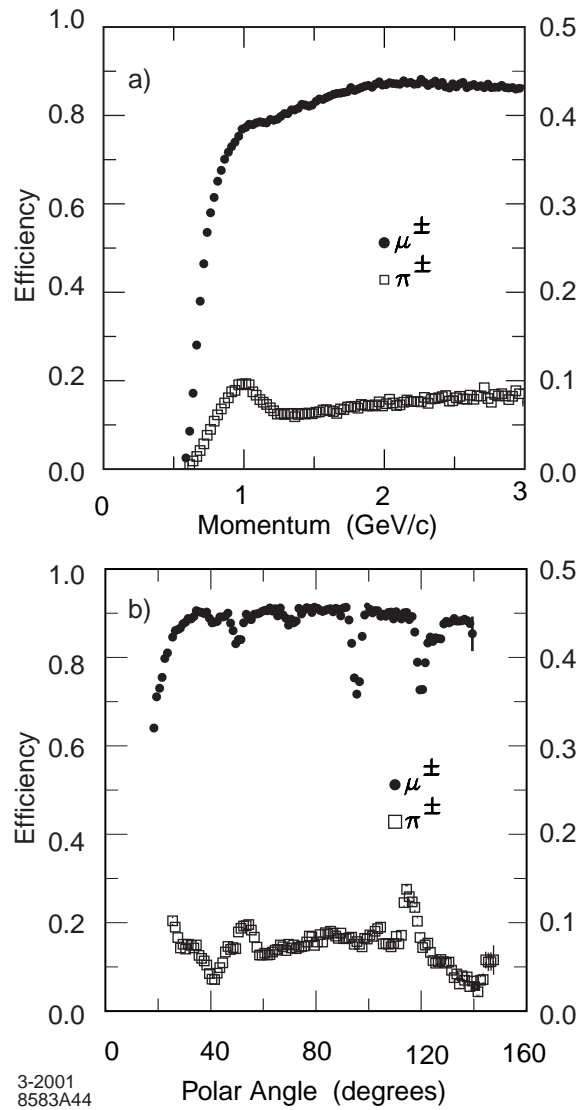


FIG. 2.26 – Efficacité de détection des muons (échelle de gauche) et efficacité des pions chargés (échelle de droite), en fonction de l'impulsion et de l'angle polaire des trace, dans le référentiel du laboratoire.

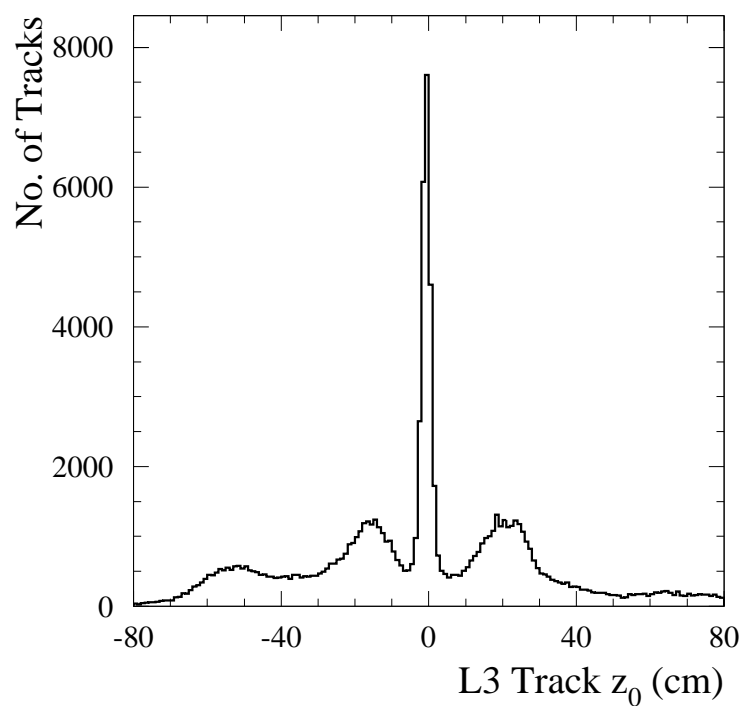


FIG. 2.27 – Coordonnée longitudinale du point de plus proche approche des événements sélectionnés par L1, et reconstruits par L3.

déclenchement, pour les événements $B\bar{B}$ est au total de 99.7%.

3

L’alignement longitudinal du DIRC

Ce chapitre présente mon travail réalisé au sein du groupe sur la reconstruction des données du DIRC dans la collaboration *BABAR*, et concernant les corrections d’alignement de ce détecteur. Le principe de fonctionnement du DIRC a été détaillé § 2.7.

3.1 Introduction

Sur les premières données enregistrées par le DIRC, une des principales sources d’erreur sur la mesure de l’angle Cherenkov θ_C provient de problèmes d’alignement. La mesure utilise la direction de la trace chargée à l’entrée du DIRC et les directions des photons Cherenkov produits dans les barres de quartz et détectés dans le “stand-off box”. Ces directions doivent être déterminées avec une précision de quelques mrad, ce qui explique que les performances du DIRC peuvent être dégradées par le mauvais alignement relatif de ses différents composants, mais aussi par le mauvais alignement du système de reconstruction des trajectoires des particules chargées.

Le vecteur impulsion des traces à l’entrée du DIRC est déterminé par extrapolation à partir des mesures de courbure et de direction du détecteur de vertex et de la chambre à dérive. La précision sur la mesure angulaire est dominée par la précision du détecteur de vertex, et ainsi, la qualité de la reconstruction du DIRC dépend de la qualité de l’alignement du SVT. Cet effet peut être illustré en comparant les performances du DIRC pour deux jeux d’alignement du SVT (ces jeux sont désignés par des lettres). Par exemple, la qualité de la reconstruction du SVT s’est notablement améliorée lors du passage du jeu d’alignement “D” au jeu “E”. Cette amélioration a eu un impact important sur les performances du DIRC, quantifiées par des mesures de résidu d’angle Cherenkov dans les événements bhabbas et dimuons : le résidu est défini comme étant la différence entre l’angle Cherenkov reconstruit et l’angle attendu dans un échantillon de contrôle. L’effet est illustré FIG. 3.1 et FIG. 3.2, où on a défini l’angle d’inclinaison λ :

$$\lambda = \frac{\pi}{2} - \theta, \quad (3.1)$$

θ étant l’angle polaire d’une trace. Avec le nouveau jeu d’alignement du SVT, le biais sur le résidu de θ_C se stabilise en fonction de l’angle d’inclinaison, et la résolution du DIRC est améliorée de façon significative : de 3.2 mrad à 2.9 mrad.

L’alignement interne du DIRC consiste à déterminer la position des différents composants actifs lors de la détection de la lumière Cherenkov. Cet alignement peut être séparé en deux composantes : l’alignement transverse et l’alignement longitudinal.

L’alignement transverse consiste à déterminer la géométrie et la position des barres dans le plan transverse. Cet alignement a pour effet d’améliorer la précision sur l’angle azimutal

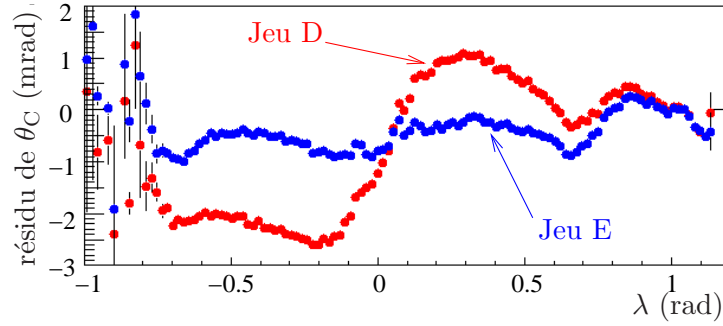


FIG. 3.1 – Résidu de l'angle Cherenkov de traces de bhabhas et de dimuons, pour deux jeux d'alignement du SVT (D et E), en fonction de l'angle d'inclinaison de la trace chargée.

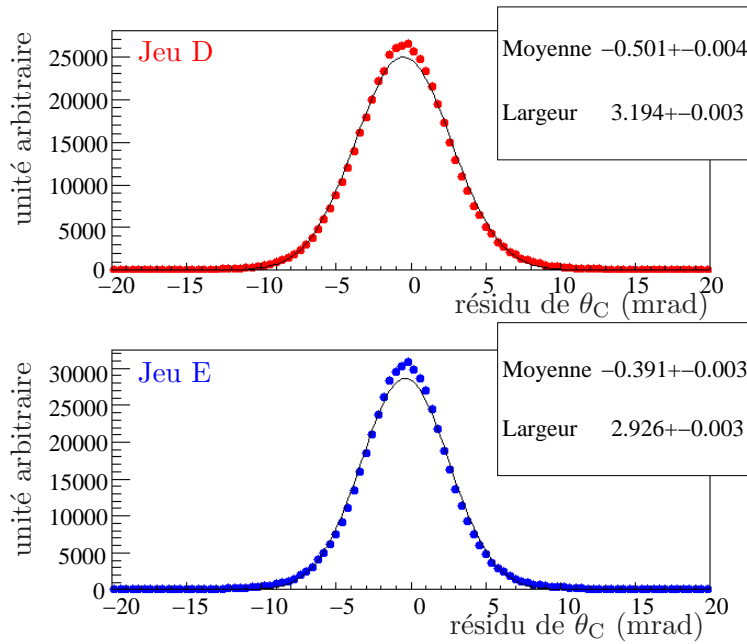


FIG. 3.2 – Résolution de l'angle Cherenkov, pour des traces de bhabhas et de dimuons, pour deux jeux d'alignement du SVT (D et E).

dans le référentiel de la trace des photons détectés et aussi de mieux déterminer le nombre de photons attendus par une meilleure définition du volume de détection. Ces quantités influencent indirectement la mesure de l'angle Cherenkov, et la résolution du DIRC est peu affectée par un défaut de l'alignement transverse. Une sonde optique a permis de déterminer les positions transverses des éléments du DIRC lors de sa construction. Ces données sont utilisées directement pour définir l'alignement transverse. L'impact de cet alignement sur la résolution du DIRC est une amélioration de 0.04 mrad.

L'alignement longitudinal consiste à corriger les défauts de positionnement des différents composants du DIRC dans le plan longitudinal. Par exemple, il est important de connaître l'axe d'inclinaison des segments de barre de quartz ou des prismes en sortie de barre pour déterminer précisément l'angle Cherenkov. Une observable intéressante pour étudier cet alignement consiste à déterminer avec un échantillon de contrôle les résidus d'angle Cherenkov en fonction de z , la position longitudinale d'entrée des traces dans la barre, ou en fonction de θ , l'angle d'inclinaison de la trace entrant dans la barre. Un exemple est présenté FIG. 3.3, où l'on note de très fortes fluctuations sur la mesure de θ_C à la fois selon l'angle d'inclinaison, et lorsqu'on passe d'une barre à une autre à l'intérieur de la boîte n° 7, qui couvre l'angle azimutal $\phi \in [135^\circ, 165^\circ]$.

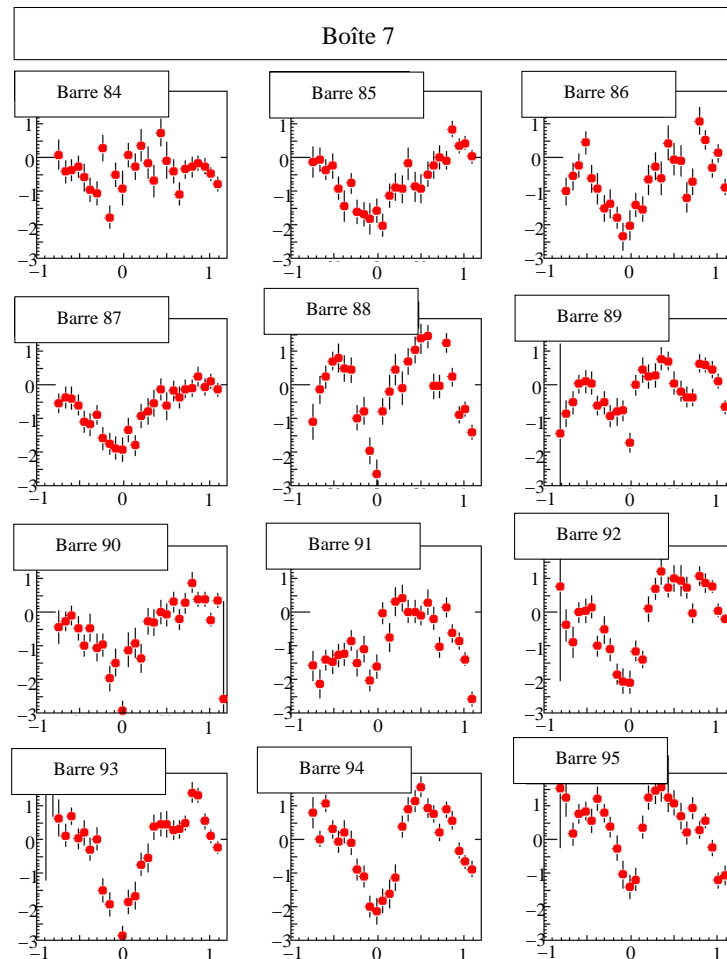


FIG. 3.3 – Résidu d'angle Cherenkov (en mrad) en fonction de l'angle d'inclinaison des traces entrant dans le DIRC (en rad), déterminé avec un échantillon de dimuons, pour toutes les barres de la boîte n° 7.

L'alignement longitudinal est l'alignement interne du DIRC le plus important puisqu'il permet d'améliorer la résolution sur l'angle Cherenkov θ_C de l'ordre de 0.2 mrad.

3.2 Les causes de mauvais alignement, stratégie

Les possibilités de mauvais alignement du DIRC sont multiples : la précision de l'assemblage, le poids des barres ou les contraintes mécaniques qui induisent des déformations différentes en fonction de la position de la barre dans le DIRC. Une étude de la géométrie du DIRC permet de déterminer les points sensibles qui peuvent être sujets à de telles déformations.

Tout d'abord les boîtes de barres peuvent dans leur ensemble être mal positionnées. Si c'est le cas, des caractéristiques communes à toutes les barres composant un boîtier unique doivent apparaître lors de l'étude des résidus de θ_C en fonction de l'angle d'inclinaison. La FIG. 3.3 contredit cette hypothèse puisque ces diagrammes sont assez différents de barre à barre.

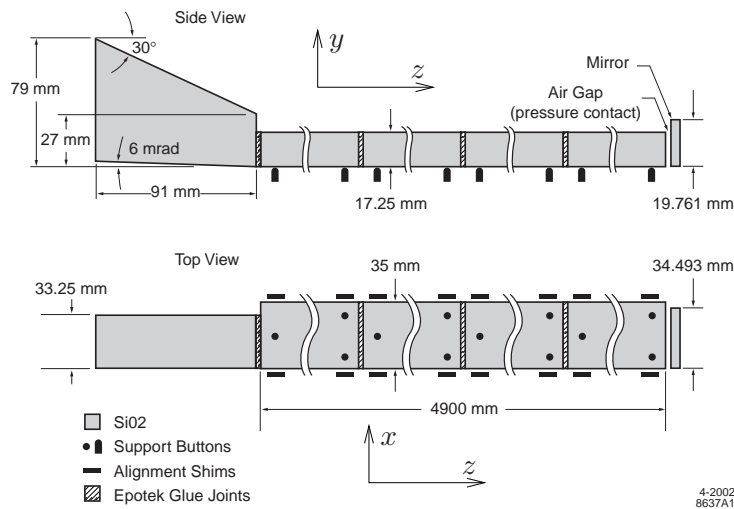


FIG. 3.4 – Description schématique de barres de quartz du DIRC.

Ceci conduit à penser que l'effet dominant est un mauvais positionnement relatif ou une déformation des barres. La FIG. 3.4 rappelle schématiquement la géométrie des barres de quartz. L'axe z est l'axe longitudinal nominal des barres, confondu avec l'axe principal du détecteur BABAR. L'axe y est la direction orthogonale à z , dans le plan longitudinal de la barre. L'axe x est orthogonal aux deux précédents et décrit la position transverse.

Le défaut d'alignement des barres peut être de deux types : soit il s'agit d'une erreur globale sur la position des barres (rotation ou translation globale), ou alors la géométrie même de la barre est différente de sa géométrie nominale. La cause peut provenir de plusieurs sources possibles. Les barres sont composées de quatre segments de quartz joints l'un à l'autre par de la colle optique, à un bout de la barre est fixé un miroir, et à l'autre est collé le prisme. Si il est peu vraisemblable que les segments de quartz aient une géométrie très différente de leur géométrie nominale, il est possible que les segments ne soient pas tout à fait alignés au niveau du joint de colle, il est aussi possible que le prisme ou le miroir ne soient pas alignés correctement avec la barre. Enfin, il peut se produire également que l'angle supérieur du prisme, 30° , ou son angle inférieur, 6 mrad, ne soient pas usinés précisément à leur valeur nominale.

L'algorithme de reconstruction est capable de facilement prendre en compte des corrections globales sur la position des barres dans leur ensemble (rotations ou translations globales). En

revanche, celui-ci considère les barres comme des solides indéformables, et il est impossible d'ajuster les positions des différents composants de la barre.

Deux stratégies sont ainsi à envisager :

1. tout d'abord, il convient de vérifier si l'alignement peut être expliqué par des déplacements globaux des barres,
2. si cette stratégie ne fonctionne pas et si le défaut d'alignement est plus complexe, alors une table de correction sera mise en place.

3.3 Définitions

La direction de propagation des photons est déterminée premièrement dans l'eau du "stand-off-box" à partir de la position du tube photomultiplicateur touché et du bout de la barre de quartz d'où les photons sont originaires. La différence d'indices de réfraction entre l'eau et le quartz est alors utilisée pour en déduire la direction de propagation du photon après sa dernière réflexion dans la barre de quartz. En utilisant le temps d'arrivée du photon, différentes contraintes géométriques du DIRC, et selon l'hypothèse de masse examinée sur la particule détectée, il est possible de lever les ambiguïtés sur la parité du nombre de réflexions dans la barre de quartz (avant ou arrière, gauche ou droite, haut ou bas, rabattu par le prisme ou direct). C'est ainsi qu'est reconstruite la direction des photons avant toute réflexion dans la barre de quartz. Ce sont ces dernières directions, combinées à la direction de la trace détectée, qui permettent enfin de déterminer l'angle Cherenkov θ_C de la trace.

Plusieurs systèmes de coordonnées permettent de définir la direction des photons. Pour étudier l'alignement, il est commode d'utiliser un système de coordonnées lié aux axes (x, y, z) de la barre. La direction des photons est définie par un vecteur normalisé \mathbf{k} dont les indices dans ce système de coordonnées sont (k_x, k_y, k_z) . L'angle α_y est l'angle entre la direction de propagation du photon, projetée dans le plan (y, z) et l'axe y . L'angle α_x est l'angle entre la direction du photon projetée dans le plan (x, z) et l'axe $-z$.

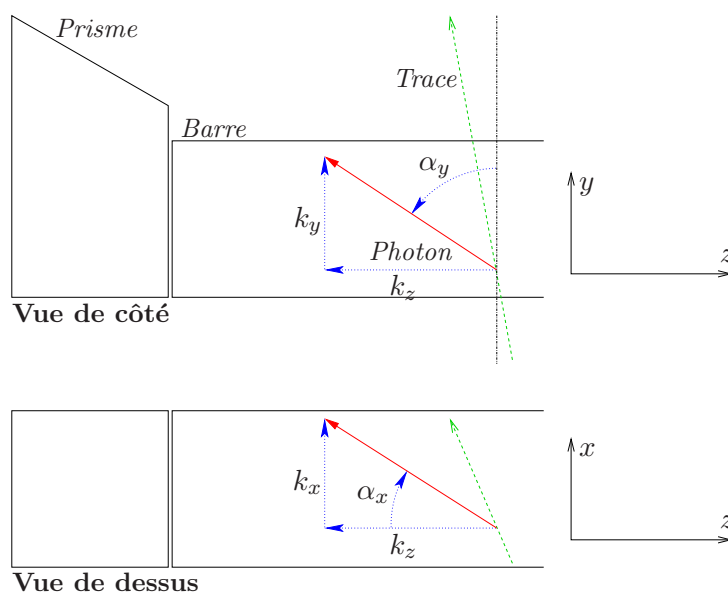


FIG. 3.5 – Définition des cotes (k_x, k_y, k_z) et des angles α_x et α_y .

3.4 Corrections globales sur la position des barres

Trois types de corrections globales sur la position de la barre peuvent corriger l'alignement longitudinal : une translation δz selon l'axe z , une translation δy selon l'axe y , ou une rotation rx autour de l'axe x . Ces trois effets ont des signatures claires sur les diagrammes de dépendance des résidus d'angle Cherenkov en fonction de l'angle d'inclinaison de la trace. La précision de l'assemblage du DIRC implique que la translation selon z peut être de l'ordre de 5 mm, la translation selon y de 1 mm, et la rotation selon x de 4 mrad. Des corrections de cet ordre de grandeur ont été appliquées sur différentes barres. En prenant la barre n° 6 en exemple, l'impact de ces corrections est représenté FIG. 3.6. Pour cette barre, le diagramme du résidu en fonction

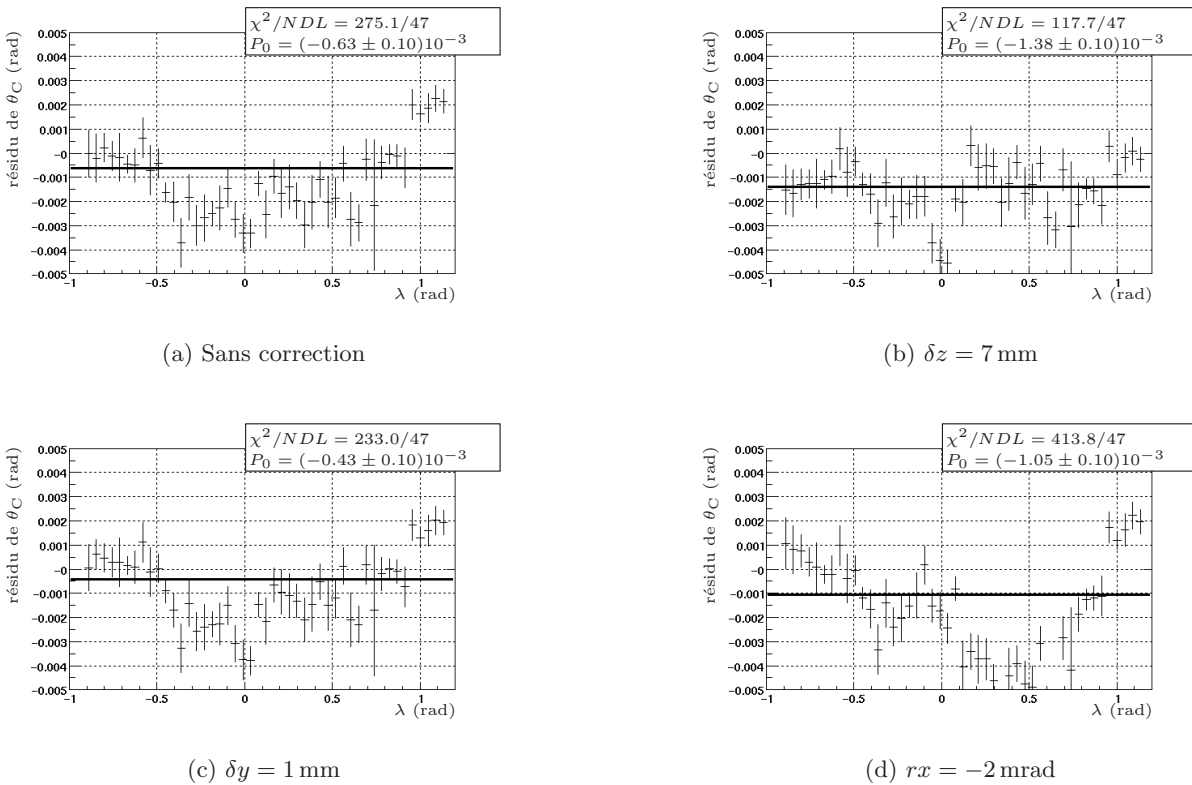
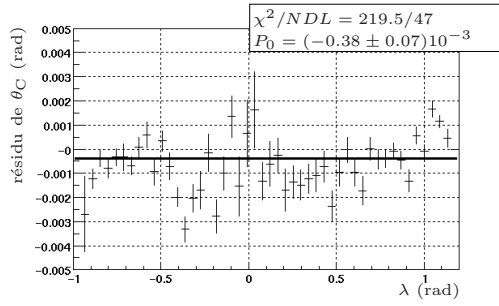


FIG. 3.6 – Résidus d'angle Cherenkov en fonction de l'angle d'inclinaison des traces de dimuons entrant dans la barre n° 6 et pour trois types de corrections globales sur la position de la barre.

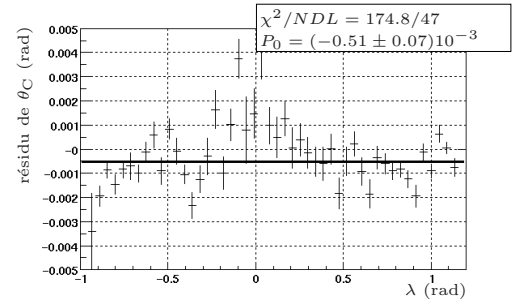
de l'angle d'inclinaison semble indiquer que la meilleure correction est une translation selon z de 7 mm. C'est cette meilleure translation qui est représentée FIG. 3.6.

Cet exemple peut sembler encourageant, mais si la dépendance des résidus de θ_C est étudiée en fonction de variables propres à la direction des photons, cette correction globale ne semble pas appropriée. Par exemple, il est possible de considérer les photons rabattus par la surface supérieure inclinée à 30° du prisme, et ceux qui n'ont pas été affectés par cette surface. C'est ce qui est présenté FIG. 3.7. Les deux populations de photons ne sont pas simultanément corrigées par cette correction unique. Une étude similaire est réalisée sur diverses barres du DIRC, avec la même conclusion : une correction globale sur la position des barres n'est pas capable d'expliquer le défaut d'alignement.

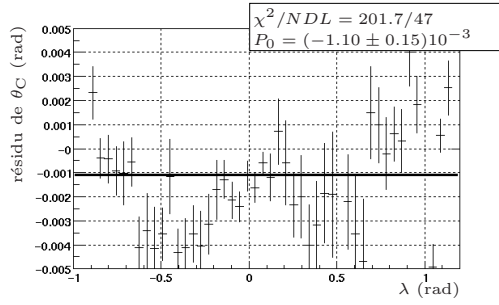
La correction à appliquer sur la géométrie du DIRC est donc plus complexe que des simples



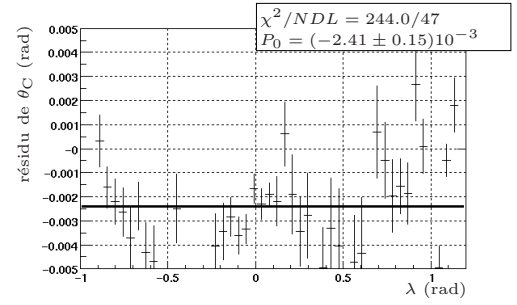
(a) Sans correction, direct



(b) $\delta z = 7$ mm, direct



(c) Sans correction, rabattu



(d) $\delta z = 7$ mm, rabattu

FIG. 3.7 – Résidus d'angle Cherenkov en fonction de l'angle d'inclinaison des traces de dimuons entrant dans la barre n° 6, avec la correction de 7 mm sur la position de la barre, pour les photons directs et pour les photons rabattus par le prisme.

déplacements des barres de quartz. La correction qu'il faudrait appliquer doit tenir compte par exemple des erreurs de positionnement ou de géométrie des segments de barre de quartz ou du prisme. Il n'est pas prévu d'introduire de telles corrections dans le programme de reconstruction de *BABAR*, et de plus, il n'existe pas de méthode simple pour déterminer ces corrections. La correction d'alignement est donc réalisée en utilisant une table.

3.5 Alignement par une table de correction

Le principe de l'alignement consiste à corriger l'angle Cherenkov des photons en fonction de leur direction dans la barre. Le calcul de l'angle Cherenkov de la trace combine alors les angles Cherenkov de chaque photon, ainsi corrigés. Une solution alternative consiste à corriger directement l'angle Cherenkov de la trace, en fonction de son angle d'inclinaison. Cette solution est inadaptée : les directions des photons, et donc leur trajectoire dans la barre, dépendent de la vitesse de la trace dans la barre, c'est à dire de sa masse et de son impulsion. Autrement dit, une correction basée sur la direction de la trace risque de n'être adaptée qu'à des traces identiques à celles utilisées pour la calibration. Ce biais sur l'amélioration de la correction sera moins important si la table de correction dépend des directions des photons, mais il convient de vérifier au final les performances du DIRC avec des échantillons de contrôle faisant intervenir des particules de masse différente de celles utilisées pour générer les corrections d'alignement.

La correction appliquée en fonction des directions des photons dans la barre est une table combinant les informations suivantes :

- le numéro de barre,
- les coordonnées k_x et k_y du vecteur normalisé décrivant la direction du photon dans la barre,
- une information binaire sur la production du photon : $k_z > 0$ ou $k_z < 0$,
- et une autre information binaire sur la sortie du photon au niveau du prisme : par la droite (direction $x > 0$) ou par la gauche (direction $x < 0$).

Le numéro de la barre est une information indispensable puisque chaque barre est alignée différemment. Les coordonnées k_x et k_y , associées au signe de k_z définissent complètement la direction de production du photon. Presque toute l'information sur la transmission des photons est incluse dans le vecteur \mathbf{k} . Par exemple, les photons avec $k_z > 0$ sont ceux ayant été réfléchis par le miroir en bout de barre. Les photons de grand k_y sont ceux ayant atteint l'angle supérieur de 30° du prisme. La seule information manquante sur la transmission des photons concerne la direction latérale de la dernière réflexion. C'est pour cette raison que cette information est rajoutée dans la table de correction.

La table de correction a été générée avec des dimuons enregistrés au cours de l'année 2000, avec le meilleur alignement du SVT alors disponible. Pour chaque entrée de la table, la correction est calculée de la façon suivante :

1. Les résidus d'angle Cherenkov pour les données de cette entrée sont sauvegardées dans un histogramme.
2. Il se trouve que la correction est améliorée si ces données sont pondérées par un poids identique à celui entrant dans l'ajustement :

$$w = \exp\left(-\frac{(\theta_{\text{Cphoton}} - \theta_{\text{Ctrace}})^2}{2\sigma_{\theta_C}^2}\right). \quad (3.2)$$

Dans cette expression, θ_{Cphoton} est l'angle Cherenkov du photon, θ_{Ctrace} est l'angle Cherenkov de la trace, ajusté à partir de tous les photons, et σ_{θ_C} est l'erreur sur θ_{Ctrace} renvoyée

par l'algorithme de reconstruction. Ce poids permet de sélectionner plus précisément les photons qui ont été effectivement utilisés dans l'ajustement.

3. Cet histogramme est ensuite ajusté par la somme d'une gaussienne et d'une droite. La valeur moyenne de la gaussienne est le décalage enregistré dans la table de correction.

La correction calculée pour quelques barres est donnée FIG. 3.8.

La table de correction est efficace pour corriger la dépendance des résidus d'angle Cherenkov en fonction de l'angle d'inclinaison des traces. Quelques barres ne peuvent pas être corrigées si la table n'est pas calculée avec la pondération autour de l'angle Cherenkov des traces. L'efficacité de cette correction est illustrée FIG. 3.9. La barre n° 39 est un exemple de barre qui ne peut pas être corrigée si la pondération n'est pas introduite pour calculer la table de correction.

La table de correction a pour effet de corriger le biais sur l'angle Cherenkov, quelle que soit la barre considérée, et par ailleurs, la résolution du DIRC est grandement améliorée pour chaque barre. Ces deux effets sont quantifiés FIG. 3.10. La résolution du DIRC calculée sur l'échantillon de contrôle de dimuons était de 2.83 mrad avant l'alignement longitudinal. Sur ce même échantillon de contrôle, la résolution est de 2.49 mrad après l'alignement.

Cette table de correction a été introduite dans la base de données au début de la période d'acquisition démarrée en 2001. Les données prises en 1999 et 2000 ont par la suite été de nouveau reconstruites avec cette table de correction. Il est possible de comparer la qualité des données de 2001 avec celle des données de 2000 non corrigées de l'alignement du DIRC. Ceci est représenté FIG. 3.11. La résolution des données de 2001 après correction se trouve améliorée, quel que soit l'angle d'inclinaison de la trace incidente. Sur cette figure sont également comparés plusieurs jeux d'alignement du SVT : la résolution du DIRC est maintenant insensible aux différentes versions, ce qui confirme la bonne qualité de l'alignement du SVT. Enfin, cette figure renseigne également sur les performances prédites par le Monte-Carlo, qui sont bien meilleures que celles des données.

3.6 Performances du DIRC après l'alignement

Lors des discussions précédentes, il a été montré que la procédure d'alignement du DIRC était en mesure de corriger l'angle Cherenkov des traces venant des échantillons de contrôle de dimuons. Dans ce paragraphe, les performances du DIRC sont examinées dans des conditions réalistes de fonctionnement, c'est à dire pour des traces provenant d'événements multihadroniques.

La résolution de l'angle Cherenkov des photons peut être évaluée en comparant l'angle Cherenkov des traces et celui des photons. Ceci est représenté FIG. 3.12. La distribution contient une composante de bruit de fond et un pic dont la résolution est de 9.6 mrad. La résolution par photon attendue est de ~ 9 mrad, étant données la géométrie des barres et la dispersion de la lumière Cherenkov lors de sa production (voir § 2.7). Les performances du DIRC sont donc comparables à ses performances attendues, après l'alignement.

Un échantillon de contrôle de pions et de kaons peut être utilisé pour mesurer les performances du DIRC. Ces particules sont issues de la cascade de désintégrations $D^{*-} \rightarrow D^0 \pi^-$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. La différence de masse $m(K^- \pi^+ \pi^-) - m(K^- \pi^+)$ (voir FIG. 3.13) permet de sélectionner efficacement ces événements. La distribution de l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion pour les pions (a) et les kaons (b) de cet échantillon de contrôle est donnée FIG. 3.14. Sur ces figures est visible une des caractéristiques de l'algorithme de reconstruction : les photons utilisés pour l'ajustement permettant de déterminer l'angle Cherenkov des traces sont sélectionnés dans des fenêtres de ± 40 mrad autour des valeurs attendues de l'angle Cherenkov pour les cinq particules

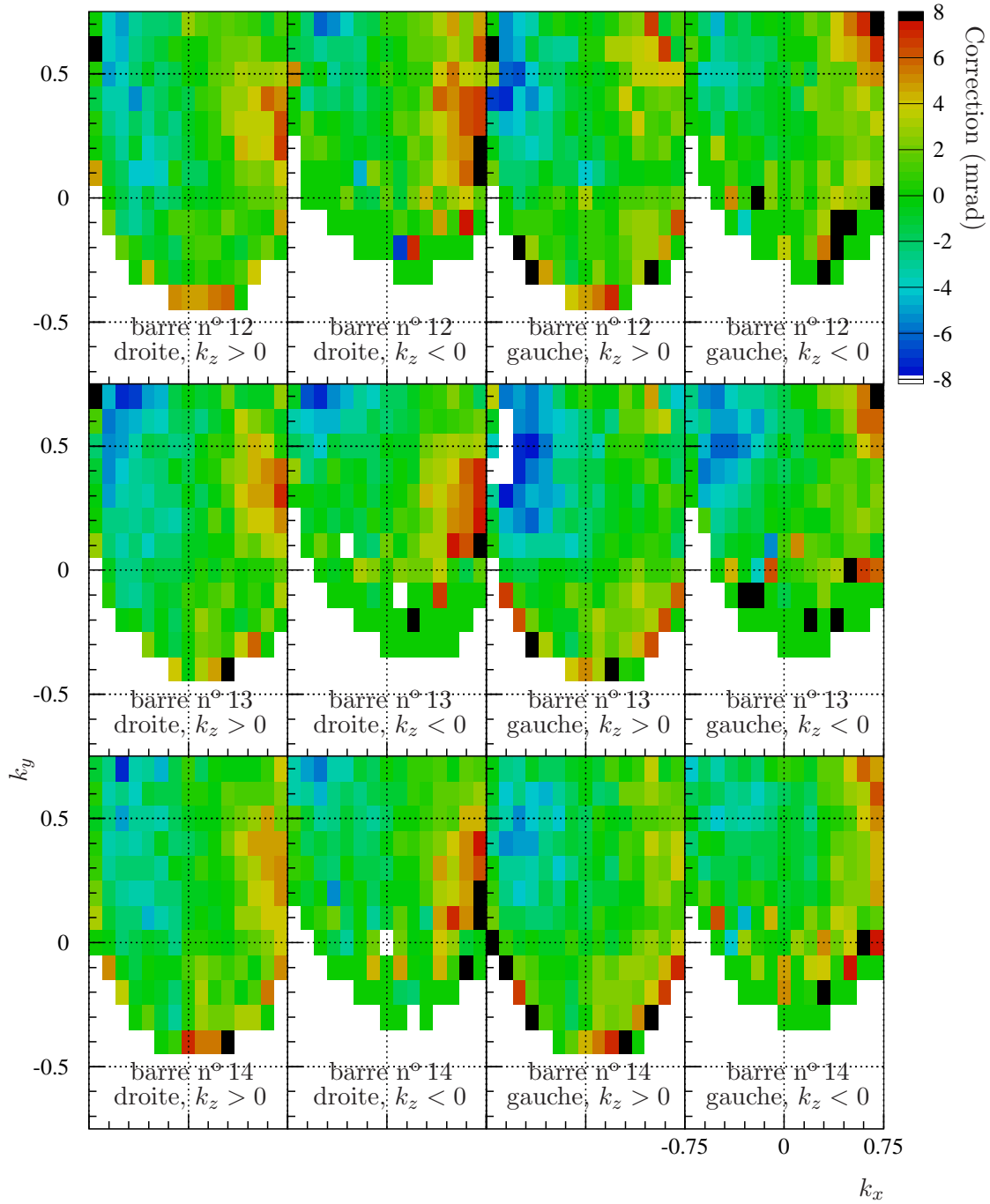


FIG. 3.8 – Valeur de la table de correction pour les barres n^{os} 12, 13 et 14. La valeur de la correction est donnée en fonction de k_x , k_y , du signe de k_z , et de la direction de sortie du photon au niveau du prisme.

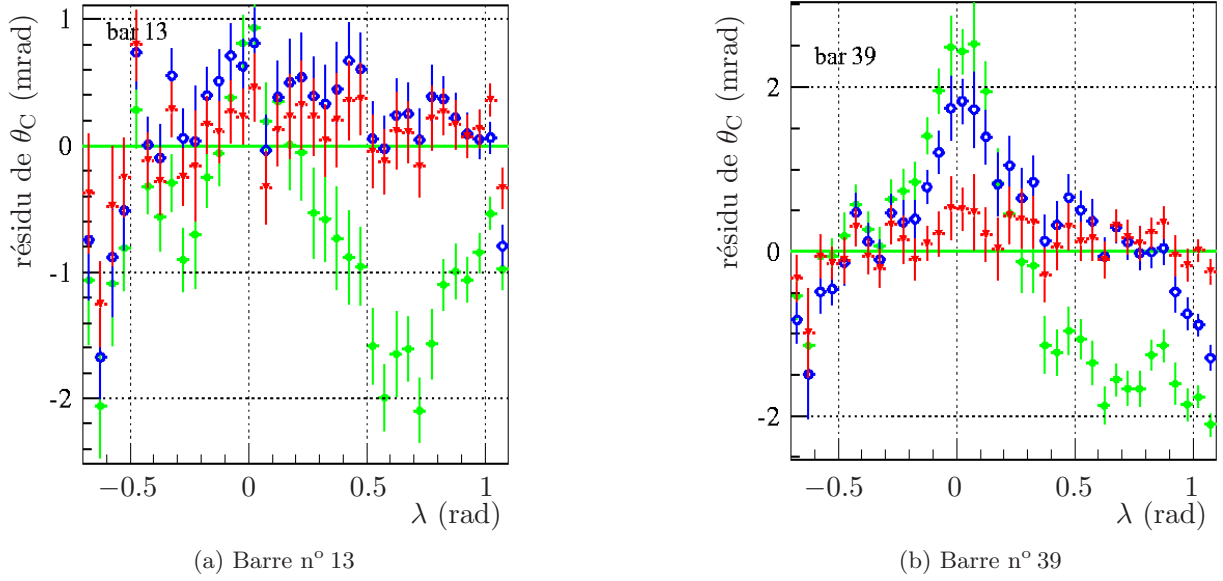


FIG. 3.9 – Dépendance des résidus d’angle Cherenkov en fonction de l’angle d’inclinaison des traces de l’échantillon de contrôle de dimuons, pour deux barres, sans correction (disques pleins), après application d’une table de correction calculée sans utiliser la pondération (disques vides), et après application de la table de correction calculée avec la pondération (triangles).

stables. Ceci explique qu’aucun événement n’est mesuré en dehors de ces fenêtres. Enfin, pour un jeu de coupures donné sur l’information d’identification des particules, l’efficacité de sélection et la probabilité de mauvaise identification des pions et des kaons sur cet échantillon de contrôle est donné FIG. 3.15. Il est commode de représenter les performances du DIRC en termes de pouvoir séparateur. Ceci est mesuré dans le même échantillon de contrôle que précédemment et est représenté FIG. 3.16. Pour chaque impulsion considérée, les distributions de l’angle Cherenkov pour les échantillons de pions et de kaons sont ajustées par la somme d’une gaussienne et d’un terme de bruit de fond. La séparation entre les deux gaussiennes est représentée sur cette dernière figure. Cette quantité dépend de l’impulsion considérée, la séparation étant la plus facile à basse impulsion. Néanmoins, le DIRC est en mesure de séparer les deux hypothèses pion et kaon de 4σ à une impulsion de $3 \text{ GeV}/c$, reproduisant ainsi les performances attendues lors de sa conception.

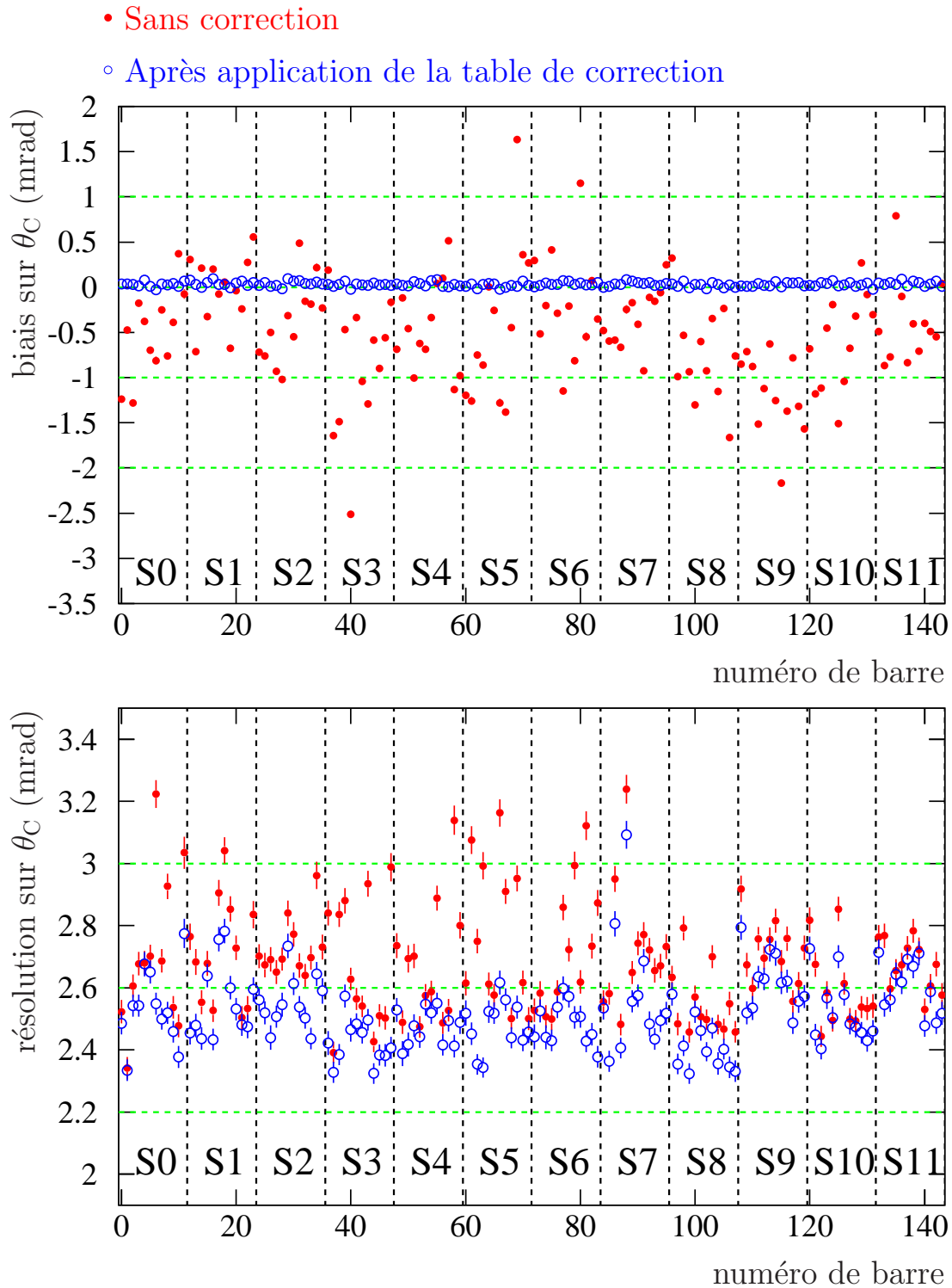


FIG. 3.10 – Biais et résolution sur l'angle Cherenkov, déterminés à partir de l'échantillon de contrôle de dimuons, pour les différentes barres du DIRC, rangées par secteurs.

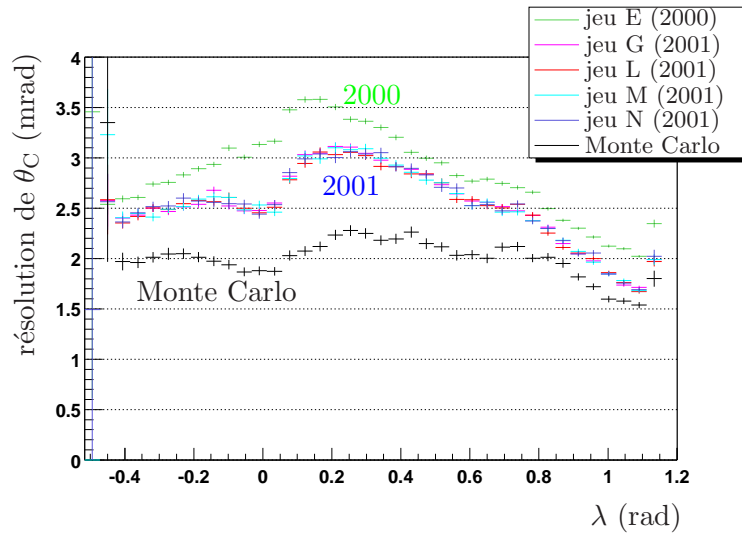


FIG. 3.11 – Résolution sur l'angle Cherenkov en fonction de l'angle d'inclinaison de dimuons, avant l'introduction de la correction d'alignement (2000) et après la correction (2001). De plus, plusieurs jeux d'alignement du SVT peuvent être comparés.

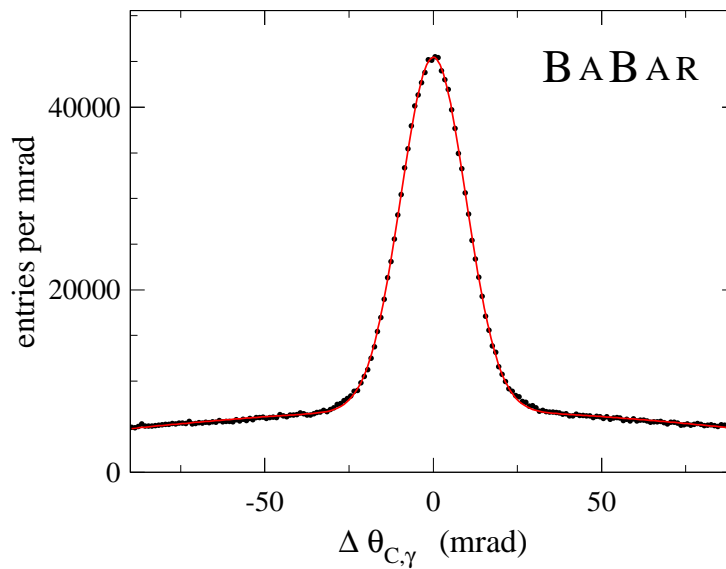


FIG. 3.12 – Différence entre l'angle Cherenkov des photons et l'angle Cherenkov reconstruit pour des traces chargées provenant d'événements multihadroniques. La distribution est ajustée avec la somme de deux Gaussiennes : la plus étroite est large de 9.6 mrad et représente 90% de la hauteur du pic.

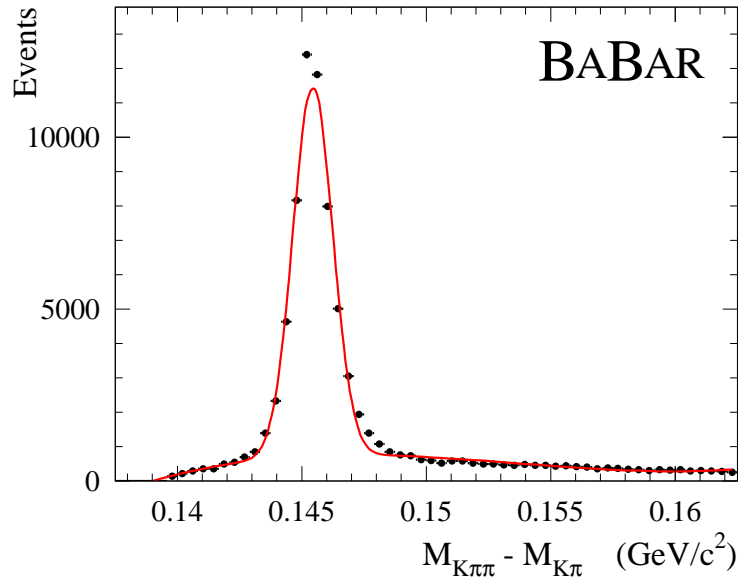


FIG. 3.13 – Différence de masse $m(K^- \pi^+ \pi^-) - m(K^- \pi^+)$ passant la sélection de l'échantillon de contrôle $D^{*-} \rightarrow D^0 \pi^-$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

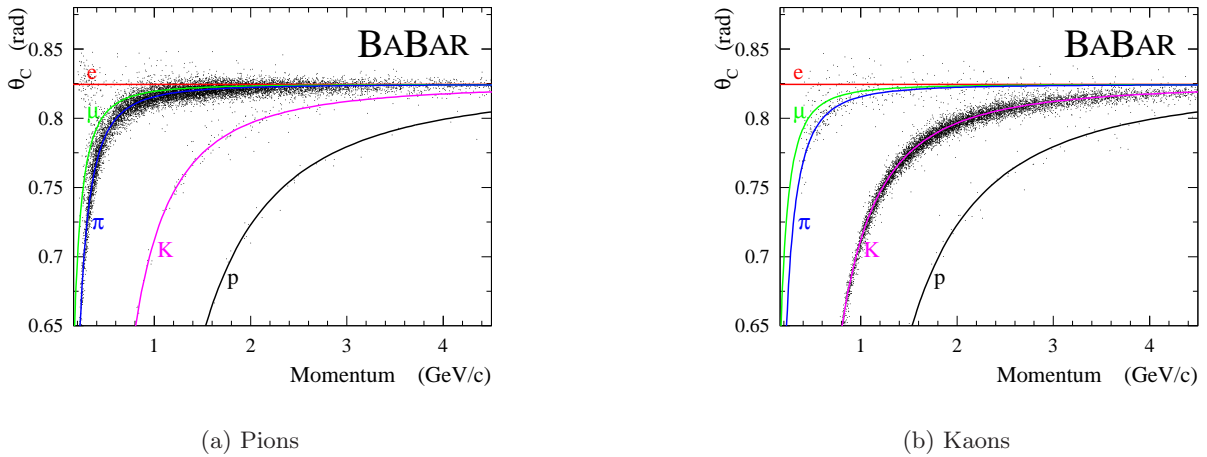


FIG. 3.14 – Distribution de l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion pour les pions et les kaons chargés de l'échantillon de contrôle $D^{*-} \rightarrow D^0 \pi^-$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

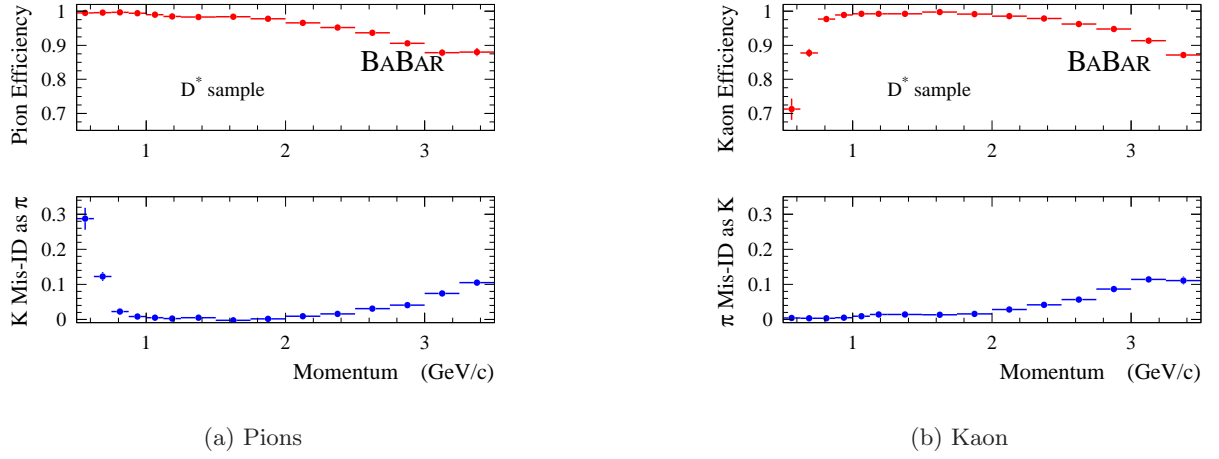


FIG. 3.15 – Efficacité de sélection et probabilité de mauvaise identification des pions et des kaons de l'échantillon de contrôle $D^{*-} \rightarrow D^0\pi^-$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, en fonction de l'impulsion, et pour un jeu de coupures donné sur l'information d'identification des particules.

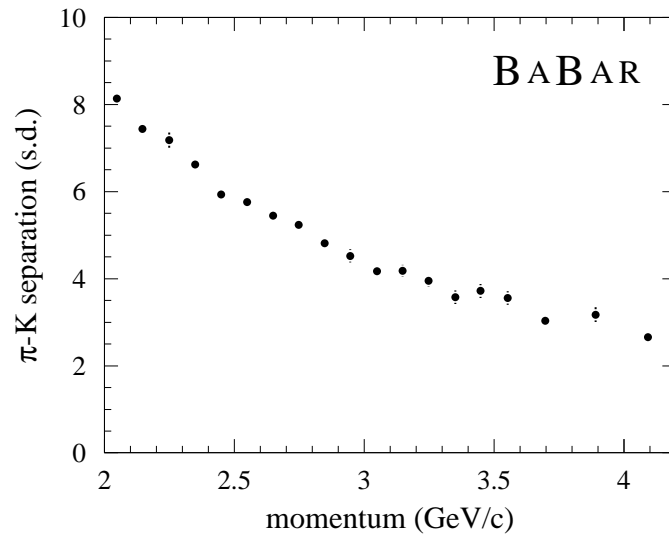


FIG. 3.16 – Pouvoir séparateur du DIRC entre les hypothèses pion et kaon, déterminé avec un échantillon de contrôle de D^* , en fonction de l'impulsion des traces rentrant dans le DIRC.

Étude de canaux de désintégration
non charmée du méson B : mesure
de rapports d'embranchement et
recherche de la violation de CP

4

$B^0 \rightarrow \rho^\pm h^\mp$: rapports d'embranchement et asymétries

4.1 Introduction

4.1.1 Préliminaire théorique, définitions

Comme il a été vu au chapitre 1, un des intérêts principaux de l'étude du canal de désintégration $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ est que les deux états finals $\rho^+ \pi^-$ et $\rho^- \pi^+$ sont accessibles à chaque saveur du méson B neutre (voir FIG. 1.8), autorisant ainsi la présence d'une asymétrie de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange. Si la violation de CP est un phénomène en soi intéressant, celle qui peut se produire dans le canal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ lie les phases du mélange entre B^0 et \bar{B}^0 à l'élément V_{ub} de la matrice CKM. Une telle violation de CP n'a pour l'heure jamais été observée, et sa recherche devrait permettre d'imposer des contraintes sur l'angle α du triangle d'unitarité.

Les canaux de désintégration du méson B neutre qui permettent de mener une telle étude sont assez rares. Un seul autre canal est aujourd'hui étudié : $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Si ce mode est sans doute plus facile à détecter expérimentalement, il est assez probable que les contraintes que sa mesure peut apporter sur l'angle α soient moins bonnes que celles du canal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$. Les calculs théoriques concernant ces modes sont délicats, mais leurs résultats peuvent être utilisés pour des arguments qualitatifs : ces calculs prévoient que le rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ est de quelques 10^{-5} , contre quelques 10^{-6} pour $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, et que le rapport des modules des diagrammes “pingouins” et des diagrammes “arbres” (voir § 1.4.2) sont de l'ordre de 3% pour le mode $B^0 \rightarrow \rho^- \pi^+$, 8% pour $B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$, contre 20% pour $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ [61].

Le ρ est une résonance large. Sa masse est de $771.1 \pm 0.9 \text{ MeV}/c^2$ et sa largeur de $149.2 \pm 0.7 \text{ MeV}/c^2$. Son mode de désintégration dominant est $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ [19]. Ainsi, les états finals $\pi^\pm \pi^\mp \pi^0$ ou $K^\pm \pi^\mp \pi^0$ peuvent recevoir des contributions au niveau de l'amplitude d'autres canaux de désintégration, comme par exemple $B^0 \rightarrow \rho^\pm \pi^\mp$. C'est un phénomène d'interférence : il n'existe pas d'observable pour distinguer les canaux $B^0 \rightarrow \rho^\pm \pi^\mp$ et $B^0 \rightarrow \rho'^\pm \pi^\mp$ produits avec la même cinématique. Pour cette analyse, deux régions du diagramme de Dalitz $h^\pm \pi^\mp \pi^0$ sont considérées, l'une est étiquetée $\rho^+ h^-$ et l'autre $\rho^- h^+$ ($h = K, \pi$). Les contributions des résonances supérieures au ρ rentrant dans ces régions ne sont pas distinguées. Cette approche porte le nom de “quasi deux corps”. D'autre part, il existe une région cinématique où les deux états finals $\rho^+ \pi^-$ et $\rho^- \pi^+$ peuvent interférer entre eux : la zone d'interférence du diagramme de Dalitz. Cette région ne rentre pas dans la définition des étiquettes $\rho^+ h^-$ et $\rho^- h^+$ et est rejetée

par la sélection.

Il est possible de mettre en oeuvre une analyse temporelle utilisant la position dans le diagramme de Dalitz [40]. Une telle analyse doit permettre de mesurer les phases de toutes les régions d'interférence, d'évaluer les contributions des résonances supérieures au ρ , et de donner des contraintes sur α avec un minimum d'incertitude théorique. Cette approche, expérimentalement difficile, n'est pas abordée dans cette étude.

Dans l'approche "quasi deux corps", l'interprétation du résultat pour contraindre l'angle α peut se faire de deux manières : la première est propre de toute incertitude théorique et fait appel à l'isospin pour relier entre eux les différents modes $B \rightarrow \rho\pi$ par les équations du pentagone (voir § 1.4.2), elle est expérimentalement difficile si aucun de ces modes ne peut être négligé. La deuxième approche consiste à utiliser un modèle d'hadronisation qui fait des prédictions précises sur les phases de l'interaction forte, rentrant dans les amplitudes mesurées. La validité d'un tel modèle, et plusieurs des paramètres rentrant en jeu dans sa description, doivent toutefois au préalable être vérifiés. Cette approche offre potentiellement les meilleures contraintes sur α si la fiabilité du modèle peut être prouvée. Un exemple de tel modèle sera discuté dans le chapitre 5.

Les mesures ne se limitent pas à la recherche de violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration du canal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$. Les deux rapports d'embranchement des canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ peuvent par ailleurs être mesurés. Ces rapports d'embranchement dépendent de la valeur de l'angle γ , et également de la manière dont l'hadronisation a lieu, ce qui peut être décrit par un modèle. Ainsi, les mesures de ces deux rapports d'embranchement, associés aux mesures d'autres canaux de désintégration non charmée du méson B peuvent être utilisées pour donner des contraintes sur l'angle γ , ou pour invalider le modèle en cas de désaccord pour toute valeur de γ . D'autre part, les deux canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ offrent de multiples opportunités de recherche de la violation directe de CP . Cette recherche est en soi très intéressante, et les asymétries correspondantes peuvent d'autre part être utilisées pour interpréter les modèles d'hadronisation. En effet, ceux-ci prédisent la dépendance de cette asymétrie en fonction de l'angle γ . La valeur prédite est faible, quelle que soit la valeur de γ , aussi, ces asymétries ne pourront pas être utiles pour contraindre γ . En revanche, en cas de découverte, un modèle d'hadronisation qui ne prédirait pas de violation de CP directe serait presque sûrement invalidé.

La stratégie expérimentale pour réaliser ces mesures consiste à étudier en détail la distribution temporelle de la désintégration du méson B vers l'état final $\rho^\pm h^\mp$, donnée par l'équation (1.36). Définissons les quantités suivantes :

$$A_{CP} = \frac{(|\langle \rho^+ h^- | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 + |\langle \rho^+ h^- | H | B^0 \rangle|^2) - (|\langle \rho^- h^+ | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 + |\langle \rho^- h^+ | H | B^0 \rangle|^2)}{(|\langle \rho^+ h^- | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 + |\langle \rho^+ h^- | H | B^0 \rangle|^2) + (|\langle \rho^- h^+ | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 + |\langle \rho^- h^+ | H | B^0 \rangle|^2)}, \quad (4.1)$$

$$C + \Delta C = \frac{|\langle \rho^+ h^- | H | B^0 \rangle|^2 - |\langle \rho^+ h^- | H | \bar{B}^0 \rangle|^2}{|\langle \rho^+ h^- | H | B^0 \rangle|^2 + |\langle \rho^+ h^- | H | \bar{B}^0 \rangle|^2}, \quad (4.2)$$

$$C - \Delta C = \frac{|\langle \rho^- h^+ | H | B^0 \rangle|^2 - |\langle \rho^- h^+ | H | \bar{B}^0 \rangle|^2}{|\langle \rho^- h^+ | H | B^0 \rangle|^2 + |\langle \rho^- h^+ | H | \bar{B}^0 \rangle|^2}, \quad (4.3)$$

$$S + \Delta S = \frac{2\text{Im}\lambda_{\rho^+ h^-}}{1 + |\lambda_{\rho^+ h^-}|^2}, \quad (4.4)$$

$$S - \Delta S = \frac{2\text{Im}\lambda_{\rho^- h^+}}{1 + |\lambda_{\rho^- h^+}|^2}. \quad (4.5)$$

Dans ces expressions, on a utilisé $\lambda_{\rho^- h^+} = \frac{q \langle \rho^- h^+ | H | \bar{B}^0 \rangle}{p \langle \rho^- h^+ | H | B^0 \rangle}$ et $\lambda_{\rho^+ h^-} = \frac{q \langle \rho^+ h^- | H | \bar{B}^0 \rangle}{p \langle \rho^+ h^- | H | B^0 \rangle}$ (voir équation (1.31)). On peut alors déduire de l'équation (1.36) les probabilités théoriques de désintégration en fonction de la saveur (indices B^0 ou \bar{B}^0) de l'étiquetage, de la charge du ρ (exposants $\rho^+ h^-$ ou $\rho^- h^+$) et de la différence de temps de désintégration (Δt) :

$$f_{B^0}^{\rho^\pm h^\mp} = (1 \pm A_{CP}) \frac{e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}}{4\tau} [1 + ((S \pm \Delta S) \sin \Delta m_B \Delta t - (C \pm \Delta C) \cos \Delta m_B \Delta t)], \quad (4.6)$$

$$f_{\bar{B}^0}^{\rho^\pm h^\mp} = (1 \pm A_{CP}) \frac{e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}}{4\tau} [1 - ((S \pm \Delta S) \sin \Delta m_B \Delta t - (C \pm \Delta C) \cos \Delta m_B \Delta t)]. \quad (4.7)$$

Dans ces dernières expressions, la violation de CP dans le mélange a été négligée.

Pour le canal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, la charge du kaon étiquette la saveur du méson B parent, ainsi, $\langle \rho^+ K^- | H | B^0 \rangle = \langle \rho^- K^+ | H | \bar{B}^0 \rangle = 0$ et donc $S = \Delta S = C = 0$ et $\Delta C = -1$. La probabilité de désintégration dépendant du temps s'en trouve ainsi simplifiée puisqu'elle ne dépend plus que de $A_{CP}^{\rho K}$.

Pour le canal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$, $C + \Delta C$ et $C - \Delta C$ sont des asymétries entre des processus qui ne sont pas décrits par les mêmes diagrammes au niveau de l' "arbre", elles n'ont donc aucune raison a priori d'être nulles. Par exemple, les modèles d'hadronisation [41] prévoient $\Delta C \sim 0.4$. En revanche, si les deux asymétries $C + \Delta C$ et $C - \Delta C$ ne sont pas exactement opposées, ou autrement dit, si $C \neq 0$, alors la violation de CP directe est prouvée. A_{CP} est l'asymétrie entre le nombre total de $\rho^+ h^-$ et le nombre total de $\rho^- h^+$, sans tenir compte de la saveur des mésons B , indépendamment du temps. Dans le cas où cette asymétrie est non nulle, la violation de CP directe est également prouvée.

Cette paramétrisation de la violation directe de CP est choisie pour son sens expérimental clair, mais son interprétation en fonction des amplitudes de désintégration est assez difficile. La violation directe de CP se manifeste dans le cas où le rapport d'embranchement de la désintégration d'un méson B^0 vers un état final f est différente du rapport d'embranchement de son antiparticule \bar{B}^0 vers l'état final conjugué \bar{f} : $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow f) \neq \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f})$. Il est possible de définir une paramétrisation qui permet de comparer directement les deux processus :

$$A_{+-} = \frac{|\langle \rho^+ \pi^- | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 - |\langle \rho^- \pi^+ | H | B^0 \rangle|^2}{|\langle \rho^+ \pi^- | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 + |\langle \rho^- \pi^+ | H | B^0 \rangle|^2}, \quad (4.8)$$

$$A_{-+} = \frac{|\langle \rho^- \pi^+ | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 - |\langle \rho^+ \pi^- | H | B^0 \rangle|^2}{|\langle \rho^- \pi^+ | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 + |\langle \rho^+ \pi^- | H | B^0 \rangle|^2}. \quad (4.9)$$

CP est directement violée dans le cas où $A_{+-} \neq 0$ ou $A_{-+} \neq 0$. Il est par ailleurs possible d'exprimer ces deux asymétries en fonction des paramètres A_{CP} , C et ΔC :

$$A_{+-} = \frac{A_{CP} - C - A_{CP} \Delta C}{1 - \Delta C - A_{CP} C}, \quad (4.10)$$

$$A_{-+} = -\frac{A_{CP} + C + A_{CP} \Delta C}{1 + \Delta C + A_{CP} C}, \quad (4.11)$$

et inversement :

$$A_{CP} = \frac{1 - A_{-+} A_{+-} - \sqrt{D}}{A_{-+} (-1 + \Delta C) + A_{+-} (1 + \Delta C)}, \quad (4.12)$$

$$C = \frac{-1 - A_{-+} A_{+-} + \sqrt{D}}{A_{+-} + A_{-+}}. \quad (4.13)$$

Dans ces deux dernières expressions, on a utilisé :

$$D = 1 + 2A_{+-}A_{-+}\Delta C^2 + A_{+-}^2(-1 + \Delta C^2) + A_{-+}^2(-1 + A_{+-}^2 + \Delta C^2) \quad (4.14)$$

Les résultats sur la violation de CP directe seront exprimés en fonction des deux paramétrisations (A_{CP}, C) et (A_{+-}, A_{-+}) .

La violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration se manifeste dans le cas où $\text{Im}\lambda \neq \text{Im}\bar{\lambda}$, ou autrement dit, $S \neq 0$. S et ΔS sont tous deux liés à différentes phases des interactions fortes et faibles, et en particulier à l'angle α du triangle d'unitarité. Dans l'approche adoptée ici, il est nécessaire d'utiliser un modèle pour déterminer cette dépendance.

L'objectif de cette analyse est de mesurer les trois paramètres de violation directe de CP $A_{CP}^{\rho\pi}$, $A_{CP}^{\rho K}$ et $C_{\rho\pi}$, le paramètre de violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration $S_{\rho\pi}$, les asymétries $\Delta C_{\rho\pi}$ et $\Delta S_{\rho\pi}$, et les deux rapports d'embranchement $\mathcal{B}(\rho\pi)$ et $\mathcal{B}(\rho K)$. Une version préliminaire de cette analyse a été présentée en conférence d'été [62] et une publication est en préparation. Ce travail a été élaboré au sein du groupe de travail $B \rightarrow \rho\pi$ de la collaboration *BABAR*, et est documenté par une note interne [63].

Dans la suite, la charge de l'état final désignera la charge du ρ composant le candidat $\rho^\pm h^\mp$ reconstruit, selon la définition de l'approche "quasi deux corps".

4.1.2 Stratégie expérimentale

Le principe de la mesure consiste à utiliser les équations (4.6) et (4.7) dans un ajustement de maximum de vraisemblance. L'analyse mise en oeuvre doit répondre à plusieurs critères :

- la méthode utilisée doit être performante pour réduire le bruit de fond dominant, le continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s, c)$,
- le ρ étant une résonance large, de nombreux canaux de désintégration du méson B charmés et non charmés peuvent contaminer la sélection mise en place, et l'ajustement doit en tenir compte,
- les deux canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ sont mesurés simultanément, la séparation entre les deux canaux repose sur le système d'identification des particules performant de *BABAR*,
- enfin, l'analyse doit prendre en compte des corrections pour les probabilités de mauvaise détermination de la charge de l'état final, de mauvais étiquetage du méson B , et pour la résolution expérimentale de Δt . Ces deux derniers effets sont évalués avec un échantillon de mésons B complètement reconstruits se désintégrant dans des états finals propres à leur saveur.

Quelques caractéristiques du signal sont données § 4.2 et l'échantillon de données utilisé est décrit § 4.3. L'algorithme de sélection est décrit § 4.4. La réjection du bruit de fond du continuum repose sur deux variables cinématiques discriminantes (ΔE et m_{ES}) et sur un réseau de neurones combinant plusieurs variables décrivant la forme de l'événement. Ceci est décrit § 4.5 et § 4.6. L'angle Cherenkov reconstruit par le DIRC est modélisé par une fonction de distribution de probabilité présentée § 4.7. Les distributions temporelles expérimentales sont décrites § 4.8. Les différents bruits de fond $B\bar{B}$ sont introduits dans l'ajustement sous la forme de termes correctifs. Cette stratégie est présentée § 4.9. L'architecture globale de l'ajustement est présentée § 4.10. Divers tests de validation de la mesure sont donnés § 4.11. La détermination de l'erreur systématique est expliquée § 4.12. L'extraction des rapports d'embranchement est expliquée § 4.13. Enfin, une discussion sur le résultat de cette mesure est donnée § 4.14.

4.2 Le signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$

L'état final du mode de désintégration $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ est polarisé. Cette caractéristique a des conséquences expérimentales importantes qui expliquent la difficulté de la mesure.

En effet, le méson B est de spin nul, et l'état final est constitué d'un méson vecteur (le ρ), et d'un pseudo scalaire (le pion ou le kaon célibataire). Le ρ est donc polarisé dans l'état $J_z = 0$. L'angle d'hélicité θ_π du ρ est défini comme étant l'angle entre l'impulsion du pion neutre dans le référentiel du ρ et la direction de vol du ρ dans le référentiel du méson B . (voir FIG. 4.1). La

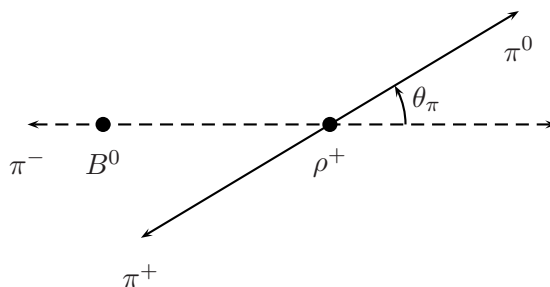


FIG. 4.1 – Définition de l'angle d'hélicité du ρ

distribution de l'hélicité du ρ est ainsi donnée par $\cos^2 \theta_\pi$. On peut constater sur la FIG. 4.2 que le signal est divisé en deux populations selon que le π^0 est émis vers l'avant ($\cos \theta_\pi > 0$) ou vers l'arrière ($\cos \theta_\pi < 0$). Par construction, l'impulsion du π^0 est très corrélée à cet angle d'hélicité : lorsque le π^0 est émis vers l'arrière par rapport à la direction du ρ , son énergie peut être très faible (jusqu'au seuil de détection du calorimètre). La FIG. 4.3 présente la distribution d'énergie du π^0 dans le laboratoire pour les deux populations. Lors de la reconstruction, l'algorithme de recherche des π^0 considère toutes les paires de photons détectées dans le calorimètre. À basse énergie (en dessous de 200 MeV), la multiplicité des photons de bruit de fond augmente considérablement (voir FIG. 4.4) et il devient assez probable qu'un événement de signal soit associé à une mauvaise paire de photons. Ce sont des événements mal reconstruits.

De plus, la charge de l'état final ($\rho^+ h^-$ ou $\rho^- h^+$) est aussi reconstruite pour chaque candidat, et elle est utilisée pour la mesure à travers les équations (4.6) et (4.7). Parmi la population d'événements de signal mal reconstruits, une certaine proportion a une charge mal déterminée. Pour réaliser la mesure des diverses asymétries, il est nécessaire de tenir compte précisément de cette population. Sa présence a pour effet de diluer l'information nécessaire à la mesure. Pour réduire cet effet, les critères de sélection des événements, et les algorithmes du choix du candidat et du choix de la charge du candidat ont été conçus dans l'objectif de réduire la quantité d'événements de mauvaise charge.

Ainsi, dans cette étude le signal est divisé en trois populations : le signal correctement reconstruit, le signal mal reconstruit de charge correcte, et le signal de charge mal reconstruite. La proportion et les distributions des deux dernières populations dépend fortement de la sélection des événements.

4.3 Échantillons utilisés, présélection

L'échantillon utilisé pour cette analyse a été fourni par PEP-II entre janvier 2000 et juin 2002. Cet échantillon est divisé en deux parties. La première partie est constitué de données

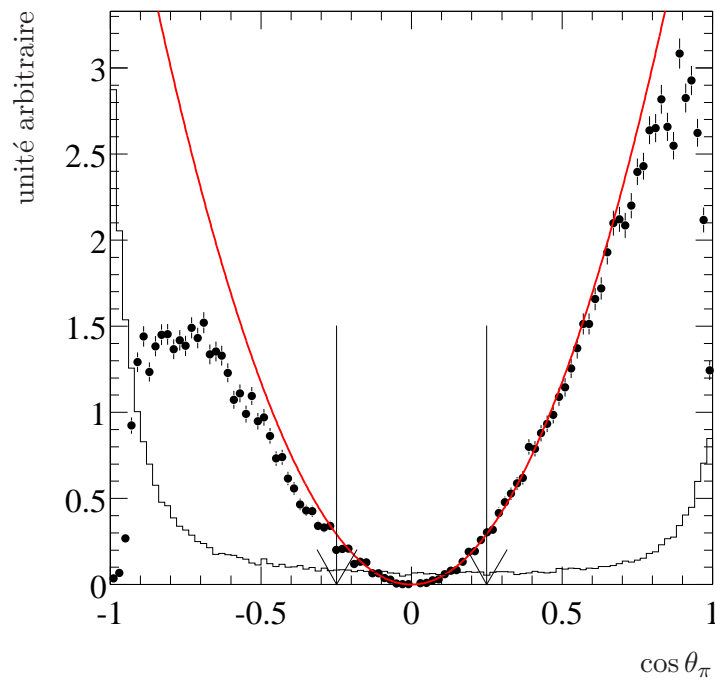


FIG. 4.2 – Distribution de l’angle d’hélicité du ρ pour le signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$: la courbe représente la distribution théorique et les points noirs la distribution du Monte-Carlo correctement reconstruit. Le déficit à l’avant et à l’arrière est dû à des problèmes d’acceptance et de mauvaise reconstruction du signal. Cette mauvaise reconstruction est dominante lorsque l’énergie du π^0 est faible, c’est à dire lorsque $\cos \theta_\pi < 0$, ce qui explique la forme asymétrique de la distribution. L’histogramme représente la distribution du bruit de fond du continuum. Les événements dont l’hélicité est comprise entre les deux flèches sont rejetés par la sélection.

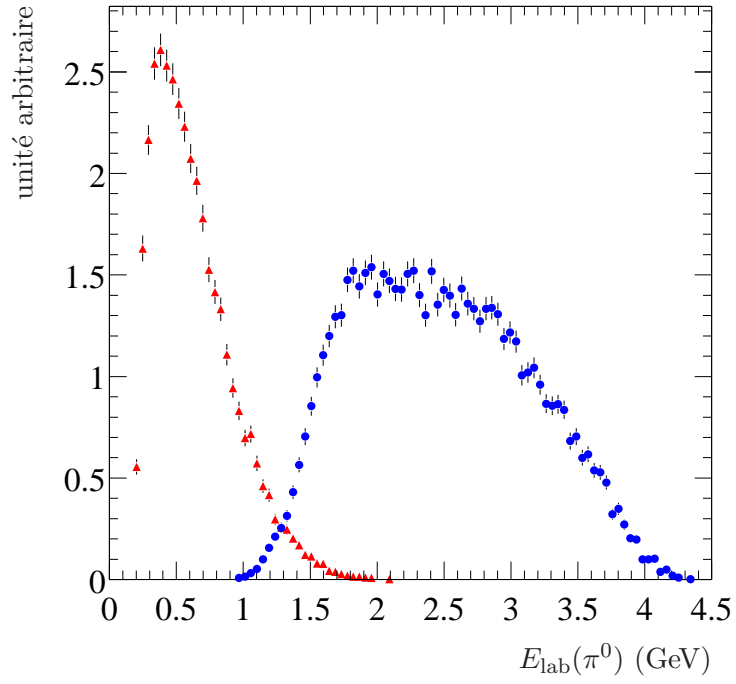


FIG. 4.3 – Énergie du π^0 dans le référentiel du laboratoire du signal Monte-Carlo correctement reconstruit, pour $\cos \theta_\pi > 0$ (les disques) et pour $\cos \theta_\pi < 0$ (les triangles).

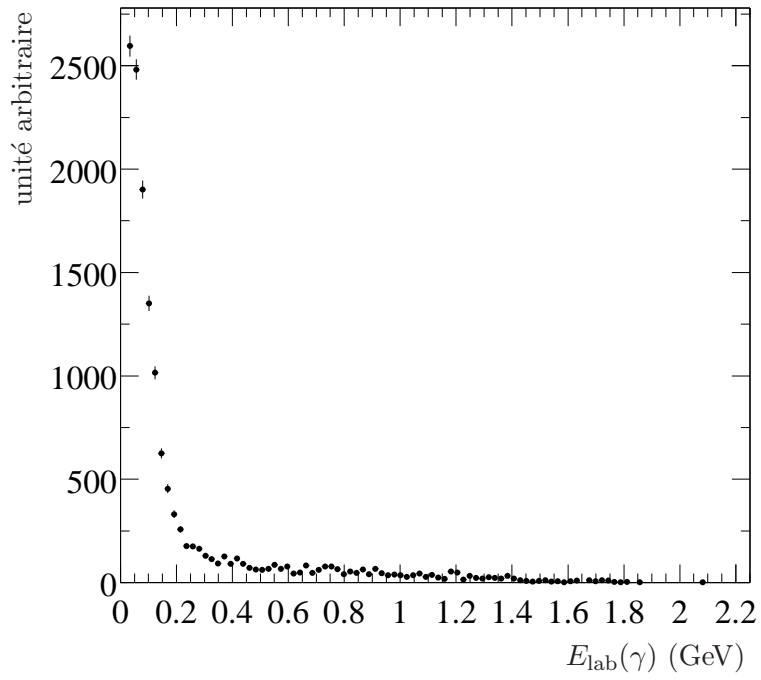


FIG. 4.4 – Énergie dans le laboratoire des photons de bruit de fond dans l'échantillon total de signal Monte-Carlo.

prises sur la résonance $\mathcal{T}(4S)$ (“on-resonance”), et correspond à une luminosité intégrée totale de 80.8 fb^{-1} . Cet échantillon contient $(87.63 \pm 0.96) 10^6$ paires $B\bar{B}$ [64]. Les données de la deuxième partie ont été enregistrées à une énergie dans le centre de masse de 40 MeV sous la résonance (“off-resonance”) et leur luminosité intégrée totale est de 9.6 fb^{-1} , soit environ $2.8 10^6$ événements. Ces données sont utilisées pour des études relatives au bruit de fond du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$).

L’étude détaillée des divers composants de signal et de bruit de fond fait usage de nombreux échantillons de Monte-Carlo, dont certains sont résumés TAB. 4.1. En plus des échantillons de cette table, environ une centaine de modes de bruit de fond de désintégration non charmée du méson B sont simulés.

signal $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$	200000
signal $B^0 \rightarrow \rho^-\pi^+$	204000
signal $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$	262000
continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($s = u, d, s$)	31191000
continuum $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	8598000
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	8554000
$e^+e^- \rightarrow B^+B^-$ générique	116488000
$e^+e^- \rightarrow B^0\bar{B}^0$ générique	65944000

TAB. 4.1 – Nombres d’événements générés dans les échantillons de Monte-Carlo utilisés pour l’analyse $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, hormis les bruits de fond des désintégrations non charmées du méson B .

Le programme de reconstruction utilisé pour ces données permet de présélectionner les événements suivant diverses caractéristiques, comme par exemple l’association de deux traces chargées et d’un π^0 . L’efficacité de cette présélection décrit essentiellement l’acceptance du détecteur. L’algorithme et ses paramètres sont décrits en [65], et l’efficacité sur les signaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ est de 66%. Seulement $\sim 1.2\%$ de toutes les données enregistrées sur la résonance $\mathcal{T}(4S)$ passent cette présélection, soit ~ 160 événements par pb^{-1} .

Après cette présélection, chaque événement est analysé indépendamment : des événements de signal $B^0 \rightarrow \rho^\pm h^\mp$ sont reconstruits en combinant deux traces chargées de signes opposés aux candidats π^0 . L’information nécessaire à la suite de l’analyse est alors enregistrée pour chaque candidat.

4.4 La génération de l’échantillon final

- Trois étapes sont nécessaires pour construire l’échantillon final qui servira pour l’ajustement :
- la sélection des candidats,
 - le choix du candidat dans l’événement,
 - le choix de la charge du candidat.

4.4.1 La sélection

Une série de coupures permet de déterminer quels candidats garder, dont la configuration est la plus proche de celle attendue dans la désintégration $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$.

- La masse du ρ du candidat sélectionné est comprise dans l’intervalle $[0.4; 1.3 \text{ GeV}/c^2]$. Cette variable est représentée FIG. 4.5.
- La région d’interférence entre $\rho^+\pi^-$ et $\rho^-\pi^+$ du diagramme de Dalitz est exclue en rejetant le candidat si $m_{\pi^+\pi^0}$ et $m_{\pi^-\pi^0}$ sont tous deux dans l’intervalle $[0.4; 1.3 \text{ GeV}/c^2]$. Cette

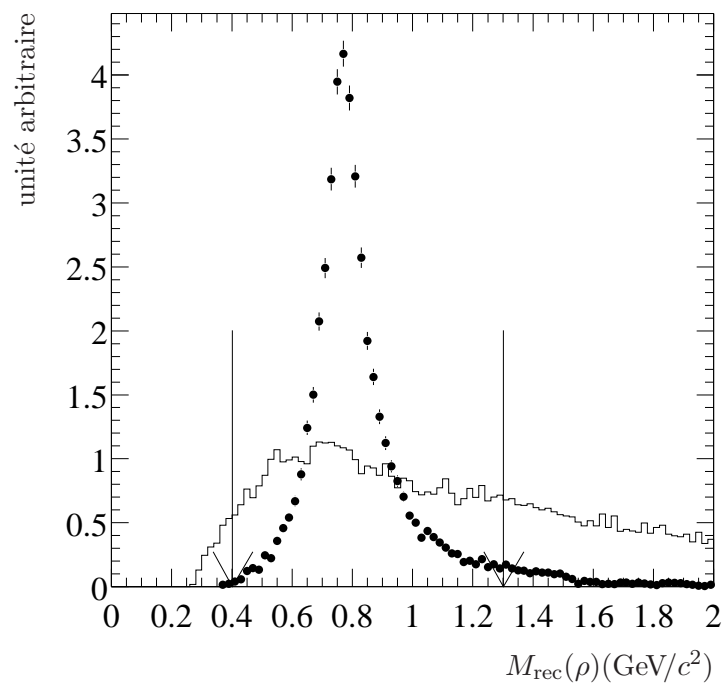


FIG. 4.5 – Distribution de la masse reconstruite du ρ . Les points noirs représentent la distribution du signal de Monte-Carlo correctement reconstruit et l'histogramme le bruit de fond du continuum. Seuls les événements dont la masse du ρ est comprise entre les deux flèches sont conservés par la sélection.

coupure est introduite pour correspondre à l'approche "quasi deux corps" adoptée dans cette étude (voir § 4.1.1).

- Une coupure sur l'hélicité du ρ : $|\cos\theta_\pi| > 0.25$. (voir FIG. 4.2)
- Plusieurs coupures relatives à la qualité de l'énergie des photons utilisés sont demandées. Tout d'abord, l'énergie des photons est supérieure à 50 MeV, pour améliorer la précision de la mesure. D'autre part, les gerbes dues aux hadrons sont rejetées en examinant leur forme latérale, plus étendue pour les hadrons que pour les photons. La latéralité est la moyenne de l'énergie déposée dans les cristaux pondérée par les carrés des distances entre les cristaux et le centre de l'amas, à l'exclusion de l'énergie déposée dans les deux cristaux avec dépôt maximum. Cette moyenne est normalisée à l'énergie totale. Le critère de qualité appliqué est que la latéralité est comprise entre 0.01 et 0.6.
- La masse du π^0 est contrainte dans l'intervalle : $110 \leq m_{\pi^0} \leq 160 \text{ MeV}/c^2$.
- m_{ES} et ΔE (voir § 4.5) sont contraints dans les intervalles $5.23 \leq m_{\text{ES}} \leq 5.29 \text{ GeV}/c^2$ et $-120 \leq \Delta E \leq 150 \text{ MeV}$.
- Des coupures sur la qualité de la mesure de Δt sont demandées : $|\Delta t| < 20 \text{ ps}$ et $\sigma_{\Delta t} < 1.5 \text{ ps}$.
- Une coupure permet de rejeter les bruits de fond $B\bar{B}$ à deux corps : $m_{\pi\pi} < 5.14 \text{ GeV}/c^2$ où $m_{\pi\pi}$ est la masse invariante d'une quelconque paire de traces constituant le candidat (voir § 4.9.)
- La qualité des événements dont la trace chargée célibataire entre dans le DIRC est la suivante : le nombre de photons détectés doit être supérieur à 5. Pour ces événements, un veto contre les protons est par ailleurs réalisé en demandant que l'angle Cherenkov reconstruit soit à moins de 15 mrad de l'angle attendu pour l'une des deux hypothèses de masse pion ou kaon. Pour 15% des événements, la trace chargée célibataire ne rentre pas dans l'acceptance du DIRC. Ces événements sont néanmoins conservés, mais aucune information sur l'angle Cherenkov n'est enregistrée.
- Un veto contre les kaons et les protons est réalisé sur la trace chargée composant le ρ . Le veto contre les kaons combine les informations de perte d'énergie par unité de longueur du SVT et de la chambre à dérive, et la mesure de l'angle Cherenkov dans le DIRC, et permet de rejeter de l'ordre de 80% des kaons dans la gamme d'impulsions sélectionnée, tout en conservant plus de 97% des pions. Le veto contre les protons combine également les informations du SVT, de la chambre et du DIRC, et aussi celle du calorimètre, et rejette de l'ordre de 50% des protons dans la gamme d'impulsions sélectionnée, et conserve de l'ordre de 97% des pions. Ces valeurs sont obtenues dans des échantillons de contrôle, et dépendent de la cinématique des traces détectées.
- Un veto contre les électrons est réalisé sur les deux particules chargées en combinant l'information d'identification des particules de tous les sous détecteurs, dont principalement le rapport énergie sur impulsion mesuré avec le calorimètre. Ce veto rejette environ 80% des électrons et conserve environ 97% des pions. Ces valeurs viennent d'échantillons de contrôle.
- Enfin, une coupure est demandée sur la sortie d'un réseau de neurones, qui sera décrit § 4.6 : $\text{NN}_8 > 0.35$.

La TAB. 4.2 résume l'efficacité cumulée de chaque coupure, pour les deux signaux recherchés et pour le continuum. L'efficacité du signal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ semble ici plus faible que pour le signal $B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$. Comme il sera vu § 4.4.3, le déficit de l'efficacité de $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ s'explique par le fait que les événements de mauvaise charge sont mieux rejetés par l'algorithme de sélection.

Coupure	$\varepsilon_{uds}(\%)$	$\varepsilon_{B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm}(\%)$	$\varepsilon_{B^0 \rightarrow \rho^- K^+}(\%)$
Étiquette BCCPi03body	5.05	67.04	65.45
Masse du ρ	3.56	64.16	62.48
Angle d'hélicité	2.89	62.87	61.15
Énergie des photons	2.65	59.99	58.36
Latéralité des photons	2.48	57.83	56.26
Masse du π^0	2.38	56.56	55.10
Fenêtre de m_{ES}	1.28	54.71	53.29
Fenêtre de ΔE	0.37	46.70	43.94
Qualité de Δt	0.34	44.70	42.06
Veto du bruit de fond 2 corps	0.33	44.02	41.94
Veto des kaons	0.29	43.50	39.46
Veto des électrons	0.28	43.03	39.14
Veto des protons	0.25	42.92	38.01
Qualité de l'information du DIRC	0.24	42.55	37.72
$NN_8 > 0.35$	0.02	31.04	27.50

TAB. 4.2 – Efficacité cumulée des diverses coupures, pour les deux canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, et pour le continuum.

4.4.2 Le choix du candidat

En général, après la sélection, il reste plusieurs candidats. Ceci est relié à la grande multiplicité des candidats π^0 à basse impulsion, c'est à dire lorsque $\cos \theta_\pi$ est très négatif. La FIG. 4.6 présente le nombre de candidats par événement après la sélection finale. La multiplicité des candidats de signal est de 1.57 lorsque l'énergie du candidat π^0 dans le laboratoire est inférieure à 1.25 GeV (majoritairement $\cos \theta_\pi < 0$), et de 1.22 dans le cas contraire.

Pour les événements à multiples candidats, un algorithme est mis en place pour n'en sélectionner qu'un, et celui-ci sera utilisé dans l'ajustement final. Il est important de choisir un algorithme qui ne biaise pas la valeur des variables discriminantes, et qui pourtant est efficace pour retenir le candidat correctement reconstruit si celui-ci est présent dans la liste des candidats sélectionnés. Aucun algorithme ne répond à ces deux critères : la sélection considère un nombre important de variables, et aucun algorithme efficace pour optimiser l'analyse n'a de corrélation faible avec celle-ci. Aussi, le candidat est choisi aléatoirement dans la liste de candidats passant la sélection.

La TAB. 4.3 présente la fraction f_{comb} de signal mal reconstruit pour les deux canaux recherchés. La combinatoire de traces de basse impulsion étant différente suivant les catégories d'étiquetage (voir § 4.8), cette fraction varie en conséquence. On note par ailleurs que la fraction de signal mal reconstruit est plus faible dans le cas de $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$: en effet, ces événements sont de deux types, de charge bien ou mal déterminée. Il se trouve que cette deuxième population est fortement réduite dans le cas de $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ (voir § 4.4.3), et ainsi, la population totale de signal mal reconstruit s'en trouve diminuée.

4.4.3 Le choix de la charge du candidat

Pour pouvoir utiliser les formules (4.6) et (4.7) dans l'ajustement, il est nécessaire de déterminer la charge de l'état final : $\rho^+ h^-$ ou $\rho^- h^+$. Cette charge est déterminée expérimentalement par des considérations cinématiques. Il est possible d'envisager plusieurs algorithmes pour ce

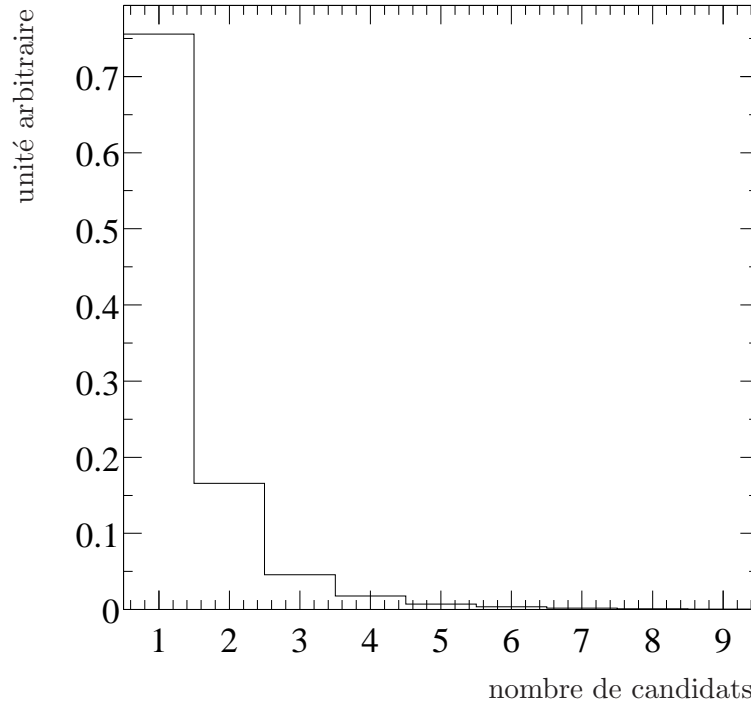


FIG. 4.6 – Nombre de candidats possibles par événement après la sélection finale pour le Monte-Carlo de signal $B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$.

f_{comb} (%)	Signal $B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$	Signal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$
Moyenne	30.7	28.2
Lepton	19.8	18.0
Kaon1	28.3	25.9
Kaon2	33.1	29.6
Inclusive	30.5	28.7
NoTag	33.8	31.4

TAB. 4.3 – Fraction f_{comb} de signal mal reconstruit (en %) pour les deux canaux recherchés.

choix, chacun d'entre eux étant sujet d'une certaine proportion d'erreur, qu'il est nécessaire de prendre en compte dans l'ajustement. L'effet de cette mauvaise détermination de la charge est de diluer l'information nécessaire à la mesure des asymétries recherchées.

L'algorithme de sélection permet d'associer une charge d'état final de façon non ambiguë, par ses coupures sur la masse du ρ : en effet seule une des deux hypothèses $\rho^+ h^-$ ou $\rho^- h^+$ peut passer la coupure sur la masse du ρ . Des algorithmes plus complexes, capables de réduire la probabilité de mauvaise détermination de la charge, mais contradictoires avec la charge associée par la sélection, ont été envisagés, mais rejetés car au final, ils ne permettent pas de réduire l'erreur sur les mesures réalisées dans cette analyse.

La TAB. 4.4 présente la fraction du signal mal reconstruit dont la charge de l'état final est incorrecte. Cette fraction est plus faible pour le canal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ que pour le canal $B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$: ceci peut être compris par des arguments qualitatifs. En effet, en négligeant en première approximation la combinatoire des traces chargées, les candidats du signal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ reconstruits avec la mauvaise charge sont ceux pour lesquels les deux traces chargées des vraies désintégrations $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ initiales ont été combinées avec des paires de photons arbitraires du reste de l'événement. Pour construire des candidats de mauvaise charge, il s'est trouvé que la masse invariante entre ces photons et le kaon initial était proche de la masse du ρ , et ainsi, la charge donnée au candidat est celle du kaon (la mauvaise charge). En fait, la sélection oppose un veto contre les kaons pour la particule composant le ρ , et donc cette population est coupée considérablement. La fraction est à peu près constante avec la catégorie d'étiquetage, et des valeurs séparées ne sont pas considérées.

Signal $B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$	21.2%
Signal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$	5.3%

TAB. 4.4 – Fraction du signal mal reconstruit dont la charge est incorrecte pour les deux canaux recherchés.

4.5 Variables cinématiques ΔE et m_{ES}

Pour chaque candidat B reconstruit, il est possible de tester globalement s'il s'agit d'un événement de signal en vérifiant les deux hypothèses suivantes :

- la masse du B est proche de la masse attendue,
- son énergie dans le référentiel $\Upsilon(4S)$ est proche de $\sqrt{s}/2$.

En combinant ces deux tests, il est possible de reconstruire deux variables peu corrélées l'une à l'autre, dont l'une (m_{ES}) a une très bonne résolution de $3 \text{ MeV}/c^2$ et l'autre (ΔE) a une résolution de 28 MeV .

4.5.1 Définitions

Pour un candidat B donné, son impulsion dans le laboratoire \mathbf{p}_{lab} est déterminée par un ajustement cinématique avec contrainte sur la masse du π^0 . m_{ES} est la masse du B calculée en substituant à son énergie l'énergie des faisceaux. Il est possible d'exprimer m_{ES} dans le référentiel du laboratoire [66] :

$$m_{\text{ES}} = \sqrt{\left(\frac{1}{2}s + \mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{p}_{\text{lab}}\right)^2 / E_0^2 - p_{\text{lab}}^2} \quad (4.15)$$

Dans cette expression, s désigne le carré de l'énergie des faisceaux e^+e^- dans leur centre de masse, et $(E_0, \mathbf{p}_0) = \mathbf{P}_0$ est le quadri-vecteur d'impulsion du système des faisceaux dans le référentiel du laboratoire.

Un des intérêts de cette variable est qu'elle peut être calculée indépendamment de l'hypothèse de masse sur les particules filles (pion ou kaon). Une solution alternative consiste à utiliser la masse contrainte sur l'énergie des faisceaux, m_{EC} [67], calculée à partir d'un ajustement cinématique où l'énergie du B dans le système du centre de masse des faisceaux est contraint à $\sqrt{s}/2$. Cet ajustement nécessite qu'une hypothèse de masse soit faite sur la masse des particules filles, ce qui pose un problème pour l'ajustement simultané des canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$. Notons cependant que la résolution de m_{EC} est meilleure que celle de m_{ES} (2.8 MeV/ c^2 contre 3 MeV/ c^2).

ΔE est la différence entre l'énergie du B , E_B^* , calculée dans le centre de masse du système des faisceaux et $\sqrt{s}/2$. Elle peut s'exprimer dans le référentiel du laboratoire à partir des quadri-vecteurs d'impulsions du système des faisceaux \mathbf{P}_0 et du candidat B reconstruit \mathbf{P}_{lab} de la façon suivante :

$$\Delta E = \frac{2\mathbf{P}_0\mathbf{P}_{lab} - s}{2\sqrt{s}} \quad (4.16)$$

4.5.2 Corrélations

Le choix effectué pour cette analyse est de combiner ΔE et la masse du B avec d'autres variables discriminantes dans un ajustement par maximum de vraisemblance. Dans cet objectif, il est essentiel de prendre quelques précautions pour réduire les corrélations entre variables.

Tout d'abord, pour réduire la corrélation entre la masse du B et ΔE , il est nécessaire d'introduire la subdivision entre signal correctement et mal reconstruit définie § 4.2. En effet, si le signal a été mal reconstruit, par exemple si une de ses traces a été remplacée par une trace de la combinatoire, il est beaucoup moins probable de mesurer sa masse et ΔE proches de leur valeur attendue que pour le signal correctement reconstruit. Les FIG. 4.7 et FIG. 4.8 représentent les distributions de m_{ES} et ΔE pour les événements correctement reconstruits et pour les événements mal reconstruits, pour le jeu de coupures final (voir § 4.4.1). Les distributions pour les candidats mal reconstruits sont beaucoup plus larges que pour les candidats correctement reconstruits. Pour éviter cette corrélation, l'ajustement sépare le signal en deux populations, correctement ou mal reconstruite. Ces figures illustrent également le pouvoir discriminant de ces variables en comparaison avec le continuum.

De plus, il est nécessaire de faire un choix entre m_{ES} et m_{EC} . Un premier argument en faveur de la variable m_{ES} est qu'il est possible de la reconstruire sans faire d'hypothèse de masse sur les particules filles, ce qui est commode dans l'objectif d'un ajustement simultané $\rho\pi$ et ρK . Par ailleurs, l'étude des corrélations de ces variables avec ΔE montre que dans le cas du signal mal reconstruit, la corrélation de m_{EC} est assez forte. Ceci est illustré dans la TAB. 4.5. Dans le cas du signal correctement reconstruit, la corrélation entre la masse et ΔE est meilleure lorsqu'on utilise m_{EC} que m_{ES} . Cet effet est attendu [66], mais la corrélation de -7.1% entre m_{ES} et ΔE reste suffisamment faible pour une utilisation simultanée dans un ajustement, et guider notre choix de retenir m_{ES} . Une étude de Monte-Carlo (voir § 4.11) démontre que les corrélations résiduelles ont peu d'impact sur le résultat.

4.5.3 Mauvaises reconstructions des deux variables cinématiques

Deux effets sont susceptibles de détériorer la mesure des deux variables ΔE et m_{ES} : la masse des particules filles du méson B peut être mal choisie, et l'impulsion de ces particules peut être

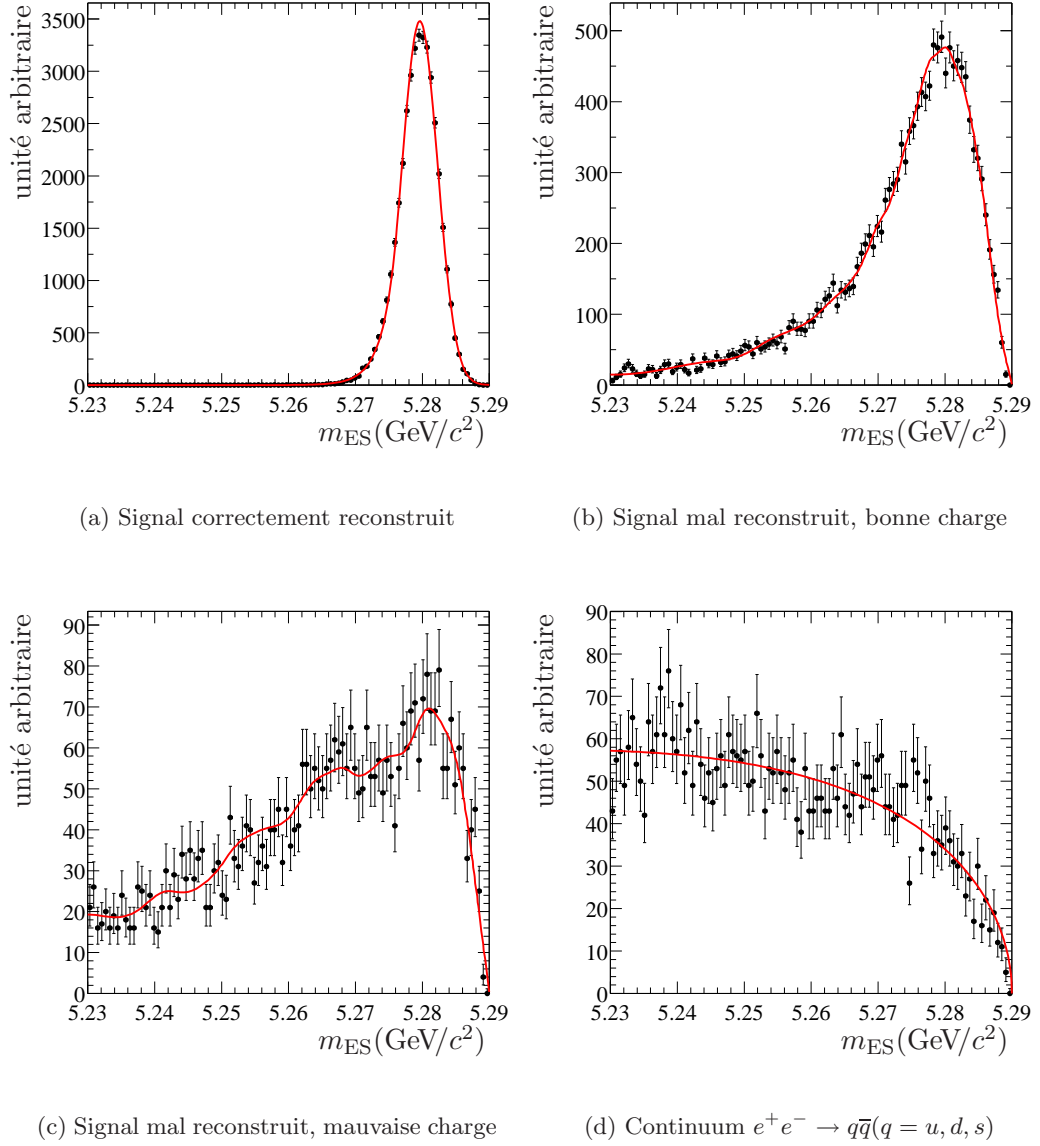
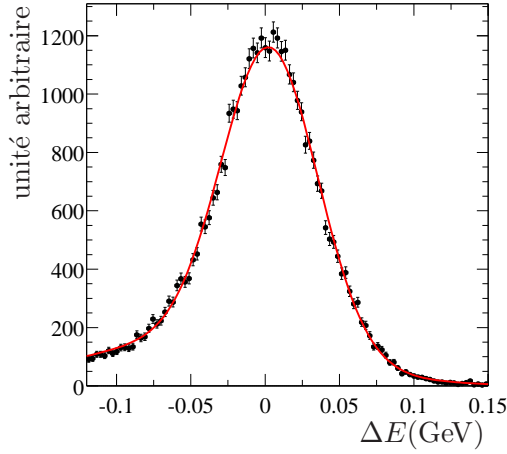
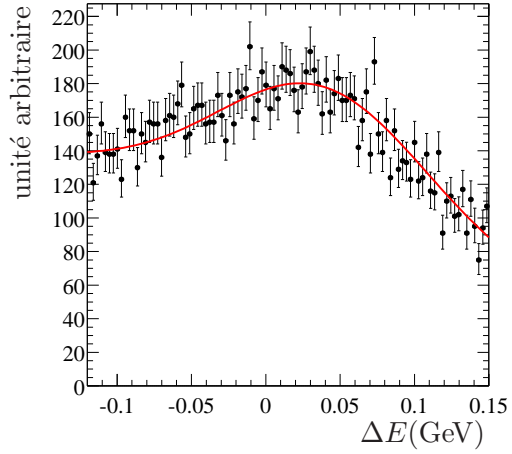


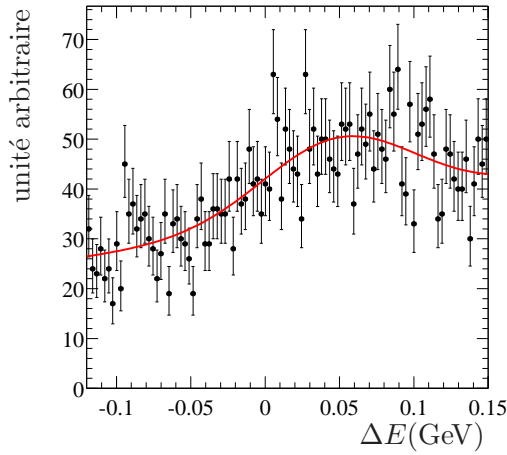
FIG. 4.7 – Distribution de la masse du B m_{ES} pour le signal correctement reconstruit, le signal mal reconstruit de bonne ou mauvaise charge, et le continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s)$. Ces distributions sont obtenues à partir du Monte-Carlo, et sont comparées aux distributions utilisées pour l’ajustement.



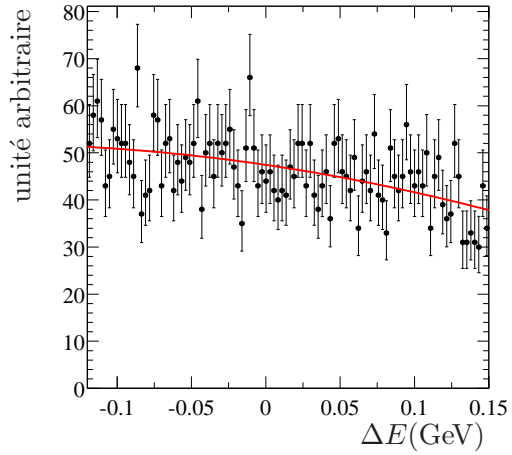
(a) Signal correctement reconstruit



(b) Signal mal reconstruit, bonne charge



(c) Signal mal reconstruit, mauvaise charge



(d) Continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s)$

FIG. 4.8 – Distribution de ΔE pour le signal correctement reconstruit, le signal mal reconstruit de bonne ou mauvaise charge, et le continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s)$. Ces distributions sont obtenues à partir du Monte-Carlo, et sont comparées aux distributions utilisées pour l'ajustement.

<i>Corrélation entre ΔE et m_{ES}</i>	
Signal correctement reconstruit	-7.1%
Signal mal reconstruit	-0.18%
Continuum	-1.9%
<i>Corrélation entre ΔE et m_{EC}</i>	
Signal correctement reconstruit	3.5%
Signal mal reconstruit	13.2%
Continuum	-

TAB. 4.5 – Coefficients de corrélation entre m_{ES} , m_{EC} et ΔE , pour le signal et le continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s$)

mal reconstruite. Le premier effet explique un décalage de ΔE pour le signal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, et le deuxième explique la qualité de la résolution de m_{ES} et de ΔE .

Mauvaise détermination de la masse des particules filles

La formule (4.15) ne dépend que des impulsions des particules filles du B et non de leur masse, ainsi, une mauvaise association de masse n'a pas d'effet sur la mesure de la quantité m_{ES} .

En revanche, la détermination du quadri-vecteur \mathbf{P}_{lab} suppose une hypothèse sur la masse des particules filles. Cet effet est important dans cette analyse puisque ΔE est déterminé pour le signal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ de la même manière que pour le signal $B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$: en faisant l'hypothèse de masse de pion sur les trois particules filles (une seule variable ΔE est construite pour chaque candidat, et on ne sait pas a priori s'il s'agit d'un événement $B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$ ou $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$). La différence entre les deux déterminations de ΔE peut être déduite directement de l'équation (4.16) :

$$\delta\Delta E = \frac{2E_0}{2\sqrt{s}}\delta E_{lab}, \quad (4.17)$$

et ainsi :

$$\delta\Delta E = \gamma_{Lorentz} \left(\sqrt{m_K^2 + p_{lab}^{c\acute{e}lib^2}} - \sqrt{m_\pi^2 + p_{lab}^{c\acute{e}lib^2}} \right). \quad (4.18)$$

Dans cette formule, $p_{lab}^{c\acute{e}lib}$ est l'impulsion dans le référentiel du laboratoire de la trace célibataire, et $\gamma_{Lorentz}$ est la poussée de Lorentz du système des faisceaux par rapport au référentiel du laboratoire.

La formule (4.18) explique que ΔE est décalé pour les événements $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ de 28 à 80 MeV, selon l'impulsion du kaon, ce qui est représenté FIG. 4.9. Dans l'ajustement, la modélisation de ΔE pour ces événements est corrigée de cette dépendance.

Mauvaise reconstruction de l'impulsion des particules filles

Des problèmes de reconstruction peuvent détériorer la mesure de l'impulsion des particules composant le candidat méson B considéré. Une mauvaise connaissance du champ magnétique ou de la distribution de matière dans la chambre à dérive peuvent être la cause de la mauvaise mesure de l'impulsion des particules chargées. Des imperfections sur la distribution de matière présente devant le calorimètre ou sur la calibration des cristaux peuvent induire une erreur sur la mesure de l'énergie des particules neutres.

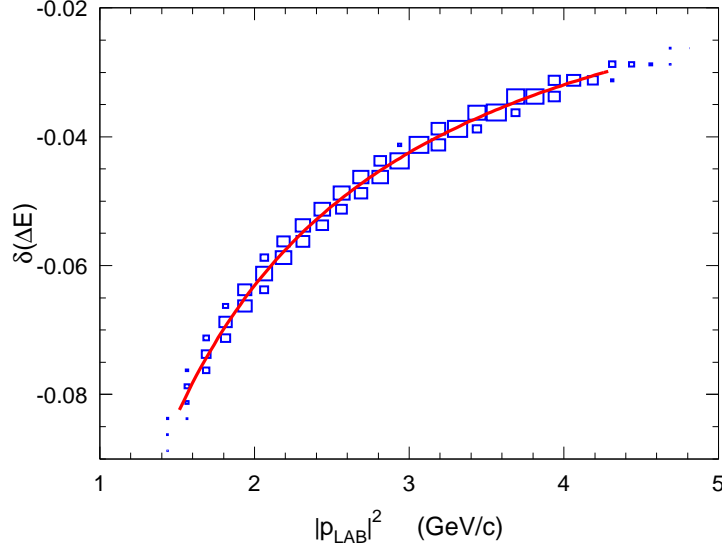


FIG. 4.9 – Décalage de ΔE (en GeV) en fonction de l'impulsion de la trace célibataire dans l'échantillon de Monte-Carlo signal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$. Le décalage prédit par la formule (4.18) est superposé aux données.

Pour étudier l'effet de telles imperfections, supposons la poussée de Lorentz de la résonance $\Upsilon(4S)$ parfaitement connue et la masse associée aux particules filles du méson B correctement déterminée. Dans ce cas,

$$m_{\text{ES}} = \sqrt{\frac{1}{4}s - p^{*2}} \quad (4.19)$$

$$\Delta E = E^* - \frac{\sqrt{s}}{2} \quad (4.20)$$

Dans ces expressions, p^* et E^* représentent l'énergie et l'impulsion dans le référentiel du centre de masse des faisceaux de candidat B reconstruit. Si ces mesures sont soumises à un défaut $\delta p^* = \delta p_{\pi^+}^* + \delta p_{\pi^-}^* + \delta p_{\pi^0}^*$, alors, les formules (4.19) et (4.20) se transforment de la façon suivante :

$$\delta m_{\text{ES}} = \frac{dm_{\text{ES}}}{dp^*} \delta p^* = -\frac{p^*}{m_{\text{ES}}} \delta p^*, \quad (4.21)$$

$$\delta \Delta E = \sum_{i \in \{\pi^+ \pi^- \pi^0\}} \frac{d\Delta E}{dp_i^*} \delta p_i^* = \sum_{i \in \{\pi^+ \pi^- \pi^0\}} \frac{p_i^*}{E_i^*} \delta p_i^*. \quad (4.22)$$

Dans le référentiel de la résonance $\Upsilon(4S)$, le méson B est pratiquement au repos, et ainsi $p^* \ll m_{\text{ES}}$, et la formule (4.21) explique que la mesure de m_{ES} est très peu affectée par un tel effet. En revanche, les particules détectées étant légères, il arrive bien souvent que $p_i^* \sim E_i^*$, puisque la gamme d'énergies autorisées pour ces particules est $m_\pi < E_i^* < \frac{1}{2}m_B$. Un défaut sur la mesure des impulsions des filles du B aura donc l'effet de décaler la mesure de ΔE suivant la formule (4.22).

Cet effet peut être observé sur les résolutions de ΔE et m_{ES} . Pour le signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$, la résolution de ΔE est de l'ordre de 28 MeV, alors que la résolution de m_{ES} est de 3 MeV/ c^2 .

D'autre part, un biais systématique est observé dans les données sur ΔE , et peut être estimé à environ -13 MeV en utilisant un échantillon de B complètement reconstruits. Pour cette raison, le biais sur ΔE est laissé libre dans l'ajustement.

4.5.4 La modélisation de ΔE et m_{ES} pour l'ajustement

Pour le signal correctement reconstruit, la fonction suivante est utilisée pour modéliser la masse m_{ES} :

$$\mathcal{P}(m_{\text{ES}}) = \frac{1}{N} \begin{cases} \exp(-(m_{\text{ES}} - m_0)^2/(2\sigma^2)) & , m_{\text{ES}} > m_0 - \alpha\sigma, \\ \frac{(n/\alpha)^n \exp(-\alpha^2/2)}{((m_0 - m_{\text{ES}})/\sigma + n/\alpha - \alpha)^n} & , m_{\text{ES}} \leq m_0 - \alpha\sigma. \end{cases} \quad (4.23)$$

C'est une Gaussienne de valeur moyenne m_0 et de largeur σ , dont une queue est remplacée par une loi de puissance de paramètre n . α est la position relative à la valeur moyenne, en unités de σ , de la transition entre Gaussienne et loi de puissance. N est un coefficient de normalisation. Les paramètres utilisés dans l'ajustement sont les suivants (voir FIG. 4.7a) :

$$\sigma = 2.65 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.24)$$

$$\alpha = 1.28 \quad (4.25)$$

$$n = 38.7 \quad (4.26)$$

Ces paramètres sont ajustés grâce aux échantillons de Monte-Carlo. La masse m_0 est laissée libre.

En ce qui concerne ΔE (FIG. 4.8a), deux Gaussiennes sont utilisées. La première est la plus étroite, sa largeur étant de 32 MeV et sa valeur moyenne est laissée libre. La largeur de la deuxième est de 79 MeV et sa valeur moyenne est fixée à -49 MeV. La deuxième Gaussienne compte pour 8% de la norme de cette fonction totale. La résolution sur l'énergie des photons possède une queue dans sa partie négative, ce qui explique la queue aux basses valeurs de ΔE , modélisée par cette deuxième gaussienne. Enfin, cette distribution est corrigée par la formule (4.18) dans le cas du signal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$.

La masse m_{ES} du signal mal reconstruit, qu'il soit de bonne ou mauvaise charge, est modélisée par une distribution de Keys (voir annexe A), évaluée avec l'échantillon de Monte-Carlo. (voir FIG. 4.7b et FIG. 4.7c).

Pour ce signal mal reconstruit, ΔE est modélisé par la somme de deux gaussiennes. Pour le cas de la charge correcte, la première a une valeur moyenne de 40 MeV et une largeur de 69 MeV. La deuxième est une gaussienne très large utilisée simplement pour décrire la pente générale de la distribution. Si la charge est incorrecte, la première gaussienne a une valeur moyenne de 49 MeV et une largeur de 52 MeV, la deuxième gaussienne étant ici aussi utilisée pour décrire la pente générale de la distribution. (voir FIG. 4.8b et FIG. 4.8c)

La masse m_{ES} du continuum peut être modélisée simplement par une fonction d'Argus [68] :

$$\mathcal{P}(m_{\text{ES}}) = \frac{1}{N} m_{\text{ES}} \sqrt{1 - (m_{\text{ES}}/m_0)^2} \exp(a(1 - (m_{\text{ES}}/m_0)^2)). \quad (4.27)$$

Dans cette expression, la masse m_0 est la limite cinématique de m_{ES} , imposée par le maximum de la fonction (4.15) : $m_0 = \sqrt{s}/2 = 5.290 \text{ GeV}/c^2$. a est la pente de la fonction d'Argus, et elle est laissée libre dans l'ajustement.

La distribution de ΔE dans le continuum peut être correctement modélisée par un polynôme de deuxième degré, dont les paramètres sont laissés libres dans l'ajustement.

Ces modélisations, ainsi que les distributions du Monte-Carlo sont données FIG. 4.7 et FIG. 4.8.

4.6 Réseaux de neurones

Dans l'objectif de discriminer le bruit de fond dominant du continuum, plusieurs variables relatives à la forme de l'événement ou à la cinématique du candidat sélectionné ont été considérées. Certaines de ces variables ont un pouvoir discriminant non négligeable, et il est souhaitable de pouvoir combiner les variables les plus discriminantes dans une variable globale qui pourrait être utilisée dans l'ajustement final. Il est possible d'utiliser un réseau de neurones [69, 70] pour réaliser cette combinaison. Les réseaux de neurones utilisés dans cette analyse sont inspirés du travail précédemment réalisé pour la recherche de désintégrations non charmées du méson B en ω [71–73].

Deux versions de réseaux de neurones ont été utilisées. La première est une version conservatrice à 4 variables, et la deuxième est une version optimisée à 8 variables.

En outre, pour pouvoir utiliser la sortie du réseau de neurones dans l'ajustement final, il est important de réduire sa corrélation avec les autres variables utilisées dans l'ajustement. Seules les variables non corrélées à m_{ES} et ΔE sont retenues comme entrées du réseau.

Les variables discriminantes utilisées sont de deux types : des variables décrivant la forme de l'événement et des variables décrivant la cinématique interne du candidat sélectionné. Une représentation graphique de la distribution des différentes variables est donnée FIG. 4.10.

4.6.1 Les variables de forme d'événement

Les événements du continuum ont la forme de deux jets énergétiques de directions opposées. En effet, lors d'un processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$), les deux quarks sont légers par rapport à l'énergie du système e^+e^- , et ils sont donc produits avec une grande impulsion. Les quarks ne peuvent pas voyager librement dans le vide, et l'hadronisation transforme ces deux quarks en ensemble de hadrons d'impulsions aléatoires. Cependant, la cinématique de cet état final reflète la cinématique de l'état initial $q\bar{q}$: les hadrons de l'état final sont organisés en deux jets dont la direction et le module de l'impulsion est proche de l'impulsion des quarks initiaux.

Les événements $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ sont très différents : les deux mésons B sont produits quasiment au repos par rapport au système e^+e^- . Chacun se désintègre en un ensemble de plusieurs traces dont l'impulsion totale est l'impulsion des B initiaux. Ces traces sont réparties uniformément en moyenne sur l'angle solide de l'acceptance du détecteur. L'événement est dit "sphérique".

De nombreuses variables relatives à cette propriété peuvent être construites :

- Les "monômes" L_i sont des moments définis à partir de l'axe de poussée² des filles du candidat B , T_B , et les impulsions des traces du reste de l'événement (RDE) :

$$L_i = \sum_{j \in \text{RDE}} p_j |\cos \theta_{T_B, j}|^i. \quad (4.28)$$

Ces "monômes" peuvent être calculés indépendamment pour les traces chargées (L_i^c) et pour les traces neutres (L_i^n). D'autre part, il est possible de construire un discriminant de Fisher [74, 75] pour effectuer un premier regroupement de ces variables. Dans cette analyse, le discriminant de Fisher \mathcal{F}_4 regroupe les quatre variables L_0^c , L_2^c , L_0^n et L_2^n .

- $\cos \theta_{T_B, z}$ est le cosinus de l'angle entre l'axe de poussée des filles du candidat B sélectionné et l'axe z .

²L'axe de poussée d'un ensemble de particules est la direction qui maximise la somme des impulsions longitudinales de ces particules, et la poussée est la valeur de cette somme au maximum, normalisée par la somme des modules des impulsions.

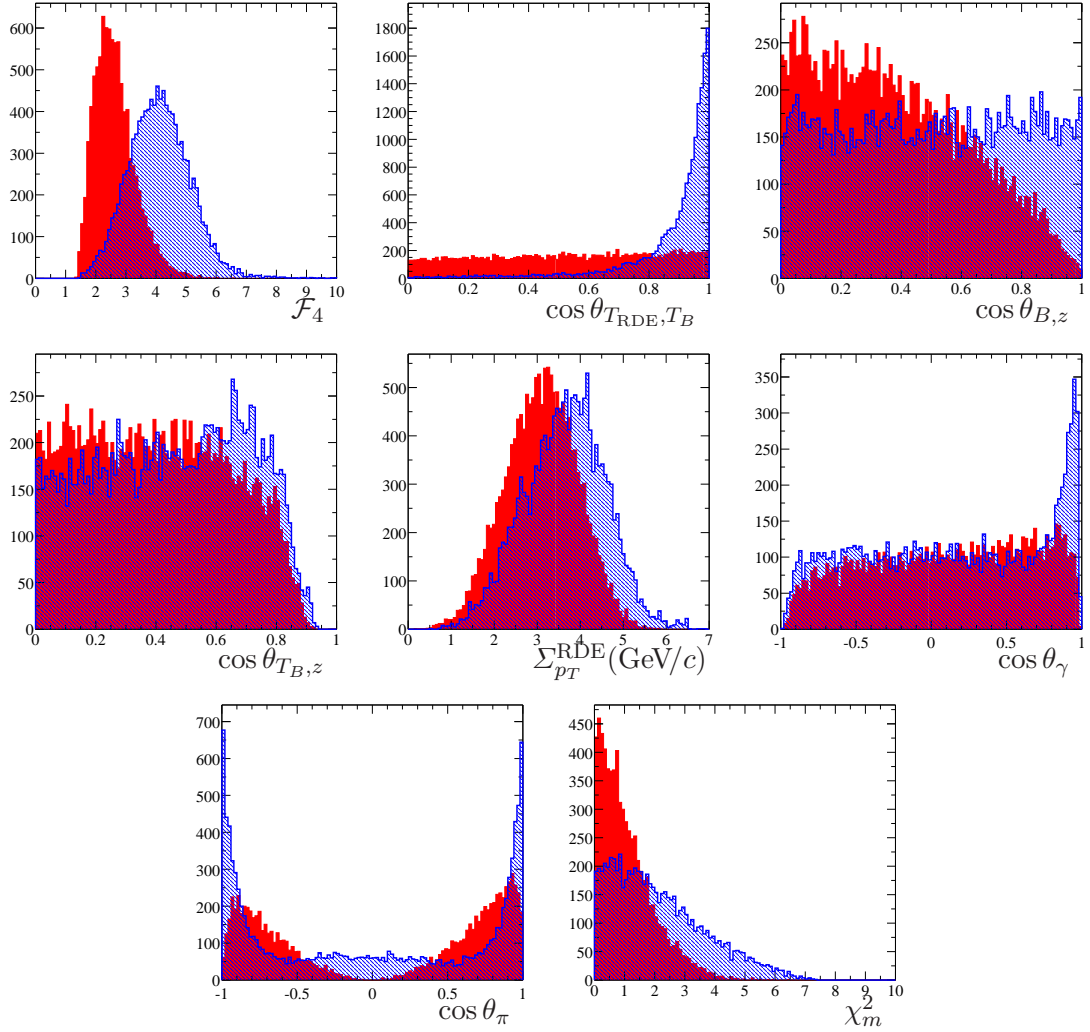


FIG. 4.10 – Distribution des différentes variables utilisées pour construire les réseaux de neurones. L’histogramme plein est la distribution du signal et l’histogramme hachuré est la distribution du continuum.

- $\cos \theta_{T_{\text{RDE}}, T_B}$ est le cosinus de l'angle entre les deux axes de poussée des filles du B et des particules du reste de l'événement.
- $\cos \theta_{B,z}$ est le cosinus de l'angle entre la direction du B et l'axe z .
- $\Sigma_{p_T}^{\text{RDE}}$ est la somme des modules des impulsions du reste de l'événement projetées dans le plan transverse à la direction du B .

Ces variables de forme d'événement peuvent être définies indépendamment des caractéristiques du signal, ainsi, il est possible de les calculer pour un canal autre que $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ et leurs propriétés seront semblables. En particulier, il a été montré qu'un réseau de neurones utilisant ces variables entraîné pour $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ peut être appliqué de façon quasiment optimale sur un autre canal.

4.6.2 Variables cinématiques propres au signal

Quelques variables décrivant la cinématique des candidats du signal recherché peuvent être considérées :

- $\cos \theta_\gamma$ est le cosinus de l'angle entre un des photons du π^0 et la direction de vol du π^0 dans le référentiel du B^0 .
- $\cos \theta_\pi$ est le cosinus de l'angle d'hélicité du ρ , définie § 4.2.
- m_ρ et m_{π^0} sont les masses invariantes reconstruites du ρ et du π^0 . Pour plus de flexibilité, la variable χ_m^2 est construite à partir de ces deux masses :

$$\chi_m^2 = \left(\frac{m_\rho - m_\rho^{\text{PDG}}}{\sigma_\rho} \right)^2 + \left(\frac{m_{\pi^0} - m_{\pi^0}^{\text{PDG}}}{\sigma_{\pi^0}} \right)^2, \quad (4.29)$$

où m_ρ^{PDG} et $m_{\pi^0}^{\text{PDG}}$ sont les valeurs attendues pour ces masses [19], et σ_ρ et σ_{π^0} sont les largeurs totales (largeur intrinsèque et effets de résolution) déterminés à partir du Monte-Carlo. La performance de la sélection est assez insensible à la valeur précise de ces deux quantités. Les valeurs suivantes ont été utilisées : $\sigma_\rho = 150 \text{ MeV}/c^2$ et $\sigma_{\pi^0} = 6.5 \text{ MeV}/c^2$. Lors de la sélection d'un canal différent de $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, il est possible de réutiliser χ_m^2 , en remplaçant les valeurs attendues et les résolutions. Il est aussi possible de réutiliser l'entraînement du réseau de neurones optimisé pour $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ pour cet autre canal sans perte notable de performance.

Enfin, si $\cos \theta_\pi$ est utilisé dans un réseau, il est assez difficile de "recycler" ce réseau pour un autre canal, à moins que la polarisation soit identique à celle de $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$. Il est néanmoins possible de fixer la valeur de $\cos \theta_\pi$ à une valeur constante pour tous les événements, et dans ce cas, le réseau est opérationnel, bien qu'il ne soit pas optimisé pour cet autre canal.

4.6.3 Les deux versions de réseaux de neurones

Une première version conservatrice de réseau de neurones utilise les quatre variables suivantes : L_0 , L_2 , m_ρ et $\cos \theta_\pi$. La variable de sortie est notée NN_4 et est bornée supérieurement à +1, la partie inférieure étant coupée à la valeur 0. Cette version a été utilisée pour la présentation de résultats préliminaires durant les conférences d'été en 2002 [62].

Une version plus performante utilise les huit variables suivantes : \mathcal{F}_4 , $\cos \theta_{T_{\text{RDE}}, T_B}$, $\cos \theta_{B,z}$, $\cos \theta_{T_B,z}$, $\Sigma_{p_T}^{\text{RDE}}$, $\cos \theta_\gamma$, $\cos \theta_\pi$, et χ_m^2 . La variable de sortie est dans ce cas notée NN_8 et est bornée supérieurement à +1, sa partie inférieure étant coupée à 0.35. L'entraînement des deux réseaux est différent, et cette dernière coupure est sensiblement plus lâche que celle de NN_4 , puisque le nombre total d'événements de l'échantillon de 80.8 fb^{-1} passant la coupure de NN_8 est de 36831 contre 26799 pour NN_4 .

La distribution de la sortie de ces réseaux est représentée FIG. 4.11.

Une comparaison des performances de ces deux versions de réseaux de neurones est donnée FIG. 4.12, où sont aussi représentées les performances d'un des discriminants couramment utilisé : le Fisher de CLEO $\mathcal{F}_{\text{CLEO}}$ [76].

<i>Corrélation entre m_{ES} et NN_8</i>	
Signal correctement reconstruit	3.6%
Signal mal reconstruit	3.8%
Continuum	0.7%
<i>Corrélation entre ΔE et NN_8</i>	
Signal correctement reconstruit	1.2%
Signal mal reconstruit	-4.2%
Continuum	0.6%

TAB. 4.6 – Coefficients de corrélation entre m_{ES} , ΔE et la sortie du réseau de neurones NN_8 , pour le signal et le continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s)$

La corrélation entre la sortie de réseau NN_8 et les autres variables cinématiques entrant dans l'ajustement (ΔE et m_{ES}) est représentée FIG. 4.13 et dans la TAB. 4.6. Ces corrélations sont suffisamment faibles pour justifier que les deux réseaux puissent être utilisés simultanément avec m_{ES} et ΔE dans l'ajustement (ceci sera justifié § 4.11)

4.6.4 La modélisation de la variable de sortie du réseau de neurones

Plusieurs formes sont disponibles pour modéliser NN_8 . La distribution Keys (voir annexe A) est une forme non paramétrique : elle est utile pour évaluer rapidement et précisément une distribution de probabilité, et ne dépend d'aucun paramètre. Un échantillon initial est nécessaire pour évaluer cette forme, ce qui peut poser quelques problèmes.

Pour la distribution du bruit de fond du continuum, l'échantillon de données prises hors de la résonance $\Upsilon(4S)$ est dans ce cas utilisé. Cet échantillon permet de tenir compte facilement du bruit de fond $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ et de ne pas dépendre de défauts éventuels du générateur de Monte-Carlo. En revanche, il est possible que cette distribution ne soit pas tout à fait fidèle aux données prises sur la résonance $\Upsilon(4S)$, les conditions de prise de données pouvant ne pas être homogènes avec le temps (comme par exemple la tension de la chambre à dérive, ou la quantité de bruit de fond "machine"). Il est donc préférable de choisir une distribution dont certains paramètres seront déterminés simultanément avec le reste de l'ajustement. La distribution suivante modélise correctement le comportement de NN_8 :

$$\mathcal{P}(\text{NN}_8) = (\tanh((a_1 - \text{NN}_8)a_2) - \tanh((a_1 - 1)a_2)) \times \text{Pol}_2(a_3, a_4, \text{NN}_8). \quad (4.30)$$

Dans cette écriture, Pol_2 est un polynôme de degré 2 dont la valeur est +1 lorsque $\text{NN}_8 = 1$, exprimé en fonction de deux paramètres a_3 et a_4 . Les paramètres a_1 , a_2 , a_3 et a_4 ont la signification suivante : a_1 dénote l'endroit où la pente de la fonction \tanh est maximale, a_2 décrit la valeur de cette pente, a_3 est le rapport entre la distribution de probabilité en $\text{NN}_8 = a_1$, et la valeur maximale de la distribution de probabilité, enfin, a_4 décrit l'écart par rapport à la corde de Pol_2 . a_1 et a_3 sont laissés libres dans l'ajustement, tandis que les paramètres a_2 et a_4 sont déterminés avec l'échantillon de données enregistré hors de la résonance $\Upsilon(4S)$. L'erreur sur cette dernière détermination est propagée dans l'erreur systématique.

Pour le signal, des distributions de Keys sont déterminées avec des échantillons de Monte-Carlo. Il a été démontré que ces distributions de probabilité dépendent fortement de la catégorie

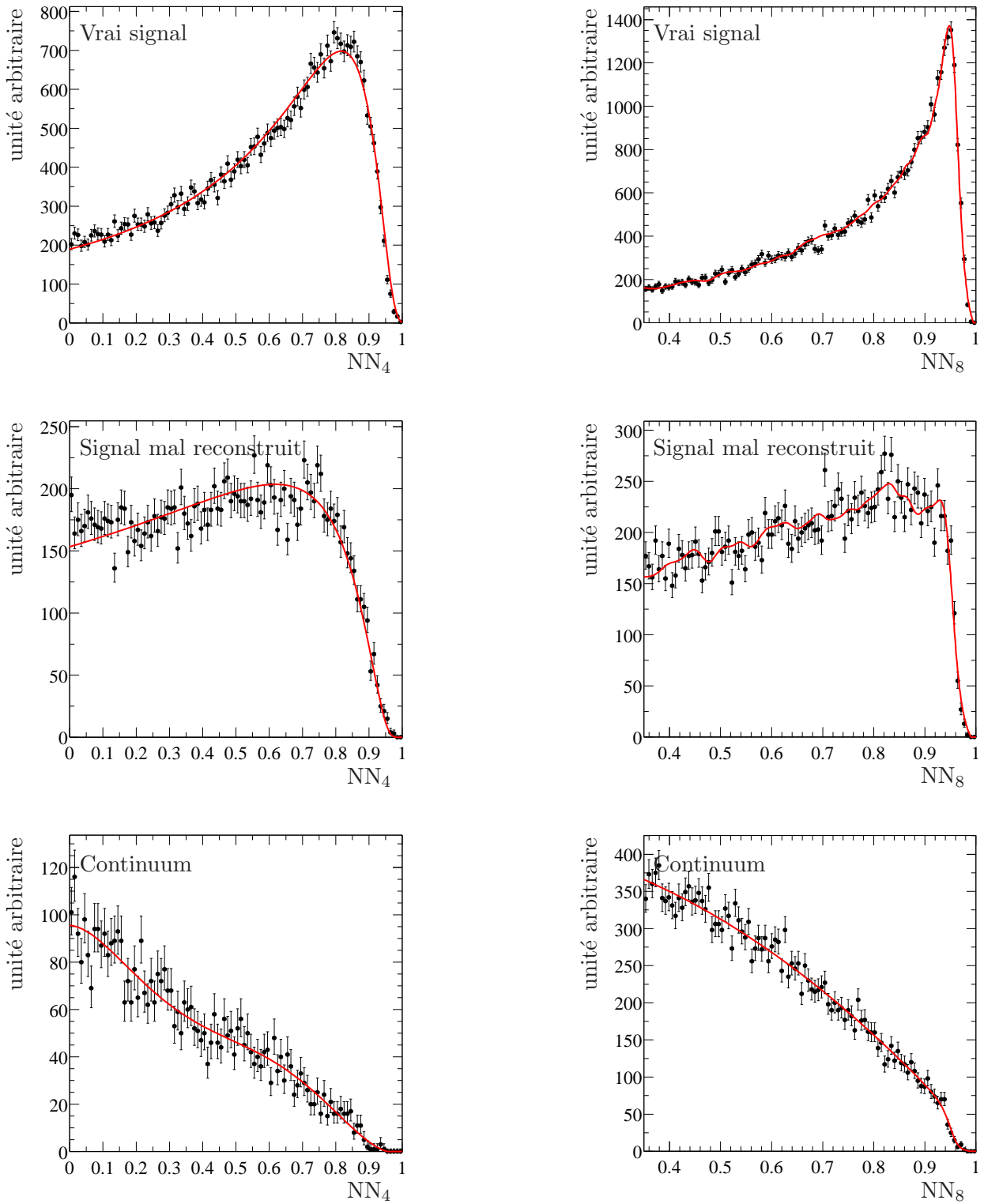


FIG. 4.11 – Distribution de la sortie des deux réseaux de neurones pour les signaux correctement et mal reconstruit, et pour le continuum.

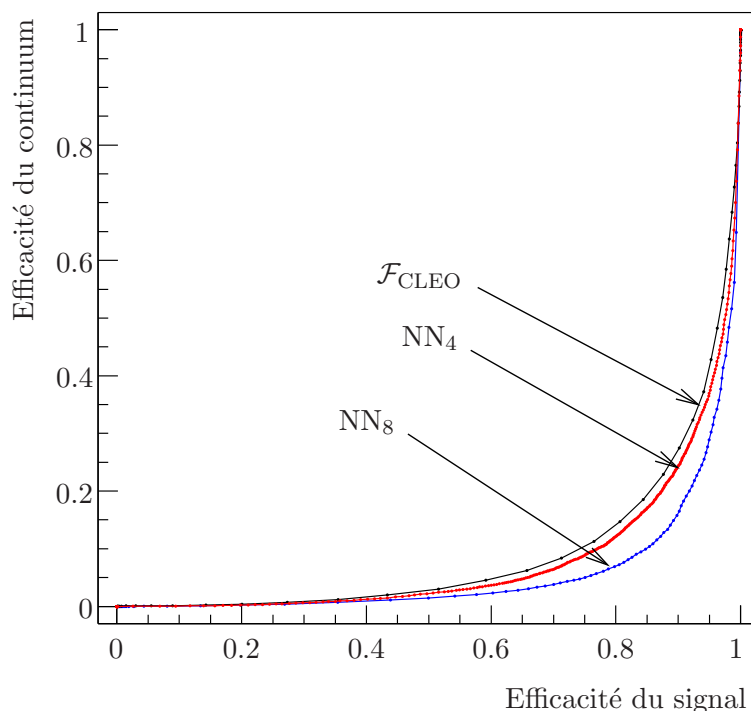


FIG. 4.12 – Efficacités de sélection du signal et du bruit de fond du continuum lors de la variation des coupures sur les réseaux NN_4 , NN_8 et sur le discriminant de Fisher $\mathcal{F}_{\text{CLEO}}$.

de l'étiquetage : en effet, dans le cas où un lepton dur est présent dans le reste de l'événement, sa catégorie d'étiquetage sera **Lepton** (voir § 4.8) et d'autre part, les variables entrant dans la définition du réseau de neurones sensibles aux traces de haute impulsion dans le reste de l'événement auront des distributions très différentes selon la présence de ce lepton. Un exemple de cet effet est représenté FIG. 4.14 : le réseau de neurone a une forme plus discriminante pour la catégorie **Lepton** que pour la catégorie **Kaon2**. Dans le cas du continuum, cet effet est beaucoup plus faible, et négligé dans cette étude.

4.7 La séparation des canaux $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$

Les deux canaux $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$ étant mesurés simultanément, il est nécessaire de tirer parti du dispositif d'identification des particules pour les discriminer. La trace célibataire de ces deux canaux ayant une impulsion dans le référentiel du laboratoire comprise entre 1.5 et 4.5 GeV/c, l'information du DIRC est particulièrement adaptée pour réaliser cette séparation. La stratégie employée consiste à introduire dans l'ajustement une distribution de probabilité modélisant l'angle Cherenkov, pour deux hypothèses de masse, pion ou kaon.

Environ 15% des traces passent hors l'acceptance du DIRC, où cette distribution ne peut pas être utilisée et dans ce cas, elle remplacée par une distribution plate. Ces événements seront peu utiles pour discriminer les deux canaux $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$, et la fraction entre les deux devra être fixée par les événements entrant dans le DIRC. Cependant, la séparation entre signal et continuum est de qualité égale, et ces événements sont donc utiles pour les mesures d'asymétries.

D'autres informations permettent aussi de discriminer les deux canaux. La différence de masse entre les deux particules célibataires a une répercussion directe sur la variable ΔE , dont

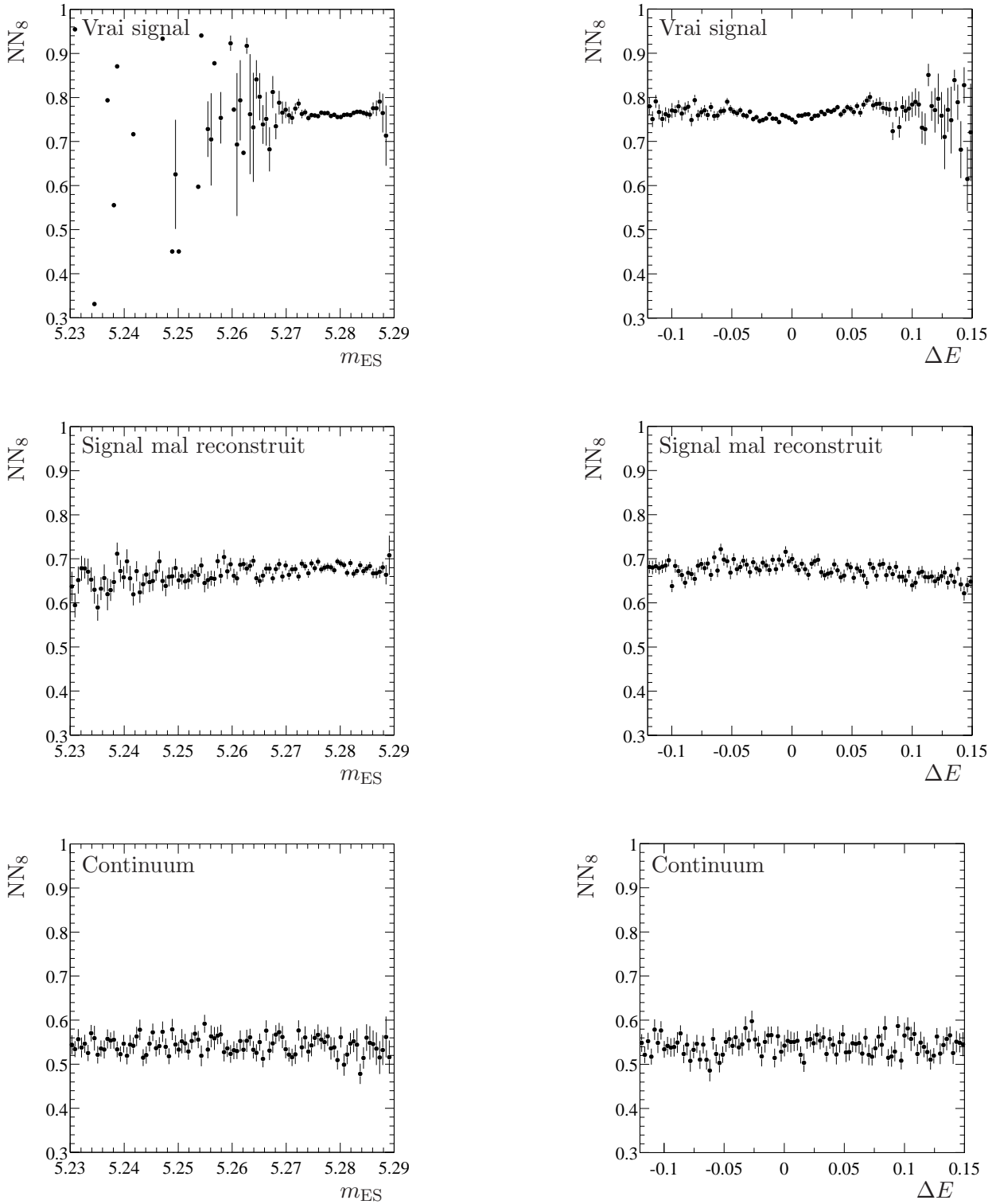


FIG. 4.13 – Corrélation entre le réseau à 8 variables et les deux variables cinématiques ΔE et m_{ES} , pour le signal correctement reconstruit, le signal mal reconstruit et le continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s, c)$

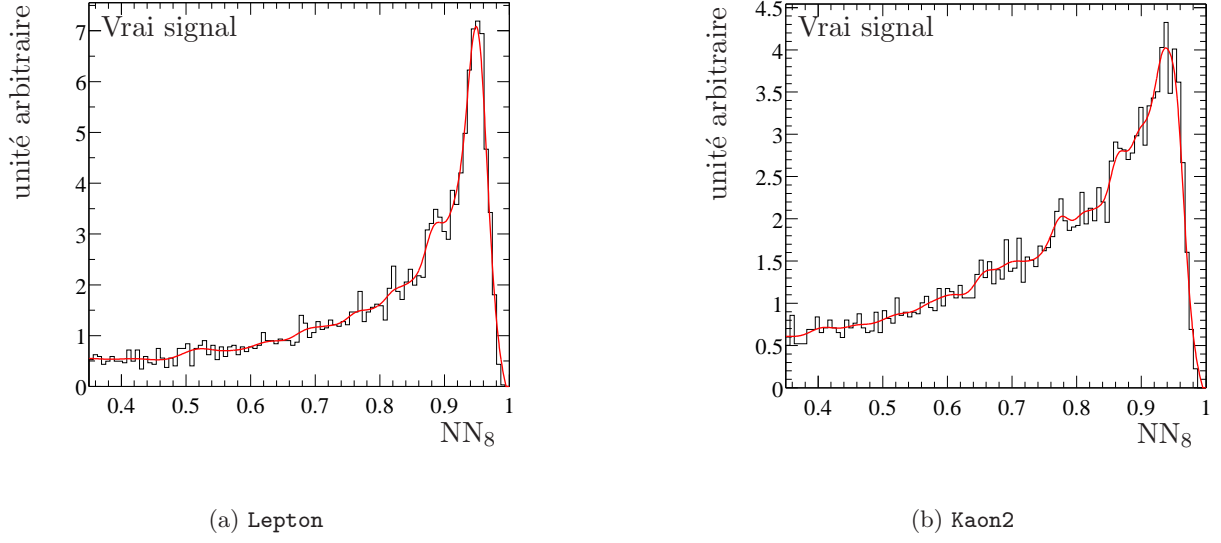


FIG. 4.14 – Distribution et modélisation de la variable de sortie de réseau de neurones NN_8 , pour les catégories d’étiquetage (version Moriond) Lepton et Kaon2

la modélisation dans l’ajustement est différente pour le canal avec pion et le canal avec kaon (voir § 4.5.3). Enfin, la perte d’énergie par unité de longueur mesuré par la chambre à dérive est simplement ignorée dans cette analyse.

La distribution de probabilité de l’angle Cherenkov est identique à celle qui a été mise en place pour l’analyse des désintégrations du B en deux corps [77]. Elle est étalonnée avec un échantillon de contrôle $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ sélectionnés avec des critères cinématiques, qui permet de disposer facilement de pions ou de kaons avec peu de bruit de fond. En sélectionnant la gamme d’impulsion des désintégrations non charmées, des résidus d’angle Cherenkov sont calculés par différence entre l’angle attendu et l’angle mesuré. Pour différentes valeurs de l’angle polaire, le biais moyen et la résolution sont mesurés et tabulés, en fonction de l’hypothèse de masse considérée, et de la charge de la particule entrant dans le DIRC. Ces valeurs sont représentées FIG. 4.15 : elles varient avec l’angle polaire, et sont assez insensibles à l’hypothèse de masse. Une légère différence est trouvée pour les deux charges : les traces négatives interagissent plus dans la matière que les traces positives et par conséquent, la réponse du DIRC est légèrement différente pour les deux charges.

Les fonctions suivantes sont définies :

$$f_\pi(\theta_C) = \frac{\theta_C - \theta_C^{\text{attendu}}(\pi, P_{\text{DIRC}}) - \theta_C^{\text{corr}}(\theta, \pi, \text{charge})}{\sigma^{\text{corr}}(\theta, \pi, \text{charge})}, \quad (4.31)$$

$$f_K(\theta_C) = \frac{\theta_C - \theta_C^{\text{attendu}}(K, P_{\text{DIRC}}) - \theta_C^{\text{corr}}(\theta, K, \text{charge})}{\sigma^{\text{corr}}(\theta, K, \text{charge})}. \quad (4.32)$$

Dans ces expressions, θ_C^{corr} et σ^{corr} sont les biais et les résolutions déterminés précédemment, et $\theta_C^{\text{attendu}}$ est l’angle Cherenkov attendu en l’absence de biais, pour une impulsion à l’entrée du DIRC P_{DIRC} . Avec l’échantillon de contrôle de D^* , les distributions de f_π et f_K sont déterminées et ajustées avec deux gaussiennes, dont les largeurs et le poids relatif sont laissés libres, et dont la valeur moyenne est fixée à 0. Cet ajustement est la fonction de résolution du DIRC. Elle est représentée FIG. 4.16.

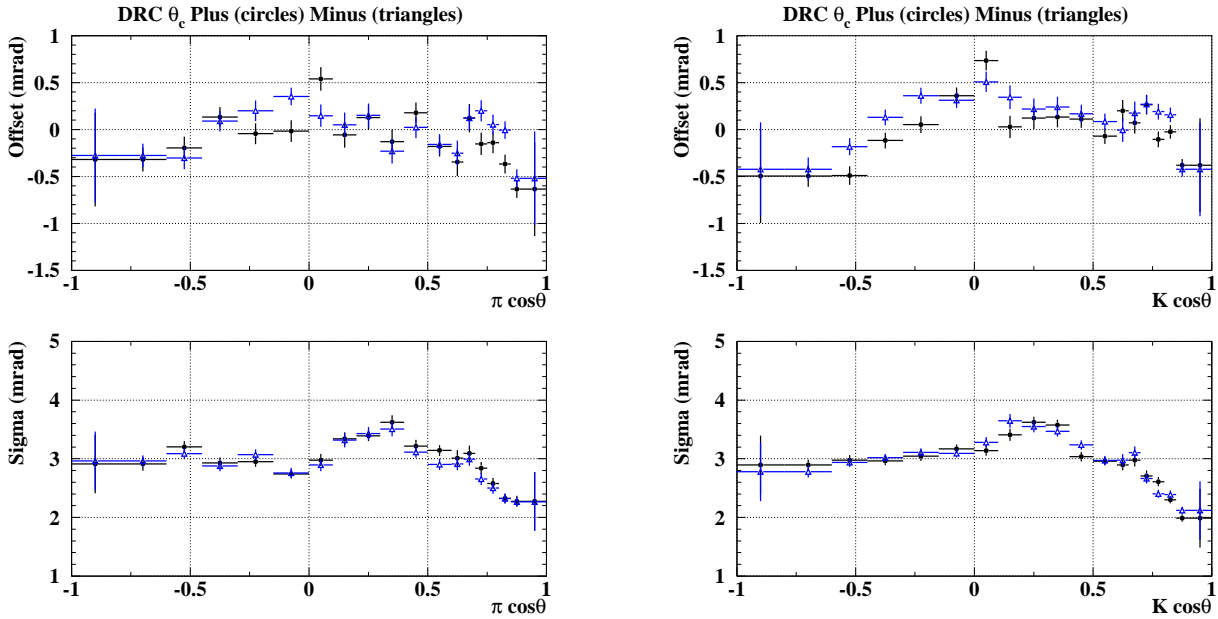


FIG. 4.15 – Distribution du biais et de la résolution des résidus d'angle Cherenkov, dans l'échantillon de contrôle D^* , en fonction de l'angle polaire, de l'hypothèse de masse (pion à gauche et kaon à droite), et de la charge de la particule entrant dans le DIRC (positive pour les disques et négative pour les triangles).

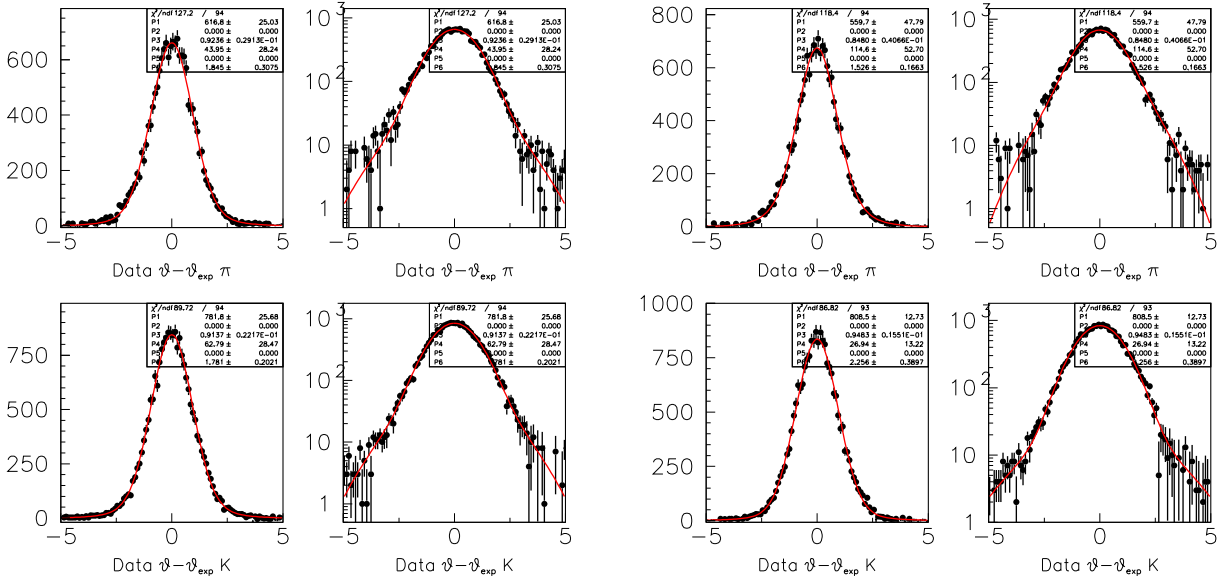


FIG. 4.16 – Distribution de f_π (en haut) et f_K (en bas), pour les traces de charge positive (à gauche) et négative (à droite), dans l'échantillon de contrôle de D^* . L'ajustement de ces distributions avec deux gaussiennes étalonne la distribution de probabilité du DIRC.

Dans l'ajustement de l'analyse $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, la fonction f_π ou f_K est déterminée pour la trace célibataire de chaque candidat, suivant l'hypothèse de masse envisagée, et la distribution de probabilité associée est la valeur de la fonction de résolution du DIRC. La distribution de

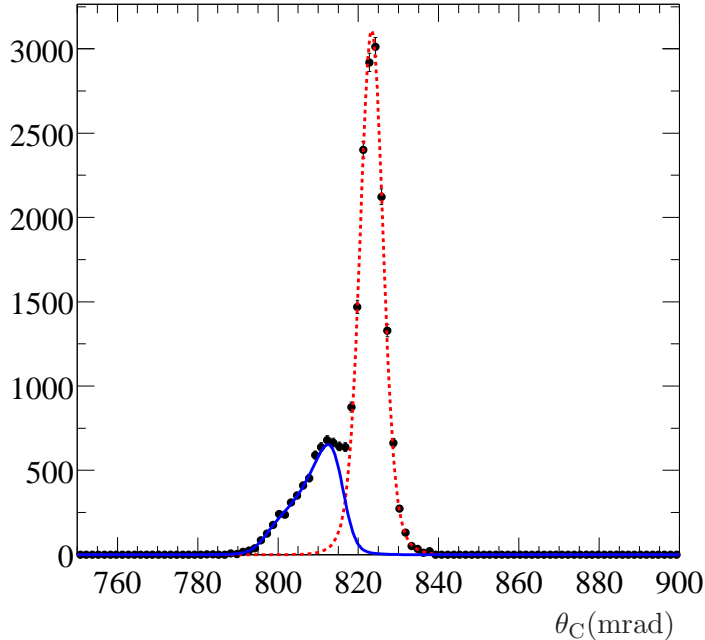


FIG. 4.17 – Angle Cherenkov des traces célibataires des événements sélectionnés pour l'analyse $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$. L'impulsion dans le laboratoire de ces traces est par ailleurs coupée en dehors de l'intervalle $[2, 3.5 \text{ GeV}/c]$. La distribution de probabilité d'angle Cherenkov pour les deux hypothèses pion (ligne pointillée) et kaon (trait plein) est superposée aux données. La fraction du nombre de pions sur le nombre de kaons est ajustée dans cet échantillon.

l'angle Cherenkov ainsi modélisé est comparée à la distribution de l'angle Cherenkov des traces sélectionnées pour l'analyse $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ dans la FIG. 4.17. L'accord entre les deux est bon.

4.8 L'étiquetage et la modélisation temporelle du signal

Pour chaque candidat reconstruit, trois étapes sont nécessaires pour mener à bien l'analyse temporelle : la variable Δt est mesurée, un algorithme d'étiquetage détermine la saveur de l'autre méson B , et l'hypothèse de charge d'état final ($\rho^+ h^-$ ou $\rho^- h^+$) qui a été admise par la sélection est enregistrée.

Δt est mesurée à partir d'un ajustement des vertex de désintégration des deux B . Le vertex du candidat sélectionné est tout d'abord déterminé dans une première étape, puis toutes les autres traces chargées du reste de l'événement sont ensuite combinées pour former un deuxième vertex, ajusté avec la contrainte géométrique que la direction de vol de ce B doit être alignée sur la région des collisions e^+e^- . Les traces des vertex secondaires sont rejetés par un algorithme itératif qui élimine celle qui va donner la plus forte contribution au χ^2 du vertex reconstruit, lorsque ce χ^2 est supérieur à une valeur de coupure. La distance longitudinale Δz entre les deux vertex est ensuite associée à la poussée de Lorentz de la résonance $\Upsilon(4S)$ pour déduire Δt . La

reconstruction utilisée ici ne considère pas de correction supplémentaire liée au vol du méson B par rapport à la résonance $\Upsilon(4S)$. Cette procédure est décrite en détails en [78].

L'étiquetage est un algorithme complexe qui recherche des traces spécifiques dans le reste de l'événement, comme par exemple des leptons de haute impulsion, des kaons ou des pions de faible impulsion, et associe une saveur unique, B^0 ou \bar{B}^0 . Selon la qualité des traces trouvées pour déterminer cette saveur, plusieurs catégories d'étiquetage sont définies, ayant chacune leur propre performance. L'étiquetage est un outil standard développé par l'ensemble de la collaboration *BABAR* [79], et existe sous deux versions : *Elba* est une version assez ancienne et dont les performances sont conservatrices, *Moriond* est l'algorithme officiel, mieux optimisé qu'*Elba*, utilisé par *BABAR* pour les nouveaux résultats. Les catégories d'*Elba* portent des noms officiels qui sont les suivants : *Lepton*, *Kaon*, *NT1*, *NT2*. Quant à *Moriond*, les noms des catégories sont : *Lepton*, *Kaon1*, *Kaon2* et *Inclusive*. Pour chaque algorithme, une fraction des événements ne sont pas étiquetés, mais sont utiles dans cette analyse pour la mesure des rapports d'embranchement et du paramètre A_{CP} . Ces événements sont regroupés dans une catégorie additionnelle qui porte le nom *NoTag*. Les algorithmes d'étiquetage seront décrits en détail dans l'annexe B.

La charge de l'état final retenue par l'algorithme de sélection a été décrite § 4.4.3.

4.8.1 Le signal

La distribution temporelle utilisée pour le signal est la forme théorique donnée dans les formules (4.6) et (4.7). Il faut cependant tenir compte de plusieurs effets :

- la reconstruction de Δt est imparfaite, et ces formes sont donc diluées par la résolution du détecteur,
- ces formules dépendent de la saveur de l'étiquetage, donnée expérimentale soumise à une incertitude qu'il est nécessaire de prendre en compte,
- enfin, la charge de l'état final, nécessaire dans ces formules, est aussi soumise à une incertitude expérimentale.

La fonction de résolution de Δt

L'incertitude sur Δt est due à deux effets : l'imprécision de la reconstruction du vertex du candidat $\rho^\pm h^\mp$, et aussi la mauvaise détermination du vertex inclusif donné par l'ensemble des traces du reste de l'événement. Cette incertitude est dominée par le deuxième effet, et elle est donc indépendante du canal reconstruit. Des outils standards ont été développés dans la collaboration *BABAR* pour modéliser cette incertitude par une fonction de résolution [77, 78]. Cette fonction de résolution est évaluée à partir d'un échantillon de grande statistique de mésons B complètement reconstruits, se désintégrant dans des modes tels que $B^0 \rightarrow D^{(*)-}\pi^+$, $B^0 \rightarrow D^{(*)-}\rho^+$, $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu$. Un ajustement global permet de déterminer simultanément les paramètres de la fonction de résolution, Δm_B , et la durée de vie du méson B . La fonction de résolution dépend de l'erreur $\sigma_{\Delta t}$ sur Δt évaluée dans chaque événement, et est formée d'une somme de trois gaussiennes, suivant l'expression :

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{\text{sig}}(\Delta t, \sigma_{\Delta t}) = & (1 - f_{\text{queue}} - f_{\text{ext}}) G(\Delta t, s_{\text{noyau}}^\mu \sigma_{\Delta t}, s_{\text{noyau}}^\sigma \sigma_{\Delta t}) \\ & + f_{\text{queue}} G(\Delta t, s_{\text{queue}}^\mu \sigma_{\Delta t}, s_{\text{queue}}^\sigma \sigma_{\Delta t}) + f_{\text{ext}} G(\Delta t, \mu_{\text{ext}}, \sigma_{\text{ext}}), \end{aligned} \quad (4.33)$$

où $G(y, y_0, \sigma_y)$ est la fonction gaussienne dépendant de y , de moyenne y_0 et de largeur σ_y . Les différents paramètres composant cette expression sont donnés TAB. 4.7. Les deux gaussiennes de queue et extérieures sont identiques, quelle que soit la catégorie d'étiquetage. Le noyau central participe pour 90% de la fonction de résolution et présente un biais, différent suivant la catégorie,

et de l'ordre de $s_{\text{noyau}} \sim -0.20\sigma$, sauf pour la catégorie **Lepton**. Ce biais se comprend facilement : en effet, le méson B servant à l'étiquetage se désintègre en général avec un méson charmé dans l'état final. En moyenne, le vol de ce méson charmé déplace le vertex reconstruit du méson B dans la direction $z > 0$, et ainsi a tendance à biaiser la mesure de Δt dans le sens $\Delta t < 0$. Pour la catégorie **Lepton**, le vertex est contraint en grande partie par la présence d'un lepton de grande impulsion, issu directement de la désintégration du B , et non du méson charmé. Cette propriété explique l'absence de biais dans cette catégorie.

Paramètre	Moriond
f_{queue}	0.090 ± 0.021
f_{ext}	0.0042 ± 0.0012
s_{noyau}^{μ}	Lepton : 0.063 ± 0.063
	Kaon1 : -0.215 ± 0.051
	Kaon2 : -0.223 ± 0.044
	Inclusive : -0.186 ± 0.045
	NoTag : -0.181 ± 0.034
$s_{\text{noyau}}^{\sigma}$	1.1060 ± 0.43
s_{queue}^{μ}	-1.60 ± 0.41
$s_{\text{queue}}^{\sigma}$	3.0
μ_{ext}	0 ps
σ_{ext}	8 ps

TAB. 4.7 – Paramètres de la fonction de résolution de Δt : voir formule (4.33). Certains paramètres dépendent de la catégorie d'étiquetage.

Les formules (4.6) et (4.7) décrivant la distribution de probabilité temporelle théorique du signal sont corrigées des effets des mauvaise reconstruction de Δt par convolution avec la fonction de résolution \mathcal{R}_{sig} .

L'étiquetage

Plusieurs paramètres définissent les performances de l'étiquetage pour une catégorie c donnée. L'efficacité d'étiquetage ε_c est la fraction des événements reconstruits dans cette catégorie. Les paramètres de mauvaise identification sont w_{c,B^0} et w_{c,\bar{B}^0} : ce sont les fractions d'événements qui sont mal identifiés. Pour prendre en compte une éventuelle asymétrie de charge du détecteur, ces fractions sont différentes pour les deux saveurs. Ces différents paramètres sont résumés de la façon suivante :

$$w_c = \frac{w_{c,B^0} + w_{c,\bar{B}^0}}{2} \quad (4.34)$$

$$\Delta w_c = w_{c,B^0} - w_{c,\bar{B}^0}. \quad (4.35)$$

Ces coefficients sont ajustés simultanément avec les paramètres de la fonction de résolution de Δt , à l'aide de l'échantillon de mésons B complètement reconstruits, décrit dans le paragraphe précédent.

Les valeurs de ces coefficients [3] sont donnés dans la TAB. 4.8. L'efficacité d'étiquetage effective $Q_{\text{total}} = \sum_c \varepsilon_c (1 - 2w_c)^2$ permet de comparer globalement les performances des deux algorithmes **Elba** et **Moriond**. Les formules (4.6) et (4.7) décrivant la distribution de probabilité temporelle théorique du signal sont corrigées des effets de mauvais étiquetage par des facteurs de dilution dépendant des paramètres introduits ci-dessus.

Moriond			
Catégorie	ε_c	w_c	Δw_c
Lepton	0.091 ± 0.002	0.033 ± 0.006	-0.015 ± 0.011
Kaon1	0.167 ± 0.002	0.100 ± 0.007	-0.013 ± 0.011
Kaon2	0.198 ± 0.003	0.209 ± 0.008	-0.044 ± 0.012
Inclusive	0.200 ± 0.003	0.315 ± 0.009	-0.024 ± 0.013
NoTag	0.344 ± 0.005	0.5	0.
Q_{total}	$(28.1 \pm 0.7)\%$		
Elba			
Catégorie	ε_c	w_c	Δw_c
Lepton	0.109 ± 0.004	0.116 ± 0.020	0.031 ± 0.031
Kaon	0.365 ± 0.007	0.171 ± 0.013	-0.019 ± 0.019
NT1	0.077 ± 0.004	0.212 ± 0.029	0.078 ± 0.042
NT2	0.137 ± 0.005	0.317 ± 0.026	-0.047 ± 0.035
NoTag	0.312 ± 0.010	0.5	0.
Q_{total}	$(26.7 \pm 1.6)\%$		

TAB. 4.8 – Valeur numérique des efficacités d’étiquetage ε_c , des taux moyens de mauvais étiquetage w_c et des asymétries d’étiquetage Δw_c .

Pour l’erreur systématique, il est également nécessaire de considérer une asymétrie de détection entre les deux étiquettes B^0 et \bar{B}^0 : le détecteur étant composé de matière, la probabilité de détecter la matière est légèrement différente de celle de détecter l’antimatière. Ainsi, les efficacités d’étiquetage de B^0 , $\varepsilon_{c,B^0} = \varepsilon_c + \Delta\varepsilon_c$, et de \bar{B}^0 , $\varepsilon_{c,\bar{B}^0} = \varepsilon_c - \Delta\varepsilon_c$, peuvent être légèrement différentes. Le biais attendu est d’ordre $\Delta\varepsilon_c/\varepsilon_c \sim 1\%$, ce qui peut être confirmé par une étude de Monte-Carlo. Dans l’ajustement nominal, $\Delta\varepsilon_c$ est fixé à 0, et une valeur non nulle de ce paramètre est ensuite considérée pour l’étude de l’erreur systématique.

La mauvaise reconstruction de la charge de l’état final

L’effet global de la mauvaise reconstruction de la charge de l’état final est de diluer l’information nécessaire à la mesure. Il est cependant incorrect d’introduire un coefficient de dilution global comme pour le cas de l’étiquetage, car la mauvaise reconstruction de la charge de l’état final est corrélée à la mauvaise reconstruction des variables discriminantes m_{ES} , ΔE et des sorties de réseaux de neurones. Cet effet est illustré FIG. 4.7, FIG. 4.8, et FIG. 4.11.

Dans l’ajustement, le signal de mauvaise charge est introduit comme un terme indépendant, avec ses propres distributions de m_{ES} , ΔE et NN_8 , et avec un poids relatif déterminé par Monte-Carlo (voir TAB. 4.4). Pour cet échantillon, la distribution temporelle est identique à celle du signal correctement reconstruit, à la nuance près que la charge utilisée est l’opposée de la charge reconstruite.

Écriture finale de la distribution de probabilité temporelle

Une fois pris en compte ces trois effets, l’écriture de la distribution de probabilité temporelle dépendant de la charge $\rho^\pm h^\mp$ de l’état final, de la saveur B^0 ou \bar{B}^0 de l’étiquetage, et de la

catégorie d'étiquetage c , est la suivante :

$$\mathcal{P}_{c,\text{étiquette } B^0}^{\rho^\pm h^\mp}(\Delta t) = (1 \pm A_{CP}) \frac{e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}}{4\tau} \times \\ [1 - \Delta w_c + (1 - 2w_c) ((S \pm \Delta S) \sin \Delta m_B \Delta t - (C \pm \Delta C) \cos \Delta m_B \Delta t)] \\ \otimes \mathcal{R}_{\text{sig}}, \quad (4.36)$$

$$\mathcal{P}_{c,\text{étiquette } \bar{B}^0}^{\rho^\pm h^\mp}(\Delta t) = (1 \pm A_{CP}) \frac{e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}}{4\tau} \times \\ [1 + \Delta w_c - (1 - 2w_c) ((S \pm \Delta S) \sin \Delta m_B \Delta t - (C \pm \Delta C) \cos \Delta m_B \Delta t)] \\ \otimes \mathcal{R}_{\text{sig}}, \quad (4.37)$$

pour le signal dont la charge est correctement reconstruite. Dans le cas où la charge est mal reconstruite, les mêmes formules sont utilisées, en remplaçant les indices $\rho^\pm h^\mp$ par $\rho^\mp h^\pm$.

4.8.2 Le continuum

La modélisation du continuum pour les variables Δt , la saveur Q_s de l'étiquetage, et la charge d'état final Q_ρ est la suivante :

$$\mathcal{P}_{\text{continuum}} = \mathcal{P}_{\text{continuum}}(Q_s, Q_\rho) \times \mathcal{P}_{\text{continuum}}(\Delta t) \quad (4.38)$$

La distribution $\mathcal{P}_{\text{continuum}}(\Delta t)$ est la fonction de résolution temporelle du continuum. C'est la somme de trois Gaussiennes de même valeur moyenne, la première étant la plus étroite, et la troisième la plus large. Le biais global de cette distribution est laissé libre dans l'ajustement, ainsi que les largeurs des trois gaussiennes, et les fractions relatives de la deuxième et de la troisième gaussienne par rapport à la première.

La distribution $\mathcal{P}_{\text{continuum}}(Q_s, Q_\rho)$ a pour fonction de décrire trois effets systématiques : la corrélation entre la saveur de l'étiquetage et la charge de l'état final (A_{mix}^q), une éventuelle asymétrie de charge dans le détecteur qui pourrait biaiser les mesures de violation de CP (A_{CP}^q), ainsi qu'une éventuelle asymétrie de saveur ($A_{CP_{\text{saveur}}}^q$). Ces quantités sont définies de la façon suivante :

$$A_{CP}^q = \frac{N_{\text{continuum}}(Q_\rho = +1) - N_{\text{continuum}}(Q_\rho = -1)}{N_{\text{continuum}}(Q_\rho = +1) + N_{\text{continuum}}(Q_\rho = -1)}, \quad (4.39)$$

$$A_{CP_{\text{saveur}}}^q = \frac{N_{\text{continuum}}(Q_s = +1) - N_{\text{continuum}}(Q_s = -1)}{N_{\text{continuum}}(Q_s = +1) + N_{\text{continuum}}(Q_s = -1)}, \quad (4.40)$$

$$A_{\text{mix}}^q = \frac{N_{\text{continuum}}(Q_\rho Q_s = +1) - N_{\text{continuum}}(Q_\rho Q_s = -1)}{N_{\text{continuum}}(Q_\rho Q_s = +1) + N_{\text{continuum}}(Q_\rho Q_s = -1)} \quad (4.41)$$

La distribution de probabilité des variables Q_ρ et Q_s est de la forme :

$$\mathcal{P}_{\text{continuum}}(Q_s, Q_\rho) = \frac{1}{4} (1 + Q_\rho A_{CP}^q + Q_s A_{CP_{\text{saveur}}}^q + Q_\rho Q_s A_{\text{mix}}^q) \quad (4.42)$$

L'asymétrie A_{mix}^q est l'effet le plus important, en particulier pour les mesures liées au canal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$: en effet, lorsqu'un candidat $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ est reconstruit dans le continuum, cela signifie qu'un kaon de haute impulsion était présent dans l'événement, c'est à dire que l'interaction était plus favorablement du type $e^+ e^- \rightarrow s\bar{s}$, et donc, un kaon dur de charge opposée est probablement présent dans le reste de l'événement. Cette trace risque ainsi de biaiser l'étiquetage.

Des paramètres A_{mix}^q différents sont choisis pour les événements du continuum avec un kaon ou un pion dans le candidat reconstruit. Ces paramètres sont différents également pour les différentes catégories d'étiquetage, soit en tout dix paramètres. Ces paramètres sont mesurés dans les données à l'aide de l'échantillon soustrait de la boîte de signal, et sont donnés dans la TAB. 4.9.

Moriond				
Catégorie	$A_{\text{mix}}^{q\rho\pi}$	$A_{\text{mix}}^{q\rho K}$	$A_{CP\text{saveur}}^{q\rho\pi}$	$A_{CP\text{saveur}}^{q\rho K}$
Lepton	0.23 ± 0.22	-0.87 ± 0.30	-0.43 ± 0.22	0.11 ± 0.42
Kaon1	-0.03 ± 0.03	-0.71 ± 0.03	-0.03 ± 0.03	0.02 ± 0.03
Kaon2	-0.05 ± 0.02	-0.45 ± 0.02	-0.03 ± 0.02	0 ± 0.02
Inclusive	-0.03 ± 0.02	-0.18 ± 0.03	-0.06 ± 0.02	-0.04 ± 0.03
NoTag	0	0	0	0

TAB. 4.9 – Coefficients de corrélation A_{mix}^q entre la saveur de l'étiquetage et la charge de l'état final, pour les événements reconstruits dans le continuum.

Un deuxième effet important est celui modélisé par les paramètres $A_{CP\text{saveur}}^q$: dans le détecteur, les efficacités de détection de la matière et de l'antimatière sont légèrement différentes, étant donné que le détecteur est composé seulement de matière. En particulier, l'efficacité de détection des K^+ et des K^- dans le DIRC est légèrement différente près du seuil de détection à basse impulsion. D'une manière générale, cet effet explique que le nombre d'événements étiquetés B^0 soit légèrement différent du nombre d'événements étiquetés \bar{B}^0 . Pour le signal, l'effet est porté par les paramètres $\Delta\varepsilon_c$ (voir § 4.8.1). En ce qui concerne le continuum, ce sont les paramètres $A_{CP\text{saveur}}^q$ qui tiennent ce rôle. Des paramètres différents sont choisis pour chaque catégorie d'étiquetage, et aussi pour les deux hypothèses de masse de trace célibataire. Ces valeurs sont mesurées dans les données et figurent dans la TAB. 4.9. L'ajustement nominal est corrigé de ces paramètres, et l'erreur systématique est évaluée en les faisant varier.

Finalement, une asymétrie de détection des deux charges de candidat peut aussi se produire, et cet effet est modélisé par les paramètres A_{CP}^q . Des paramètres différents sont choisis pour les deux hypothèses de masse sur la trace célibataire (pion ou kaon), et sont laissés libres dans l'ajustement.

4.9 Le bruit de fond $B\bar{B}$

Lors de désintégrations non charmées du méson B , il arrive souvent que l'impulsion des traces produites rentre dans l'acceptance cinématique de la sélection du signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$. En particulier, lorsque le B se désintègre en peu de traces (moins de 4), il arrive fréquemment que deux des traces chargées aient une impulsion assez grande et, associées à un candidat π^0 du bruit de fond de combinatoire, forment un candidat avec les mêmes caractéristiques que celles du signal d'hélicité très négative. Sauf dans quelques cas, il est impossible de mettre en place une coupure pour rejeter ces événements, et un terme correctif est donc introduit dans l'ajustement, pour prendre en compte cette contamination du signal.

4.9.1 Stratégie

Pour déterminer ce terme correctif, il est nécessaire de dresser une liste exhaustive de chaque mode de désintégration pouvant contaminer la sélection et, par une étude détaillée, en donner

ses caractéristiques relatives à chaque composant de la distribution de probabilité servant à l'ajustement final.

Le nombre d'événements

Pour un mode de désintégration donné, le nombre d'événements pouvant contaminer la sélection est déterminé à partir de son efficacité de sélection et de son rapport d'embranchement.

Une étude de Monte-Carlo permet d'évaluer cette efficacité facilement. Pour un mode donné, un échantillon est généré et introduit dans l'algorithme de sélection. La taille de l'échantillon final permet de connaître cette efficacité. Une erreur systématique doit être associée au désaccord d'efficacité entre les données et le Monte-Carlo. Une procédure standard permet de dégrader la qualité de la détection et de la reconstruction des traces et dépôts d'énergie du Monte-Carlo. Cette procédure est utilisée pour l'évaluation de l'erreur systématique sur les efficacités.

Pour l'évaluation du rapport d'embranchement, il arrive quelquefois que le mode contaminant ait déjà été observé expérimentalement, et que son rapport d'embranchement soit connu. Il arrive aussi qu'il ait été recherché et qu'une limite supérieure sur ce rapport d'embranchement soit publiée. Dans ce cas, ces valeurs sont utilisées pour déterminer le nombre maximum d'événements contaminant la sélection de $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$. L'erreur expérimentale sur ces mesures est directement utilisée pour évaluer l'erreur sur ces estimations.

Lorsqu'aucune donnée expérimentale ne permet de déterminer ces rapports d'embranchement, leur valeur est donnée par une estimation théorique pouvant combiner une analyse en isospin, l'hypothèse de la symétrie $SU(3)$ de saveur, ou la factorisation. Une erreur conservatrice est alors associée à ces estimations.

La distribution temporelle

Les variables suivantes sont utilisées dans la distribution temporelle de l'ajustement final : Δt , la saveur de l'étiquetage et la charge reconstruite de l'état final. Il est important que la corrélation complexe entre ces trois variables soit correctement modélisée pour tous les bruits de fond $B\bar{B}$ pris en compte dans l'ajustement.

Prenons l'exemple de la contamination $B^0 \rightarrow K^{*+}(K^+\pi^0)\pi^-$. Une des particularités de ce mode est que la charge du kaon dans l'état final étiquette la saveur du méson B qui s'est désintégré. Supposons qu'en reconstruisant l'état final $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, ce kaon a été utilisé pour faire la trace célibataire h^\mp , et ignorons pour l'instant l'autre trace de cette désintégration. Pour des temps Δt proches de 0, les deux B se sont désintégrés au même moment et ainsi, la saveur de B servant à l'étiquetage est exactement opposée à celle du B s'étant désintégré en $K^{*+}(K^+\pi^0)\pi^-$, c'est à dire qu'elle est complètement corrélée à la charge du candidat $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$. Suivant la catégorie d'étiquetage, cette corrélation sera plus ou moins forte. Pour des temps Δt plus grand, le même phénomène se produit, sauf qu'en plus, le méson B parent a pu osciller dans la saveur opposée.

La modélisation temporelle doit donc tenir compte de plusieurs effets :

- la charge Q_ρ du candidat $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ et la saveur Q_s de l'étiquetage sont corrélées,
- cette corrélation dépend de la catégorie d'étiquetage,
- pour les contaminations provenant des modes B neutres, l'oscillation avec Δt peut inverser le signe de cette corrélation.

La modélisation choisie pour décrire ces effets repose sur un faible nombre de paramètres, déterminés avec du Monte-Carlo, ou par des considérations générales. Les effets inaccessibles à cette paramétrisation sont simplement considérés pour l'évaluation de l'erreur systématique.

La modélisation suivante est utilisée pour les mésons B chargés :

$$\mathcal{P}_i^{B^\pm}(\Delta t, Q_s, Q_\rho) = \varepsilon_c^{B^\pm} (1 + Q_s Q_\rho (1 - 2w_c^{B^\pm}) A_i) e^{-|\Delta t/\tau|} \otimes \mathcal{R}. \quad (4.43)$$

Dans cette écriture, c est la catégorie d'étiquetage, $w_c^{B^\pm}$ et $\varepsilon_c^{B^\pm}$ sont la probabilité de mauvais étiquetage et l'efficacité d'étiquetage dans la catégorie c , mesurées avec un échantillon de mésons B^\pm complètement reconstruits. \mathcal{R} est la fonction de résolution de Δt , identique à celle du signal, et A_i est le paramètre de corrélation entre charge et étiquetage.

Pour les modes B neutres, la même distribution que pour le signal est utilisée (voir les équations (4.6) et (4.7)), où les paramètres C_i , S_i , ΔS_i et A_{CP_i} sont fixés à 0. Seul le paramètre ΔC_i qui décrit la corrélation entre la saveur de l'étiquetage et la charge de l'état final, en tenant compte du mélange en fonction du temps (voir formules (4.2) et (4.3)) est fixé à une valeur non nulle :

$$\mathcal{P}_i^{B^0}(\Delta t, Q_s, Q_\rho) = \varepsilon_c (1 + Q_s Q_\rho (1 - 2w_c) \Delta C_i \cos \Delta m_B \Delta t) e^{-|\Delta t/\tau|} \otimes \mathcal{R}. \quad (4.44)$$

Dans cette expression, les mêmes notations ont été utilisées que pour l'équation (4.43), w_c et ε_c sont la probabilité de mauvaise identification et l'efficacité d'étiquetage dans la catégorie c , déterminées avec des mésons B neutres complètement reconstruits.

Ainsi, ces deux modélisations ne dépendent que d'un seul paramètre, noté A_i ou ΔC_i , décrivant de manière globale la corrélation entre charge et étiquetage. Ce paramètre est déterminé par une étude de Monte-Carlo, qui peut être appuyée par des arguments généraux sur la connaissance de l'état final. Par exemple, les modes dont l'état final étiquette la charge du méson B père, et pour lesquels cette information n'a pas été diluée par la reconstruction du canal $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ ont des valeurs de ΔC_i ou A_i égales à ± 1 . C'est le cas pour les modes avec un kaon primaire issu de la désintégration du B . Les modes neutres dont l'état final est invariant de CP ont des valeurs de ΔC_i égales à 0.

Ces modélisations souffrent de plusieurs défauts. Tout d'abord, elles excluent la possibilité de violation directe de CP , et pour les modes neutres, l'interférence entre la désintégration et le mélange a été négligée (asymétries S et ΔS). Les paramètres correspondant à ces effets sont variés pour l'évaluation de l'erreur systématique, dans des intervalles déterminés soigneusement pour chaque mode. D'autre part, les fonctions de résolution, les efficacités d'étiquetage, et les probabilités de mauvais étiquetage ont été prises comme identiques à celles du signal pur. Cette hypothèse est fondamentalement invalide : les candidats $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ sont reconstruits en combinant en général des traces des deux mésons B présents dans l'événement. L'incertitude due à cet effet, ainsi que diverses validations, sont données dans l'étude de l'erreur systématique (§ 4.12.4).

La modélisation des autres variables discriminantes

Des distributions de probabilité de type "Keys" (voir annexe A) sont utilisées pour modéliser les variables m_{ES} , ΔE , et NN_8 . Ces deux dernières variables ont un certain pouvoir discriminant pour ce bruit de fond. Des exemples de distributions pour des contaminations significatives sont données FIG. 4.18, à comparer aux distributions du signal (FIG. 4.7, FIG. 4.8 et FIG. 4.11). Le bruit de fond des désintégrations en quatre corps, telles que $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$, a une distribution de ΔE dense pour les valeurs négatives. Cette propriété peut être interprétée facilement si on considère que seules trois traces ont été utilisées pour reconstruire le candidat $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, et donc si ces trois traces proviennent de la désintégration en quatre corps initiale, une masse est manquante pour reconstruire un candidat B , par le même argument qui explique le décalage en ΔE de la distribution de $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ (voir § 4.5.3). Le bruit de fond des désintégrations en

trois corps présente des distributions des trois variables très similaires à celles du signal, plus ou moins dégradées, selon la qualité des traces de combinatoire sélectionnées pour reconstruire le candidat $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$.

La distribution de probabilité sur l'information de l'identification de particules (l'angle Cherenkov) doit en outre être correctement modélisée. Celles utilisées pour le signal peuvent être recyclées sans aucune modification : elle donnent la distribution de probabilité de la mesure de l'angle Cherenkov pour des pions ou des kaons et simulent correctement les taux de mauvaise identification. L'associateur de Monte-Carlo est utilisé pour séparer les échantillons de bruit de fond $B\bar{B}$ en deux populations, selon que la trace célibataire issue de l'algorithme de sélection est un vrai pion ou un vrai kaon.

En outre, il existe une corrélation entre l'identification de la particule célibataire et les distributions des variables discriminantes. Par exemple, lorsque le mode $B^0 \rightarrow K^{*+}(K^+\pi^0)\pi^-$ est divisé en une population de vrais kaons et une population de vrais pions, la première population contient des événements où les deux traces chargées peuvent provenir des désintégrations $B^0 \rightarrow K^{*+}\pi^-$ initiales, et ce n'est pas le cas dans la deuxième population. En effet, si les deux traces chargées sont sélectionnées, le ρ peut être reconstruit à partir du pion ou du kaon initial. Le deuxième cas est peu probable car la sélection contient un veto contre les kaons, et donc seule la population des vrais kaons sera principalement contaminée. Si une des traces chargées n'est pas sélectionnée et est substituée par une trace de la combinatoire, la configuration statistiquement favorisée est celle où le kaon est de faible impulsion et est remplacé par une trace de la combinatoire, en général un pion mou. Les candidats ainsi reconstruits contamineront la population des vrais pions. Ceci implique des valeurs assez différentes de ΔE dans les deux populations. Cette propriété est illustrée sur la FIG. 4.19.

De plus, les paramètres de corrélation entre charge et étiquetage (A_i ou ΔC_i), sont également différents pour ces deux populations. Par exemple, dans les cas de $B^0 \rightarrow K^{*+}(K^+\pi^0)\pi^-$, si un vrai kaon est détecté pour la trace célibataire, la valeur de ΔC_i sera -1 , argument décrit dans la section précédente. Si c'est un pion, il est probable que ce soit le pion dur venant de la désintégration étudiée, ainsi la charge sera opposée à la charge du cas où c'est un kaon, et la valeur de ΔC_i sera proche de $+1$.

Pour résoudre ces problèmes de corrélation avec les variables de l'identification des particules, chaque mode est divisé en deux, suivant la nature de la trace détectée comme étant célibataire (pion ou kaon), et toutes les distributions de probabilité (des variables discriminantes et temporelles) sont construites indépendamment pour les deux versions de chaque mode.

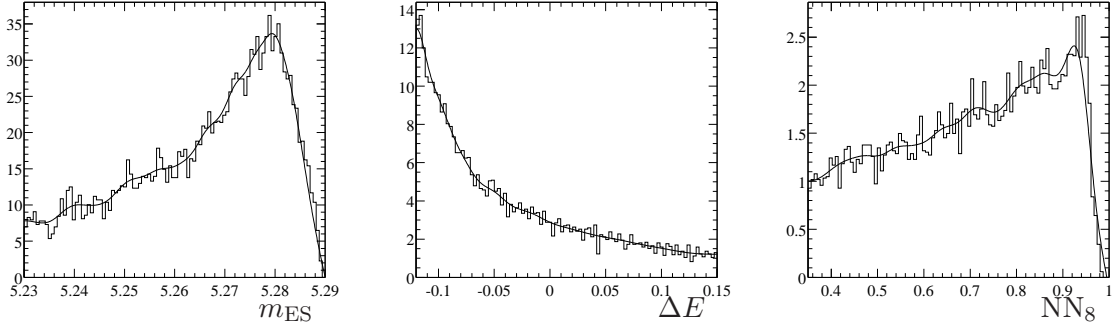
Le terme correctif

Le terme correctif introduit dans l'ajustement est de la forme :

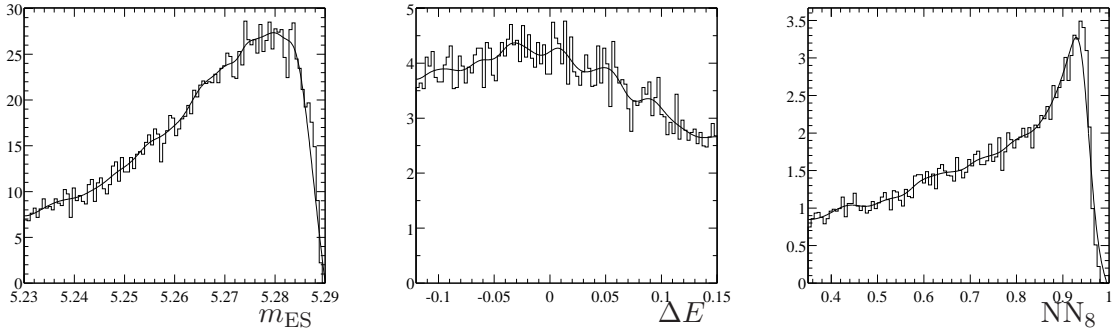
$$\sum_{j_{B\pi}} N_{j_{B\pi}} \mathcal{P}_{j_{B\pi},c}^i + \sum_{j_{BK}} N_{j_{BK}} \mathcal{P}_{j_{BK},c}^i \quad (4.45)$$

Dans cette expression, $\mathcal{P}_{j_{Bh},c}^i$ est le produit des distributions de probabilité pour l'événement d'indice i correspondant au bruit de fond d'indice j_{Bh} , si sa catégorie d'étiquetage est c .

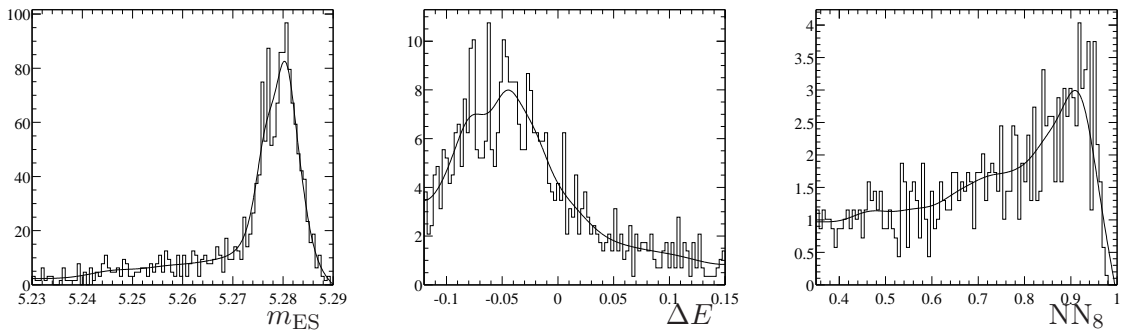
Ainsi, plusieurs termes correctifs sont introduits pour les différentes contaminations présentes dans le bruit de fond $B\bar{B}$. Le nombre de modes constituant ce bruit de fond étant assez important, plusieurs modes sont en général regroupés par classes. Une classe est composée de bruits de fond dont la distribution des variables discriminantes est semblable. Le nombre d'événements attendus pour cette classe est la somme du nombre d'événements attendus pour chaque mode la composant, et le paramètre de corrélation entre charge et étiquetage utilisé dans la distribution



(a) $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$



(b) $B^+ \rightarrow \pi^+ \rho^0$



(c) $B^0 \rightarrow (K^{**} \pi)^0$

FIG. 4.18 – Distribution des variables discriminantes pour trois bruits de fond $B\bar{B}$ significatifs : $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$, $B^+ \rightarrow \pi^+ \rho^0$, $B^0 \rightarrow (K^{**} \pi)^0$ (K^{**} désigne ici toute résonance de masse supérieure au $K^*(892)$).

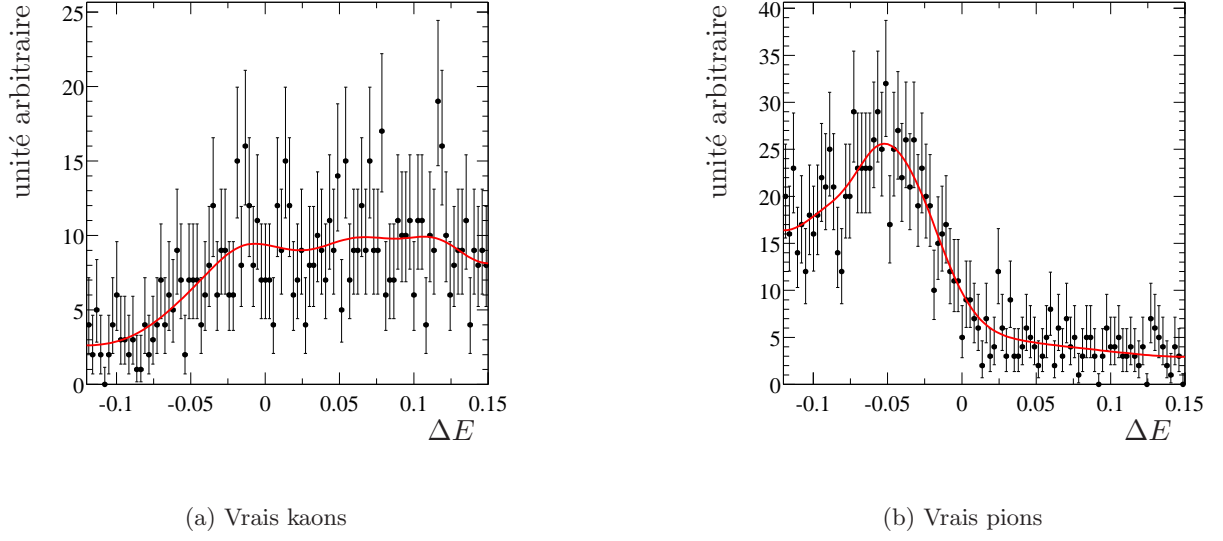


FIG. 4.19 – Distribution de ΔE pour le bruit de fond $B^0 \rightarrow K^{*+}(K^+\pi^0)\pi^-$, pour les populations où la trace identifiée comme célibataire est un vrai kaon ou un vrai pion.

de probabilité temporelle est la moyenne des paramètres de corrélation pour chaque mode, pondérés par leur nombre d'événements attendus.

4.9.2 Les modes contribuant au bruit de fond $B\bar{B}$

Une liste d'environ 80 modes de bruits de fond $B\bar{B}$ a été considérée : voir par exemple les références [63, 80, 81]. Au final, seuls les modes pouvant contaminer la sélection avec au moins 1 événement ont été conservés, sachant que le nombre d'événements de signal attendu est ~ 600 événements $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et ~ 200 événements $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$.

La compilation de rapports d'embranchement présentée ici est compatible avec celle du groupe de travail $\rho\pi$. Les différents paramètres déterminés pour ces modes sont donnés à la fin de cette partie, TAB. 4.10 et TAB. 4.11.

Les modes $B \rightarrow hh$

Les désintégrations non charmées en deux corps sont bien connues expérimentalement [82–86], et de plus, il est assez facile de réduire leur contamination en modifiant légèrement la sélection, sans altérer le signal.

En effet, la masse invariante des paires $h^\pm h^\mp$ ou $h^\pm h^0$ est dans ce cas très proche de la masse du B , ce qui est rarement le cas pour le signal. Ceci est représenté sur la FIG. 4.20. Une coupure sur la masse invariante des paires de traces est donc rajoutée dans la sélection : $m_{h^\pm h^\mp} \leq 5.14 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{h^\pm h^0} \leq 5.14 \text{ GeV}/c^2$ permet de rejeter l'intégralité du bruit de fond $h^+ h^-$ et plus de 50% du bruit de fond $h^+ h^0$, l'efficacité relative de cette coupure sur le signal est de l'ordre de 99%.

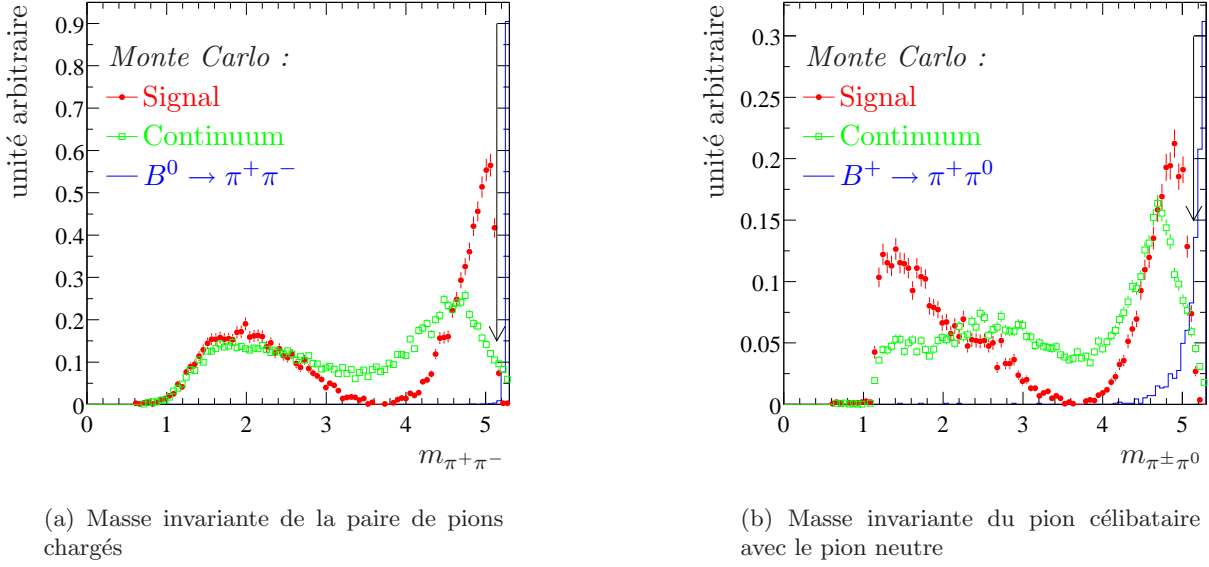


FIG. 4.20 – Masse invariante des paires h^+h^- et $h^\pm h^0$, pour le signal, le continuum et les bruits de fond $B \rightarrow \pi^+\pi^0$ et $B \rightarrow \pi^+\pi^-$. La flèche indique la valeur de coupure.

Les modes $B \rightarrow \rho\rho$

Les désintégrations non charmées du B en quatre corps sont assez mal connues expérimentalement. Une mesure de Belle [87] est disponible pour le rapport d'embranchement $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$ ($\mathcal{B} = (38.5 \pm 10.9_{-5.4}^{+5.9+2.5})10^{-6}$), ainsi qu'un résultat préliminaire du BABAR [88] ($(10.8_{-2.8}^{+2.9} \pm 3.3)10^{-6}$). Ces mesures semblent en désaccord, et donc un intervalle conservateur qui les englobe est choisi pour $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$.

Par ailleurs, cette mesure peut permettre de déduire une estimation du rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$ par des arguments utilisant l'isospin. L'isospin permet de relier les différents modes $\rho\rho$ de la façon suivante :

$$\langle \rho^+\rho^- | H | B \rangle = \sqrt{2} (\langle \rho^+\rho^0 | H | B \rangle - \langle \rho^0\rho^0 | H | B \rangle) \quad (4.46)$$

Le mode $B \rightarrow \rho^0\rho^0$ est supprimé de couleur, et donc pour cette estimation, il est raisonnable de poser $\mathcal{B}(B \rightarrow \rho^+\rho^-) = 2\mathcal{B}(B \rightarrow \rho^+\rho^0)$. D'autre part, deux polarisations sont possibles pour ces modes, longitudinale et transverse. Il est prédit par différents modèles [61] que la polarisation longitudinale domine. D'autre part, la polarisation transverse est en grande partie rejetée par la sélection, par la coupure sur la variable θ_π et sa présence dans le réseau de neurones, et donc, seule la polarisation longitudinale est considérée dans cette étude.

Les modes $B \rightarrow \rho\pi$, $B \rightarrow a_1\pi$

Toutes les désintégrations à trois corps faisant intervenir un ρ dans l'état final présentent une cinématique similaire au signal et par conséquent passent l'algorithme de sélection. Par ailleurs, quelques données expérimentales sont disponibles pour ces modes [89–93]. Le mode $B \rightarrow \rho^0\pi^+$ n'est pas connu expérimentalement, mais les relations d'isospin (1.83) et (1.84) permettent de déterminer grossièrement que $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^0\pi^+) \lesssim \frac{1}{2}\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-)$, reliant ainsi le rapport d'embranchement inconnu aux deux modes mesurés $B^+ \rightarrow \pi^+\rho^0$ et $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$.

Les modes $B \rightarrow a_1\pi$ ne sont pas connus expérimentalement, il est donc nécessaire d'utiliser une estimation grossière basée sur le rapport des facteurs de formes des résonances ρ et a_1 , qui favorise les désintégrations avec a_1 . En revanche, ces désintégrations sont défavorisées par la sélection car la cinématique de l'état final est très différente de l'état final $\rho\pi$. Ainsi, ce bruit de fond reste à un niveau acceptable.

Les modes $B \rightarrow \eta' X$

La désintégration $\eta' \rightarrow \rho\gamma$ explique que les modes $B \rightarrow \eta' X$ sont une source de bruit de fond importante. Bien que ces modes bénéficient de rapports d'embranchement assez importants, ils sont assez bien connus expérimentalement. Une série de mesures et de limites supérieures [73, 94, 95] permet d'évaluer cette contamination assez précisément.

Les modes $B \rightarrow K^*(\pi, \rho)$

Les données expérimentales concernant les modes $B \rightarrow K^*(\pi, \rho)$ sont assez importantes [88, 92, 93, 96–98], et peuvent être utilisées pour l'évaluation du bruit de fond provenant de ces modes. Plusieurs modes ne sont en revanche pas mesurés, et une estimation théorique est dans ce cas nécessaire. Pour ces modes, il se trouve que les diagrammes “arbres” sont défavorisés par rapport aux diagrammes “pingouins”, au niveau électro-faible par un coefficient λ^2 (où λ est le cosinus de l'angle de Cabibbo). Pour cette évaluation, il semble donc raisonnable de supposer la prépondérance des diagrammes “pingouins”, et il est dans ce cas possible d'utiliser l'isospin pour écrire une relation entre les différents modes :

$$\langle \bar{B}^0 | H | K^- \pi^+ \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \bar{B}^0 | H | I = \frac{1}{2} \rangle, \quad (4.47)$$

$$\langle B^- | H | \bar{K}^0 \pi^- \rangle = -\sqrt{\frac{2}{3}} \langle B^- | H | I = \frac{1}{2} \rangle, \quad (4.48)$$

$$\langle \bar{B}^0 | H | \bar{K}^0 \pi^0 \rangle = -\sqrt{\frac{1}{3}} \langle \bar{B}^0 | H | I = \frac{1}{2} \rangle, \quad (4.49)$$

$$\langle B^- | H | K^- \pi^0 \rangle = -\sqrt{\frac{1}{3}} \langle B^- | H | I = \frac{1}{2} \rangle, \quad (4.50)$$

et donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) &= \mathcal{B}(B^- \rightarrow \bar{K}^0 \pi^-) \\ &= 2\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) \\ &= 2\mathcal{B}(B^- \rightarrow K^- \pi^0). \end{aligned} \quad (4.51)$$

Les modes avec des résonances de masse supérieure au $K^*(892)$

De nombreuses résonances de masse supérieure au $K^*(892)$ ont été observées : $K_1(1400)$, $K^*(1410)$, $K^*(1430)$, $K_2^*(1430)$, $K^*(1680)$,... et peuvent faire partie de divers états finals de désintégrations du B . Ces désintégrations sont dans cette étude regroupées sous la dénomination $B \rightarrow K^{**} X$. Des mesures inclusives du canal de désintégration 3 corps $K^+ \pi^- \pi^0$ ont été réalisées par Belle [99] et ont permis d'estimer la contamination globale $B^0 \rightarrow K^{**} \pi \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ par soustraction de résonances déjà mesurées. Une extrapolation grossière, moyennant les rapports d'embranchement $K^{**} \rightarrow K\pi$ des différentes résonances, permet d'évaluer le rapport d'embranchement total $B^0 \rightarrow K^{**} \pi$. Les relations (4.51) relient ce rapport d'embranchement à

celui du mode chargé. Les modes de désintégration $B \rightarrow K^{**}\rho$ qui contaminent la sélection ne contiennent que les désintégrations $K^{**} \rightarrow K\pi$. Un rapport d'embranchement égal à celui de $B \rightarrow K^{**}\pi \rightarrow K\pi\pi$ est utilisé pour ces modes. Une erreur de 100% est appliquée à toutes ces estimations. Pour étudier l'efficacité, des échantillons de Monte-Carlo combinant les différentes résonances a été généré.

Les désintégrations charmées du méson B

Le Monte-Carlo $B\bar{B}$ générique est utilisé pour déterminer la contamination des désintégrations charmées du B . De nombreux événements de cet échantillon passent la sélection $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, et sont reconstruits sur diverses combinaisons de traces prises aléatoirement. Les distributions de m_{ES} , ΔE ont des formes plus proches des distributions du continuum que de celles du signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, et sont ainsi très utiles dans l'ajustement pour discriminer ce bruit de fond. En revanche, étant donné que le réseau de neurone utilise les traces du reste de l'événement, composé même pour le signal d'une désintégration en général charmée, le réseau n'est pas adapté pour discriminer ce bruit de fond. Ces propriétés sont illustrées FIG. 4.21.

Liste réduite des contaminations du bruit de fond $B\bar{B}$

La liste des modes pouvant contaminer par plus d'un événement la sélection $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, normalisée pour 80.8 fb^{-1} , est donnée TAB. 4.10 et TAB. 4.11. Le regroupement par classes et le nombre d'événements correspondants y sont également indiqués, ainsi que le paramètre de corrélation entre l'étiquetage et la charge de l'état final ΔC_i ou A_i (voir § 4.9.1). En général, lorsque ces modes produisent un kaon, celui-ci étiquette complètement la saveur du méson B parent, ainsi, lorsque ce kaon est sélectionné comme trace célibataire pour le candidat de signal, la saveur du B est directement liée à sa charge, et donc à la charge du candidat reconstruit. Ceci explique que ces paramètres de corrélation sont en général égaux à -1 dans le cas où la trace célibataire est un kaon.

4.10 L'ajustement par maximum de vraisemblance

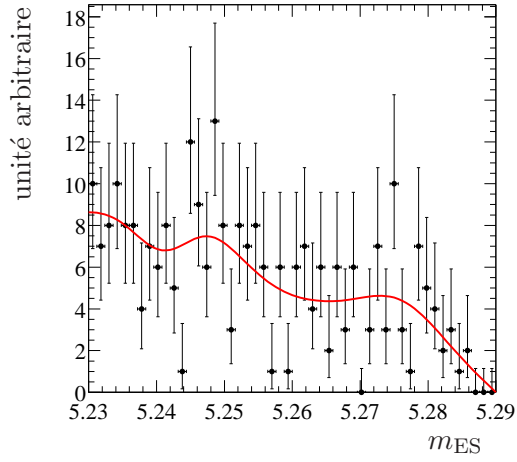
Les nombres d'événements de signal et les diverses asymétries mesurées sont déterminés en minimisant la quantité $-\ln \mathcal{L}$, où \mathcal{L} est la fonction de vraisemblance étendue :

$$\mathcal{L} = \prod_{c=1}^5 e^{-N'_c} \prod_{i=1}^{N_c} \mathcal{L}_c^i, \quad (4.52)$$

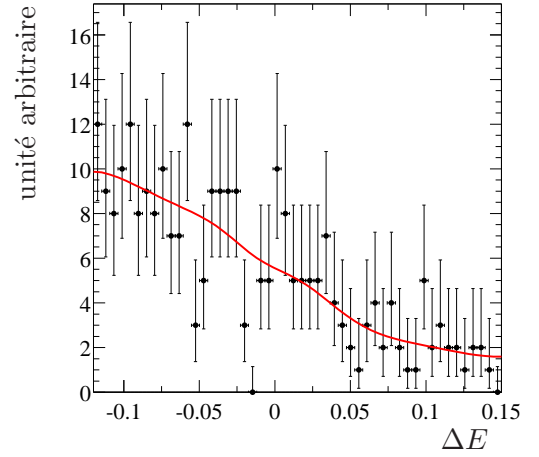
où c est l'indice de la catégorie d'étiquetage, N'_c est le nombre total d'événements attendus dans cette catégorie, N_c est le nombre d'événements trouvés dans cette catégorie, $e^{-N'_c}$ est un facteur de fluctuations poissonniennes, et \mathcal{L}_c^i est la fonction de vraisemblance dépendant de la catégorie c , pour l'événement d'indice i . Cette dernière fonction de vraisemblance est la combinaison suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_c^i = & N_{\rho\pi} \varepsilon_c \mathcal{P}_{\rho\pi,c}^i + N_{\rho K} \varepsilon_c \mathcal{P}_{\rho K,c}^i \\ & + N_{q\pi,c} \mathcal{P}_{q\pi,c}^i + N_{qK,c} \mathcal{P}_{qK,c}^i \\ & + \sum_{j_{B\pi}} N_{j_{B\pi}} \mathcal{P}_{j_{B\pi},c}^i + \sum_{j_{BK}} N_{j_{BK}} \mathcal{P}_{j_{BK},c}^i. \end{aligned} \quad (4.53)$$

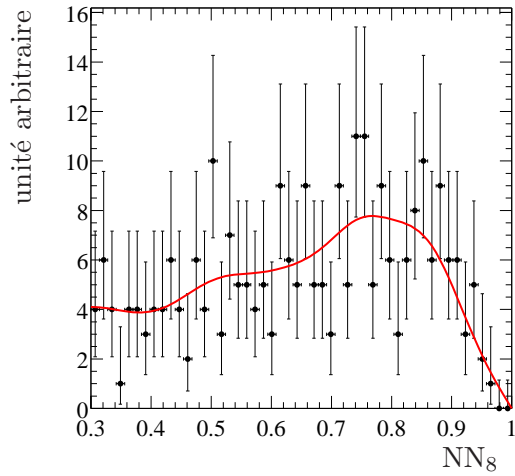
Dans cette expression,



(a) Distribution de m_{ES}



(b) Distribution de ΔE



(c) Distribution de NN_8

FIG. 4.21 – Distribution de m_{ES} , ΔE , et de la sortie du réseau de neurones pour le bruit de fond $B^0 \rightarrow$ charme, et pour les événements dont la trace célibataire reconstruite est un pion.

Cl	Mode	$\mathcal{B} \times 10^6$	N_{exp}^π	N_{exp}^K	A_π	A_K
0	$B^+ \rightarrow \rho^+ K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ longitudinal	$12 \pm 12^{(*)}$	< 1	4.9	–	–1
0	$B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0$ longitudinal	$22.5^{+27.5}_{-17.5}^{(*)}$	33.6	< 1	0.3	–
0	$B^+ \rightarrow \eta' (\rightarrow \rho^0 \gamma) \pi^+$	$3 \pm 3^{(*)}$	1.9	< 1	–0.7	–
0	$B^+ \rightarrow \eta' (\rightarrow \rho^0 \gamma) K^+$	21.4 ± 1.7	< 1	8.3	–	–1
1	$B^+ \rightarrow \pi^0 \rho^+$	$15 \pm 10^{(*)}$	35.3	< 1	–0.9	–
1	$B^+ \rightarrow \pi^+ \rho^0$	9.5 ± 2.0	45.5	< 1	–0.1	–
1	$B^+ \rightarrow K_S^0 (\rightarrow \pi^+ \pi^-) \pi^+$	9.0 ± 0.9	10.7	< 1	–0.3	–
1	$B^+ \rightarrow K^+ \rho^0$	3.9 ± 3.0	1.6	10.3	0.9	–1
1	$B^+ \rightarrow K^+ f_X(1300)$	13.0 ± 9.0	} 5.3	33.3	0.9	–1
1	$B^+ \rightarrow K^+ f_0(980) (\rightarrow \pi^+ \pi^-)$	11.7 ± 4.0				
1	$B^+ \rightarrow \pi^0 K^{*+} (\rightarrow K^+ \pi^0)$	$4.4 \pm 2.5^{(*)}$	< 1	12.6	–	–1
2	$B^+ \rightarrow K^+ \pi^0$	12.7 ± 1.2	< 1	19.2	–	–1
2	$B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	5.8 ± 1.0	5.9	< 1	–0.9	–
10	$B^+ \rightarrow (K^{(**)} \pi)^+$	$40 \pm 40^{(*)}$	14.3	7.3	–0.4	–1
12	$B^+ \rightarrow (K_X^{(**)} \rho)^+ \rightarrow K \pi \pi \pi$	$15 \pm 15^{(*)}$	1.1	2.8	0.3	–1
7	$B^+ \rightarrow \text{charm}$		295	69	0	–0.6

TAB. 4.10 – Rapports d'embranchement, nombre d'événements attendus pour 80.8 fb^{-1} et paramètres de corrélation entre étiquetage et charge de l'état final, pour les modes de bruit de fond chargés, et pour les deux saveurs de la trace célibataire reconstruite : pion ou kaon. Les modes qui ne sont pas marqués d'une astérisque sont ceux dont le rapport d'embranchement a été mesuré, les autres ont un rapport d'embranchement estimé.

Cl	Mode	$\mathcal{B} \times 10^6$	N_{exp}^π	N_{exp}^K	ΔC_π	ΔC_K
3	$B^0 \rightarrow \rho^0 K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ longitudinal	$6.0 \pm 6.0^{(*)}$	< 1	1.7	–	–1
3	$B^0 \rightarrow \rho^- K^{*+} (\rightarrow K^+ \pi^0)$ longitudinal	$6.0 \pm 6.0^{(*)}$	< 1	4.7	–	–1
3	$B^0 \rightarrow \pi^- K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$	8.7 ± 5.0	2.9	< 1	1	–
4	$B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$ longitudinal	$40^{+50}_{-35}^{(*)}$	75.8	< 1	0	–
4	$B^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0$ longitudinal	$3.5 \pm 3.5^{(*)}$	3.8	< 1	0	–
5	$B^0 \rightarrow (a_1 \pi)^0$	$35 \pm 25^{(*)}$	} 24.9	< 1	–0.1	–
5	$B^+ \rightarrow (a_1 \pi)^+$	$35 \pm 25^{(*)}$				
5	$B^0 \rightarrow \pi^0 K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$	8.7 ± 5.0	< 1	31.6	–	–1
6	$B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	18.5 ± 1.0	1.5	1.6	0.4	–1
6	$B^0 \rightarrow \pi^- K^{*+} (\rightarrow K^+ \pi^0)$	8.7 ± 5.0	20.6	24.2	0.9	–1
9	$B^0 \rightarrow (K^{(**)} \pi)^0$	$72 \pm 72^{(*)}$	35.2	66.3	–0.1	–1
11	$B^0 \rightarrow (K_X^{(**)} \rho)^0 \rightarrow K \pi \pi \pi$	$20 \pm 20^{(*)}$	< 1	4.0	–	–1
8	$B^0 \rightarrow \text{charm}$		165	21	0	0

TAB. 4.11 – Rapports d'embranchement, nombre d'événements attendus pour 80.8 fb^{-1} et paramètres de corrélation entre étiquetage et charge de l'état final, pour les modes de bruit de fond neutres, et pour les deux saveurs de la trace célibataire reconstruite : pion ou kaon. Les modes qui ne sont pas marqués d'une astérisque sont ceux dont le rapport d'embranchement a été mesuré, les autres ont un rapport d'embranchement estimé.

- $N_{\rho\pi}$ et $N_{\rho K}$ désignent le nombre d'événements $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$ attendus, ε_c est l'efficacité de l'étiquetage de la catégorie d'indice c , $\mathcal{P}_{\rho\pi,c}^i$ et $\mathcal{P}_{\rho K,c}^i$ sont les valeurs des distributions de probabilité pour le signal $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$ et pour le signal $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$, pour l'événement d'indice i , et si sa catégorie d'étiquetage a pour indice c ,
- $N_{q\pi,c}$ et $N_{qK,c}$ sont les nombres d'événements attendus de continuum, dans la catégorie d'étiquetage d'indice c , pour les cas où la trace célibataire reconstruite est un pion ou un kaon, $\mathcal{P}_{q\pi,c}^i$ et $\mathcal{P}_{qK,c}^i$ sont les distributions de probabilité pour le continuum, pour ces deux natures de trace célibataire, pour la catégorie c , et pour l'événement i ,
- $j_{B\pi}$ et j_{BK} sont les indices des classes de bruit de fond $B\bar{B}$, pour les cas où la trace célibataire reconstruite est un pion ou un kaon, $N_{j_{B\pi}}$ et $N_{j_{BK}}$ sont les nombres d'événements attendus dans chaque classe, et $\mathcal{P}_{j_{B\pi},c}^i$ et $\mathcal{P}_{j_{BK},c}^i$ sont les distributions de probabilité de bruit de fond $B\bar{B}$ pour l'événement d'indice i .

Pour le signal, les distributions de probabilité s'écrivent de la façon suivante :

$$\mathcal{P}_{\rho h,c}^i = (1 - f_{\rho h,\text{comb}})\mathcal{P}_{\rho h,c,\text{sig}}^i + f_{\rho h,\text{comb}} \left\{ (1 - f_{\rho h,-})\mathcal{P}_{\rho h,c,\text{comb},+}^i + f_{\rho h,-}\mathcal{P}_{\rho h,c,\text{comb},-}^i \right\}, \quad (4.54)$$

où $\mathcal{P}_{\rho h,c,\text{sig}}^i$ est la distribution de probabilité de signal correctement reconstruit, $\mathcal{P}_{\rho h,c,\text{comb},+}^i$ est la distribution de probabilité de signal mal reconstruit de charge correcte, et $\mathcal{P}_{\rho h,c,\text{comb},-}^i$ est la distribution de probabilité de signal reconstruit avec la mauvaise charge, $f_{\rho h,\text{comb}}$ est la fraction de signal mal reconstruit, et $f_{\rho h,-}$ est la fraction du signal mal reconstruit qui est de mauvaise charge.

Enfin, chaque distribution de probabilité $\mathcal{P}_{X,c}^i$, où X désigne le signal correctement reconstruit, le signal mal reconstruit de bonne ou mauvaise charge, le continuum, ou les bruits de fond j_{Bh} , est le produit des distribution de probabilité modélisant les diverses variables discriminantes :

$$\mathcal{P}_{X,c}^i = \mathcal{P}_{X,c,\text{NN}}^i \mathcal{P}_{X,m_{\text{ES}}}^i \mathcal{P}_{X,\Delta E}^i \mathcal{P}_{X,\text{PID}}^i \mathcal{P}_{X,c,\Delta t}^i. \quad (4.55)$$

Chacune de ces distributions de probabilité a été décrite dans les sections précédentes. Au final, les paramètres laissés libres dans l'ajustement sont au nombre de 33, et peuvent être regroupés en plusieurs catégories :

- huit de ces paramètres sont les mesures de cette analyse, c'est à dire les quatre paramètres de violation de CP (C , S , A_{CP} et $A_{CP}^{\rho K}$), les deux asymétries de dilution (ΔC et ΔS), et les deux nombres d'événements ($N(\rho\pi)$ et $N(\rho K)$) qui serviront à la mesure des rapports d'embranchement,
- deux paramètres sont laissés libres pour décrire un éventuel défaut de la paramétrisation du signal, due à un biais de reconstruction : la valeur centrale de la masse du B et celle de ΔE ,
- enfin, 23 paramètres laissés libres rentrent dans la description du continuum. 10 paramètres rendent compte du nombre d'événements contaminant le signal $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$, le signal $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$, et pour chaque catégorie d'étiquetage. La pente de la fonction d'Argus, relative à la modélisation de m_{ES} , les deux coefficients du polynôme modélisant la distribution ΔE , et les coefficients a_1 et a_3 de la modélisation de NN_8 , sont laissés libres pour décrire convenablement la forme des variables discriminantes. La distribution de Δt est modélisée par la somme de trois gaussiennes, dont six paramètres sont laissés libres. Enfin, une éventuelle asymétrie de charge dans la détection des événements du continuum est prise en compte en les laissant libres sous la forme de deux paramètres, pour la contamination de $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$ et pour celle de $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$.

Le résultat complet de l'ajustement avec les erreurs statistiques est donné dans la TAB. 4.12

où une erreur asymétrique est calculée pour les deux rapports d'embranchement et les six asymétries.

Le résultat de l'ajustement est valide : le biais sur ΔE est compatible avec le biais attendu d'environ -13 MeV obtenu par une étude sur un échantillon de mésons B complètement reconstruits. Pour le continuum, les valeurs de A_{CP} trouvées sont compatibles avec 0. Les différents paramètres laissés libres pour le continuum décrivent convenablement les formes des variables discriminantes : la FIG. 4.22 présente les distributions de m_{ES} , ΔE et NN_8 , résultant de l'ajustement, et celles de l'ensemble des données, dont la composante principale est le continuum. Il est aussi possible de faire cette comparaison dans la seule région du signal, FIG. 4.23 : pour représenter la distribution d'une variable discriminante donnée, l'échantillon est enrichi en signal en coupant sur le rapport des fonctions de vraisemblance du signal et du continuum des deux autres variables discriminantes. Le résultat de l'ajustement est ensuite normalisé à l'efficacité de ces coupures, et comparé à cette distribution. L'ajustement est en bon accord avec les données, dans la région du signal. Pour vérifier la séparation entre les deux canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, le même travail est réalisé, avec de plus une coupure sur le rapport pion sur kaon des fonctions de vraisemblance de l'angle Cherenkov, ce qui est représenté FIG. 4.24. Le décalage vers les valeurs négatives de ΔE du signal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ est correctement observé dans les données. Pour ce signal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, la contamination du bruit de fond $B\bar{B}$ est assez importante : les bruits de fond constitués de résonances supérieures au K^* sont une contamination importante dont les variables discriminantes ont la même forme que celles du signal.

La même technique peut aussi être utilisée pour représenter graphiquement les distributions temporelles, dont certaines propriétés sont reliées aux différentes asymétries recherchées. Définissons les deux asymétries dépendant du temps suivantes :

$$A_{B^0/\bar{B}^0}(\Delta t) = \frac{N_{B^0}(\Delta t) - N_{\bar{B}^0}(\Delta t)}{N_{B^0}(\Delta t) + N_{\bar{B}^0}(\Delta t)}, \quad (4.56)$$

$$A_{\rho^+\pi^-/\rho^-\pi^+}(\Delta t) = \frac{N_{\rho^+\pi^-}(\Delta t) - N_{\rho^-\pi^+}(\Delta t)}{N_{\rho^+\pi^-}(\Delta t) + N_{\rho^-\pi^+}(\Delta t)}. \quad (4.57)$$

Dans ces dernières expressions, $N_{B^0}(\Delta t)$ désigne le nombre total d'événements dont le B servant à l'étiquetage a pour saveur B^0 , au temps Δt , de même pour $N_{\bar{B}^0}(\Delta t)$, et $N_{\rho^+\pi^-}(\Delta t)$ est le nombre total d'événements dont la charge d'état final reconstruite est $\rho^+\pi^-$, au temps Δt , de même pour $N_{\rho^-\pi^+}(\Delta t)$. En l'absence de bruit de fond, pour un étiquetage parfait et pour une reconstruction de Δt infiniment précise, ces deux asymétries peuvent être reliées simplement aux paramètres mesurés :

$$A_{B^0/\bar{B}^0}(\Delta t) = (S + \Delta S A_{CP}) \sin \Delta m_B \Delta t - (C + \Delta C A_{CP}) \cos \Delta m_B \Delta t \quad (4.58)$$

$$\sim S \sin \Delta m_B \Delta t - C \cos \Delta m_B \Delta t, \quad (4.59)$$

$$A_{\rho^+\pi^-/\rho^-\pi^+}(\Delta t) = A_{CP}. \quad (4.60)$$

Dans la réalité, ces distributions sont dégradées par la reconstruction de Δt , et diluées par les imperfections de l'étiquetage et de la détermination de la charge de l'état final. L'impact du bruit de fond du continuum, concentré autour de $\Delta t = 0$, est de rajouter une dilution de ces distributions à cet endroit là. En combinant les fonctions de vraisemblance de m_{ES} , ΔE , NN_8 , et θ_C , et en ne sélectionnant que les catégories d'étiquetage **Lepton** et **Kaon1**, l'échantillon est enrichi en signal pour représenter graphiquement l'asymétrie A_{B^0/\bar{B}^0} , comparée au résultat de l'ajustement complet, voir FIG. 4.25. Le paramètre C , mesuré à 0.33 imprime la tendance générale de cette courbe : $-C \cos \Delta m_B \Delta t$, S étant mesuré proche de 0. Le bruit de fond du continuum dilue cette

Paramètre	Résultat
Mesures :	
C	$0.33^{+0.16}_{-0.16}$
ΔC	$0.24^{+0.16}_{-0.16}$
S	$-0.01^{+0.21}_{-0.21}$
ΔS	$0.23^{+0.22}_{-0.22}$
A_{CP}	$-0.23^{+0.07}_{-0.07}$
$A_{CP}^{\rho K}$	$0.40^{+0.16}_{-0.16}$
$N(\rho\pi)$	573^{+43}_{-42}
$N(\rho K)$	160^{+27}_{-26}
Signal :	
Valeur centrale de m_{ES}	$(5.28084 \pm 0.00023) \text{ GeV}/c^2$
Valeur centrale de ΔE	$(-8.0 \pm 3.8) \text{ MeV}$
Continuum :	
Pente de la fonction Argus	-19.09 ± 0.93
Polynôme : terme en $\Delta E / \text{GeV}$	-1.117 ± 0.076
Polynôme : terme en $(\Delta E / \text{GeV})^2$	-3.76 ± 0.93
$NN_8 : a_1$	$0.9571 - 01 \pm 0.0017$
$NN_8 : a_3$	$0.127 - 01 \pm 0.011$
$A_{CP}(\rho\pi)$	-0.0134 ± 0.0068
$A_{CP}(\rho K)$	-0.004 ± 0.011
Δt : valeur moyenne des trois gaussiennes	$(0.0319 \pm 0.0042) \text{ ps}$
Δt : fraction de la deuxième gaussienne	0.121 ± 0.011
Δt : fraction de la troisième gaussienne	0.0224 ± 0.0023
Δt : largeur de la première gaussienne	$(1.127 \pm 0.012) \text{ ps}$
Δt : largeur de la deuxième gaussienne	$(2.89 \pm 0.16) \text{ ps}$
Δt : largeur de la troisième gaussienne	$(11.98 \pm 0.76) \text{ ps}$
$N(\rho\pi)_{\text{Lepton}}$	40.6 ± 9.0
$N(\rho\pi)_{\text{Kaon1}}$	1828 ± 47
$N(\rho\pi)_{\text{Kaon2}}$	4077 ± 69
$N(\rho\pi)_{\text{Inclusive}}$	4834 ± 74
$N(\rho\pi)_{\text{NoTag}}$	14282 ± 127
$N(\rho K)_{\text{Lepton}}$	15.8 ± 5.8
$N(\rho K)_{\text{Kaon1}}$	982 ± 35
$N(\rho K)_{\text{Kaon2}}$	1880 ± 49
$N(\rho K)_{\text{Inclusive}}$	1741 ± 48
$N(\rho K)_{\text{NoTag}}$	5292 ± 83

TAB. 4.12 – Résultat de l'ajustement par maximum de vraisemblance, avec les erreurs statistiques. Une erreur asymétrique est calculée pour les huit paramètres mesurés.

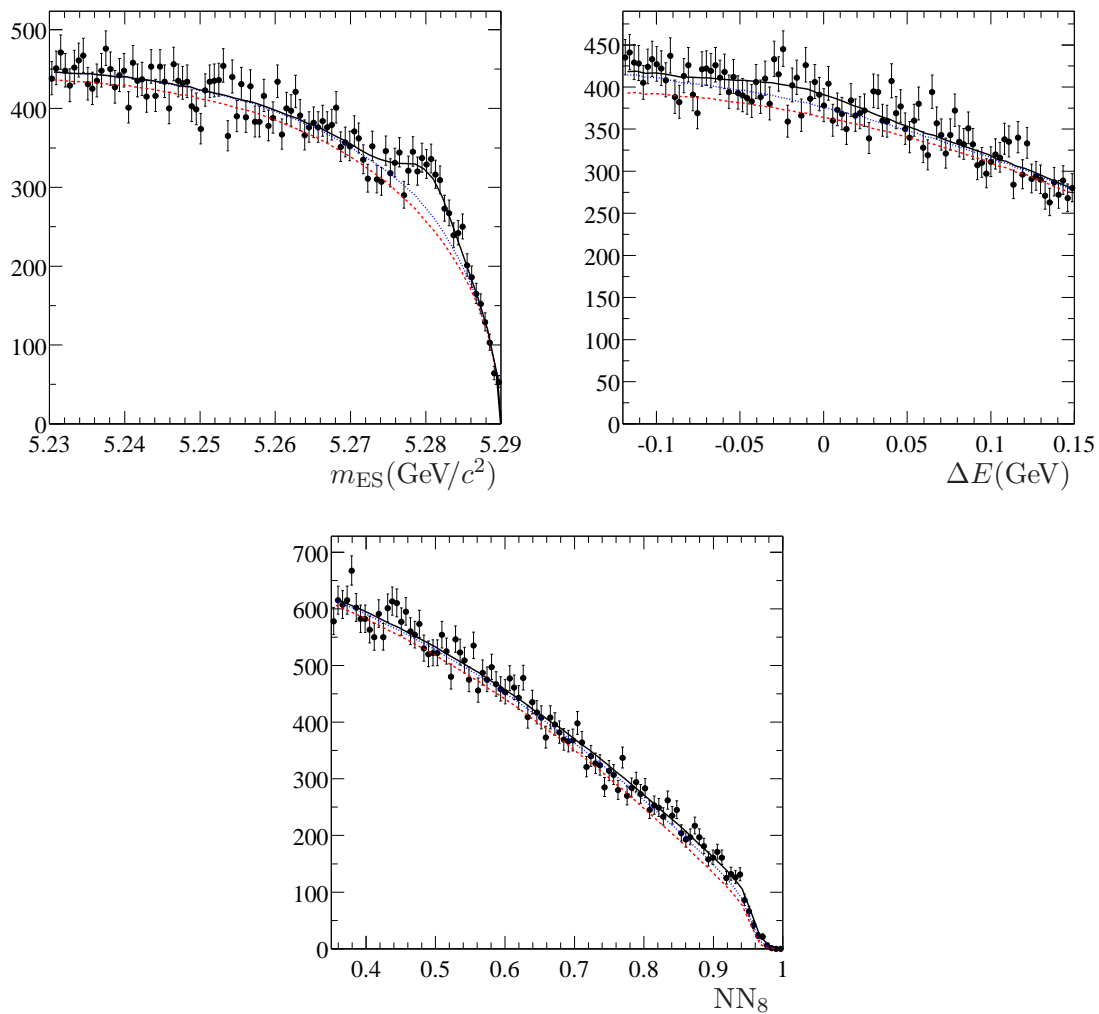


FIG. 4.22 – Distributions des variables m_{ES} , ΔE et NN_8 , pour l'ensemble des données sélectionnées. Le résultat de l'ajustement est superposé à ces distributions. Le trait plein représente la somme de toutes les contributions, les tirets le continuum seul, et les points la somme du continuum et du bruit de fond $B\bar{B}$

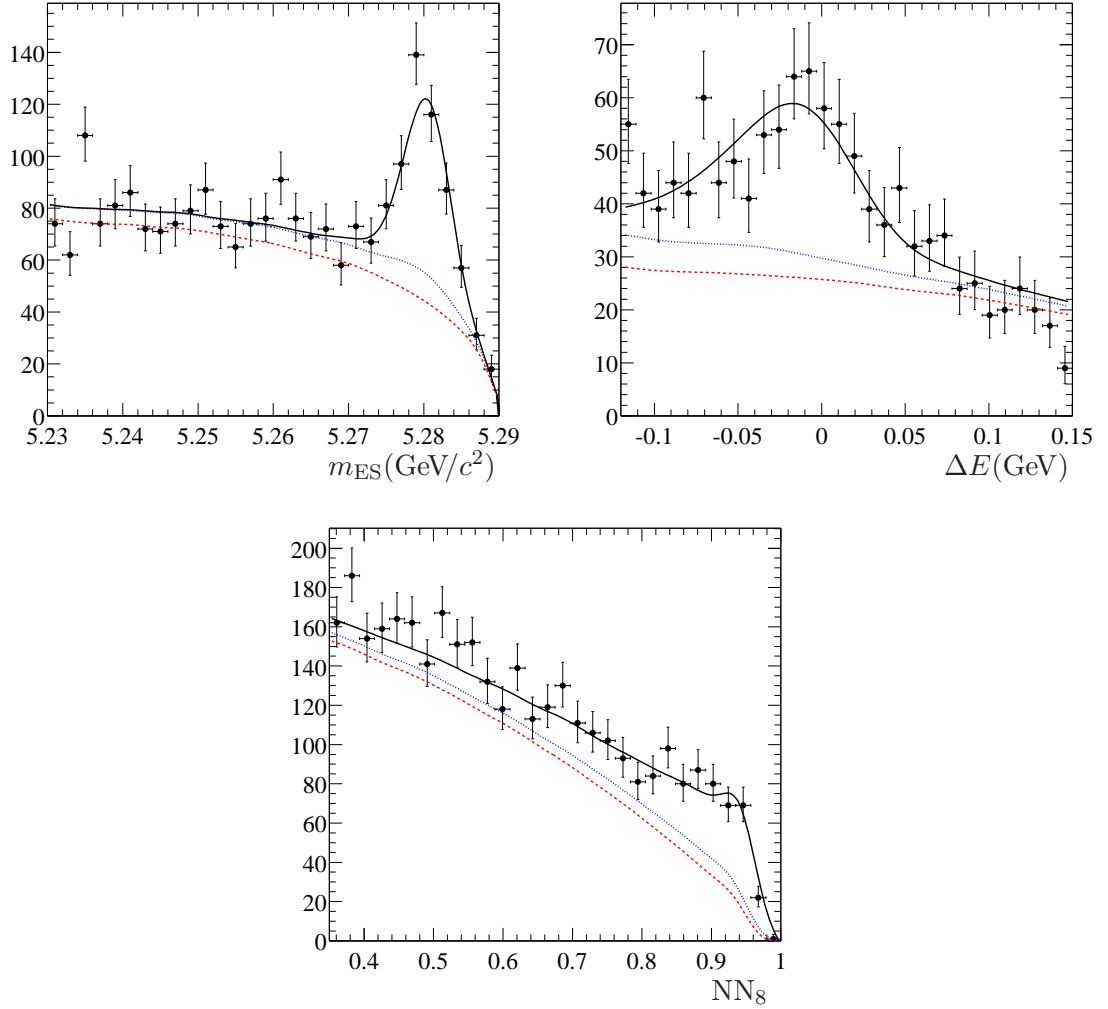


FIG. 4.23 – Distributions des variables m_{ES} , ΔE et NN_8 . Les données ont été enrichies en signal avec une coupure sur le rapport signal sur continuum des fonctions de vraisemblance des deux variables discriminantes non représentées. Les courbes représentent le résultat de l'ajustement dans la zone enrichie, et sont normalisées aux nombres d'événements trouvés par l'ajustement. Le trait plein représente la somme de toutes les contributions, les tirets le continuum seul, et les points la somme du continuum et du bruit de fond $B\bar{B}$

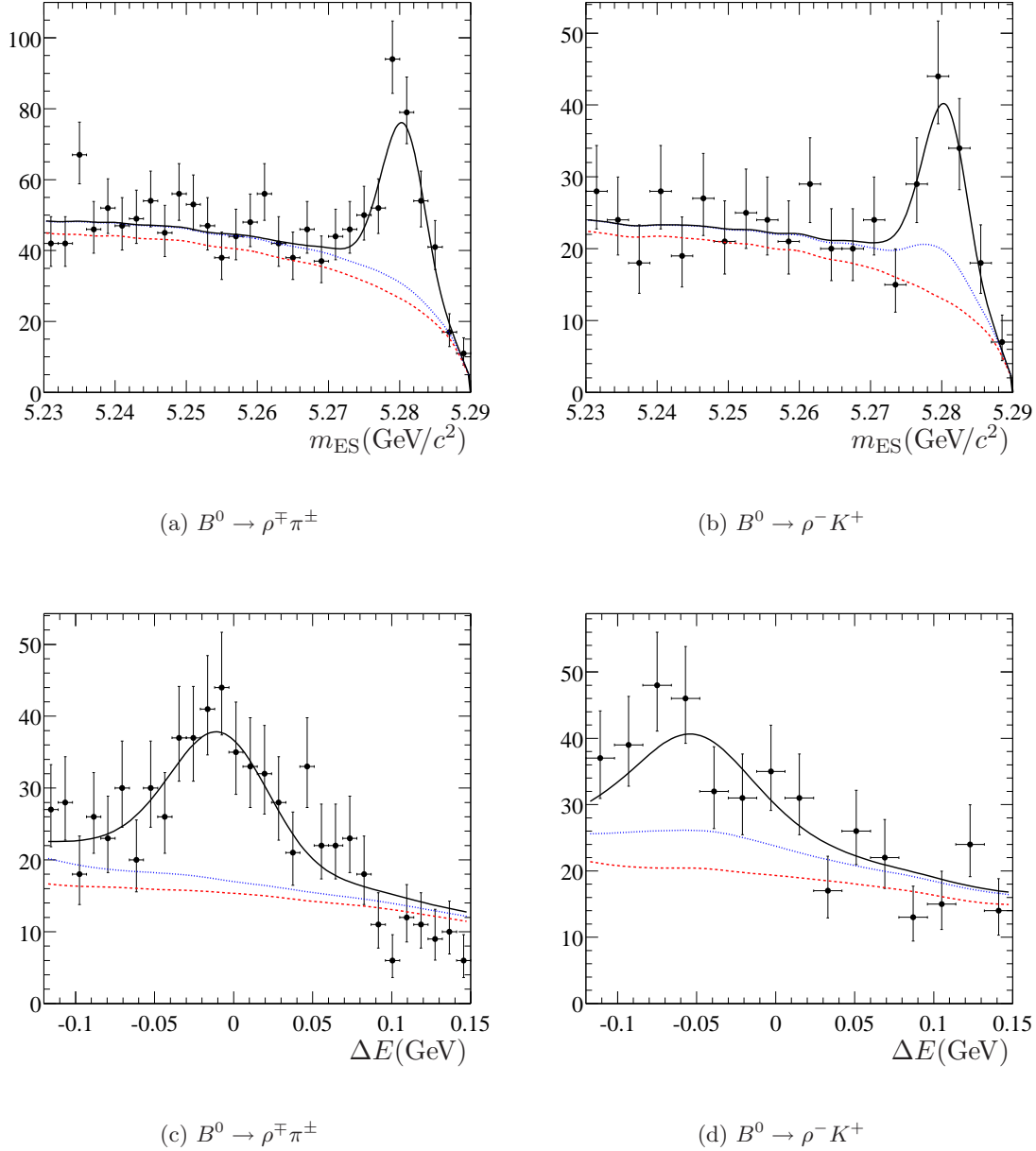


FIG. 4.24 – Distributions des variables m_{ES} et ΔE . Les données ont été enrichies en signal avec une coupure sur le rapport signal sur continuum des fonctions de vraisemblance des deux variables discriminantes non représentées, puis une coupure sur le rapport pion sur kaon des fonctions de vraisemblance d'angle Cherenkov θ_C . Les courbes représentent le résultat de l'ajustement dans la zone enrichie, et sont normalisées aux nombres d'événements trouvés par l'ajustement. Le trait plein représente la somme de toutes les contributions, les tirets le continuum seul, et les points la somme du continuum et du bruit de fond $B\bar{B}$.

forme proche de $\Delta t = 0$. C n'est éloigné de 0 que de 2σ dans l'ajustement, ce qui explique que cette courbe ne présente pas une asymétrie violente. En utilisant le même enrichissement du signal, mais sans condition sur les catégories d'étiquetage, l'asymétrie $A_{\rho^+\pi^-/\rho^-\pi^+}$ est représentée FIG. 4.26. La tendance générale de cette courbe reflète bien la forme attendue, constante et égale à A_{CP} , hormis la dilution du continuum proche de $\Delta t = 0$. La différence entre la sélection des événements de cette distribution, et celle de la distribution précédente, est la présence des trois catégories d'étiquetage **Kaon2**, **Inclusive**, et **NoTag**. Ces trois catégories sont beaucoup plus contaminées par le bruit de fond du continuum que les deux autres, ce qui explique que le continuum a un effet plus important dans cette distribution. Néanmoins, l'asymétrie entre les deux charges d'état final, résultat de la quantité A_{CP} , est très bien visible sur cette distribution.

La matrice de corrélation entre les huit paramètres est donnée dans la TAB. 4.13, ainsi que le coefficient de corrélation globale, c'est à dire la corrélation maximale entre un paramètre et une quelconque combinaison linéaire des 32 autres paramètres de l'ajustement. Certains paramètres présentent des corrélations non négligeables, ce qui est un effet attendu : par exemple C et ΔC donnent tous deux l'amplitude du terme en $\cos \Delta m_B \Delta t$ de la distribution temporelle, S et ΔS quant à eux sont reliés tous deux aux termes en $\sin \Delta m_B \Delta t$. Le nombre d'événements $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ est corrélé à $A_{CP}^{\rho K}$ car une fluctuation vers le haut du signal entraîne une dilution de $A_{CP}^{\rho K}$. Les autres corrélations de cette matrice sont négligeables. D'autre part, la corrélation entre les paramètres mesurés et les autres paramètres ajustés est assez faible : les termes de la matrice présentée dans la TAB. 4.13 expliquent la majeure partie du coefficient de corrélation globale.

Paramètre	corrélation globale	C	ΔC	S	ΔS	A_{CP}	$A_{CP}^{\rho K}$	$N(\rho\pi)$	$N(\rho K)$
C	31	100	27	-10	-8	-11	2	-9	1
ΔC	31	27	100	-7	-10	-10	0	-9	2
S	29	-10	-7	100	27	-4	0	-2	1
ΔS	29	-8	-10	27	100	-3	1	-3	1
A_{CP}	21	-11	-10	-4	-3	100	-6	8	-2
$A_{CP}^{\rho K}$	23	2	0	0	1	-6	100	1	-18
$N(\rho\pi)$	30	-9	-9	-2	-3	8	1	100	-4
$N(\rho K)$	27	1	2	1	1	-2	-18	-4	100

TAB. 4.13 – Matrice de corrélation entre les huit paramètres mesurés, et coefficient de corrélation global avec les 33 paramètres laissés libres dans l'ajustement. Les valeurs sont exprimées en %.

À partir du résultat de l'ajustement, il est possible de déduire les valeurs de A_{+-} et A_{-+} , avec les équations (4.8) et (4.9) :

$$A_{+-} = -0.61_{-0.22}^{+0.20}(\text{stat}), \quad (4.61)$$

$$A_{-+} = -0.04_{-0.15}^{+0.14}(\text{stat}). \quad (4.62)$$

La corrélation entre ces deux paramètres est de 51%.

Il est par ailleurs possible de donner un niveau de confiance de l'observation de la violation de CP : l'ajustement est refait en fixant les paramètres décrivant la violation de CP dans le canal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$, C , S et A_{CP} , à 0. Le niveau de confiance est alors la probabilité associée à la différence de $-\ln \mathcal{L}$ entre les deux ajustements. Cette probabilité est de 99.6%. Le même test peut être refait avec les seuls paramètres de violation de CP directe C et A_{CP} : la probabilité est dans ce cas de 99.9%. Notons toutefois que ces valeurs sont seulement indicatives puisqu'elles ne contiennent pas de description des effets systématiques qui peuvent biaiser la mesure.

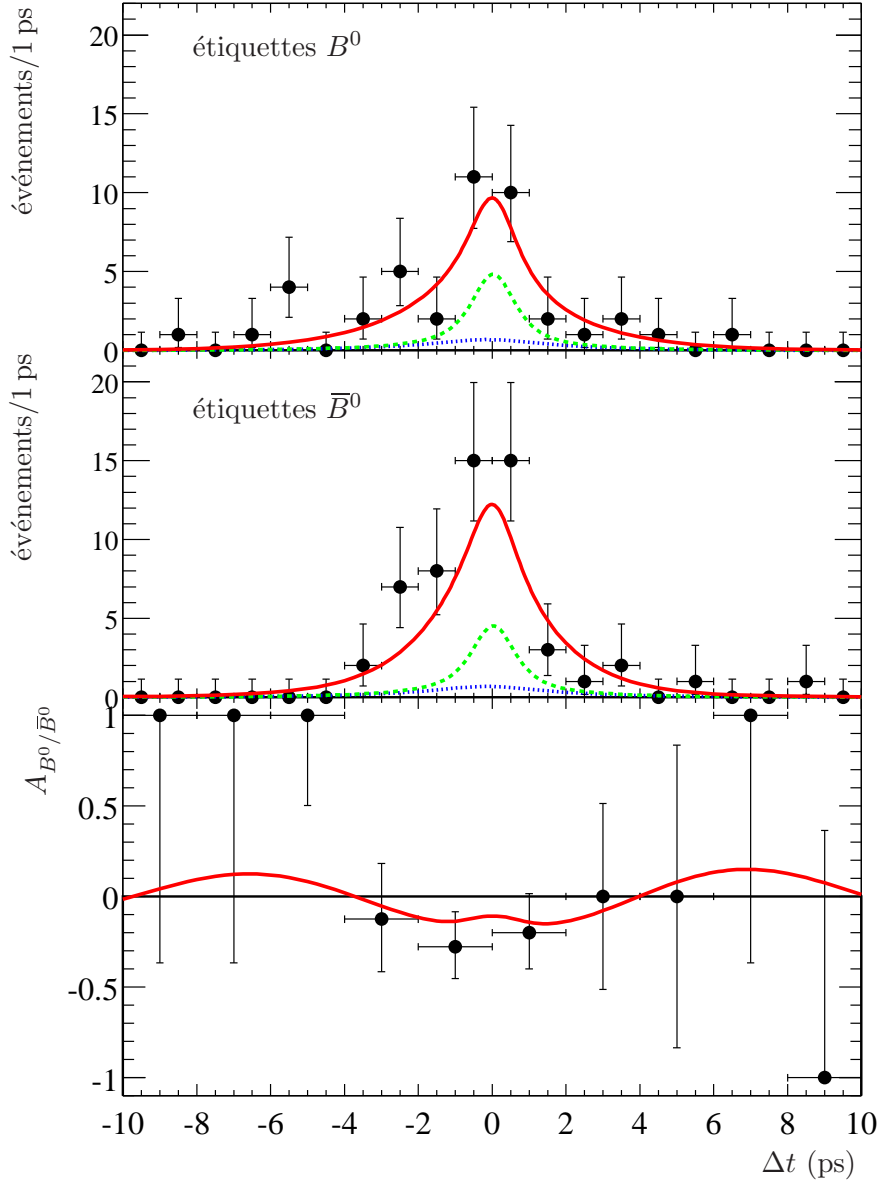


FIG. 4.25 – Asymétrie dépendant du temps entre les événements étiquetés B^0 et ceux étiquetés \bar{B}^0 . Les données ont été enrichies en signal avec une coupure sur le rapport signal sur continuum des fonctions de vraisemblance des variables m_{ES} , ΔE et NN_8 , une coupure sur le rapport pion sur kaon des fonctions de vraisemblance de θ_C , et les seules catégories **Lepton** et **Kaon1** ont été conservées. Les courbes représentent le résultat de l'ajustement dans la zone enrichie, et sont normalisées aux nombres d'événements trouvés par l'ajustement. Le trait plein représente la somme de toutes les contributions, les points le bruit de fond $B\bar{B}$ seul, et les tirets la somme du continuum et du bruit de fond $B\bar{B}$.

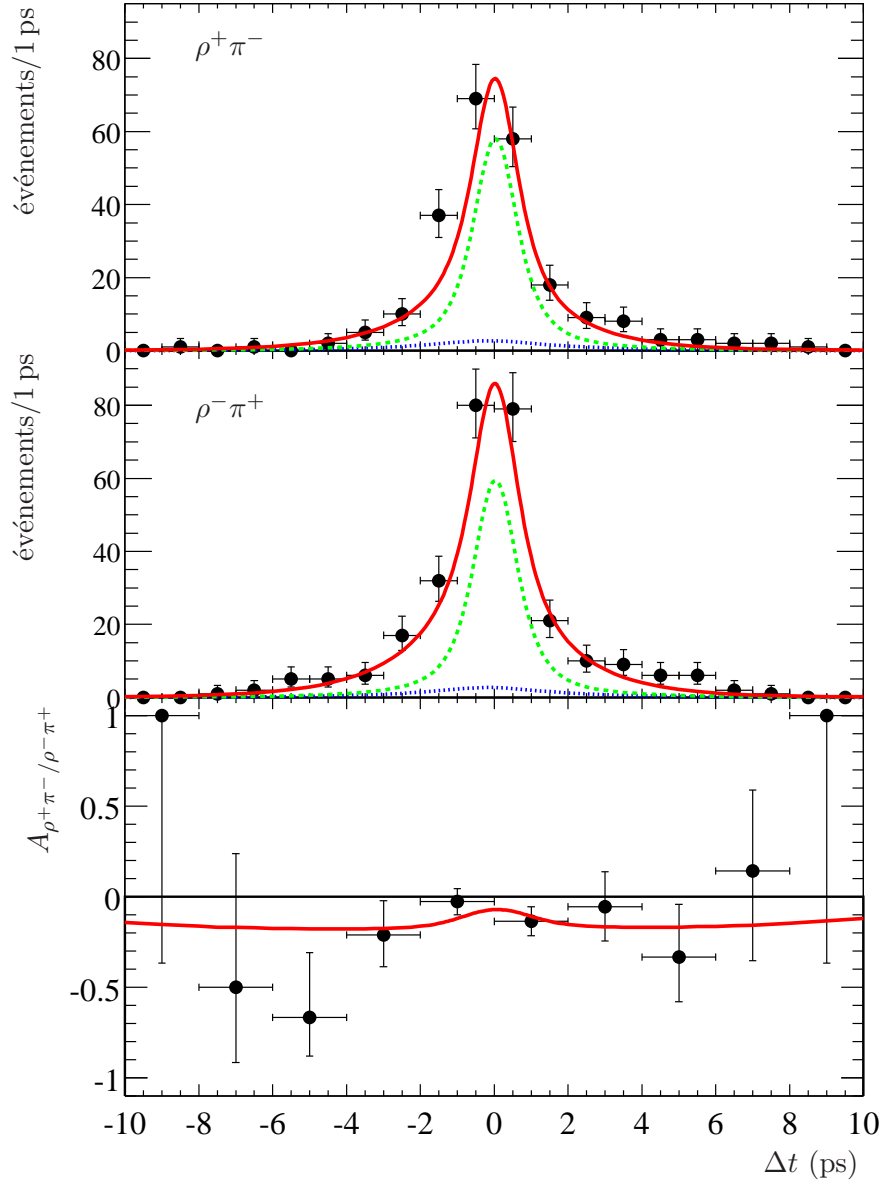


FIG. 4.26 – Asymétrie dépendant du temps entre les événements reconstruits $\rho^+\pi^-$ et ceux reconstruits $\rho^-\pi^+$. Les données ont été enrichies en signal avec une coupure sur le rapport signal sur continuum des fonctions de vraisemblance des variables m_{ES} , ΔE et NN_8 , et une coupure sur le rapport pion sur kaon des fonctions de vraisemblance de θ_C . Les courbes représentent le résultat de l'ajustement dans la zone enrichie, et sont normalisées aux nombres d'événements trouvés par l'ajustement. Le trait plein représente la somme de toutes les contributions, les points le bruit de fond $B\bar{B}$ seul, et les tirets la somme du continuum et du bruit de fond $B\bar{B}$.

4.11 Validations

Pour vérifier la qualité du résultat retourné par l'ajustement, une série de tests de validation est mise en place, combinant des études avec Monte-Carlo rapide et Monte-Carlo complet, et des études dans les données.

4.11.1 Étude de Monte-Carlo rapide

La valeur de l'erreur statistique, la qualité de l'ajustement, et l'absence de biais peuvent être justifiées par une étude de Monte-Carlo rapide. La démarche est la suivante :

- la fonction de vraisemblance \mathcal{L} est interprétée comme une distribution de probabilité et est utilisée pour générer des expériences contenant des événements avec des proportions de signal et de bruit de fond, et des distributions des diverses variables identiques à celles prédites par le résultat de l'ajustement,
- ensuite, l'ajustement total déjà utilisé sur les données est refait sur ces expériences.

Pour chaque expérience, les valeurs moyennes et les erreurs de chaque paramètre sont enregistrées, ainsi que la valeur de $-\ln \mathcal{L}$ au minimum. Plusieurs enseignements peuvent être tirés de ce test.

La distribution de l'erreur statistique prédite par l'étude de Monte-Carlo rapide peut être comparée à l'erreur de l'ajustement dans les vraies données, ce qui est représenté FIG. 4.27. La valeur moyenne et la largeur de ces distributions sont par ailleurs renseignées dans la TAB. 4.14. L'erreur de l'ajustement des vraies données est parfaitement prédite par l'étude de Monte-Carlo rapide.

Paramètre	Erreur attendue	Erreur dans les données
C	0.17 ± 0.01	0.16
ΔC	0.17 ± 0.01	0.16
S	0.23 ± 0.02	0.21
ΔS	0.23 ± 0.02	0.22
A_{CP}	0.077 ± 0.004	0.073
$A_{CP}^{\rho K}$	0.16 ± 0.03	0.16
$N(\rho\pi)$	43 ± 1	43
$N(\rho K)$	27 ± 1	27

TAB. 4.14 – Erreur statistique attendue avec le Monte-Carlo rapide, comparée avec l'erreur obtenue dans l'ajustement des données. La valeur moyenne est la valeur moyenne de la distribution de l'erreur, et l'erreur est la largeur de cette distribution, pour chaque paramètre.

Pour justifier l'absence de biais dans la fonction de vraisemblance, des résidus sont calculés avec les échantillons de Monte-Carlo rapide. Pour un paramètre donné, le résidu entre la valeur générée et la valeur mesurée par l'ajustement est normalisé par l'erreur pour chaque expérience. La distribution de ces résidus est donnée FIG. 4.28. Elles sont ajustées par des gaussiennes dont les paramètres sont résumés dans la TAB. 4.15. Aucun biais n'est observé pour les 6 asymétries mesurées. Pour les nombres d'événements, quantités servant à la mesure des rapports d'embranchement, un petit biais de l'ordre de 0.20σ sort de cette étude. Ce biais est négligeable pour cette mesure, l'erreur étant dominée par la systématique du bruit de fond $B\bar{B}$. Les biais ne sont pas corrigés, et la somme quadratique du biais et de son erreur statistique est incluse dans l'erreur systématique.

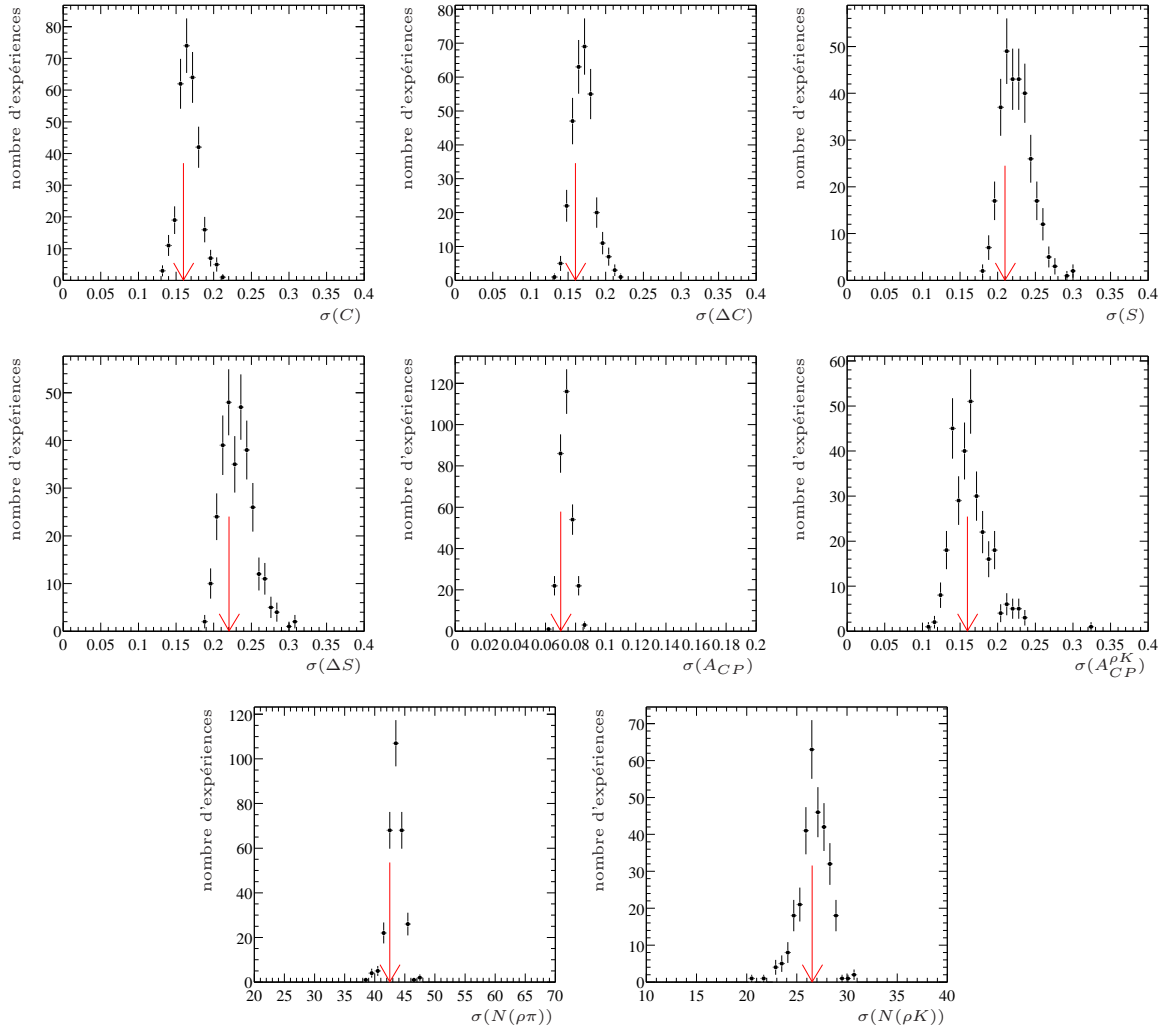


FIG. 4.27 – Distribution de l’erreur obtenue dans les échantillons de Monte-Carlo rapide, pour les 8 paramètres mesurés. La flèche indique l’erreur de l’ajustement des vraies données.

Paramètre	Valeur moyenne	Largeur
C	-0.07 ± 0.05	0.91 ± 0.04
ΔC	-0.03 ± 0.05	0.93 ± 0.04
S	-0.07 ± 0.06	1.04 ± 0.05
ΔS	0.02 ± 0.07	1.11 ± 0.05
A_{CP}	0.07 ± 0.06	1.03 ± 0.05
$A_{CP}^{\rho K}$	0 ± 0.06	1.06 ± 0.05
$N(\rho\pi)$	0.19 ± 0.06	1.02 ± 0.05
$N(\rho K)$	0.19 ± 0.06	1.09 ± 0.05

TAB. 4.15 – Résidus normalisés par l’erreur, pour chaque paramètre mesuré, calculé à l’aide des échantillons de Monte-Carlo rapide. La distribution des résidus est ajustée avec une gaussienne, dont la valeur moyenne et la largeur sont données dans cette table.

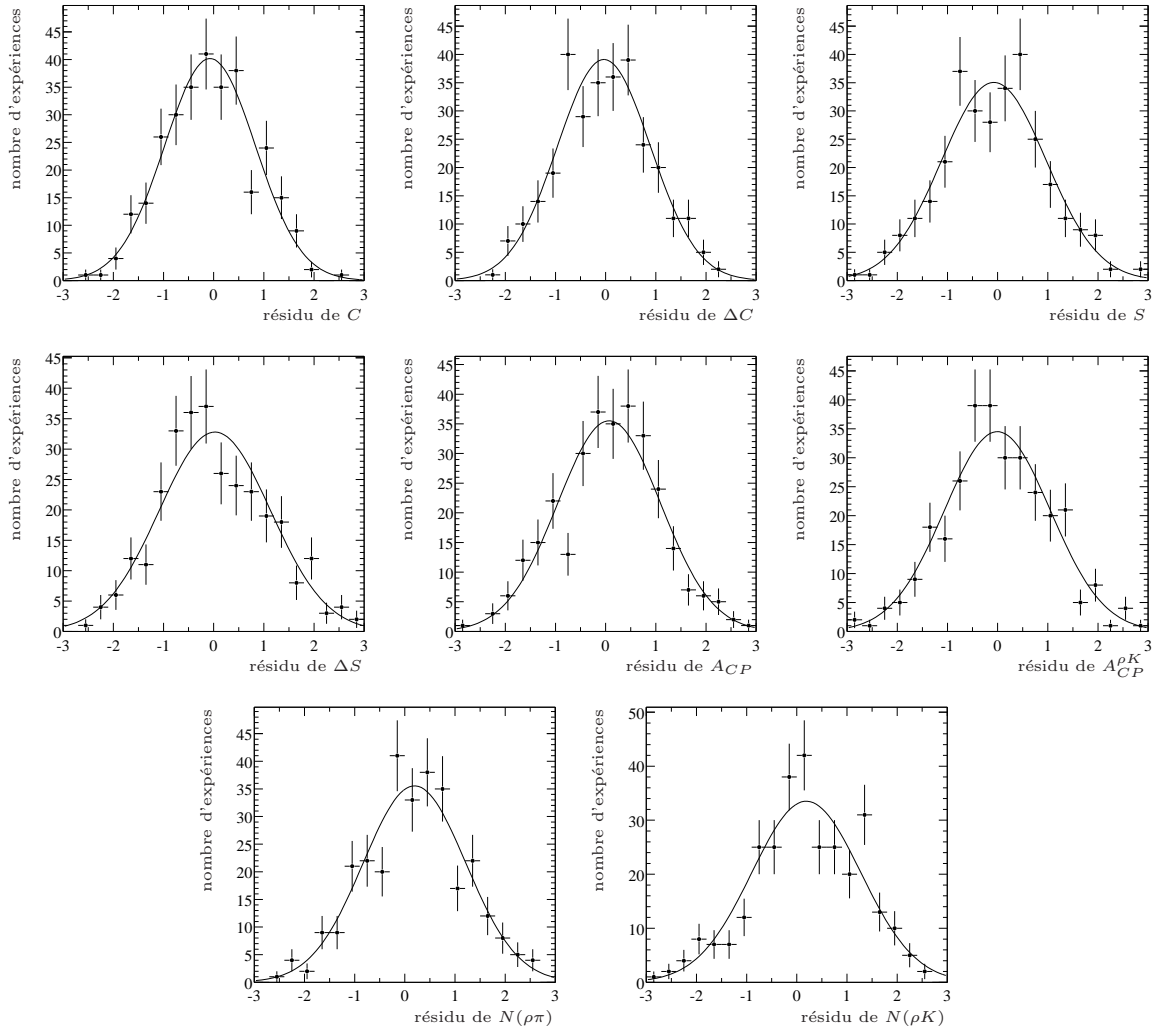


FIG. 4.28 – Distribution des résidus entre valeur générée et valeur ajustée, normalisés par l'erreur, pour chaque paramètre mesuré, dans les échantillons de Monte-Carlo rapide.

La valeur de $-\ln \mathcal{L}$ obtenue dans les données, notée $-\ln \mathcal{L}^0$ peut être comparée à celles obtenues dans le Monte-Carlo rapide, ce qui donne une idée de la qualité de l'ajustement. Il est possible de quantifier cet accord avec un niveau de confiance \mathcal{C} , qui correspond à la probabilité que la valeur de $-\ln \mathcal{L}$ soit moins bonne que celle observée dans les données, si le modèle est vérifié :

$$\mathcal{C} \simeq \frac{N(-\ln \mathcal{L} > -\ln \mathcal{L}^0)}{N_{\text{total}}}. \quad (4.63)$$

Dans cette expression, $N(-\ln \mathcal{L} > -\ln \mathcal{L}^0)$ est le nombre d'expériences dont la valeur de $-\ln \mathcal{L}$ est moins bonne que celle des données, et N_{total} est le nombre total d'expériences générées. La distribution de $-\ln \mathcal{L}$ du Monte-Carlo est représentée FIG. 4.29. Dans les vraies données, l'ajustement trouve le minimum suivant : $-\ln \mathcal{L}^0 = -96996$, et le niveau de confiance est ainsi $\mathcal{C} \simeq 16\%$. L'accord est acceptable.

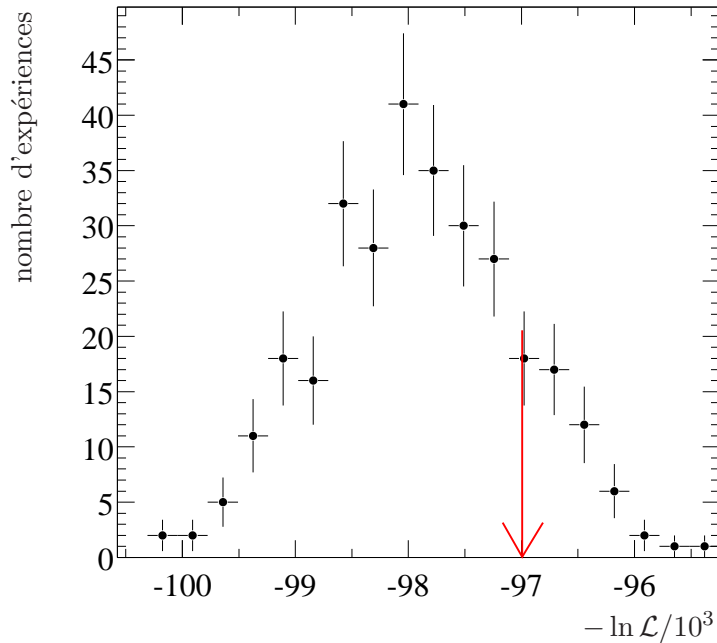


FIG. 4.29 – Distribution de $-\ln \mathcal{L}$ trouvée dans les échantillons de Monte-Carlo rapide (histogramme), comparée à la valeur obtenue dans les données (flèche).

Avec le Monte-Carlo rapide, il est par ailleurs possible de quantifier l'impact sur l'erreur de divers composants de l'ajustement. En particulier, l'échantillon initialement généré et ajusté peut être soustrait du bruit de fond $B\bar{B}$, et de nouveau ajusté sans le terme correctif associé. La comparaison entre les deux ajustements indique l'impact du bruit de fond $B\bar{B}$ sur l'erreur statistique. Ces informations sont renseignées dans la TAB. 4.16. La contamination $B\bar{B}$ a un impact significatif sur la performance statistique de l'analyse : la contamination dégrade l'erreur de 8 à 10%. Bien entendu, il est impossible de s'affranchir de cette contamination

D'autre part, il est aussi possible de recommencer ce test en soustrayant les événements dont la trace célibataire de rentre pas dans le DIRC, ce qui est fait dans la TAB. 4.16. Le gain sur l'efficacité dû à ces événements est environ de 15%. Le résultat de cette étude prouve que le gain sur l'erreur est plus faible que le gain attendu en comparant simplement les tailles des échantillons : le gain attendu dans ce cas serait de 7%, alors qu'il est de l'ordre de 5% pour les

mesures relatives à $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et de 2% pour les mesures relatives à $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$. Ceci peut être imputé au fait que sans l'information du DIRC, les deux canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ se contaminent l'un l'autre. En particulier, la rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ étant plus important que celui de $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, la contamination est essentiellement dans une direction : le signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ contamine la mesure de $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, ce qui explique que le gain est moins important pour ce deuxième canal. Au final, la prise en compte de ces événements est néanmoins très avantageuse pour la mesure.

Paramètre	sans la contamination $B\bar{B}$	sans les traces hors-DIRC
C	0.922 ± 0.002	1.055 ± 0.001
ΔC	0.926 ± 0.002	1.056 ± 0.001
S	0.898 ± 0.002	1.053 ± 0.001
ΔS	0.907 ± 0.002	1.054 ± 0.001
A_{CP}	0.937 ± 0.001	1.052 ± 0.001
$A_{CP}^{\rho K}$	0.837 ± 0.003	1.022 ± 0.001
$\mathcal{B}(\rho\pi)$	0.936 ± 0.001	1.054 ± 0.001
$\mathcal{B}(\rho K)$	0.861 ± 0.001	1.014 ± 0.001

TAB. 4.16 – Rapport entre l'erreur obtenue dans le Monte-Carlo rapide sans la contamination $B\bar{B}$ et le Monte-Carlo complet (première colonne). Même information pour le Monte-Carlo rapide amputé des événements dont la trace célibataire ne rentre pas dans le DIRC (deuxième colonne).

4.11.2 Étude de Monte-Carlo complet

Pour valider la distribution de probabilité utilisée pour cet ajustement, une étude avec des échantillons de Monte-Carlo complets est mise en place. Techniquement, la statistique de Monte-Carlo de continuum n'est pas suffisante pour réaliser un test complet, aussi, une solution de remplacement est nécessaire. 143 échantillons sont formés en combinant en moyenne les événements suivants :

- 287 événements de signal de Monte-Carlo $B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$,
- 287 événements de signal de Monte-Carlo $B^0 \rightarrow \rho^- \pi^+$,
- 160 événements de signal de Monte-Carlo $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$,
- un échantillon de Monte-Carlo rapide simulant le continuum de 34972 événements.

Des fluctuations poissonniennes sont introduites autour de chacun de ces nombres d'événements. En outre, le bruit de fond $B\bar{B}$ n'est pas simulé dans ce test. Sur chaque échantillon, l'ensemble des paramètres est ajusté et comparé aux valeurs attendues. Le résultat de ce test est présenté dans la TAB. 4.17. Pour les asymétries, aucun biais significatif n'est démontré par ce test. Pour les nombre d'événement de signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, des biais sont observés dans la direction positive, de 15.9 ± 3.6 et 6.6 ± 1.9 . Ces biais ne sont pas complètement compris, et sont sans doute imputables à la modélisation du signal, comme par exemple une corrélation entre deux variables discriminantes servant à l'ajustement, négligée dans cette étude. Ce biais est assez faible par rapport à la précision statistique de la mesure, et donc aucune étude supplémentaire n'est réalisée pour en expliquer précisément la cause. La mesure n'est pas corrigée de ce biais, et la somme quadratique de la valeur du biais et de son erreur statistique est introduite dans l'erreur systématique.

Paramètre	Biais
C	0.013 ± 0.012
ΔC	0.003 ± 0.012
S	-0.004 ± 0.018
ΔS	0.009 ± 0.018
A_{CP}	-0.003 ± 0.006
$A_{CP}^{\rho K}$	0.015 ± 0.011
$N(\rho\pi)$	15.9 ± 3.6
$N(\rho K)$	6.6 ± 1.9

TAB. 4.17 – Recherche de biais sur des échantillons combinant Monte-Carlo complet pour le signal et Monte-Carlo rapide pour le continuum. La valeur moyenne de la distribution du biais des ajustements sur ces échantillons est donnée dans cette table.

4.11.3 Autres validations

Plusieurs validations sommaires peuvent être mises en place pour justifier la mesure à partir des seules données initiales et sont montrées dans la TAB. 4.18. Une première série de validations consiste à ajuster certains paramètres supplémentaires. Il est possible d'ajuster la durée de vie τ du méson B ou le paramètre d'oscillation Δm_B . La réponse de l'ajustement est compatible avec la moyenne mondiale de ces paramètres [19], ce qui valide la présence de signal B^0 dans les événements sélectionnés comme tels par l'ajustement. Une autre validation est spécifique à $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$: le paramètre $\Delta C_{\rho K}$ est fixé à -1 dans l'ajustement initial, valeur caractéristique des modes de désintégration du méson B avec un kaon primaire. En le laissant libre, l'ajustement retrouve une valeur compatible avec -1 .

Il est aussi possible de retirer certaines variables discriminantes de l'ajustement, ce qui est fait pour ΔE , NN_8 , et Δt . L'écart avec l'ajustement nominal est faible, ce qui prouve l'absence de corrélation importante liée à ces variables.

	C	ΔC	S	ΔS	A_{CP}	$A_{CP}^{\rho K}$	$N_{\rho\pi}$	$N_{\rho K}$	τ (ps)	Δm_B ($\hbar\text{ps}^{-1}$)	$\Delta C_{\rho K}$
Nominal	0.33	0.24	-0.01	0.23	-0.23	0.40	573	160	1.542	0.489	-1
	± 0.16	± 0.16	± 0.21	± 0.22	± 0.07	± 0.16	± 43	± 26	-	-	-
$\Delta C_{\rho K}$ libre	0.33	0.24	-0.01	0.23	-0.23	0.40	573	160	1.542	0.489	-0.99
	± 0.16	± 0.16	± 0.21	± 0.22	± 0.07	± 0.16	± 43	± 27	-	-	± 0.32
τ libre	0.36	0.25	-0.02	0.23	-0.24	0.39	560	156	1.71	0.489	-1
	± 0.16	± 0.17	± 0.21	± 0.22	± 0.07	± 0.16	± 42	± 26	± 0.12	-	-
Δm_B libre	0.34	0.24	-0.01	0.23	-0.23	0.40	573	160	1.542	0.505	-1
	± 0.17	± 0.17	± 0.21	± 0.22	± 0.07	± 0.16	± 42	± 26	-	± 0.090	-
sans ΔE	0.33	0.21	-0.03	0.16	-0.28	0.37	545	154	1.542	0.489	-1
	± 0.18	± 0.19	± 0.24	± 0.24	± 0.08	± 0.19	± 45	± 30	-	-	-
sans NN_8	0.29	0.03	-0.10	0.30	-0.20	0.41	598	176	1.542	0.489	-1
	± 0.17	± 0.18	± 0.22	± 0.23	± 0.08	± 0.17	± 50	± 30	-	-	-
sans Δt	-	-	-	-	-	-	535	165	-	-	-
							± 58	± 36	-	-	-

TAB. 4.18 – Résultat de l'ajustement, en laissant libre certains paramètres, ou en excluant certaines variables discriminantes

4.12 Erreurs systématiques

Le principe de l'évaluation de l'erreur systématique est de varier certains paramètres de l'ajustement, et d'en jauger l'impact sur le résultat. Ces paramètres sont majoritairement relatifs au signal ou au bruit de fond $B\bar{B}$. Peu de paramètres sont associés au continuum car la plupart des formes sont ajustées simultanément avec le reste des mesures : leur incertitude est comprise dans l'erreur statistique. Le résultat de ce travail est résumé à la fin de cette section dans la TAB. 4.22.

4.12.1 Distribution temporelle, étiquetage, et signal mal reconstruit

La valeur de Δm_B et de la durée de vie τ du méson B^0 sont variés à l'intérieur de l'erreur de la moyenne mondiale de leurs mesures [19]. La fonction de résolution du signal est déterminée avec l'échantillon de mésons B complètement reconstruits. Cette procédure associe une erreur à chacun des paramètres de la fonction de résolution (voir TAB. 4.7). L'erreur systématique due à la fonction de résolution est déterminée en décalant ces paramètres de 1σ .

Pour la modélisation temporelle du continuum, la plupart des paramètres sont laissés libres dans l'ajustement, et donc l'erreur statistique contient l'effet de l'erreur sur cette distribution. Cette distribution contient également des termes de corrélation entre charge et étiquetage, A_{mix}^q , et des asymétrie entre la détection des deux étiquettes, $A_{CP\text{saveur}}^q$ (voir § 4.8.2), mesurés dans les données. Ces paramètres sont variés dans leur erreur.

Les performances de l'étiquetage sont déterminées avec l'échantillon de mésons B complètement reconstruits (voir TAB. 4.8). Cette procédure associe une erreur qui est utilisée pour déterminer l'erreur systématique due à l'étiquetage. De plus, une erreur est associée à une éventuelle asymétrie B^0 contre \bar{B}^0 de l'efficacité d'étiquetage du signal en faisant varier $\Delta\varepsilon_c/\varepsilon_c = (0 \pm 1)\%$. (voir § 4.8.1)

La fraction de signal reconstruit avec une mauvaise charge est un paramètre de l'ajustement et est déterminée avec un échantillon de Monte-Carlo de signal. Cette quantité est sensible principalement à la combinatoire des photons de basse énergie. Une procédure standard étalonnée sur des échantillons de contrôle permet de faire varier le nombre de photons à basse énergie présents dans le Monte-Carlo. En utilisant cette procédure, une erreur de $\pm 10\%$ est associée à la fraction de signal de charge mal reconstruite, et est propagée à l'erreur sur les paramètres mesurés. L'erreur de $\pm 10\%$ peut par ailleurs être appuyée par une étude visant à déterminer cette composante du signal sur un échantillon de mésons B complètement reconstruits [63].

La fraction de signal mal reconstruit est également liée à la combinatoire de photons de basse énergie. La même procédure que précédemment est utilisée pour associer une erreur de 5% à cette fraction.

4.12.2 L'ajustement par maximum de vraisemblance et la modélisation des variables discriminantes

Des études de Monte-Carlo complet et de Monte-Carlo rapide ont mis en lumière un faible biais sur le nombre d'événements et ont démontré l'absence de biais sur les asymétries. (voir § 4.11). La somme quadratique des biais et de leur erreur est introduite directement dans l'erreur systématique.

Les distributions de m_{ES} et de ΔE du continuum sont complètement laissées libres dans l'ajustement, et pour cette raison, aucune erreur systématique n'est associée à ces distributions. Pour le signal, seules les valeurs centrales de ces distributions sont laissées libres, et il

est donc nécessaire de calculer une erreur associée à leur largeur ou à la présence de queues de distributions, obtenues initialement avec un échantillon de Monte-Carlo. Une procédure standard [100, 101] étalonnée sur des échantillons de contrôle permet de dégrader la qualité de la détection des traces chargées et des photons. Les distributions de probabilité sont évaluées de nouveau avec le Monte-Carlo dégradé, et l'ajustement est refait. L'erreur est évaluée par comparaison avec l'ajustement initial. Cette procédure donne également une erreur sur les asymétries de charge de détection, incluse dans l'erreur systématique.

La distribution de probabilité de NN_8 du continuum est modélisée par une forme dépendant de quatre paramètres. Deux de ces paramètres sont laissés libres dans l'ajustement et aucune erreur systématique ne leur est donc associée. Les deux autres sont déterminés avec l'échantillon enregistré hors de la résonance, et sont donc soumis à une incertitude. Ces deux paramètres sont variés dans leur erreur. Pour le signal, la technique pour évaluer l'erreur consiste, de même que pour les distributions de ΔE et m_{ES} , à dégrader le Monte-Carlo qui a servi à évaluer cette distribution de probabilité.

4.12.3 Identification des particules

La procédure qui a permis de calculer le biais et la résolution du DIRC en fonction de l'angle polaire utilise un échantillon de contrôle issu des données, et associe une erreur statistique à ces paramètres. Cette erreur est représentée FIG. 4.15. Cette procédure fournit également des erreurs sur les paramètres de la distribution des résidus normalisés représentés FIG. 4.16. Chaque paramètre est varié dans son erreur.

D'autre part, l'asymétrie entre l'efficacité de détection dans le DIRC des traces positives et des traces négatives est très faible à l'impulsion des événements sélectionnés. Dans l'échantillon de contrôle qui a servi à étalonner la distribution de probabilité de l'angle Cherenkov, cet effet n'est pas observé, la taille de l'échantillon permettant de donner une limite égale à 0.5%. Cette asymétrie est donc variée de 0.5% pour l'erreur systématique.

4.12.4 Le bruit de fond $B\bar{B}$

Le principe de l'évaluation de l'erreur systématique associée au bruit de fond $B\bar{B}$ est de faire varier les rapports d'embranchement, les paramètres de corrélation entre étiquetage et charge (ΔC , A), les paramètres décrivant les violations de CP (C , S , A_{CP}), et les autres asymétries (ΔS), pour chaque mode inclus dans la description du bruit de fond $B\bar{B}$. Cette section présente en détail ce travail, résumé dans la TAB. 4.21.

En ce qui concerne les rapports d'embranchement, les deux tables 4.10 et 4.11 renseignent sur l'intervalle choisi. L'erreur indiquée dans cette table est considérée comme une erreur gaussienne et propagée simplement dans l'erreur systématique.

En ce qui concerne les diverses asymétries associées à ces modes (violations de CP et dilutions), l'intervalle maximum admis pour ces paramètres est tout d'abord déterminé et il est ensuite interprété comme un a priori bayésien uniforme. Les asymétries sont variées dans cet intervalle et les écarts sur les mesures sont ensuite divisées par $\sqrt{3}$ pour prendre en compte la largeur de la distribution uniforme, qui est différente de la déviation standard gaussienne.

Pour maîtriser l'erreur systématique, une étude spécifique est menée pour les contaminations dominantes.

$B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$

Le mode de désintégration $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$ est la contamination principale du signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$, étant donné qu'il est décrit dans l'ajustement nominal normalisé à la luminosité de l'échantillon complet par 75.8 événements.

- Le rapport d'embranchement est varié dans l'intervalle $(40_{-35}^{+50})10^{-6}$. Cet intervalle correspond approximativement à celui de $2\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0)$, mode connu expérimentalement, utilisé pour l'estimation du rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$.
- Les deux asymétries ΔC et ΔS entrant dans la description de la distribution temporelle de ce mode peuvent être différentes de 0 et doivent être variées pour le calcul de l'erreur systématique. ΔC peut être évalué par un ajustement sur l'échantillon de Monte-Carlo $\rho^+ \rho^-$ pur généré avec violation de CP : $\Delta C = 0.20 \pm 0.04$, la valeur nominale de ce paramètre étant 0. Cette valeur prouve que la reconstruction induit une corrélation complexe entre les particules utilisées pour l'étiquetage et celles utilisées pour reconstruire le candidat $\rho\pi$. Pour l'erreur systématique, le paramètre ΔC de la modélisation de $\rho^+ \rho^-$ est varié dans l'intervalle $[-0.3, +0.3]$. ΔS peut aussi être ajusté sur l'échantillon de Monte-Carlo $\rho^+ \rho^-$: $\Delta S = 0.12 \pm 0.07$. Un intervalle conservateur est associé à ce paramètre : $[-0.3, +0.3]$.
- Les paramètres C et S du canal $\rho^+ \rho^-$ peuvent être non nuls en cas de violation de CP . Pour comprendre quelles valeurs sont admises pour ces paramètres, deux échantillons avec violation de CP directe maximale sont extraits du Monte-Carlo en sélectionnant une saveur pure (B^0 ou \bar{B}^0) au niveau du générateur pour le méson parent de la désintégration $\rho^+ \rho^-$. Le paramètre C est ajusté sur ces deux échantillons : $C = 0.71 \pm 0.06$ et $C = -0.76 \pm 0.06$. Pour S , une propriété de l'échantillon de Monte-Carlo est utilisée : la valeur générée de $\sin 2\alpha$ est 0.4. Si S est ajusté sur cet échantillon, après reconstruction de l'état final $\rho^+ \pi^-$, alors $S = -0.28 \pm 0.07$. Si la violation de CP maximale avait été générée, la valeur de S extrapolée proportionnellement serait : $S = -0.7$. Cette similitude de valeurs entre S et C est attendue dans le cas du modèle simple où on considère que ces paramètres ont été linéairement dilués par l'algorithme de reconstruction. Pour l'erreur systématique, l'intervalle suivant est utilisé pour C et S : $[-0.7, 0.7]$.
- Aucune raison ne peut induire que la valeur de A_{CP} dans l'échantillon $\rho^+ \rho^-$ soit différente de 0, et ce paramètre n'est pas varié.

$B^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+$

La modélisation de la contamination $B^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+$ pour la luminosité nominale contient 45.5 événements.

- Son rapport d'embranchement a été mesuré, et l'intervalle de la mesure est utilisé pour l'erreur systématique : $(9.5 \pm 2.0)10^{-6}$.
- Le paramètre de corrélation entre étiquetage et charge ΔC est varié d'un facteur 2 par rapport à sa valeur estimée dans l'échantillon de Monte-Carlo.
- Pour étudier la violation de CP directe, deux échantillons de saveurs pures ont été extraits de l'échantillon de Monte-Carlo, de la même façon que pour l'étude $\rho^+ \rho^-$. Le paramètre A_{CP} après reconstruction de l'état final $\rho^+ \pi^-$ vaut $A_{CP} = -0.47 \pm 0.02$ et $A_{CP} = 0.47 \pm 0.02$ sur les deux échantillons. Pour l'erreur systématique, A_{CP} est varié dans l'intervalle $[-0.5, +0.5]$.

$B^0 \rightarrow K^{*+}(K^+\pi^0)\pi^-$ et $B^0 \rightarrow (K^{**}\pi)^0$

Le mode $B^0 \rightarrow K^{*+}(K^+\pi^0)\pi^-$ contamine les deux canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$ (20.6 événements) et $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$ (24.2 événements). $B^0 \rightarrow (K^{**}\pi)^0$ est une contamination importante pour $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$ (66.3 événements) et pour $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$ (35.2 événements).

- Le rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow K^{*+}(K^+\pi^0)\pi^-$ est varié dans l'intervalle admis par sa mesure : $(8.7 \pm 5.0)10^{-6}$. Ceux des différents modes composant $B^0 \rightarrow (K^{**}\pi)^0$ sont variés d'un facteur 2.
- Le paramètre ΔC_π pour $B^0 \rightarrow K^{*+}(K^+\pi^0)\pi^-$ est varié d'un facteur 2 par rapport à sa valeur nominale. Pour $B^0 \rightarrow (K^{**}\pi)^0$, il est varié dans l'intervalle $[-1, 1]$.
- Étant donné que ces canaux étiquettent la saveur du méson B , la violation de CP ne peut se manifester que par $A_{CP}^\pi \neq 0$ ou $A_{CP}^K \neq 0$. Ces deux paramètres sont variés dans l'intervalle $[-1, +1]$.

Autres modes chargés.

L'erreur systématique est évaluée de façon inclusive pour tous les autres modes chargés :

- Les rapports d'embranchements sont variés dans les intervalles des erreurs donnés TAB. 4.10.
- Les paramètres de corrélation entre étiquetage et charge, et les paramètres de violation de CP sont tous variés dans l'intervalle $[-1, +1]$.

Les contaminations principales rentrant dans cette catégorie sont notamment $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$ et $B^+ \rightarrow \rho^+\pi^0$, décrits respectivement dans l'ajustement par 33.6 et 35.3 événements pour la luminosité nominale.

Autres modes neutres

L'erreur est évaluée de façon inclusive :

- Les rapports d'embranchement sont variés dans les intervalles des erreurs définis TAB. 4.11.
- Les six paramètres ΔC_π , C_π , S_π , ΔS_π , A_{CP}^π et A_{CP}^K sont tous variés dans l'intervalle $[-1, +1]$.

$B \rightarrow$ charme

- L'erreur sur le nombre d'événements $B \rightarrow$ charme est évaluée en comparant la valeur nominale tirée du Monte-Carlo à une validation de ce nombre avec les données : la sélection est augmentée d'une large bande à $\Delta E < 0$, de manière à ajuster ce nombre d'événements. L'erreur, estimée en comparant les deux évaluations de la contamination, est de 25% [63].
- Les paramètres de corrélation entre saveur et étiquetage ou décrivant les violations de CP sont variés dans l'intervalle $[-0.5, +0.5]$.

Bruit de fond $B^0 \rightarrow \rho^0\pi^0$ et $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ non résonant

L'existence de modes de désintégration interférant avec l'état final à trois corps de la désintégration $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$ a été examinée pour l'erreur systématique. Il existe une limite supérieure sur le mode $B^0 \rightarrow \rho^0\pi^0$ [91], et également une limite sur le bruit de fond non résonant $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [89]. Pour l'erreur systématique, ce bruit de fond est introduit, et le résultat comparé à l'ajustement initial. Par ailleurs, les cinq paramètres ΔC , C , ΔS , S , et A_{CP} sont variés dans l'intervalle $[-1, 1]$.

Formes des variables discriminantes dans le bruit de fond $B\bar{B}$

Pour estimer l'effet d'un éventuel écart entre la qualité de la reconstruction dans les données et dans le Monte-Carlo, les échantillons de Monte-Carlo générés pour l'évaluation du bruit de fond ont été dégradés par le même algorithme qui a précédemment servi à évaluer un tel effet pour le signal (voir § 4.12.2). Les nombres d'événements attendus sont de nouveau évalués et les formes des variables discriminantes estimées avec l'échantillon dégradé. L'écart entre l'ajustement nominal et l'ajustement ainsi corrigé est pris comme erreur systématique.

Paramètres des distributions temporelles.

Les efficacités d'étiquetage et les probabilités de mauvaise identification doivent être connues pour définir les corrélations entre temps, étiquetage et charge des distributions de probabilité des différents bruits de fond $B\bar{B}$. En outre, une fonction de résolution est nécessaire pour évaluer la dilution de l'information temporelle avec la reconstruction du vertex.

Dans l'ajustement nominal, les efficacités d'étiquetage, les probabilités de mauvaise identification, et la fonction de résolution du signal sont utilisées pour remplir ces fonctions. Cette approche est vraisemblablement biaisée : dans la plupart des contaminations, les candidats $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ sont reconstruits en combinant des traces des deux mésons B véritablement présents dans l'événement. Ainsi, il est possible que la reconstruction du candidat $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ utilise des traces qui auraient été utiles à l'étiquetage, ou alors que le vertex reconstruit ne corresponde pas à la position d'un des deux mésons B . Pour évaluer l'impact de ce biais, des études spécifiques sont menées concernant les divers aspects de ce problème.

Tout d'abord, il est possible de mesurer les efficacités d'étiquetage et les probabilités de mauvaise identification dans le Monte-Carlo, et de les comparer aux valeurs attendues. Une contamination intéressante pour réaliser ce test est le mode $B^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0$. Une seule trace chargée est disponible dans l'état final, et donc, si les biais attendus sont présents, ils doivent être maximisés dans ce canal puisque la reconstruction de $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ utilise nécessairement des traces des deux mésons B . Ce test est résumé dans la TAB. 4.19. Les biais sont significatifs pour les efficacités, et assez faibles pour les probabilités de mauvaise identification. Pour l'évaluation de l'erreur systématique, les valeurs de ces paramètres sont évalués pour chaque mode, et sont introduits dans l'ajustement. L'erreur est donnée par différence avec le résultat de l'ajustement nominal.

Catégorie	ε_i (attendu)	ε_i (mesuré)	w_i (attendu)	w_i (mesuré)
Lepton	0.091	0.043 ± 0.002	0.033	0.042 ± 0.005
Kaon1	0.167	0.141 ± 0.003	0.100	0.096 ± 0.007
Kaon2	0.198	0.228 ± 0.004	0.209	0.215 ± 0.007
Inclusive	0.200	0.184 ± 0.004	0.315	0.347 ± 0.009

TAB. 4.19 – Efficacités d'étiquetage ε_i et probabilité de mauvaise identification w_i attendues et mesurées avec le bruit de fond $B^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0$.

Pour étudier la fonction de résolution, l'échantillon de Monte-Carlo $B^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0$ est de nouveau utilisé. Les distributions de Δt et de son erreur sont comparées à celles du signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ sur la FIG. 4.30. La valeur de Δt est peu affectée, mais son erreur est très différente. Pour l'erreur systématique, une méthode commode pour modéliser cet effet est de changer la valeur de la durée de vie du méson B pour le bruit de fond $B\bar{B}$. Un ajustement donne la durée de vie du B suivante sur l'échantillon $B^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0$: $\tau = 1.55 \pm 0.05$, alors que la valeur attendue

est $\tau_{B^+} = 1.67$ ps [19]. La durée de vie du B dans le bruit de fond $B\bar{B}$ est variée de 10% pour l'erreur systématique.

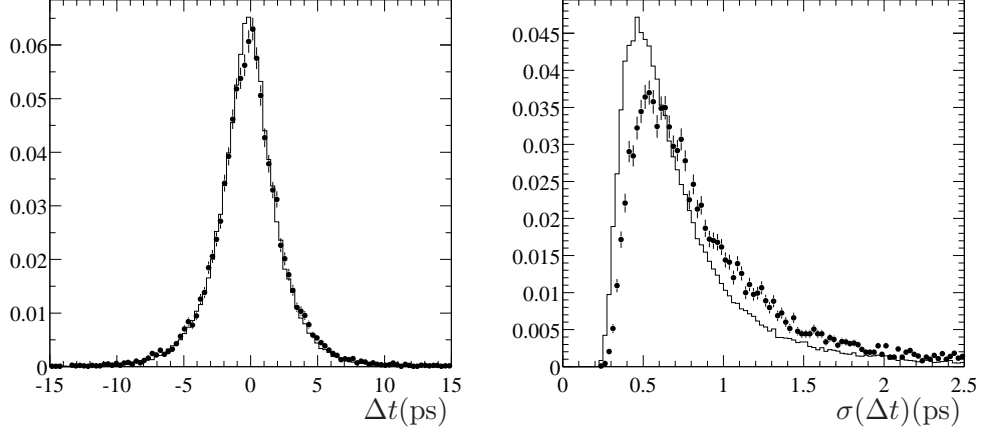


FIG. 4.30 – Distribution de Δt et de son erreur pour le Monte-Carlo signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ (histogramme) et pour le Monte-Carlo $B^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0$ (barres d'erreur).

Pour valider plus précisément la distribution temporelle, la durée de vie du B et Δm_{B_d} sont ajustés dans divers échantillons de Monte-Carlo, ce qui est résumé dans la TAB. 4.20. La réponse de ce test est positive, même pour les désintégrations charmées, où les candidats sont composés aléatoirement avec des traces des deux mésons B .

Paramètre	Attendu	Mesuré
Durée de vie : $B^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0$ (ps)	1.67	1.55 ± 0.05
Durée de vie : $B^0 \rightarrow$ charme (ps)	1.54	1.62 ± 0.05
Durée de vie : $B^+ \rightarrow$ charme (ps)	1.67	1.58 ± 0.03
Δm_B : $B^0 \rightarrow K^{*+}(K^+ \pi^0) \pi^-$ (\hbar ps $^{-1}$)	0.489	0.493 ± 0.040

TAB. 4.20 – Durée de vie du méson B et valeur de Δm_B , ajustées dans divers échantillons de Monte-Carlo, avec les paramètres nominaux de l'ajustement. Les ajustements sont comparés aux valeurs générées.

Synthèse

Les diverses sources d'erreur systématique associées au bruit de fond $B\bar{B}$ sont résumées dans la TAB. 4.21. Le rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ étant assez important, la contamination $B\bar{B}$, concentrée majoritairement dans le bruit de fond $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^+$, a un impact modéré sur les asymétries de CP et de dilution, de l'ordre de 20% de l'erreur statistique. Ce n'est pas le cas pour le canal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, dont l'asymétrie de CP dépend assez fortement de la contamination $B \rightarrow K^{**} X$. Son erreur est de 80% de l'erreur statistique. L'impact du bruit de fond $B\bar{B}$ est principalement concentré sur les mesures de rapports d'embranchement, puisqu'ils varient de 50% ($B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$) et de 100% ($B^0 \rightarrow \rho^- K^+$) de l'erreur statistique.

De nombreuses données expérimentales seront bientôt disponibles concernant les désintégrations non charmées du méson B , et particulièrement les modes contaminant le signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, grâce à la statistique accumulée par les expériences *BABAR* et *Belle*. Cette erreur systématique peut donc être réduite dans l'avenir.

Contribution	C	ΔC	S	ΔS	A_{CP}	$A_{CP}^{\rho K}$	$N(\rho\pi)$	$N(\rho K)$
Modes $B \rightarrow 4$ corps (autres que $B \rightarrow K^{**}X$)								
Rapports d'embranchement	0.012	0.003	0.004	0.010	0.006	0.004	18.64	1.57
Asymétries	0.015	0.011	0.017	0.007	0.007	0.009	0.38	0.05
Modes $B \rightarrow 3$ et 2 corps (autres que $B \rightarrow K^{**}X$)								
Rapports d'embranchement	0.005	0.011	0.002	0.006	0.003	0.022	9.29	9.44
Asymétries	0.011	0.014	0.006	0.003	0.015	0.060	0.27	0.44
Modes $B \rightarrow K^{**}X$								
Rapports d'embranchement	0.003	0.003	0.001	0.002	0.001	0.064	3.17	23.96
Asymétries	0.002	0.003	0.001	0.001	0.004	0.087	0.14	0.11
Bruit de $B^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0$ $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ fond non résonant								
Rapports d'embranchement	0.010	0.008	0.000	0.008	0.006	0.000	8.11	0.12
Asymétries	0.042	0.042	0.042	0.040	0.036	0.001	0.19	0.03
$B \rightarrow$ charme								
Rapports d'embranchement	0.003	0.003	0.000	0.001	0.001	0.006	3.93	2.26
Asymétries	0.011	0.018	0.011	0.009	0.012	0.018	0.31	0.14
Approximations								
Étiquetage	0.007	0.002	0.003	0.002	0.005	0.004	1.4	1.2
Résolution de Δt	0.001	0	0.002	0.002	0.001	0.004	1.9	0.7
Variables discriminantes	0.003	0.001	0.001	0.000	0.001	0.004	5.11	2.14
Total	0.051	0.051	0.047	0.044	0.043	0.127	23.60	26.03

TAB. 4.21 – Erreur systématique associée au bruit de fond $B\bar{B}$.

4.12.5 Compilation

Un résumé de toutes les erreurs systématiques est donné dans la TAB. 4.22. Les erreurs systématiques sont ajoutées l'une à l'autre en quadrature. L'erreur dominante est le bruit de fond $B\bar{B}$, qui pourra être réduit par l'exploration de nouveaux modes de désintégration non charmée. Pour les asymétries de CP et de dilution associées au mode $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$, l'erreur reste largement en deçà de l'erreur statistique. L'incertitude sur le nombre d'événements est de taille comparable mais inférieure à l'erreur statistique. Pour les mesure de $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, la systématique est de la même taille que l'erreur statistique.

Source d'erreur	C	ΔC	S	ΔS	A_{CP}	$A_{CP}^{\rho K}$	$N_{\rho\pi}$	$N_{\rho K}$
Δm_B	0.003	0.002	0.000	0.001	0.000	0.000	0.02	0.06
Durée de vie du B	0.002	0.001	0.001	0.000	0.000	0.001	1.21	0.38
Fonction de résolution de Δt	0.003	0.004	0.008	0.005	0.001	0.001	1.58	0.27
Paramètres A_{mix}^q (continuum)	0.004	0.020	0.002	0.003	0.001	0.001	0.75	0.41
Paramètres $A_{CP\text{saveur}}^q$ (continuum)	0.030	0.003	0.005	0.002	0.000	0.001	0.09	0.05
Étiquetage	0.010	0.003	0.007	0.006	0.001	0.002	4.70	1.75
$\Delta\varepsilon_c/\varepsilon_c \pm 1\%$	0.032	0.003	0.005	0.002	0	0.001	0.10	0.05
Signal de mauvaise charge	0.000	0.003	0.000	0.003	0.001	0.000	0.73	0.05
Signal mal reconstruit	0.002	0.001	0.001	0.001	0.000	0.000	7.13	2.04
Modélisation du DIRC	0.001	0.001	0.001	0.001	0.005	0.007	0.82	0.85
Formes de ΔE , m_{ES} , NN_8 (signal)	0.000	0.002	0.000	0.003	0.002	0.001	3.06	0.25
Forme de NN_8 (continuum)	0.002	0.003	0.002	0.001	0.002	0.003	5.35	1.87
Asymétrie de charge de détection	0.006	0.006	0.006	0.006	0.006	0.006	0	0
Bruit de fond $B\bar{B}$	0.051	0.051	0.047	0.044	0.043	0.127	23.60	26.03
Validation de l'ajustement	0.023	0.016	0.025	0.026	0.010	0.021	18.41	8.73
Total	0.072	0.058	0.055	0.052	0.045	0.129	31.82	27.67

TAB. 4.22 – Compilation des erreurs systématiques associées aux nombres d'événements et aux asymétries recherchées.

4.13 La mesure des rapports d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm)$ et $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- K^+)$

Les rapports d'embranchement sont déterminés par la formule suivante :

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm) = \frac{N(B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm)}{\varepsilon(B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm) N_{B\bar{B}}}. \quad (4.64)$$

Dans cette expression, $N_{B\bar{B}}$ désigne le nombre d'événements $B\bar{B}$ total produits par PEP-II, $\varepsilon(B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm)$ est l'efficacité de la sélection du signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, et $N(B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm)$ est le nombre d'événements $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ déterminé par l'ajustement.

$N_{B\bar{B}}$ est déterminé par une procédure standard de la collaboration *BABAR* qui enrichit en $B\bar{B}$ les échantillons enregistrés sur la résonance $\Upsilon(4S)$ [102]. Cette procédure associe une erreur à $N_{B\bar{B}}$ qui peut être propagée à la mesure du rapport d'embranchement. La mesure de $N_{B\bar{B}}$ est la suivante : $N_{B\bar{B}} = (87.63 \pm 0.96)10^6$.

L'efficacité $\varepsilon(B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm)$ est déterminée avec un échantillon de Monte-Carlo $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, et corrigée de divers défauts relatifs à la modélisation de la réponse du détecteur. Une procédure

standard étalonnée sur des échantillons de contrôle indique le défaut de détection des traces chargées et des π^0 . En utilisant cette procédure, des corrections globales sur l'efficacité peuvent être déduites et des erreurs leur sont associées. Ces résultats sont dans la TAB. 4.23 et sont dominés par la précision de la détection des neutres, qui induisent une correction de 5% pour $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et de 7% pour $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, avec une erreur de 5.4%. La correction est plus forte dans le deuxième cas car ces corrections élargissent les distributions de ΔE , dont la coupure se trouve plus stricte pour le signal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ que pour le signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$.

Ces procédures sont également utilisées pour évaluer l'erreur systématique due aux coupures cinématiques. Les efficacités relatives de chaque coupure dans l'échantillon dégradé sont comparées à celles de l'échantillon brut, données dans la TAB. 4.2. La différence est prise comme erreur systématique. Ces erreurs sont notées dans la TAB. 4.23. L'analyse officielle de *BABAR* [63] traite ces erreurs par une méthode plus complexe, basée sur un échantillon de mésons B complètement reconstruits. Les erreurs trouvées ici sont comparables, sauf pour la coupure sur le réseau de neurones, ce qui peut être expliqué car cette coupure est très lâche dans l'analyse présentée ici.

Une procédure standard permet également d'évaluer l'erreur systématique due aux vetos basés sur l'identification des particules. La détection du Monte-Carlo est dégradée en utilisant un algorithme étalonné sur des échantillons de contrôle. La variation d'efficacité sur l'échantillon dégradé est utilisée pour l'erreur systématique.

Contribution	$\varepsilon_{\rho\pi}$	$\varepsilon_{\rho K}$
Efficacité (%) :		
Efficacité brute	31.0	27.5
Détection des neutres	95.0	92.6
Détection des chargés	98.4	98.4
Efficacité totale (%)	29.0	25.1
Erreur systématique normalisée à l'efficacité (%) :		
Détection des chargés	2.8	2.8
Détection des neutres	5.4	5.4
Coupures :		
Masse et hélicité du ρ	0.2	0.2
m_{ES}	0.2	0.1
ΔE	1.1	2.3
NN ₈	1.3	1.4
Identification des particules (trace du ρ)	1.6	1.6
Erreur systématique totale	6.5%	6.8%
Efficacité finale (%)	29.0 ± 1.9	25.1 ± 1.7

TAB. 4.23 – Estimation de l'efficacité de la sélection des deux canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$.

L'erreur systématique sur $N(B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm)$ a été détaillée § 4.12 et est utilisée directement pour l'erreur sur les rapports d'embranchement. Les rapports d'embranchement, les différentes composantes de son calcul et les erreurs associées, sont donnés dans la TAB. 4.24. Cette analyse a permis de mesurer assez précisément les rapports d'embranchement $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ et $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$. Les erreurs statistiques et systématiques sont de tailles comparables, la systématique étant dominée par l'incertitude sur l'efficacité de détection.

	$B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$	$B^0 \rightarrow \rho^- K^+$
Nombre d'événements	$573_{-42}^{+43}(\text{stat}) \pm 32(\text{syst})$	$160_{-26}^{+27}(\text{stat}) \pm 28(\text{syst})$
Efficacité	0.290 ± 0.019	0.251 ± 0.017
Nombre de B	$(87.63 \pm 0.96)10^6$	$(87.63 \pm 0.96)10^6$
Rapports d'embranchement (10^{-6})	$22.6 \pm 1.7(\text{stat}) \pm 2.0(\text{syst})$	$7.3 \pm 1.2(\text{stat}) \pm 1.4(\text{syst})$

TAB. 4.24 – Rapports d'embranchement de $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$.

4.14 Résultats, conclusion

La mesure du canal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ se conclut par les résultats suivants :

$$C = 0.33 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst}), \quad (4.65)$$

$$\Delta C = 0.24 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst}), \quad (4.66)$$

$$S = -0.01 \pm 0.21(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst}), \quad (4.67)$$

$$\Delta S = 0.23 \pm 0.22(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}), \quad (4.68)$$

$$A_{CP} = -0.23 \pm 0.07(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}), \quad (4.69)$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm) = (22.6 \pm 1.7(\text{stat}) \pm 2.0(\text{syst}))10^{-6}. \quad (4.70)$$

Pour tester la violation de CP directe, il est aussi possible d'exprimer ces résultats en fonction des paramètres A_{+-} et A_{-+} :

$$A_{+-} = -0.61_{-0.24}^{+0.22}(\text{stat} + \text{syst}), \quad (4.71)$$

$$A_{-+} = -0.04_{-0.17}^{+0.16}(\text{stat} + \text{syst}). \quad (4.72)$$

Dans ces dernières expressions, les erreurs statistiques et systématiques ont été ajoutées en quadrature et la matrice de corrélation de l'erreur systématique est prise identique à celle de l'erreur statistique (voir TAB. 4.13). En faisant cette approximation, la violation de CP directe est éloignée de 0 d'environ 3σ et la corrélation complexe entre A_{+-} et A_{-+} est représentée FIG. 4.31.

Les deux mesures relatives au canal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ sont les suivantes :

$$A_{CP}^{\rho K} = 0.40 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.13(\text{syst}), \quad (4.73)$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- K^+) = (7.3 \pm 1.2(\text{stat}) \pm 1.4(\text{syst}))10^{-6} \quad (4.74)$$

Les deux rapports d'embranchement ont déjà été mesurés plusieurs fois par les expériences CLEO [93] :

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm) = (27.6_{-7.4}^{+8.4} \pm 4.2)10^{-6}, \quad (4.75)$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- K^+) = (16.0_{-6.4}^{+7.6} \pm 2.8(< 32))10^{-6}, \quad (4.76)$$

Belle [91, 92] :

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm) = (20.8_{-6.3-3.1}^{+6.0+2.8})10^{-6}, \quad (4.77)$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- K^+) = (15.8_{-4.6-3.0}^{+5.1+1.7})10^{-6}, \quad (4.78)$$

et BABAR [89] avec un échantillon de 20.7 fb^{-1} :

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm) = (28.9 \pm 5.4 \pm 4.3)10^{-6}. \quad (4.79)$$

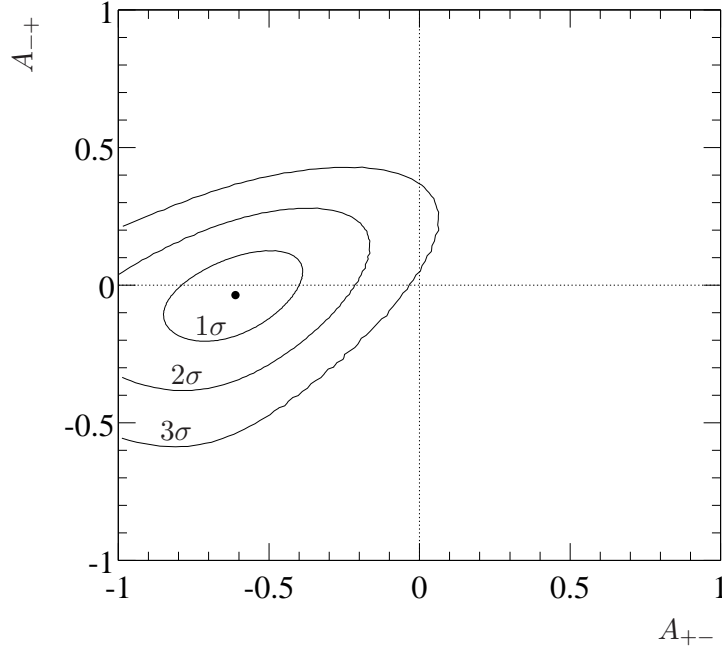


FIG. 4.31 – Intervalles de confiance à 1, 2, et 3σ pour les asymétries de CP directes A_{+-} et A_{-+} . Pour ce test, l'erreur statistique et l'erreur systématique ont été ajoutées en quadrature.

Les valeurs trouvées dans cette analyse sont parfaitement compatibles avec ces mesures précédentes. Le rapport d'embranchement du canal $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ est inférieur à ces mesures, bien que statistiquement compatible.

Des mesures préliminaires des diverses asymétries ont été données à la conférence ICHEP 2002 avec le même échantillon que celui utilisé ici [62] :

$$C = 0.45_{-0.19}^{+0.18}(\text{stat}) \pm 0.09(\text{syst}), \quad (4.80)$$

$$\Delta C = 0.38_{-0.20}^{+0.19}(\text{stat}) \pm 0.11(\text{syst}), \quad (4.81)$$

$$S = 0.16 \pm 0.25(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst}), \quad (4.82)$$

$$\Delta S = 0.15 \pm 0.26(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}), \quad (4.83)$$

$$A_{CP} = -0.22 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst}), \quad (4.84)$$

$$A_{CP}^{\rho K} = 0.19 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 0.11(\text{syst}). \quad (4.85)$$

Par rapport à ces dernières mesures, l'analyse décrite dans ce mémoire présente plusieurs différences notables :

- la sortie de réseau NN_8 a remplacé la sortie NN_4 (voir § 4.6.3),
- l'algorithme d'étiquetage **Moriond** a remplacé **Elba** (voir § 4.8.1 et l'annexe B),
- d'autre part, les candidats dont la trace célibataire ne rentre pas dans l'acceptance du DIRC n'ont pas été rejetés dans cette analyse (voir § 4.7).

Ces améliorations expliquent la meilleure performance statistique des résultats. En outre, il est important de vérifier que la différence entre les deux résultats est réaliste. Des expériences sont simulées en utilisant des échantillons de Monte-Carlo, et les différentes améliorations sont testées indépendamment en déterminant le résultat de l'ajustement avec et sans l'option testée. La largeur de la distribution de la différence entre les deux résultats est présentée dans la

TAB. 4.25. Le test sur les événements avec une trace hors du DIRC est réalisé avec du Monte-Carlo rapide et doit décrire complètement l'effet recherché. Les deux autres tests sont menés avec du Monte-Carlo complet, dont la statistique est limitée pour le continuum : un seul échantillon de continuum est réutilisé pour toutes les expériences. Aussi, seules les fluctuations du signal sont prises en compte de façon réaliste dans ces derniers tests. Ce test donne donc une borne inférieure sur le biais attendu. La conclusion de ce test est que le biais observé sur les mesures du canal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ sont toutes compatibles avec une fluctuation statistique. Un biais important est observé pour $A_{CP}^{\rho K}$, qui peut être expliqué par le fait qu'une source de bruit de fond $B\bar{B}$ importante avait été négligée pour les résultats d'ICHEP 2002 : les modes avec des résonances de masses supérieures au $K^*(892)$.

	C	ΔC	S	ΔS	A_{CP}	$A_{CP}^{\rho K}$	$\mathcal{B}(\rho\pi)$	$\mathcal{B}(\rho K)$
Différence observée	-0.12	-0.14	-0.17	0.08	-0.01	0.21	–	–
Étiquetage	0.042	0.055	0.068	0.068	–	–	–	–
Traces hors-DIRC	0.068	0.070	0.089	0.088	0.027	0.034	0.30	0.22
Réseau de neurones	0.057	0.058	0.087	0.093	0.025	–	0.50	–
Total	0.098	0.106	0.142	0.144	–	–	–	–

TAB. 4.25 – Amplitude du biais attendu à cause des fluctuations statistiques, pour les trois améliorations présentées dans cette analyse. Les valeurs qui ne sont pas renseignées sont celles pour lesquelles le test ne décrit pas de façon réaliste la fluctuation attendue.

Les mesures présentées dans ce mémoire font état d'asymétries de violation de CP directe assez importantes, bien que compatibles avec 0 : A_{CP} est éloigné de 0 de 2.7σ , et C est éloigné de 0 de 1.9σ , où σ désigne un écart standard. En tenant compte de la corrélation entre les deux, la violation de CP directe est dans son ensemble différente de 0, à environ 3σ . Pour conclure définitivement sur la présence de violation directe de CP , il est nécessaire d'augmenter la précision statistique du résultat.

Discussion théorique

5

Validation du modèle de “factorisation QCD” avec les modes $B \rightarrow PV$

Cette dernière partie présente une discussion sur quelques connaissances théoriques concernant les désintégrations non charmées du méson B . Ce premier chapitre présente un des modèles d’hadronisation capable de former des prédictions précises dans ce domaine, ainsi que sa confrontation avec divers résultats expérimentaux. Le prochain chapitre détaillera l’impact des mesures menées dans les canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ sur les paramètres du modèle standard, suivant diverses hypothèses théoriques.

5.1 Introduction

Les données expérimentales sur les désintégrations non charmées du méson B sont aujourd’hui assez importantes, étant donné les nombreux résultats accumulés par les expériences *BABAR*, *Belle* et *CLEO*. L’intérêt physique de ces mesures difficiles est de pouvoir imposer des contraintes sur les paramètres de la matrice CKM, et en particulier sur les angles α et γ du triangle d’unitarité. En effet, les amplitudes de désintégration sont liées à l’élément V_{ub} de la matrice CKM, et ainsi, les rapports d’embranchement et les asymétries de violation de CP directe ont une dépendance avec l’angle γ . La violation de CP dans l’interférence entre le mélange et la désintégration dans les modes $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$ dépend quant à elle de l’angle α .

Pour l’ensemble de ces modes, l’information est en général diluée par l’interaction forte qui produit des phases non triviales au moment de l’hadronisation. Dans certains cas, des considérations utilisant l’invariance par l’isospin peuvent permettre de s’affranchir de cette incertitude en combinant les résultats de plusieurs modes de désintégration, mais ces méthodes ont souvent un impact coûteux sur la précision de la contrainte, étant donnée la difficulté expérimentale à mesurer tous les modes nécessaires. En particulier, l’analyse du canal $B^0 \rightarrow \rho^\mp\pi^\pm$ présentée dans cette étude est difficile à interpréter par des seules considérations d’isospin (voir chapitre 1).

Pour résoudre ces difficultés, et aussi pour mieux comprendre l’interaction forte, il est souhaitable de pouvoir former des prédictions sur l’hadronisation, qui puissent être confrontées aux résultats expérimentaux. La tâche est cependant délicate : les techniques avancées d’étude de l’interaction forte, comme la QCD sur réseau, restent impuissantes pour prédire les désintégra-

tions hadroniques des mésons B . Aussi, pendant longtemps ce problème a été abordé par une modélisation phénoménologique qui est désignée aujourd’hui sous le nom de “factorisation naïve”. Cette méthode consiste à calculer complètement l’interaction à courte distance provenant du modèle standard sous la forme d’un hamiltonien effectif décrivant la désintégration du méson B en termes de produits de coefficients de Wilson et d’opérateurs effectifs locaux. Cette écriture est calculable complètement en théorie des perturbations et ne décrit pas le confinement. Celui-ci apparaît lors de l’évaluation des éléments de matrice hadroniques de ce hamiltonien, et la difficulté du problème se résume à donner une estimation des éléments de matrice hadroniques des opérateurs effectifs locaux. La “factorisation naïve” modélise ces derniers en fonction du produit de deux courants : l’un dépendant d’un facteur de forme et l’autre d’une constante de désintégration. Bien que ce modèle puisse fournir des prédictions plus ou moins raisonnables, il est impossible de le démontrer rigoureusement à partir de QCD, et d’autre part, la dépendance avec l’échelle de renormalisation, contenue dans les coefficients de Wilson, n’est pas décrite.

Récemment, un travail théorique a été mené dans ce domaine pour décrire un modèle sur des fondements plus solides. Ce modèle porte le nom de “factorisation QCD” [103]. Son principe est d’utiliser le fait que le quark b est lourd par rapport à l’échelle intrinsèque de l’interaction forte, Λ_{QCD} , pour écrire les éléments de matrice hadroniques sous une forme simple. Cette structure admet un calcul perturbatif, dont l’ordre 0 en α_S est identique à la “factorisation naïve”. Les termes négligés dans ce calcul sont d’ordre $\mathcal{O}(\Lambda_{\text{QCD}}/m_b)$ et ne peuvent pas être calculés rigoureusement, étant donné leur divergence infrarouge. L’investigation des contributions d’ordre Λ_{QCD}/m_b met en lumière une autre échelle des masses : $m_\pi/(m_u + m_d)$. Une coïncidence numérique malheureuse entre ces deux échelles, $\frac{\Lambda_{\text{QCD}}}{m_b} \frac{m_\pi}{m_u + m_d} \sim 1$, introduit une source d’incertitude importante dans le calcul : les contributions correspondantes seront désignés dans la suite comme des “termes de renforcement chiral”. Une borne supérieure est simplement imposée sur ces termes, en se fondant sur des arguments qualitatifs. Leur amplitude pourrait être bien plus grande, mais dans ce cas, le modèle de “factorisation QCD” perdrait son pouvoir prédictif.

Les prédictions de la “factorisation naïve” et de la “factorisation QCD” ne sont pas en général violemment en désaccord, étant donné que le premier modèle est le développement à l’ordre 0 en α_S du second. En particulier, ces modèles prédisent des rapports d’embranchement assez faibles pour les canaux de désintégration avec un quark s dans l’état final (voies étranges), comparativement à ceux dont l’étrangeté totale de l’état final est 0 (voies non étranges). En effet, au niveau de l’arbre, les premiers sont supprimés de Cabibbo par rapport aux seconds, et d’autre part, les pingouins ont en général dans les deux cas des amplitudes modérées.

Une autre caractéristique de la “factorisation QCD” est qu’elle prédit que la violation de CP directe dans les voies non étranges est négligeable. En effet, pour créer des asymétries de CP directes, il faut que deux contributions aux amplitudes soient présentes, avec des phases faibles différentes, et dont la différence de phases fortes soit substantielle. Pour les voies non étranges, si l’arbre et le pingouin sont du même ordre pour l’angle de Cabibbo, ces derniers sont supprimés par rapport à l’arbre d’une puissance de α_S . D’autre part, la différence de phases fortes est aussi générée par des corrections d’ordre α_S , et ainsi, la violation de CP directe est doublement supprimée en α_S .

Ces deux caractéristiques de la “factorisation QCD”, les faibles rapports d’embranchement des voies étranges et la violation de CP directe des voies non étranges négligeable, peuvent être confrontées à l’expérience. En particulier, cette deuxième validation est indépendante de la valeur de γ .

Si les prédictions du modèle sont mises en défaut par les résultats expérimentaux, alors, il est important d’examiner les sources d’incertitude du calcul. En particulier, plusieurs contri-

butions non perturbatives ont été négligées, et certaines pourraient avoir un impact significatif sur les prédictions du modèle : deux possibilités sont considérées. La première, évoquée précédemment, est que la borne sur les termes divergents bénéficiant du “renforcement chirale” a été sous-estimée. Malheureusement, un facteur 2 sur cette borne ampute gravement le pouvoir prédictif du modèle. Une autre possibilité est que la localité des opérateurs du développement de la “factorisation QCD” est une hypothèse invalide. En particulier, un éventuel désaccord sur les rapports d’embranchement des voies étranges peut être expliqué par une contribution de “pingouins charmants” [104, 105]. Cette approche consiste à considérer une contribution non perturbative à la boucle des diagrammes pingouins : on suppose la formation d’un état intermédiaire qui se propage a longue distance, composé de charme et d’anticharme. Une correction de ce type, munie d’un jeu restreint de paramètres inconnus, est implémentée dans ce calcul.

Les possibilités de désintégration non charmée $B \rightarrow PV$ (P désigne une particule pseudoscalaire et V une particule vectorielle) sont assez nombreuses, aussi, le modèle de “factorisation QCD” est en mesure de prédire un grand nombre de rapports d’embranchements. Autant de prédictions qui peuvent être considérées comme des tests expérimentaux lorsque ces modes ont été observés.

Le principe du calcul pour les modes de désintégration $B \rightarrow PV$ et les corrections supplémentaires envisagées seront exposés § 5.2, et diverses méthodes statistiques permettant de comparer les prédictions de ce modèle avec les résultats expérimentaux actuellement disponibles seront données § 5.3.

Ce calcul a été présenté en [106], la confrontation expérimentale a ici été mise à jour avec les résultats du chapitre 4.

On distinguera dans le texte le méson spectateur, qui est celui qui contient le quark spectateur, du méson émis, c’est à dire formé des seuls quarks venant de la désintégration du quark b .

5.2 Principe du calcul

5.2.1 Le hamiltonien effectif

Le hamiltonien effectif électrofaible des désintégrations non charmées du méson B est un développement de produits d’opérateurs locaux Q_i , de produits d’éléments de la matrice CKM $\lambda_p = V_{pb}V_{ps}^*$ et $\lambda'_p = V_{pb}V_{pd}^*$, et de coefficients décrivant l’interaction forte à courte distance, les coefficients de Wilson C_i . Le hamiltonien effectif a la forme suivante :

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{p=u,c} \lambda_p \left(C_1 Q_1^p + C_2 Q_2^p + \sum_{i=3,\dots,10} C_i Q_i + C_{7\gamma} Q_{7\gamma} + C_{8g} Q_{8g} \right) + \text{h.c.}, \quad (5.1)$$

dans cette expression, on a utilisé la relation d’unitarité $-\lambda_t = \lambda_u + \lambda_c$. $Q_{1,2}^p$ représentent les diagrammes d’échange de W (diagrammes “arbres”), $Q_{3,\dots,6}$ sont les différents diagrammes “pingouins QCD”, $Q_{7,\dots,10}$ sont les diagrammes “pingouins électrofaibles”, et $Q_{7\gamma}$ and Q_{8g} sont des opérateurs dipolaires des interactions électromagnétique et forte.

NLO	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6
$\mu = m_b/2$	1.137	-0.295	0.021	-0.051	0.010	-0.065
$\mu = m_b$	1.081	-0.190	0.014	-0.036	0.009	-0.042
$\mu = 2m_b$	1.045	-0.113	0.009	-0.025	0.007	-0.027
	C_7/α	C_8/α	C_9/α	C_{10}/α	$C_{7\gamma}^{\text{eff}}$	C_{8g}^{eff}
$\mu = m_b/2$	-0.024	0.096	-1.325	0.331	—	—
$\mu = m_b$	-0.011	0.060	-1.254	0.223	—	—
$\mu = 2m_b$	0.011	0.039	-1.195	0.144	—	—
LO	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6
$\mu = m_b/2$	1.185	-0.387	0.018	-0.038	0.010	-0.053
$\mu = m_b$	1.117	-0.268	0.012	-0.027	0.008	-0.034
$\mu = 2m_b$	1.074	-0.181	0.008	-0.019	0.006	-0.022
	C_7/α	C_8/α	C_9/α	C_{10}/α	$C_{7\gamma}^{\text{eff}}$	C_{8g}^{eff}
$\mu = m_b/2$	-0.012	0.045	-1.358	0.418	-0.364	-0.169
$\mu = m_b$	-0.001	0.029	-1.276	0.288	-0.318	-0.151
$\mu = 2m_b$	0.018	0.019	-1.212	0.193	-0.281	-0.136

TAB. 5.1 – Coefficients de Wilson, calculés dans la “régularisation dimensionnelle naïve”, avec les paramètres suivants : $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^{(5)} = 0.225 \text{ GeV}$, $m_t(m_t) = 167 \text{ GeV}$, $m_b(m_b) = 4.2 \text{ GeV}$, $M_W = 80.4 \text{ GeV}$, $\alpha = 1/129$, et $\sin^2\theta_W = 0.23$

Ces opérateurs ont la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 Q_1^p &= (\bar{p}b)_{V-A}(\bar{s}p)_{V-A}, & Q_2^p &= (\bar{p}_i b_j)_{V-A}(\bar{s}_j p_i)_{V-A}, \\
 Q_3 &= (\bar{s}b)_{V-A} \sum_q (\bar{q}q)_{V-A}, & Q_4 &= (\bar{s}_i b_j)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_j q_i)_{V-A}, \\
 Q_5 &= (\bar{s}b)_{V-A} \sum_q (\bar{q}q)_{V+A}, & Q_6 &= (\bar{s}_i b_j)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_j q_i)_{V+A}, \\
 Q_7 &= (\bar{s}b)_{V-A} \sum_q \frac{3}{2} e_q (\bar{q}q)_{V+A}, & Q_8 &= (\bar{s}_i b_j)_{V-A} \sum_q \frac{3}{2} e_q (\bar{q}_j q_i)_{V+A}, \\
 Q_9 &= (\bar{s}b)_{V-A} \sum_q \frac{3}{2} e_q (\bar{q}q)_{V-A}, & Q_{10} &= (\bar{s}_i b_j)_{V-A} \sum_q \frac{3}{2} e_q (\bar{q}_j q_i)_{V-A}, \\
 Q_{7\gamma} &= \frac{-e}{8\pi^2} m_b \bar{s} \sigma_{\mu\nu} (1 + \gamma_5) F^{\mu\nu} b, & Q_{8g} &= \frac{-g_s}{8\pi^2} m_b \bar{s} \sigma_{\mu\nu} (1 + \gamma_5) G^{\mu\nu} b, \quad (5.2)
 \end{aligned}$$

où dans cette expression, $(\bar{q}_1 q_2)_{V\pm A} = \bar{q}_1 \gamma_\mu (1 \pm \gamma_5) q_2$, i et j étant des indices de couleur.

Les coefficients de Wilson peuvent être calculés à haute énergie $\mu \sim M_W$ et extrapolés à $\mu \sim m_b$, en utilisant les équations du groupe de renormalisation à l’ordre NLO. Les valeurs numériques de ces coefficients sont données pour les échelles $\mu = m_b/2$, $\mu = m_b$ et $\mu = 2m_b$ dans la TAB. 5.1, où pour les coefficients C_7 à C_{10} , la dépendance avec la charge de l’électron des opérateurs Q_7 à Q_{10} correspondants a été absorbée en les normalisant par α .

L’écriture de l’équation (5.1) ne pose aucun problème théorique. Pour évaluer les amplitudes de désintégration, il faut calculer les éléments de matrice de ce hamiltonien avec les états hadronisés observés expérimentalement. La difficulté du problème consiste à évaluer les éléments de matrice hadroniques de tous les opérateurs locaux donnés dans cette expression.

La réponse de la factorisation naïve à ce problème consiste à remplacer ces inconnues par des produits de facteurs de forme et de constantes de désintégration. La “factorisation QCD” est capable de donner des corrections d’ordre α_s par rapport à cette approche.

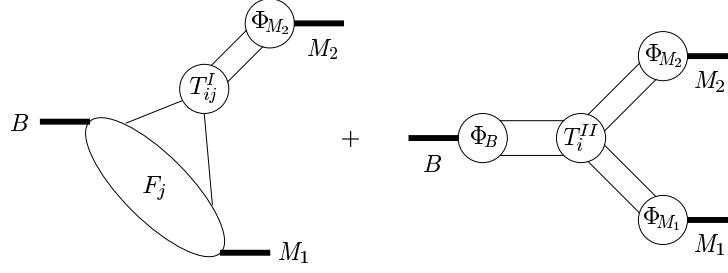


FIG. 5.1 – Représentation graphique de la formule de factorisation QCD. Seul un des deux facteurs de forme de la formule (5.3) est représenté, pour simplifier le schéma.

5.2.2 Écriture des éléments de matrice hadroniques par la méthode de “factorisation QCD”

En combinant diverses considérations sur la “transparence de couleur”, et en exhibant des annulations de certaines divergences infrarouges, il a été démontré [103] que les éléments de matrice hadroniques des opérateurs effectifs locaux peuvent être exprimés sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle PV | \mathcal{O}_i | B \rangle &= F_1^{B \rightarrow P}(0) T_{V,i}^I \star f_V \Phi_V + A_0^{B \rightarrow V}(0) T_{P,i}^I \star f_P \Phi_P \\ &+ T_i^{II} \star f_B \Phi_B \star f_V \Phi_V \star f_P \Phi_P, \end{aligned} \quad (5.3)$$

où dans cette expression, $\Phi_B(\xi)$, $\Phi_V(x)$, and $\Phi_P(y)$ désignent les “fonctions d’onde sur le cône de lumière” pour le B , le méson vecteur et le méson pseudoscalaire, et les produits notés \star sont des intégrations sur la fraction ξ , x ou y d’impulsion des quarks constituant les mésons. $F_1^{B \rightarrow P}$ et $A_0^{B \rightarrow V}$ sont les facteurs de forme des transitions $B \rightarrow P$ et $B \rightarrow V$. $T_i^{I,II}$ sont des noyaux de diffusion dure, où l’on néglige les termes d’ordre Λ_{QCD}/m_b .

Une représentation graphique de cette formule est donnée FIG. 5.1. Cette écriture peut être comprise avec des arguments qualitatifs : la paire de quarks du méson émis est dans un état singlet de couleur, est produite par une interaction locale, et se déplace rapidement. L’échange de gluons mous entre cette paire et la paire du méson spectateur (i.e. le méson contenant le quark spectateur) est supprimé par une puissance de Λ_{QCD}/m_b , ce qui est négligé dans le calcul : c’est le principe de “transparence de couleur”. Les contributions “non factorisables”, c’est à dire les interactions entre les deux paires de quarks, sont dominées par l’échange de gluons durs. Ainsi, ces corrections peuvent être calculées en théorie des perturbations : c’est ce calcul qui est désigné par les noyaux $T_i^{I,II}$.

À l’ordre α_S , les noyaux $T_i^{I,II}$ contiennent les corrections représentées FIG. 5.2. T^I contient les corrections de vertex et les corrections de pingouin donnés FIG. 5.2(a-f). Le noyau T^{II} contient la diffusion dure entre le quark spectateur et le méson émis, représentée FIG. 5.2(g-h).

5.2.3 Le calcul des différentes composantes

En [103], il a été démontré que les noyaux T^I sont calculables complètement en fonction des paramètres du modèle standard et des paramètres de l’interaction forte, les corrections négligées étant d’ordre Λ_{QCD}/m_b . Le calcul complet de ces facteurs pour les modes $B \rightarrow PV$ non charmés est donné en [106].

En ce qui concerne les noyaux T^{II} de diffusion dure sur le spectateur, la situation est plus délicate. Comme il peut être vu FIG. 5.2(g-h), ces noyaux contiennent des corrections qui consistent

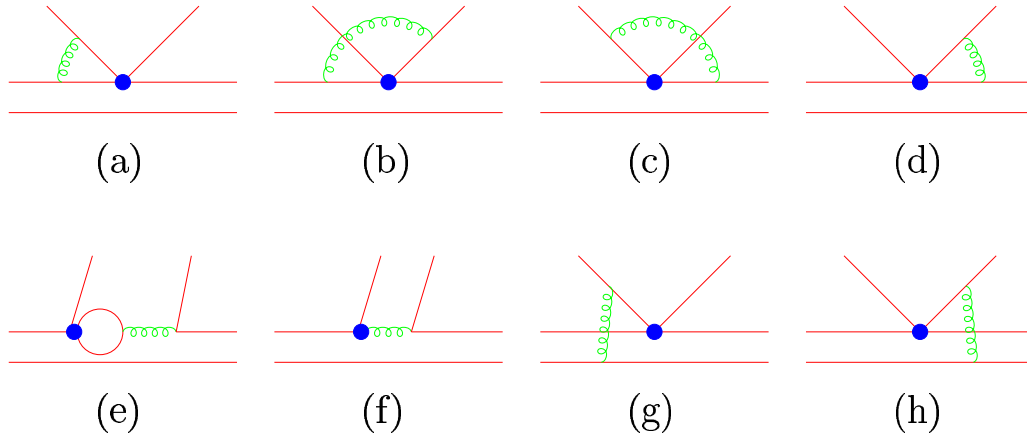


FIG. 5.2 – Corrections d’ordre α_S des noyaux de diffusion dure. Les lignes de quark dirigées vers le haut représentent le méson émis, le vertex dessiné avec un point noir représente un des opérateurs de l’hamiltonien effectif. Les quatre premiers diagrammes sont désignés comme des corrections de vertex, les deux suivants des corrections de pingouin, et les deux derniers sont des diagrammes de diffusion dure sur le spectateur.

à relier un quark issu du b au quark spectateur par un gluon. Dans toutes les corrections considérées dans le noyau T^I , un gluon relie deux lignes de quark dont la chiralité est corrélée à celle du quark b initial, c’est à dire qu’ils sont tous gauches. Pour les corrections incluses dans T^{II} , la situation est inverse : la chiralité du spectateur n’est pas corrélée à celle du b , et ainsi, certaines combinaisons du gluon relie des quarks de chiralités opposées. Le calcul montre que dans ce cas, l’élément de matrice hadronique est multiplié par un facteur de “renforcement chiral” :

$$r_\chi \sim \frac{m_\pi^2}{m_b(m_u + m_d)}. \quad (5.4)$$

Formellement, ce coefficient est d’ordre Λ_{QCD}/m_b , et ces termes ne devraient pas être pris en compte dans le calcul de “factorisation QCD”. En revanche, numériquement, $r_\chi \sim 1$ et ils ne peuvent donc pas être négligés. Dans le calcul, l’intégrale (5.3) de la fonction d’onde sur le cône de lumière aboutit à des termes d’ordre :

$$X_H = \int_0^1 \frac{dx}{x} \quad (5.5)$$

où x est la fraction d’impulsion d’un des quarks. Ce terme contient une divergence infrarouge en $x = 0$, et ne peut donc pas être conservé comme tel dans le calcul. Qualitativement, on sait que cette divergence ne se produit pas dans la nature, et qu’elle est lissée par l’hadronisation, qui a lieu à l’échelle $x = \Lambda_{QCD}/m_b$. On peut remplacer X_H par l’ordre de grandeur suivant :

$$X_H \sim \int_{\Lambda_{QCD}/m_b}^1 \frac{dx}{x} = \ln \frac{m_b}{\Lambda_{QCD}}. \quad (5.6)$$

Dans la formule (5.3), d’autres termes bénéficiant du renforcement chiral ont été négligés : les diagrammes d’annihilation. Ces corrections sont représentées à l’ordre α_S FIG. 5.3. De la même manière que pour les diagrammes de diffusion dure sur le spectateur, le gluon représenté sur ces diagrammes peut combiner des lignes de quarks de chiralités opposées, et ainsi, il se trouve

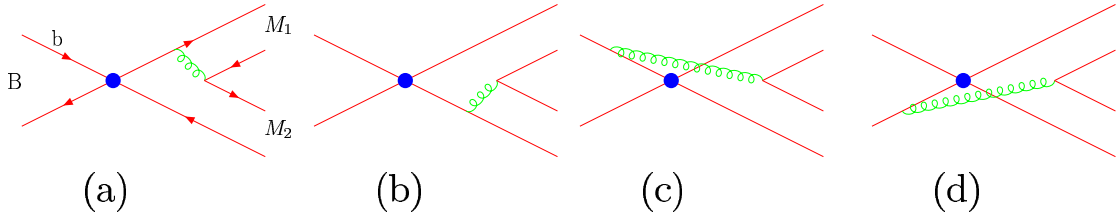


FIG. 5.3 – Corrections d’ordre α_s aux diagrammes d’annihilation. Le vertex dessiné avec un point noir représente un des opérateurs de l’hamiltonien effectif.

que ces corrections sont multipliées, elles aussi, par le facteur de renforcement chiral r_χ , et sont soumises à une autre divergence infrarouge :

$$X_A = \int_0^1 \frac{dx}{x}. \quad (5.7)$$

Ici aussi, le même argument qualitatif que précédemment montre que $X_A \sim \ln \frac{m_b}{\Lambda_{QCD}}$.

A priori, il faudrait considérer des termes X_A et X_H différents pour tous les modes, mais dans ce cas, le modèle perdrait une grande partie de son pouvoir prédictif. Ces termes divergents sont simplement remplacés dans le calcul par un terme unique, exprimé de la façon suivante :

$$X_A = X_H = \int_0^1 \frac{dx}{x} = \ln \frac{m_B}{500 \text{ MeV}/c^2} (1 + \rho_A e^{i\phi_A}). \quad (5.8)$$

Dans cette expression, ρ_A et ϕ_A sont des termes ad-hoc, une borne étant simplement imposée sur ρ_A : $\rho_A < 1$. Notons que si cette borne est relâchée d’un facteur deux, les termes de renforcement chiral peuvent devenir dominant dans le calcul, et les prédictions perdraient alors toute signification.

5.2.4 La correction des “pingouins charmants”

Dans le cas de figure où le modèle n’est pas suffisant pour décrire les données expérimentales, il est important d’explorer les corrections liées à l’hadronisation qui ne peuvent pas être décrites justement par le modèle de la “factorisation QCD”. Une de ces corrections concerne les termes de “renforcement chiral” évoqués précédemment. Il existe un autre processus dont une contribution à longue distance n’est pas décrite par la “factorisation QCD” : les “pingouins charmants”.

Un schéma décrivant le principe de ces corrections est présenté FIG. 5.4 : l’opérateur Q_1^c (le W sur la figure) produit une paire $c\bar{c}$ qui est utilisée pour former un état intermédiaire hadronisé, comme par exemple $D_s^{(*)-} D^{(*)+}$ sur ce schéma. Cet état intermédiaire se propage à longue distance et s’annihile par interaction forte pour former l’état final non charmé recherché. Une tel processus pourrait bien modifier les amplitudes de désintégration de façon non négligeable [104, 105].

Les “pingouins charmants” des voies étranges sont différents de ceux des voies non étranges : le quark actif (celui qui est issu de la désintégration du W) est dans le premier cas un s et dans le deuxième un d . L’impact de cette propriété est que la contribution des “pingouins charmants” des voies non étranges est atténué d’un facteur λ par rapports à ceux des voies étranges (λ est le sinus de l’angle de Cabibbo)

Une correction inspirée de ce processus a été implémentée en plus du modèle de “factorisation QCD”. Pour limiter le nombre de paramètres, on a supposé l’invariance sous la symétrie $SU(3)$

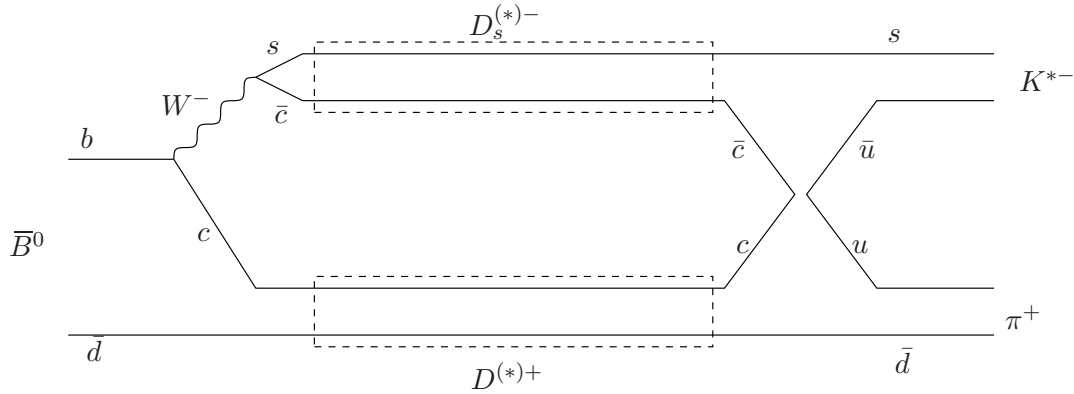


FIG. 5.4 – Schéma décrivant le principe des pingouins charmants : un état intermédiaire hadronisé charmé se forme, comme par exemple $D_s^{(*)-} D^{(*)+}$, se propage à longue distance et diffuse plus tard par interaction forte pour former l’état final non charmé recherché.

de saveurs : c’est à dire l’invariance de l’interaction forte par changement de la saveur des quarks dans le triplet (u, d, s) . D’autre part, la paire de quarks issue de l’annihilation $c\bar{c}$ peut se combiner avec les deux autres quarks issus du B de deux façons possibles : soit cette paire forme à elle seule un méson (par exemple $c\bar{c} \rightarrow \pi^0$), ou alors chacun des deux quarks est utilisé pour former des mésons différents (comme ce qui est montré FIG. 5.4). La règle “OZI” (Okubo, Zweig, Iizuka) prévoit une suppression non perturbative du premier cas de figure. Pour simplifier la modélisation, ce premier cas n’a simplement pas été considéré. La contribution de “pingouin charmant” qui a été implémentée est donc la combinaison d’un élément de la matrice CKM lié à l’opérateur Q_1^c , d’un coefficient de Clebsch-Gordan de $SU(3)$, et d’un nombre complexe qui décrit l’hadronisation vers les états finals recherchés. Sous les hypothèses considérées, ce nombre est une amplitude universelle, c’est à dire qu’il est identique pour tous les modes où le quark actif compose le méson final pseudoscalaire, et il est aussi identique pour tous les modes où c’est un méson vecteur. Ainsi, deux amplitudes complexes \mathcal{A}^P et \mathcal{A}^V inconnues sont incluses dans la modélisation. L’écriture précise de cette correction est donnée en [106].

Le pouvoir prédictif d’une telle modélisation est assez limité, étant donné que quatre paramètres réels supplémentaires sont nécessaires, et d’autre part, les approximations théoriques qui ont conduit à construire ces expressions peuvent être contestées. Cependant, elle peut être utilisée pour fournir des arguments qualitatifs et justifier la présence de “pingouins charmants” : en particulier, une telle correction devrait pouvoir augmenter considérablement les rapports d’embranchement des voies étranges et avoir un impact modéré sur les voies non étranges, ce qui peut être testé expérimentalement.

5.3 Confrontation avec l’expérience

Les résultats expérimentaux concernant la violation directe de CP et les rapports d’embranchement des modes de désintégration non charmée des expériences *BABAR* [73, 84, 89, 96, 107–112], *Belle* [91, 92, 97, 99, 113–118], et *CLEO* [86, 93, 95, 119–121] sont aujourd’hui nombreux et assez précis. Un résumé de ces résultats est donné TAB. 5.2 et TAB. 5.3. Pour les modes $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, seules les mesures présentées dans cette étude ont été considérées, et sont rappelées TAB. 5.4. Pour fabriquer des moyennes mondiales à partir de ces mesures, plusieurs étapes sont nécessaires. Tout d’abord, pour chaque expérience, les erreurs statistiques et systématiques

ont été ajoutées en quadrature. Dans le cas de figure où l'expérience donne une erreur asymétrique ${}^{+\sigma_1}_{-\sigma_2}$, cette erreur a été remplacée par l'erreur symétrique conservatrice $\pm \max(\sigma_1, \sigma_2)$. Ensuite, pour une mesure donnée, les résultats de toutes les expériences ont été combinés grâce à la moyenne pondérée par l'inverse du carré de l'erreur. En cas de désaccord entre plusieurs expériences, l'erreur totale est augmentée d'un facteur d'échelle en suivant la procédure décrite par le PDG [19].

$\mathcal{B}(\times 10^6)$	BABAR	Belle	CLEO	Moyenne
$B^+ \rightarrow \pi^+ \rho^0$	$24 \pm 8 \pm 3 (< 39)$	$8.0^{+2.3}_{-2.0} \pm 0.7$	$10.4^{+3.3}_{-3.4} \pm 2.1$	9.49 ± 2.57
$B^0 \rightarrow \pi^0 \rho^0$	$3.6 \pm 3.5 \pm 1.7 (< 10.6)$	< 5.3	$1.6^{+2.0}_{-1.4} \pm 0.8 (< 5.5)$	2.07 ± 1.88
$B^+ \rightarrow \pi^+ \omega$	$6.6^{+2.1}_{-1.8} \pm 0.7$	$4.2^{+2.0}_{-1.8} \pm 0.5$	$11.3^{+3.3}_{-2.9} \pm 1.4$	6.22 ± 1.70
$B^+ \rightarrow K^+ \rho^0$	$10 \pm 6 \pm 2 (< 29)$	–	$8.4^{+4.0}_{-3.4} \pm 1.8 (< 17)$	8.92 ± 3.60
$B^+ \rightarrow K^+ \omega$	$1.4^{+1.3}_{-1.0} \pm 0.3 (< 4)$	$9.2^{+2.6}_{-2.3} \pm 1.0$	$3.2^{+2.4}_{-1.9} \pm 0.8 (< 7.9)$	2.92 ± 1.94
$B^0 \rightarrow K^0 \omega$	$5.9^{+1.7}_{-1.5} \pm 0.9$	–	$10.0^{+5.4}_{-4.2} \pm 1.4 (< 21)$	6.34 ± 1.82
$B^0 \rightarrow K^{*+} \pi^-$	–	$26.0 \pm 8.3 \pm 3.5$	$16^{+6}_{-5} \pm 2$	19.3 ± 5.2
$B^+ \rightarrow K^{*0} \pi^-$	$15.5 \pm 3.4 \pm 1.8$	$19.4^{+4.2}_{-3.9} \pm 2.1^{+3.5}_{-6.8}$	$7.6^{+3.5}_{-3.0} \pm 1.6 (< 16)$	12.12 ± 3.13
$B^+ \rightarrow K^{*-} \pi^0$	–	–	$7.1^{+11.4}_{-7.1} \pm 1.0 (< 31)$	7.1 ± 11.4
$B^+ \rightarrow K^{*+} \eta$	$22.1^{+11.1}_{-9.2} \pm 3.3$	$26.5^{+7.8}_{-7.0} \pm 3.0$	$26.4^{+9.6}_{-8.2} \pm 3.3$	25.4 ± 5.6
$B^0 \rightarrow K^{*0} \eta$	$19.8^{+6.5}_{-5.6} \pm 1.7$	$16.5^{+4.6}_{-4.2} \pm 1.2$	$13.8^{+5.5}_{-4.6} \pm 1.6$	16.41 ± 3.21
$B^+ \rightarrow K^+ \phi$	$9.2 \pm 1.0 \pm 0.8$	$10.7 \pm 1.0^{+0.9}_{-1.6}$	$5.5^{+2.1}_{-1.8} \pm 0.6$	8.58 ± 1.24
$B^0 \rightarrow K^0 \phi$	$8.7^{+1.7}_{-1.5} \pm 0.9$	$10.0^{+1.9+0.9}_{-1.7-1.3}$	$5.4^{+3.7}_{-2.7} \pm 0.7 (< 12.3)$	8.72 ± 1.37

TAB. 5.2 – Rapports d'embranchements (en unités de 10^{-6}) mesurés par BABAR, Belle et CLEO pour les modes de désintégration non charmée $B \rightarrow PV$.

A_{CP}	BABAR	Belle	CLEO	Average
$B^- \rightarrow \pi^- \omega$	$-0.01^{+0.29}_{-0.31} \pm 0.03$	–	$-0.34 \pm 0.25 \pm 0.02$	-0.21 ± 0.19
$B^- \rightarrow K^- \omega$	–	$-0.21 \pm 0.28 \pm 0.03$	–	0.21 ± 0.28
$B^- \rightarrow K^{*-} \eta$	–	$-0.05^{+0.25}_{-0.30} \pm 0.01$	–	-0.05 ± 0.30
$\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \eta$	–	$0.17^{+0.28}_{-0.25} \pm 0.01$	–	0.17 ± 0.28
$B^- \rightarrow K^- \phi$	$-0.05 \pm 0.20 \pm 0.03$	–	–	-0.05 ± 0.20

TAB. 5.3 – Mesures de violation de CP directe réalisées par les expériences BABAR, Belle et CLEO.

Le modèle de “factorisation QCD” est en mesure de fournir des prédictions pour chacune de ces mesures, en fonction de plusieurs paramètres :

- les paramètres de la matrice CKM γ , $R_u = \left| \frac{V_{ub} V_{ud}^*}{V_{cb} V_{cd}^*} \right| = \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| \frac{1 - \frac{\lambda^2}{2}}{\lambda}$ et $R_c = \left| \frac{V_{ub} V_{us}^*}{V_{cb} V_{cs}^*} \right| = \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| \frac{\lambda}{1 - \frac{\lambda^2}{2}}$,
- la masse du quark s , m_s ,
- l'échelle de renormalisation μ ,
- les paramètres ρ_A et ϕ_A de la formule (5.8) décrivant les termes de renforcement chiral,
- un paramètre décrivant notre mauvaise connaissance de la fonction d'onde sur le cône de lumière du méson B , λ_B [103],
- f_B , la constante de désintégration du B ,

$B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$	Mesure	Coefficient de corrélation (%)					
		$C_{\rho\pi}$	$\Delta C_{\rho\pi}$	$A_{CP}^{\rho\pi}$	$A_{CP}^{\rho K}$	$\mathcal{B}^{\rho\pi}$	$\mathcal{B}^{\rho K}$
$C_{\rho\pi}$	$0.33 \pm 0.16 \pm 0.07$	–	27	-10	2	-9	1
$\Delta C_{\rho\pi}$	$0.24 \pm 0.16 \pm 0.06$	27	–	-10	0	-9	2
$A_{CP}^{\rho\pi}$	$-0.23 \pm 0.07 \pm 0.05$	-11	-10	–	-6	8	-2
$A_{CP}^{\rho K}$	$0.40 \pm 0.16 \pm 0.13$	2	0	-6	–	1	-18
$\mathcal{B}^{\rho\pi}$	$(22.6 \pm 1.7 \pm 2.0)10^{-6}$	-9	-9	8	1	–	-4
$\mathcal{B}^{\rho K}$	$(7.3 \pm 1.2 \pm 1.4)10^{-6}$	1	2	-2	-18	-4	–

 TAB. 5.4 – Rappel des résultats sur les canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ présentés dans cette étude.

- les facteurs de forme du B vers les mésons ρ , π , ω , K^* et K , notés respectivement $A_0^{B \rightarrow \rho}$, $F_1^{B \rightarrow \pi}$, $A_0^{B \rightarrow \omega}$, $A_0^{B \rightarrow K^*}$ et $F_1^{B \rightarrow K}$.

Les intervalles choisis pour ces paramètres sont donnés dans la TAB. 5.5. Deux scénarios sont envisagés : le premier correspond à la “factorisation QCD” sans correction additionnelle, et sans contrainte sur l’angle γ . Le deuxième scénario consiste à considérer que γ est contraint dans l’intervalle prédit par le modèle standard [$34^\circ, 82^\circ$], et de plus, à corriger de la contribution des “pingouins charmants”, en admettant des valeurs non nulles pour les parties réelles et imaginaires des paramètres \mathcal{A}^P et \mathcal{A}^V décrits § 5.2.4.

L’ensemble des prédictions théoriques $\{y\}$ dépendant des paramètres décrits ci-dessus, peut être comparé à l’ensemble des mesures expérimentales $\{x \pm \sigma_x\}$, en utilisant la fonction de χ^2 suivante :

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{x - y}{\sigma_x} \right)^2. \quad (5.9)$$

Si certaines mesures sont corrélées l’une avec l’autre, comme par exemple les différents résultats de l’analyse $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, alors la fonction χ^2 est corrigée pour en rendre compte. Le minimum de cette fonction de χ^2 est déterminé en laissant libre tous les paramètres théoriques dans leurs intervalles, en utilisant MINUIT [122]. La qualité de ce minimum a été par ailleurs vérifiée en remplaçant MINUIT par un algorithme de minimisation simpliste qui parcourt l’ensemble des valeurs de l’espace des paramètres avec une maille finie. Les valeurs des paramètres théoriques trouvées au minimum sont données dans la TAB. 5.5, et les prédictions correspondantes pour les rapports d’embranchement et les asymétries de violation de CP sont données dans la TAB. 5.6, ainsi que la valeur de la fonction χ^2 . Comme attendu, les rapports d’embranchement pour les voies étranges sont assez faibles dans le cas de la “factorisation QCD” pure, et d’autre part, la violation de CP directe est un phénomène marginal dans le cas de ce modèle. D’autre part, lorsque la correction de “pingouins charmants” est introduite, les rapports d’embranchement des voies étranges sont sensiblement supérieurs, et des prédictions non nulles sont trouvées pour la violation de CP directe. Ces deux aspects semblent favoriser qualitativement le modèle corrigé de cette contribution.

Pour interpréter la valeur de la fonction de χ^2 comme un estimateur de la qualité de l’accord entre le modèle et les résultats expérimentaux, une méthode de Monte-Carlo rapide est mise en place :

- les paramètres théoriques au minimum du χ^2 sont utilisés pour donner des prédictions sur les mesures (valeurs données dans la TAB. 5.6),
- des valeurs expérimentales fictives sont générées autour de cette prédiction, avec la sensibilité expérimentale (erreurs de TAB. 5.2, TAB. 5.3 et TAB. 5.4) suivant une loi gaussienne,

Paramètre	Intervalle	Scénario 1	Scénario 2
γ (deg)		123	82
m_s (GeV)	[0.085, 0.135]	0.085	0.085
μ (GeV)	[2.1, 8.4]	2.1	4.7
ρ_A	[-1, 1]	1	1
ϕ_A (deg)	[-180, 180]	-50	-104
λ_B (GeV)	[0.2, 0.5]	0.3	0.5
f_B (GeV)	[0.14, 0.22]	0.22	0.22
R_u	[0.35, 0.49]	0.35	0.35
R_c	[0.018, 0.025]	0.025	0.018
$A_0^{B \rightarrow \rho}$	[0.3162, 0.4278]	0.33	0.35
$F_1^{B \rightarrow \pi}$	[0.23, 0.33]	0.33	0.27
$A_0^{B \rightarrow \omega}$	[0.25, 0.35]	0.35	0.35
$A_0^{B \rightarrow K^*}$	[0.3995, 0.5405]	0.3995	0.5405
$F_1^{B \rightarrow K}$	[0.28, 0.4]	0.38	0.28
$\text{Re}[\mathcal{A}^P]$	[-0.01, 0.01]		0.0014
$\text{Im}[\mathcal{A}^P]$	[-0.01, 0.01]		-0.0020
$\text{Re}[\mathcal{A}^V]$	[-0.01, 0.01]		-0.0019
$\text{Im}[\mathcal{A}^V]$	[-0.01, 0.01]		0.0010

TAB. 5.5 – Paramètres théoriques au minimum du χ^2 . Le scénario 1 se réfère aux seuls paramètres de la “factorisation QCD”. La scénario 2 consiste à inclure de plus une correction pour les “pingouins charmants”.

– enfin, la fonction de χ^2 est de nouveau minimisée autour de ces nouvelles valeurs. La distribution de la fonction de χ^2 ainsi obtenue pour le Monte-Carlo rapide est donnée FIG. 5.5, et comparée à la valeur trouvée avec les vraies mesures. En comptant les valeurs de χ^2 du Monte-Carlo supérieures à celle des vraies mesures, il est possible de donner un niveau de confiance, $\mathcal{C} \leq 0.9\%$ pour les prédictions de la “factorisation QCD” pure, et de $\mathcal{C} \leq 3.1\%$ pour le modèle corrigé de la contribution des “pingouins charmants”

Les résultats des deux ajustements sont peu encourageants : un grand nombre de paramètres sont arrivés à la limite de l’intervalle qui leur a été imposé, ce qui suggère qu’une modification de ces intervalles peut modifier la qualité de l’accord. En particulier, le paramètre ρ_A qui décrit l’amplitude des termes de “renforcement chiral” est arrivé à sa limite supérieure, 1 : rappelons que l’intervalle imposé sur ρ_A est complètement arbitraire et est basé sur des arguments qualitatifs (voir § 5.2.3). L’ajustement a donc tendance à trouver des corrections de “renforcement chiral” les plus grandes possibles, c’est à dire que les termes non perturbatifs qui ne peuvent pas être calculés deviennent des corrections très importantes. Si la borne $\rho_A < 1$ est relâchée, l’ajustement trouve $\rho_A = 2.3$ dans le scénario 1 et $\rho_A = 4.4$ dans le scénario 2.

Si le niveau de confiance associé au modèle corrigé des “pingouins charmants” est meilleur que celui de la “factorisation QCD” pure, le niveau de confiance trouvé n’est pas complètement satisfaisant. Une des raisons de ce désaccord relatif vient des voies $b \rightarrow s\bar{s}$. En effet, les rapports d’embranchement des canaux $B^+ \rightarrow K^+\phi$ et $B^0 \rightarrow K^0\phi$ sont mesurés précisément par l’expérience, et sont, par ailleurs très bien prédits par la “factorisation QCD” sans correction additionnelle. En introduisant la correction supplémentaire des “pingouins charmants”, les paramètres \mathcal{A}^P et \mathcal{A}^V sont déjà assez bien contraints par ces voies, aussi, les voies non étranges qui sont en désaccord le restent malgré la correction.

	Expérience	Scénario 1		Scénario 2	
		Prédiction	χ^2	Prédiction	χ^2
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0)$	2.07 ± 1.88	0.328	0.9	0.157	1.0
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \rho^0 \pi^-)$	9.49 ± 2.57	11.265	0.5	6.725	1.2
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \omega \pi^-)$	6.22 ± 1.7	7.314	0.4	6.064	0.0
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow K^{*-} K^0)$		0.837		0.642	
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow K^{*0} K^-)$		0.593		0.505	
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \phi \pi^-)$		0.007		0.003	
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \rho^- \pi^0)$		7.667		9.276	
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \rho^0 \bar{K}^0)$		8.078		5.978	
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \omega \bar{K}^0)$	6.34 ± 1.82	3.643	2.2	3.997	1.7
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^{*-} \pi^+)$	19.3 ± 5.2	13.174	1.4	10.005	3.2
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow K^{*-} \pi^0)$	7.1 ± 11.4	9.617	0.0	8.166	0.0
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0)$	8.72 ± 1.37	8.390	0.1	8.980	0.0
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^-)$	12.12 ± 3.13	6.893	2.8	10.231	0.4
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \rho^0 K^-)$	8.92 ± 3.6	1.580	4.2	3.585	2.2
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \rho^- \bar{K}^0)$		8.995		9.020	
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \omega K^-)$	2.92 ± 1.94	2.822	0.0	4.622	0.8
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \phi K^-)$	8.88 ± 1.24	8.938	0.0	9.563	0.3
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \eta)$	16.41 ± 3.21	23.896	5.4	19.179	0.7
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow K^{*-} \eta)$	25.4 ± 5.6	16.013	2.8	15.160	3.3
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \rho^\pm \pi^\mp)$	22.6 ± 2.6	24.590	} 7.7/6	23.683	} 3.8/6
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \rho^+ K^-)$	7.3 ± 1.8	5.891		9.238	
$\Delta \mathcal{C}_{\rho\pi}$	0.24 ± 0.17	0.240		0.206	
$\mathcal{C}_{\rho\pi}$	0.33 ± 0.18	0.024		0.086	
$A_{CP}^{\rho\pi}$	-0.23 ± 0.09	-0.069		-0.157	
$A_{CP}^{\rho K}$	0.4 ± 0.21	0.245		0.297	
$A_{CP}^{\omega \pi^-}$	-0.21 ± 0.19	-0.072	0.5	-0.160	0.1
$A_{CP}^{\omega K^-}$	-0.21 ± 0.28	0.234	2.5	0.310	3.4
$A_{CP}^{\eta K^{*-}}$	-0.05 ± 0.3	-0.220	0.3	-0.263	0.5
$A_{CP}^{\eta \bar{K}^{*0}}$	0.17 ± 0.28	-0.280	2.6	-0.203	1.8
$A_{CP}^{\phi K^-}$	-0.05 ± 0.2	0.007	0.1	0.007	0.1
			34.3		24.5

TAB. 5.6 – Prédictions pour les rapports d’embranchement et les asymétries de CP directes, du modèle de “factorisation QCD” simple (scénario 1), ou avec une correction additionnelle pour les “pingouins charmants” (scénario 2). Les rapports d’embranchement sont en unités de 10^{-6} .

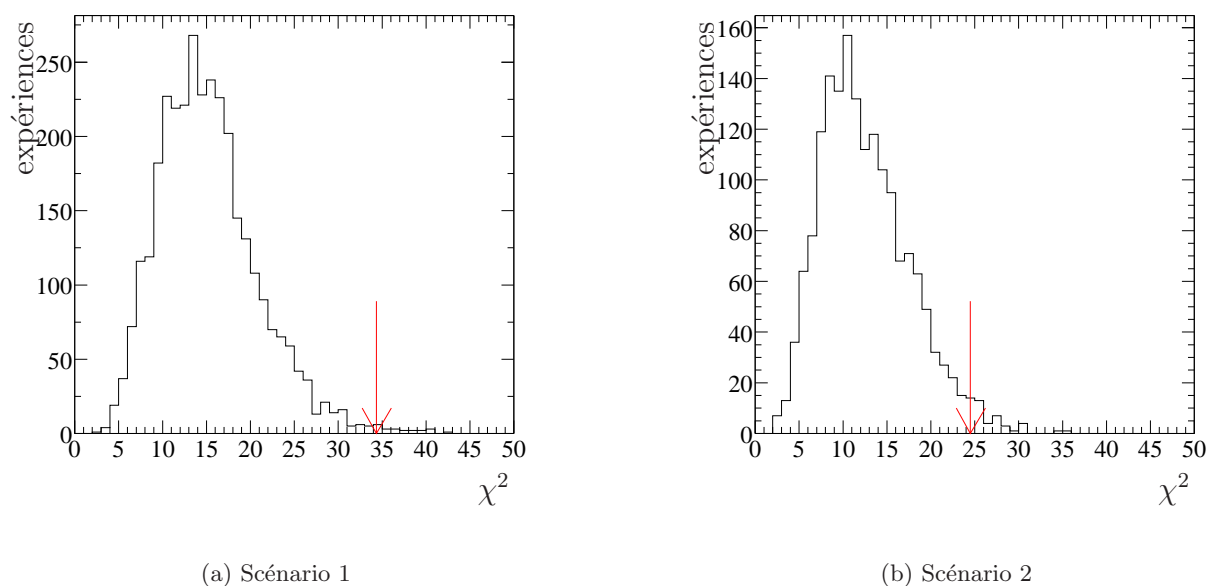


FIG. 5.5 – Distribution de χ^2 trouvée dans les échantillons de Monte-Carlo rapides (histogramme), comparée à la valeur obtenue dans les données (flèche). Le scénario 1 se réfère à la “factorisation QCD” pure, et le “scénario 2” à la correction additionnelle des “pingouins charmants”.

Pour conclure, il faut noter que ce test a été mené avec une série de résultats expérimentaux préliminaires, qui peuvent être amenés à évoluer à l’avenir, et ainsi, le mauvais accord conclu dans cette étude pourrait se trouver modifier.

6

Interprétation des mesures des canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$

Les mesures sur les canaux de désintégration $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ données au chapitre 4 doivent permettre de contraindre les angles α et γ du triangle d'unitarité. L'enjeu de cette interprétation est de déterminer le plus précisément possible le rapport des amplitudes “pingouin” et “arbre” et de leurs phases fortes relatives. Dans l'approche “quasi deux corps” mise en oeuvre ici, des contraintes raisonnables ne peuvent être obtenues sans utiliser un modèle d'hadronisation pour prédire la valeur des paramètres inconnus.

Une interprétation sommaire des résultats est donnée ici, à travers trois approches. La première consiste simplement à négliger l'amplitude des diagrammes “pingouins” par rapport aux diagrammes “arbres”. La deuxième approche utilise des mesures de rapports d'embranchement de voies étranges, et suppose l'invariance de l'interaction forte sous les permutations dans le triplet (u, d, s) pour évaluer l'amplitude des “pingouins” dans le canal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$. La troisième approche consiste à examiner les contraintes obtenues par le modèle de “factorisation QCD”, en supposant que celui-ci décrit correctement la réalité.

Certaines des hypothèses considérées ici sont contestables : en particulier, les modèles utilisés prévoient en général que l'amplitude des diagrammes “pingouins” est faible, voire négligeable. Cette hypothèse implique en particulier l'absence de violation directe de CP . Or, le résultat de l'étude du chapitre 4 donne des indices de la présence de cette violation. Aussi, les résultats présentés ici ne sont pas des contraintes sur les paramètres de la matrice CKM, mais donnent plutôt des ordres de grandeur de la contrainte qui peut être atteinte dans le cas de figure où la validité d'un modèle d'hadronisation serait prouvée.

6.1 Pingouins négligés

Pour avoir une première idée de la contrainte sur l'angle α du triangle d'unitarité, il est utile de considérer le modèle simpliste qui consiste à négliger simplement l'amplitude des diagrammes “pingouins”. Cette modélisation est décrite en détail en [41], et a été évoquée au chapitre 1. Les phases des deux paramètres $\lambda_{\rho^+\pi^-}$ et $\lambda_{\rho^-\pi^+}$ sont données par les équations (1.96) et (1.97) :

$$\frac{\text{Im}\lambda_{\rho^+\pi^-}}{|\lambda_{\rho^+\pi^-}|} = \sin 2\alpha \cos \Delta\delta + \cos 2\alpha \sin \Delta\delta, \quad (6.1)$$

$$\frac{\text{Im}\lambda_{\rho^-\pi^+}}{|\lambda_{\rho^-\pi^+}|} = \sin 2\alpha \cos \Delta\delta - \cos 2\alpha \sin \Delta\delta. \quad (6.2)$$

Les différentes asymétries définies dans les équations (4.1) à (4.5) peuvent ainsi être reliées à α :

$$S + \Delta S = \sqrt{1 - (C + \Delta C)^2}(\sin 2\alpha \cos \Delta\delta + \cos 2\alpha \sin \Delta\delta), \quad (6.3)$$

$$S - \Delta S = \sqrt{1 - (C - \Delta C)^2}(\sin 2\alpha \cos \Delta\delta - \cos 2\alpha \sin \Delta\delta). \quad (6.4)$$

Ce modèle prévoit par ailleurs l'absence de la violation de CP directe : $C = 0$. Pour une valeur de ΔC donnée, α et $\Delta\delta$ peuvent ainsi être utilisées pour prédire S et ΔS . Une fonction χ^2 est construite, en combinant la valeur de ΔC considérée, les prédictions pour S et ΔS , et les mesures expérimentales $\Delta C_0, S_0, \Delta S_0$ (voir § 4.14) :

$$\chi^2 = (\Delta C - \Delta C_0 \quad S - S_0 \quad \Delta S - \Delta S_0) V^{-1} \begin{pmatrix} \Delta C - \Delta C_0 \\ S - S_0 \\ \Delta S - \Delta S_0 \end{pmatrix}. \quad (6.5)$$

Dans cette expression, la matrice de variance V est la combinaison de la matrice de corrélation (voir TAB. 4.13) et des erreurs sur chaque paramètre. Pour ce test, les erreurs statistiques et systématiques ont été ajoutées en quadrature, et d'autre part, en première approximation, la matrice de corrélation des erreurs statistiques est utilisée pour décrire aussi les corrélations des erreurs systématiques. Dans une première étape, la fonction de χ^2 est minimisée pour les trois paramètres $\Delta C, \alpha$ et $\Delta\delta$. Notons le minimum χ_0^2 .

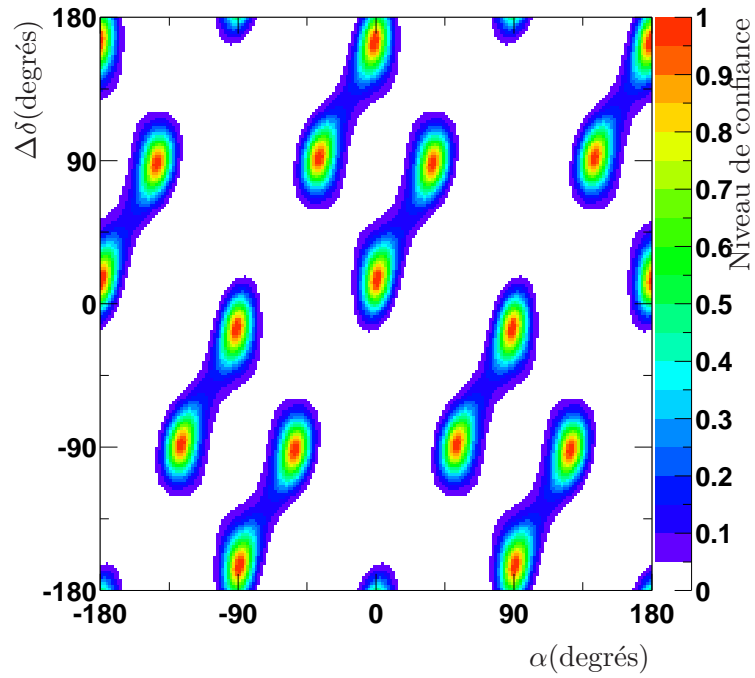
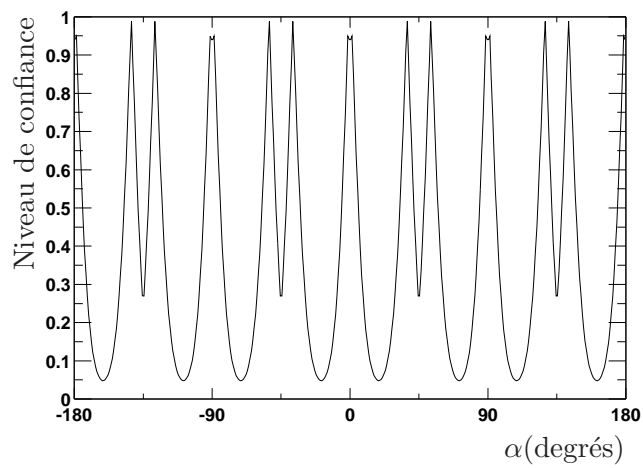
Pour évaluer les contraintes induites par les mesures sur les deux paramètres α et $\Delta\delta$, un niveau de confiance est construit sur chaque point de l'espace $(\alpha, \Delta\delta)$. En chaque point considéré, le χ^2 est minimisé en fixant α et $\Delta\delta$ aux valeurs correspondantes, et en laissant libres les autres paramètres. En notant le minimum χ_i^2 , le niveau de confiance est donné par la probabilité de la différence $\chi_i^2 - \chi_0^2$, à deux degrés de liberté. Cette technique peut être mise en oeuvre pour un jeu arbitraire de paramètres.

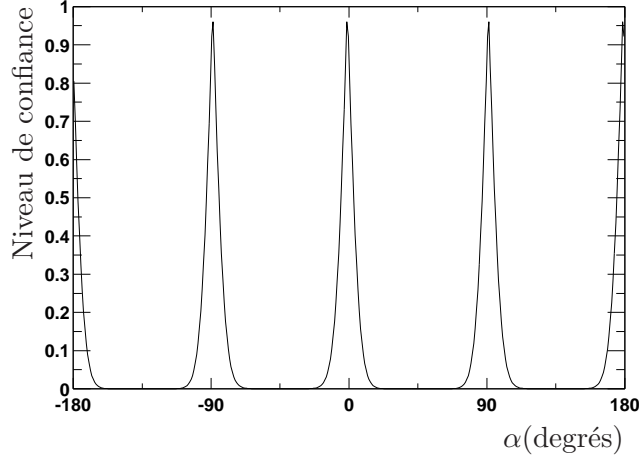
Les contraintes ainsi obtenues par le modèle négligeant les ‘‘pingouins’’ pour les deux paramètres α et $\Delta\delta$ sont données FIG. 6.1. Ces mêmes contraintes, pour α seul sont données FIG. 6.2. Les valeurs de S et ΔS trouvées au chapitre 4 étant proches de 0, les valeurs de α telles que $\sin 2\alpha = 0$ sont assez probables, c'est à dire α proche de $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, -90^\circ$, avec des phases fortes telles que $\cos \Delta\delta = 1$. En plus de ces solutions, des solutions avec $\sin 2\alpha$ grand et $\cos \Delta\delta$ proche de 0 sont également possibles.

Les équations (6.3) et (6.4) ont des solutions sur α de multiplicité 16. Ce grand nombre d'ambiguïtés a pour effet de dégrader la qualité de la contrainte. Pour obtenir de bonnes contraintes sur α avec ce modèle, il est nécessaire de faire une hypothèse sur les phases fortes. Une hypothèse envisagée en [41] est de supposer que ces phases fortes sont nulles. Cet argument est basé sur des considérations liées au modèle de la ‘‘factorisation’’ : dans ce modèle, la diffusion par interaction forte entre les constituants des deux mésons est considérée comme négligeable, aussi, l'interaction forte ne produit aucune phase dans ce modèle. À titre d'exercice, le test précédent est reproduit en fixant les phases $\Delta\delta$ à 0, ce qui est présenté FIG. 6.3. La contrainte sur α est dans ce cas bien meilleure. La conclusion de ce dernier test est qualitative : la détermination des phases fortes a un impact important sur la qualité de la contrainte des paramètres du modèle standard. Une approche efficace pour cette détermination consiste à utiliser un modèle d'hadronisation.

6.2 Approximation $SU(3)$

Dans les désintégrations à grand transfert d'énergie, on peut s'attendre à ce que les effets de masse des quarks légers ne jouent pas un très grand rôle du point de vue de l'interaction

FIG. 6.1 – Niveau de confiance en fonction de α et $\Delta\delta$.FIG. 6.2 – Niveau de confiance en fonction de α , en négligeant les amplitudes “pingouins”.


 FIG. 6.3 – Niveau de confiance en fonction de α , en supposant que $\Delta\delta = 0$.

forte. Le fait de négliger ces effets, et de considérer l'interaction forte comme invariante sous les permutations dans le triplet (u, d, s) revient à se placer dans le cadre de la symétrie $SU(3)$ de saveurs. Une correction typique liée à la brisure de cette symétrie est la différence des constantes de désintégration des kaons et des pions $|f_K - f_\pi|/f_\pi \sim 23\%$.

Toutefois, en se plaçant dans cette approximation, il est possible de relier les amplitudes de désintégration “pingouins” et “arbre” des désintégrations $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ à celles de désintégrations du B dans des voies étranges. En négligeant une certaine classe de diagrammes pingouins (supprimés par la règle OZI) présents dans les voies $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ mais absents des voies étranges, il est possible de contraindre α avec les mesures du § 4.14 par les relations suivantes [123] :

$$|2\alpha - 2\alpha_{\text{eff}}^{+-}| < \arccos \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - A_{+-}^2}} \left(1 - 2\lambda^2 \frac{\mathcal{B}(K^{*+}\pi^-)}{\mathcal{B}(\rho^+\pi^-)} \right) \right\}, \quad (6.6)$$

$$|2\alpha - 2\alpha_{\text{eff}}^{-+}| < \arccos \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - A_{+-}^2}} \left(1 - 2\lambda^2 \frac{\mathcal{B}(\rho^-K^+)}{\mathcal{B}(\rho^-\pi^+)} \right) \right\}. \quad (6.7)$$

En utilisant la moyenne mondiale des mesures du rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow K^{*+}\pi^-$, la première inégalité se traduit par une contrainte de l'ordre de 30° . Le rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \rho^-K^+$ étant assez faible, et la violation de CP directe A_{+-} assez éloignée de 0, la deuxième inégalité est assez contraignante (l'argument de la fonction arccos, lorsque les quantités A_{+-} , $\mathcal{B}(\rho^-K^+)$ et $\mathcal{B}(\rho^-\pi^+)$ sont remplacées par les valeurs moyennes de leurs résultats expérimentaux, est supérieur à 1). Les définitions de α_{eff}^{+-} et α_{eff}^{-+} sont les suivantes :

$$2\alpha_{\text{eff}}^{+-} = \arg \left(\frac{q}{p} \frac{\langle \rho^+\pi^- | H | \bar{B}^0 \rangle}{\langle \rho^-\pi^+ | H | B^0 \rangle} \right) \quad (6.8)$$

$$2\alpha_{\text{eff}}^{-+} = \arg \left(\frac{q}{p} \frac{\langle \rho^-\pi^+ | H | \bar{B}^0 \rangle}{\langle \rho^+\pi^- | H | B^0 \rangle} \right) \quad (6.9)$$

Ces deux quantités peuvent être exprimées en fonction des mesures de la façon suivante :

$$S + \Delta S = \sqrt{1 + C + \Delta C} \sqrt{1 - C - \Delta C} \sin(2\alpha_{\text{eff}}^{+-} + \delta), \quad (6.10)$$

$$S - \Delta S = \sqrt{1 + C - \Delta C} \sqrt{1 - C + \Delta C} \sin(2\alpha_{\text{eff}}^{-+} - \delta). \quad (6.11)$$

Dans ces dernières expressions, δ est la phase inconnue suivante : $\delta = \arg \frac{\langle \rho^- \pi^+ | H | B^0 \rangle}{\langle \rho^+ \pi^- | H | B^0 \rangle}$. La présence de cette phase implique que les solutions des équations (6.10) et (6.11) sont de multiplicité 16 pour la valeur de α .

Pour obtenir des contraintes dans le plan (α, δ) , les inégalités (6.6) et (6.7) sont réécrites de la façon suivante :

$$2\alpha - 2\alpha_{\text{eff}}^{+-} = \kappa_{+-} \arccos \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - A_{-+}^2}} \left(1 - 2\lambda^2 \frac{\mathcal{B}(K^{*+} \pi^-)}{\mathcal{B}(\rho^+ \pi^-)} \right) \right\}, \quad (6.12)$$

$$2\alpha - 2\alpha_{\text{eff}}^{-+} = \kappa_{-+} \arccos \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - A_{+-}^2}} \left(1 - 2\lambda^2 \frac{\mathcal{B}(\rho^- K^+)}{\mathcal{B}(\rho^- \pi^+)} \right) \right\}, \quad (6.13)$$

où κ_{-+} et κ_{+-} sont des grandeurs inconnues, bornées entre -1 et 1 . Pour des valeurs des rapports d'embranchement et des asymétries de violation de CP directe données, α peut être utilisé pour prédire les valeurs de α_{eff}^{-+} et α_{eff}^{+-} , et associé à δ , prédire les valeurs de S et de ΔS . Une fonction de χ^2 est ainsi construite, en combinant l'ensemble de ces prédictions aux mesures. Une technique similaire à celle décrite § 6.1 est employée pour contraindre l'espace de paramètres (α, δ) .

Les niveaux de confiance correspondants sont donnés FIG. 6.4 et 6.5. La contrainte dans le plan (α, δ) est non négligeable, mais le grand nombre d'ambiguïtés implique que la contrainte sur α seul est complètement inexistante. Pour obtenir une meilleure contrainte, il faudrait pouvoir contraindre δ par une autre méthode : soit par un argument théorique en mesure de prédire la valeur de δ , ou alors utiliser une technique expérimentale capable de mesurer directement δ (l'analyse temporelle dépendant de la position dans le diagramme de Dalitz). De fait, on se retrouve dans une situation similaire à celle de l'étude précédente, où l'on avait négligé les pingouins.

6.3 Factorisation QCD

Au chapitre 5, le modèle d'hadronisation de la "factorisation QCD" a été exposé, et confronté à divers résultats expérimentaux sur les rapports d'embranchement et les recherches de violation de CP directe dans les canaux de désintégration non charmée du méson B avec un méson pseudoscalaire et un méson vecteur dans l'état final. La conclusion de cette étude était que dans l'état actuel des connaissances expérimentales, il est impossible de décrire parfaitement les mesures avec ce modèle. Cependant, on peut espérer à une amélioration de ce résultat, soit parce que les résultats expérimentaux préliminaires utilisés pour ce test vont évoluer, ou alors si une description plus fine des effets non décrits par le calcul est mise en place par les théoriciens.

À titre d'exercice, il est néanmoins intéressant d'utiliser ce modèle pour interpréter les mesures de S et ΔS comme des contraintes sur les paramètres de la matrice CKM. L'information fournie par un tel test est la qualité de la contrainte qui pourra être atteinte sur les paramètres de Wolfenstein $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$, le jour où l'approche suggérée par un tel modèle d'hadronisation sera complètement validée.

La méthode mise en oeuvre pour déterminer ces contraintes est très similaire à celle des tests précédents. Le modèle de la "factorisation QCD" est en mesure de donner des prédictions pour les six amplitudes de désintégration $\langle \rho^+ \pi^- | H | B^0 \rangle$, $\langle \rho^+ \pi^- | H | \bar{B}^0 \rangle$, $\langle \rho^- \pi^+ | H | B^0 \rangle$, $\langle \rho^- \pi^+ | H | \bar{B}^0 \rangle$, $\langle \rho^+ K^- | H | \bar{B}^0 \rangle$ et $\langle \rho^- K^+ | H | B^0 \rangle$, en fonction d'une série de paramètres théoriques inconnus, certains décrivant l'interaction faible, et d'autres liés à certaines propriétés de l'interaction forte.

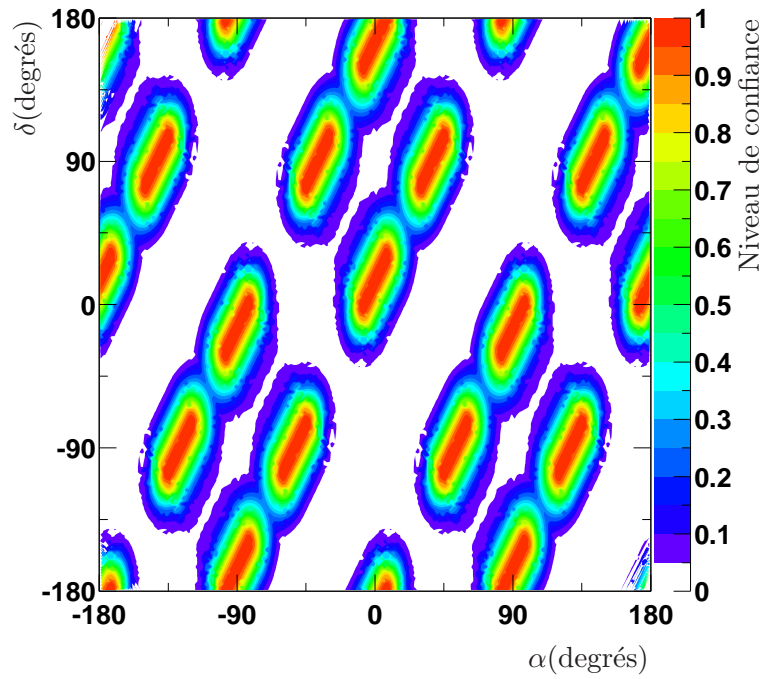


FIG. 6.4 – Contraintes dans le plan (α, δ) déduites des mesures, en supposant les inégalités (6.6) et (6.7)

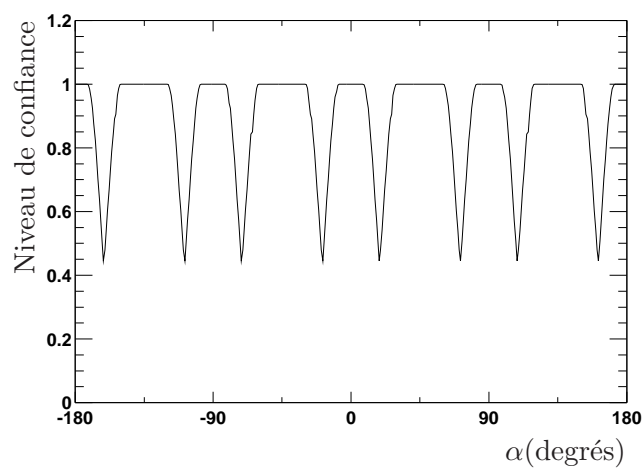


FIG. 6.5 – Contraintes sur α en supposant les inégalités (6.6) et (6.7)

Les formules (4.1) à (4.5) donnent les expressions des différents paramètres mesurés en fonction de ces amplitudes de désintégration.

Une fonction de χ^2 est donc construite, de façon similaire à la formule (6.5), en combinant cette fois les huit mesures résumées § 4.14. Cette fonction dépend des paramètres théoriques suivants :

- les deux paramètres de Wolfenstein $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$,
- la masse du quark s ,
- l'échelle de renormalisation μ ,
- le paramètre λ_B (incertitude sur la fonction d'onde sur le cône de lumière du B),
- la constante de désintégration f_B ,
- les facteurs de forme du ρ et du pion,
- les paramètres ρ_A et ϕ_A décrivant le terme correctif sur les contributions de “renforcement chiral”.

Des intervalles sont assignés aux paramètres de l'interaction forte (les mêmes que ceux de la TAB. 5.5), et le χ^2 est minimisé globalement en fonction de tous les paramètres. Les régions de confiance sont alors déterminées dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ par une méthode similaire à celle présentée § 6.1.

La contrainte obtenue en combinant toutes les huit mesures aux prédictions de la “factorisation QCD” est présentée FIG. 6.6. La qualité particulièrement bonne de la contrainte ainsi

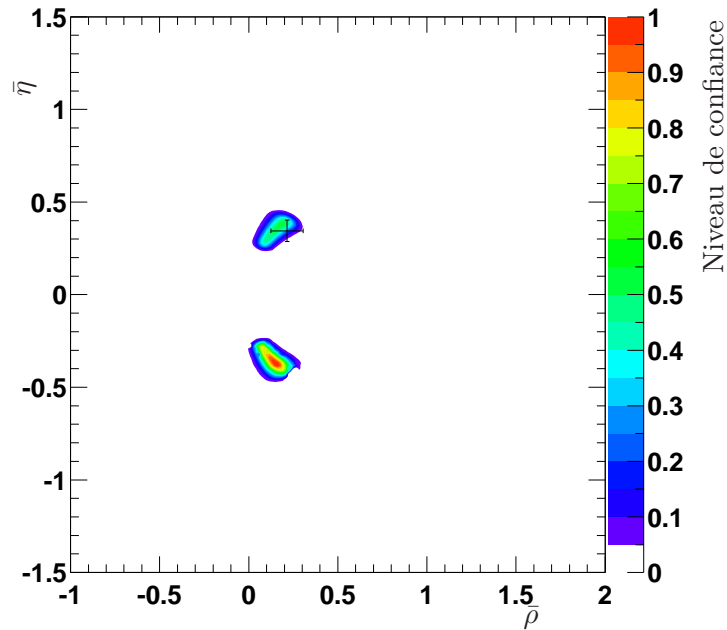


FIG. 6.6 – Contrainte sur les paramètres $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ en combinant les huit mesures des canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ aux prédictions de la “factorisation QCD”. La croix représente les valeurs attendues du modèle standard.

obtenue appelle quelques commentaires. Tout d’abord, la mesure présentée dans ce mémoire fait état d’un paramètre S très proche de 0. La “factorisation QCD” prévoyant des pingouins assez faibles, cette mesure se traduit naturellement sur le paramètre α par l’expression approximative suivante : $\alpha \equiv 0 [90^\circ]$, qui est identique à celle du modèle négligeant les pingouins complètement.

Ceci peut être vu en répétant l'exercice précédent en n'utilisant que les mesures de S et de ΔS , ce qui est représenté FIG. 6.7(a).

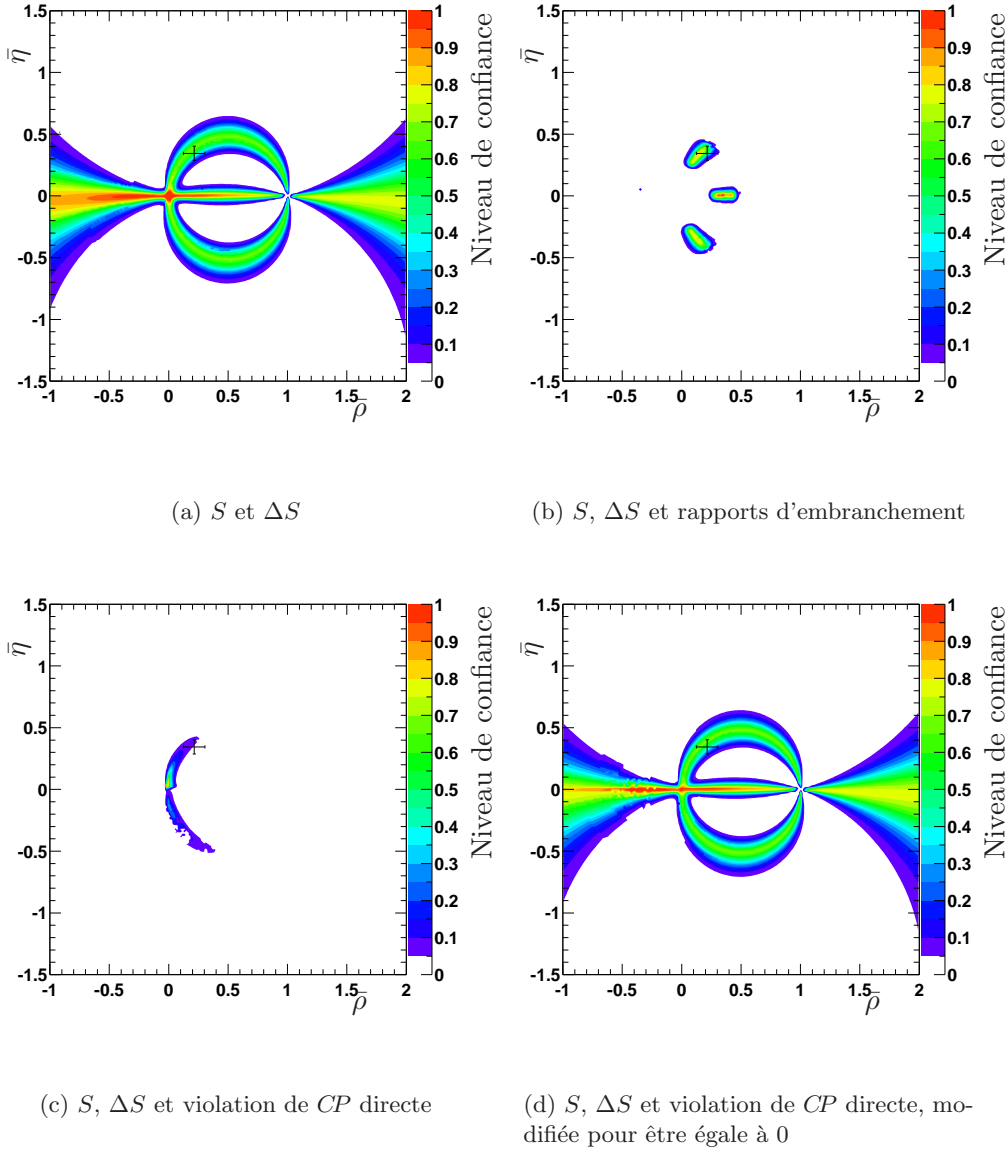


FIG. 6.7 – Contraintes sur les paramètres $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ en combinant diverses mesures sur les canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ aux prédictions de la “factorisation QCD”. La croix représente les valeurs attendues du modèle standard.

Les rapports d'embranchement sont quant à eux très bien prédits par la “factorisation QCD”, et sont pour leur part, reliés principalement au paramètre V_{ub} de la matrice CKM. La combinaison des contraintes sur S et ΔS , et des rapports d'embranchement, a pour effet de sélectionner une zone restreinte du plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Ceci est représenté FIG. 6.7(b).

La violation de CP directe est quant à elle très mal prédite par le modèle de “factorisation QCD”. La valeur assez grande mesurée dans cette analyse est assez incompatible avec les prédictions de ce modèle. Aussi, l'effet induit par les paramètres correspondants est de contraindre

γ le plus proche possible de 90° . Ceci est présenté FIG. 6.7(c).

Dans le cas de figure hypothétique où la mesure est compatible avec les prédictions, pour ce qui concerne la violation de CP directe, la contrainte sur γ est complètement relâchée. Pour observer cet effet, les mesures de violation de CP directe ont été modifiées pour la valeur 0 dans l'ajustement. La contrainte correspondante est présentée FIG. 6.7(d). En effet, dans l'approche considérée ici, les paramètres théoriques inconnus sont simplement contraints sur des intervalles donnés. En particulier, le paramètre ρ_A qui décrit l'amplitude des corrections de "renforcement chiral" est contraint de la manière suivante : $|\rho_A| < 1$. Cette contrainte est donnée par les théoriciens, car au delà de cette borne, le modèle perd sa cohérence : le modèle ne peut être valable que si on considère que ces termes non calculables sont assez faibles. Si ce n'est pas le cas, la correction ad-hoc introduite n'a aucune signification. Il faudrait dans ce cas la modifier pour une description plus réaliste, fondée sur des arguments théoriques plus détaillés, et dépendant de paramètres définis précisément. Aucune description de ce type n'existe à ce jour. En introduisant les mesures de violation de CP directe, le paramètre ρ_A se fixe vers sa borne supérieure, 1, ce qui revient à l'enlever de l'ajustement. Les contraintes sur $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ s'en trouvent d'autant améliorées : cet effet peut être considéré comme artificiel.

Conclusion

Les analyses développées et présentées dans ce mémoire présentent plusieurs aspects. Les performances du DIRC se sont notablement améliorées par suite de corrections de son alignement. Des mesures précises des canaux de désintégration $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, comprenant des asymétries de violation de CP , ont été réalisées, et enfin, le modèle de “factorisation QCD” a été testé en comparant ses prédictions aux rapports d’embranchement connus expérimentalement.

L’alignement du DIRC

Une table de correction modifie l’angle Cherenkov des photons entrant dans le DIRC, en fonction de leurs paramètres de direction dans les barres de quartz. Cette table est aujourd’hui utilisée pour la production des données de *BABAR*, et améliore notablement les performances du système d’identification des particules. Ces performances sont illustrées FIG. 8, où est représenté le pouvoir séparateur entre pions et kaons du DIRC en fonction de l’impulsion des traces rentrant dans le DIRC. L’identification des particules est la moins facile à haute impulsion, mais le pouvoir séparateur du DIRC est néanmoins de 4σ à l’impulsion de $3 \text{ GeV}/c$.

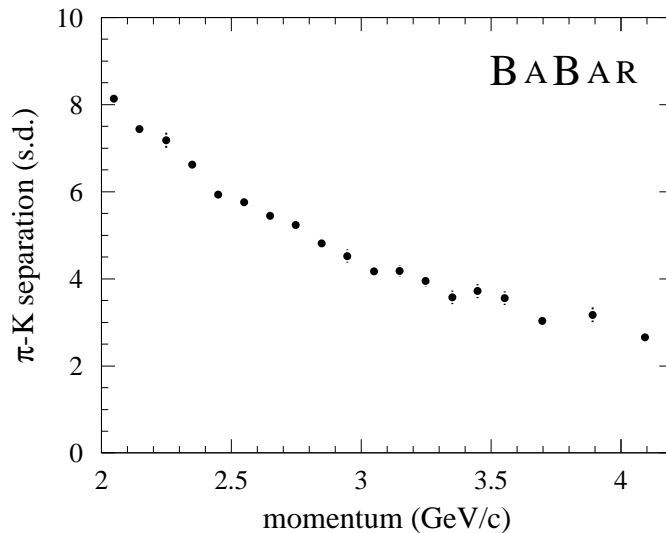


FIG. 8 – Pouvoir séparateur du DIRC entre les hypothèses pion et kaon, déterminé avec un échantillon de contrôle de D^* , en fonction de l’impulsion des traces rentrant dans le DIRC.

Mesure des canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$

En analysant un échantillon correspondant à une luminosité intégrée de 80.8 fb^{-1} sur la résonance $\Upsilon(4S)$, soit environ $88 \cdot 10^6$ paires $B\bar{B}$, la meilleure mesure mondiale des canaux de désintégration $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ a pu être menée, avec les résultats suivants pour $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$:

$$C = 0.33 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst}), \quad (14)$$

$$\Delta C = 0.24 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst}), \quad (15)$$

$$S = -0.01 \pm 0.21(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst}), \quad (16)$$

$$\Delta S = 0.23 \pm 0.22(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}), \quad (17)$$

$$A_{CP} = -0.23 \pm 0.07(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}), \quad (18)$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm) = (22.6 \pm 1.7(\text{stat}) \pm 2.0(\text{syst}))10^{-6}, \quad (19)$$

et les résultats suivants pour $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$:

$$A_{CP}^{\rho K} = 0.40 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.13(\text{syst}), \quad (20)$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- K^+) = (7.3 \pm 1.2(\text{stat}) \pm 1.4(\text{syst}))10^{-6}. \quad (21)$$

Les deux signaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ sont clairement observés, ce qui permet de mesurer les rapports d'embranchement des deux canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$ très précisément. Les distributions correspondantes de la variable m_{ES} , dans l'échantillon enrichi en signal, sont rappelés FIG. 9.

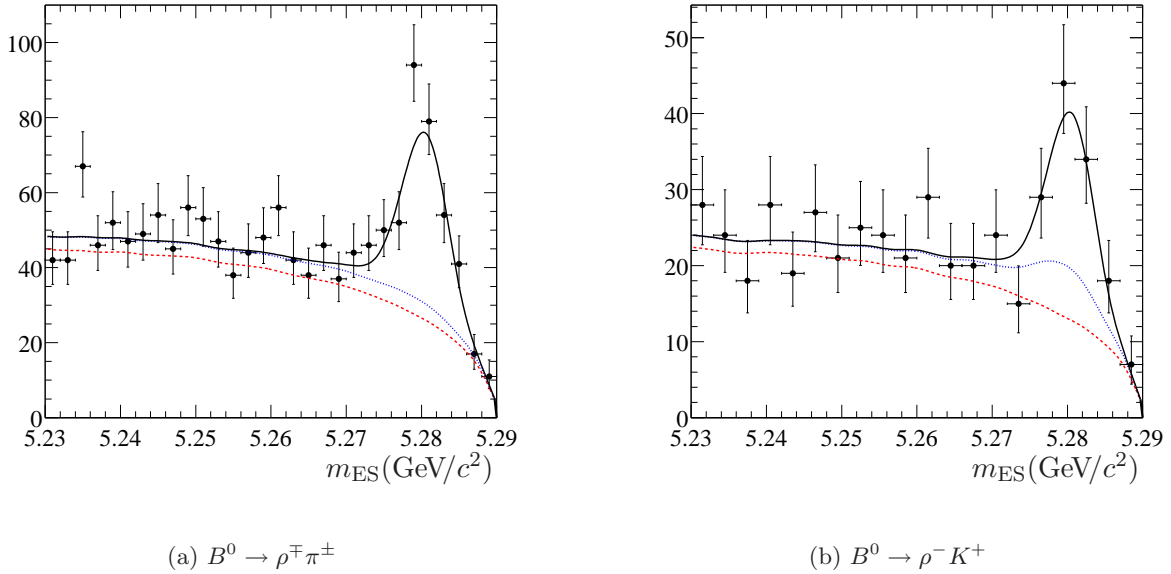


FIG. 9 – Distributions de la masse m_{ES} , pour l'échantillon enrichi en signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ et $B^0 \rightarrow \rho^- K^+$, comparées au résultat de l'ajustement. Les tirets représentent l'évaluation de la contamination du continuum, la ligne pointillée la somme de cette contamination et du bruit de fond $B\bar{B}$, et le trait plein la somme de toutes les contributions.

Les mesures de violation directe de CP des canaux $B^0 \rightarrow \rho^\mp \pi^\pm$ peuvent aussi être exprimées

en fonction des variables suivantes :

$$A_{+-} = -0.61^{+0.22}_{-0.24}(\text{stat} + \text{syst}), \quad (22)$$

$$A_{-+} = -0.04^{+0.16}_{-0.17}(\text{stat} + \text{syst}), \quad (23)$$

et sont globalement différentes de 0 d'environ 3σ (voir FIG. 4.31). La signification statistique de ce résultat n'est néanmoins pas suffisamment claire pour conclure définitivement sur la présence de cette violation de CP , la conclusion définitive ne pouvant être donnée que lorsque plus de données auront été analysées.

L'erreur sur le paramètre S décrivant la violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration est remarquablement petite, et ainsi ce résultat constitue la meilleure mesure d'une asymétrie de ce type, tous canaux de désintégration non charmée du méson B confondus. Le phénomène sous-jacent à cette asymétrie est cependant dilué par le rapport $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$ sur $B^0 \rightarrow \rho^-\pi^+$, moyenné sur les saveurs du méson B parent, qui peut être exprimé en fonction de l'asymétrie ΔC , dont la mesure montre qu'elle a une amplitude modérée. L'interprétation de la mesure de S en fonction des paramètres du modèle standard est, dans tous les cas, difficile.

La représentation graphique de ces asymétries est rappelée FIG. 10, en utilisant les paramètres A_{B^0/\bar{B}^0} et $A_{\rho^+\pi^-/\rho^-\pi^+}$ définis équations (4.56) et (4.57).

La source d'erreur systématique dominante, toutes mesures confondues, provient de la description du bruit de fond $B\bar{B}$. Sur l'ensemble des nombreuses contaminations envisagées, les contaminations principales, composées de $B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$ et des modes avec des résonances de masses supérieures au $K^*(892)$, souffrent d'une faible connaissance expérimentale. Le large échantillon de mésons B fourni par les expériences *BABAR* et *Belle* devrait permettre d'analyser ces modes inconnus, et ainsi, réduire notablement l'erreur systématique de ce résultat.

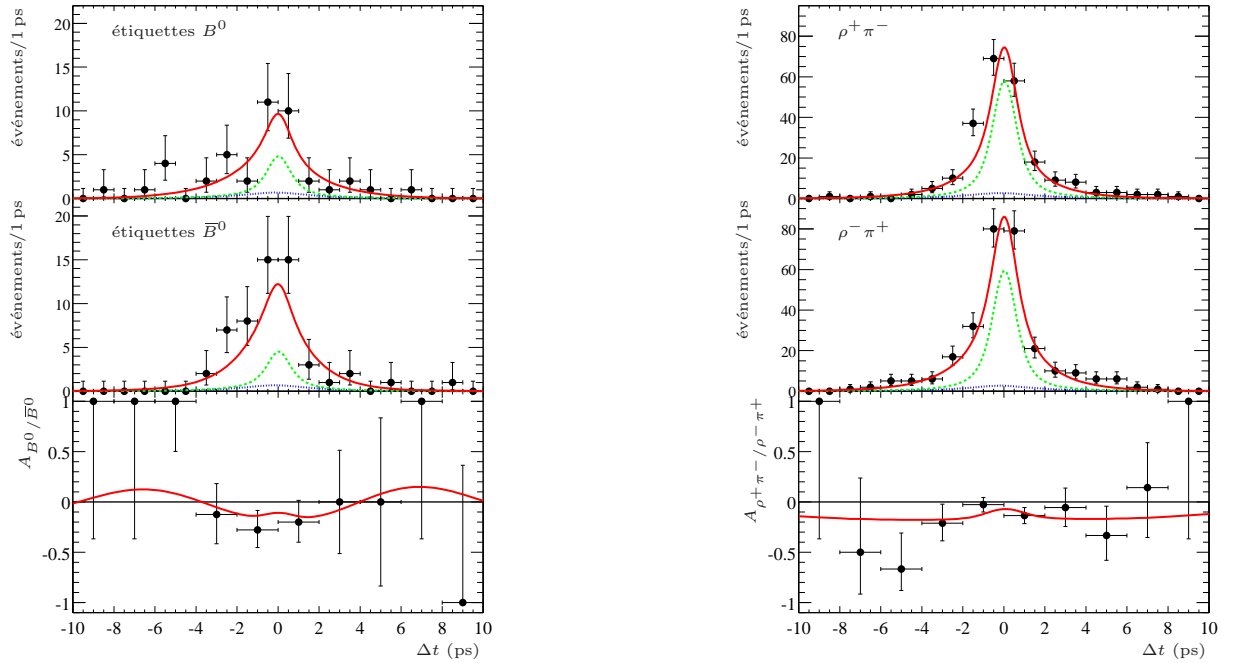


FIG. 10 – Asymétries A_{B^0/\bar{B}^0} et $A_{\rho^+\pi^-/\rho^-\pi^+}$ définies équations (4.56) et (4.57), dans l'échantillon enrichi en signal, comparées au résultat de l'ajustement. La ligne pointillée représente la contamination du bruit de fond $B\bar{B}$, les tirets la somme de cette contamination et de celle du continuum, et le trait plein la somme de toutes les contributions.

Le modèle de “factorisation QCD”

Des avancées théoriques récentes sur les modèles décrivant l’hadronisation dans les désintégrations du méson B ont abouti au modèle de “factorisation QCD”. Les prédictions de ce modèle pour les modes de désintégration non charmée du méson B composées d’un méson pseudoscalaire et d’un méson vecteur ont été implémentées pour être ensuite confrontées aux résultats expérimentaux connus au moment de la conférence ICHEP 2002. Le niveau de confiance associé à cette comparaison est de l’ordre de 1%, ce qui n’est pas un résultat très encourageant. La statistique considérable accumulée par les expériences $BABAR$ et Belle devrait permettre d’améliorer la précision des mesures actuelles, et aussi d’étudier de nombreux modes aujourd’hui inconnus. Ces nouvelles mesures pourront sans doute aider à une meilleure compréhension des sources d’incertitude du calcul, comme par exemple les contributions inconnues venant des termes de “renforcement chirale” ou de la contamination des “pingouins charmants”.

A

Les formes non paramétriques Keys

Des distributions de probabilité sont implémentées dans l'analyse $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ pour chaque variable discriminante et pour chaque composante de l'ajustement. Les formes de certaines de ces distributions ne sont pas interprétées dans l'analyse : par exemple, pour les bruits de fond $B\bar{B}$, les distributions des variables NN_8 , m_{ES} , et ΔE sont nécessaires pour corriger justement ces contributions, mais aucune information utile pour le reste de l'analyse ne ressort de ces formes. En effet, le processus de physique qui a imprimé ces formes est en général complètement dilué par l'algorithme de reconstruction qui est optimisé pour sélectionner les candidats de signal $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$. Par exemple, on peut s'attendre à ce que la distribution de m_{ES} présente un pic autour de la masse attendue du B . Cependant, la sélection a associé arbitrairement des traces provenant en général des deux B présents dans l'événement, et ainsi, les queues de distributions sont en général complexes et il est assez difficile de les relier au processus initial qui produit des traces dont la masse invariante est celle du B . En fait, cette relation entre comportement des variables et processus physique n'est pas nécessaire pour mener à bien l'analyse, et au contraire, bien que le processus physique soit le seul effet qui peut être facilement décrit, seul le comportement final des variables est important. L'outil privilégié pour réaliser ce lien est le Monte-Carlo : le processus initial est entré, et le générateur se charge d'expliquer tous les effets de la reconstruction.

Étant donné qu'aucune interprétation n'est donnée à ces formes, il est assez commode de les décrire avec des distributions non paramétriques, c'est à dire ne dépendant d'aucun paramètre qui contient un sens physique. L'histogramme est un exemple de forme non paramétrique, cependant il n'est pas très commode à utiliser car ce n'est pas une fonction continue, et la distribution dépendra de la taille de l'échantillonnage. Un autre exemple de distribution, plus performant, et ne souffrant pas de ces défauts, est la distribution Keys ("Kernel estimate your shapes") [124].

Le principe de l'estimation consiste à choisir échantillon de données initial, de taille n , distribué selon la probabilité recherchée, et à associer un noyau K à chaque donnée t_i de cet échantillon. Une première forme utilise des noyaux fixes, et sert à construire une deuxième estimation, à noyaux dynamiques.

L'estimation à noyaux fixes, \hat{f}_0 , a la forme suivante :

$$\hat{f}_0(x) = \frac{1}{nh} \sum_{i=1}^n K\left(\frac{x - t_i}{h}\right). \quad (\text{A.1})$$

Le noyau K est pris comme étant une gaussienne normalisée :

$$K(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2}, \quad (\text{A.2})$$

et h est la fonction suivante :

$$h = \left(\frac{4}{3}\right)^{1/5} \sigma n^{-1/5}, \quad (\text{A.3})$$

où σ est la largeur de l'échantillon initial. Cette valeur de h est choisie car elle optimise l'accord avec une distribution gaussienne, dans la limite $n \rightarrow \infty$.

Dans le cas d'une distribution quelconque, il est plus adapté d'estimer ces formes avec des noyaux dynamiques, c'est à dire dont la largeur dépend de la densité locale :

$$\hat{f}_1(x) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{1}{h_i} K\left(\frac{x - t_i}{h_i}\right), \quad (\text{A.4})$$

où dans ce cas, h_i a la forme suivante :

$$h_i = \rho \left(\frac{4}{3}\right)^{1/5} \sqrt{\frac{\sigma}{\hat{f}_0(t_i)}} n^{-1/5}. \quad (\text{A.5})$$

Le paramètre ρ peut être choisi arbitrairement, de l'ordre de 1, et permet de décrire la structure locale de la distribution.

Ces formes sont utilisées à plusieurs reprises dans l'analyse $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$, et des illustrations sont données par exemple FIG. 4.11 pour la modélisation de NN_8 du signal, FIG. 4.7 pour la modélisation de m_{ES} du signal mal reconstruit et FIG. 4.18 pour la modélisation des variables discriminantes pour le bruit de fond $B\bar{B}$.

B

L'étiquetage des mésons B : Elba et Moriond

Pour les analyses de violation de CP dépendant du temps, la démarche consiste en général à sélectionner et à composer un candidat de signal correspondant au canal recherché de désintégration du méson B , et extraire diverses informations relatives à ce candidat, comme par exemple la saveur de l'autre B s'étant désintégré dans l'événement. L'étiquetage [78, 79] est l'algorithme qui se charge de déterminer cette saveur, en analysant l'ensemble des traces chargées du reste de l'événement, et en recherchant des signatures de désintégration étiquetant la saveur de ce B , comme des désintégrations semi-leptoniques, ou la cascade de désintégration $b \rightarrow c \rightarrow s$. Deux versions de cet algorithme sont disponibles dans la collaboration *BABAR*, et portent les noms d'*Elba* et de *Moriond*. Dans la suite, "l'événement" désigne l'ensemble des traces détectées, soustrait des traces du candidat du signal sélectionné.

Les désintégrations semi-leptoniques ont pour signature la présence d'un lepton dur dans l'événement (lepton *primaire*). Les leptons qui peuvent être facilement identifiés sont les électrons ou les muons, identifiés principalement par le calorimètre ou par l'IFR. La performance de l'étiquetage sera dégradée par l'acceptance de ces deux détecteurs et aussi par le bruit de fond des leptons de "cascade", c'est à dire provenant de la chaîne de désintégration. $b \rightarrow c \rightarrow l$. La discrimination de ce bruit de fond peut utiliser des variables cinématiques et des variables de forme d'événement : par exemple la variable E_{90}^W qui est l'énergie déposée dans l'hémisphère définie par la direction du W^\pm virtuel reconstruit à partir de la direction du lepton, et de la direction de la quantité de mouvement manquante de l'événement. De même la variable $\cos \theta_{l\nu}$ qui est le cosinus de l'angle entre le lepton et la quantité de mouvement manquante.

La cascade de désintégration $b \rightarrow c \rightarrow s$ a tendance à produire des kaons dont la charge est corrélée à la saveur du méson B . Les multiplicités des kaons chargés ont d'ailleurs été mesurées par ARGUS [125] : $n(B^0 \rightarrow K^+ X) = 0.58 \pm 0.01 \pm 0.08$ et $n(B^0 \rightarrow K^- X) = 0.13 \pm 0.01 \pm 0.05$. Aucune variable cinématique n'est capable de discriminer utilement les kaons de bon signe de ceux de mauvais signe. Une autre manière de détecter les désintégrations charmées consiste à rechercher la présence de pions mous issus de la désintégration du méson $D^{*\pm}$.

Les algorithmes d'étiquetage peuvent exploiter des corrélations entre plusieurs de ces signatures. Par exemple, dans le cas où un lepton et un kaon donnent des informations concordantes, on peut s'attendre à une très grande qualité d'étiquetage. Il est également possible d'exploiter des corrélations entre un pion mou et un kaon, avec par exemple l'angle entre leur deux directions.

Elba utilise une combinaison d'algorithmes basés sur des simples coupures et d'autres plus complexes reposant sur des réseaux de neurones. *Elba* range les événements dans 4 catégo-

ries, avec des performances différentes, suivant la qualité de l'information trouvée. La catégorie **Lepton** sélectionne les leptons primaires grâce aux dispositifs d'identification des particules, et les discrimine des leptons de "cascade" avec une coupure sur leur quantité de mouvement. La saveur attribuée correspond à la charge du lepton, sauf dans le cas où l'événement peut par ailleurs être étiqueté avec des kaons et que la réponse est différente. Dans la catégorie **Kaon**, des traces sont sélectionnées avec un réseau de neurones qui est entraîné pour reconnaître les kaons à partir des mesures d'identification de particules, en fonction de leur quantité de mouvement. La charge totale des kaons ainsi sélectionnés renseigne sur la saveur à attribuer. 55% des événements ne rentrent dans aucune des deux catégories précédentes, et sont analysés avec une combinaison de réseaux de neurones. Trois premiers réseaux analysent et sélectionnent les traces individuelles, et un dernier réseau combine les informations des trois réseaux précédents. Le réseau **L** sélectionne les leptons, en combinant l'information d'identification des particules, la quantité de mouvement, et les variables E_{90}^W et $\cos\theta_{l\nu}$. Le réseau **K** est le réseau précédemment utilisé pour sélectionner les kaons. Le réseau **Pi** sélectionne les pions mous à partir de diverses variables cinématiques et de forme d'événement. Le réseau de neurones final combine la sortie du réseau **L** pour le meilleur lepton, les sorties du réseau **K** pour les deux meilleurs kaons, la sortie du réseau **Pi** pour le meilleur pion, la plus grande quantité de mouvement trouvée dans les traces de l'événement et le nombre de traces à grand paramètre d'impact (signature de la présence de K_S^0). La sortie de ce réseau final est contrainte dans l'intervalle $[-1, 1]$, vaut idéalement -1 en présence d'un B^0 et $+1$ en présence d'un \bar{B}^0 . Si cette sortie de réseau est proche de -1 ou $+1$, alors, l'événement est placé dans la catégorie **NT1**, pour des valeurs intermédiaires, il est placé dans la catégorie **NT2**, et enfin, si la sortie de réseau est trop proche de 0, l'information est jugée insuffisante pour l'étiquetage et aucune saveur n'est retournée.

Moriond commence par appeler plusieurs algorithmes qui analysent les traces de l'événement indépendamment et se prononcent sur la saveur. La réponse de ces algorithmes est un nombre réel dont le signe renseigne sur la saveur reconstruite, et dont la valeur absolue peut être interprétée comme une probabilité de mauvais étiquetage. Les réponses de ces différents algorithmes sont combinées dans un réseau de neurones final. L'architecture de cette méthode de reconstruction est résumée FIG. B.1. Trois algorithmes différents analysent les leptons, selon que l'information

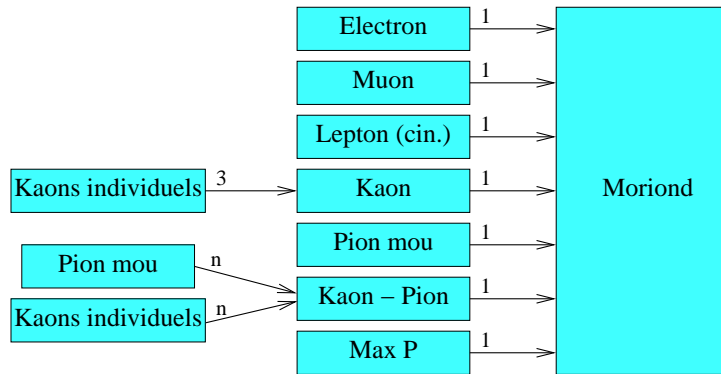


FIG. B.1 – Structure de l'algorithme d'étiquetage "Moriond".

d'identification des particules est suffisante pour sélectionner un électron ou un muon, ou alors que la trace est hors de l'acceptance des détecteurs correspondants. La réponse des trois algorithmes est à chaque fois obtenue à partir d'un réseau combinant la quantité de mouvement et les variables E_{90}^W et $\cos\theta_{l\nu}$. Un algorithme examine les kaons individuellement, et donne sa réponse simplement en fonction de la qualité de l'information d'identification des particules. La

somme des trois meilleures réponses de kaons individuels sur les traces de l'événement est utilisée pour la réponse de l'algorithme qui se charge de combiner les kaons. Un algorithme examine les pions mous en combinant avec un réseau de neurones leur quantité de mouvement, l'information d'identification des particules (pour rejeter les kaons) et des variables de forme d'événement. Un autre algorithme basé sur un réseau de neurones se charge d'examiner les corrélations entre les réponses des pions mous, des kaons, et de l'angle entre leurs deux directions. Enfin, un algorithme se base sur la plus grande quantité de mouvement trouvée dans l'événement, ce qui permet de récupérer des leptons qui n'ont pas passé les coupures des algorithmes dédiés, et de prendre en compte les pions durs issus des désintégrations telles que $B^0 \rightarrow D^*\pi$.

Toutes ces informations sont combinées par l'algorithme **Moriond** avec un réseau de neurones, dont la sortie renseigne sur la saveur à attribuer et peut aussi être interprétée comme une probabilité de mauvaise identification. Par ailleurs, les événements sont placés dans diverses catégories exclusives, suivant la qualité de l'étiquetage. La catégorie **Lepton** correspond aux événements principalement étiquetés avec des leptons, et, si présents, avec des kaons dont l'information était concordante. Les événements étiquetés avec des kaons sont rangés dans les catégories **KaonI** ou **KaonII**, si la réponse du dernier réseau est suffisamment discriminante. **KaonI** contient les événements pour lesquels une corrélation avec un pion mou a été décelée, ou alors la probabilité de mauvais étiquetage était particulièrement faible. Les autres événements sont rangés dans la catégorie **Inclusive** si la réponse du dernier réseau est acceptable, ou alors ne sont simplement pas étiquetés.

Les performances de ces deux algorithmes d'étiquetage peuvent être évaluées avec la quantité $Q = \sum_c \varepsilon_c (1 - 2w_c)^2$, où c désigne les catégories d'étiquetage, ε_c et w_c désignent les efficacités et les probabilités de mauvais étiquetage correspondantes. Ces dernières données sont évaluées avec les données de *BABAR* à partir d'un échantillon de B complètement reconstruits. L'erreur sur les asymétries de CP dépendant du temps est inversement proportionnelle à la racine carrée de Q . Les performances des deux algorithmes sont détaillées TAB. 4.8. L'algorithme **Moriond** sélectionne les événements plus strictement qu'**Elba** puisque son efficacité est de 65.6%, contre 68.8% pour **Elba**. Cependant, la qualité de l'identification est meilleure, puisque les taux de mauvaise identification sont meilleurs. Au final, le paramètre Q permet de résumer les deux effets : l'algorithme **Moriond** est 7% meilleur que l'algorithme **Elba**.

Bibliographie

- [1] J. de Brunhoff,
Histoire de Babar, le petit éléphant (Jardin des Modes, Hachette, 1931).
- [2] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch et R. Turlay,
Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson,
Phys. Rev. Lett. **13** (1964), p. 138–140.
- [3] Collaboration *BABAR*, B. Aubert *et al*,
Measurement of the CP asymmetry amplitude $\sin 2\beta$ with B^0 mesons,
Phys. Rev. Lett. **89** (2002), n° 20, p. 201802.
- [4] Theoretical physics and experimental physics divisions,
2001 European school of high-energy physics : proceedings,
CERN **2002-002** (juin 2002),
édité par N. Ellis et J. March-Russell,
Beatenberg (Suisse), 26 août–8 septembre 2001.
- [5] Collaboration *BABAR*,
The *BABAR* physics book : Physics at an asymmetric B factory,
SLAC Report **R-504** (octobre 1998),
édité par P. F. Harrison et H. R. Quinn.
- [6] N. Tanner,
Parity in nuclear reactions,
Phys. Rev. **107** (1957), p. 1203–1204.
- [7] D. H. Wilkinson,
Parity conservation in strong interactions : introduction and the reaction
 $\text{He}^4(d, \gamma)\text{Li}^6$,
Phys. Rev. **109** (1958), p. 1603–1609.
- [8] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes et R. P. Hudson,
Experimental test of parity conservation in beta decay,
Phys. Rev. **105** (1957), p. 1413–1414.
- [9] W. von Witsch, A. Richter et P. von Brentano,
Upper limit of T nonconservation in the reactions $^{24}\text{Mg} + \alpha \rightleftharpoons ^{27}\text{Al} + p$,
Phys. Rev. Lett. **19** (1967), p. 524–526.
- [10] S. Barshay,
Proposal to test time-reversal invariance in the reactions $\gamma + d \rightleftharpoons n + p$,
Phys. Rev. Lett. **17** (1966), n° 1, p. 49–53.
- [11] D. Sober *et al*,
Angular distribution of deuteron photodisintegration between 240 and 320 MeV,
Phys. Rev. Lett. **22** (1969), n° 9, p. 430–433.

- [12] N. F. Ramsey,
Electric dipole moment of the neutron,
Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **40** (1990), p. 1–14.
- [13] E. D. Commins *et al*,
Improved experimental limit on the electric dipole moment of the electron,
Phys. Rev. A **50** (1994), n° 4, p. 2960–2976.
- [14] L. Dobrzynski *et al*,
Test of CP and C invariances in $p\bar{p}$ annihilations at 1.2 GeV/ c involving strange particles,
Phys. Lett. **22** (1966), n° 1, p. 105–108.
- [15] N. Xuong, G. R. Lynch et C. K. Hinrichs,
Antiproton-proton inelastic interactions at 1.61 BeV/ c and their use for a test of charge-conjugation in strong interactions,
Phys. Rev. **124** (1961), n° 2, p. 575–580.
- [16] R. I. Dzhelyadin *et al*,
Search for rare decays of η and η' mesons, and for light Higgs particles,
Phys. Lett. **105B** (1981), n° 2,3, p. 239–241.
- [17] G. Lüders,
Proof of the TCP theorem,
Ann. Phys. **2** (1957), p. 1.
- [18] W. Pauli,
On the conservation of the lepton charge,
Nuov. Cim. **6** (1957), n° 1, p. 204–214.
- [19] K. Hagiwara *et al*,
Review of particle physics,
Phys. Rev. D **66** (2002), p. 010001.
URL <http://pdg.lbl.gov>
- [20] M. Goldhaber, L. Grodzins et A. W. Sunyar,
Helicity of neutrinos,
Phys. Rev. **109** (1958), p. 1015–1017.
- [21] A. G. Cohen, D. B. Kaplan et A. E. Nelson,
Progress in electroweak baryogenesis,
Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **43** (1993), p. 27–70.
- [22] E. W. Kolb et M. S. Turner,
The Early Universe (Addison-Wesley, 1990).
- [23] A. D. Sakharov,
Violations of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe,
JETP Lett. **4** (1967), p. 24.
- [24] G. 't Hooft,
Symmetry breaking through Bell-Jackiw anomalies,
Phys. Rev. Lett. **37** (1976), n° 1, p. 8–11.
- [25] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov et M. E. Shaposhnikov,
On anomalous electroweak baryon-number non-conservation in the early universe,
Phys. Lett. **155B** (1985), n° 1,2, p. 36–42.

-
- [26] S. L. Glashow,
Partial-symmetries of weak interactions,
Nucl. Phys. **22** (1961), p. 579–588.
- [27] S. Weinberg,
A model of leptons,
PRL **19** (1967), n° 21, p. 1264–1266.
- [28] P. W. Higgs,
Broken symmetries and the masses of gauge bosons,
Phys. Rev. Lett. **13** (1964), n° 16, p. 508–509.
- [29] N. Cabibbo,
Unitary symmetry and leptonic decays,
Phys. Rev. Lett. **10** (1963), n° 12, p. 531–533.
- [30] M. Kobayashi et T. Maskawa,
 CP -violation in the renormalizable theory of weak interaction,
Progr. Theor. Phys. **49** (1973), n° 2, p. 652–657.
- [31] L.-L. Chau et W.-Y. Keung,
Comments on the parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix,
Phys. Rev. Lett. **53** (1984), n° 19, p. 1802–1805.
- [32] L. Wolfenstein,
Parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix,
Phys. Rev. Lett. **51** (1983), n° 21, p. 1945–1947.
- [33] A. J. Buras *et al*,
Waiting for the top quark mass, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mixing, and CP asymmetries in B decays,
Phys. Rev. D **50** (1994), n° 5, p. 3433–3446.
- [34] Collaboration Belle, K. Abe *et al*,
Improved measurement of mixing-induced CP violation in the neutral B meson system,
Phys. Rev. D **66** (2002), n° 071102.
- [35] M. Gronau et D. London,
Isospin analysis of CP asymmetries in B decays,
Phys. Rev. Lett. **65** (1990), n° 27, p. 3381.
- [36] R. Aleksan, A. Gaidot et G. Vasseur,
Probing the “penguin” contribution in $B \rightarrow \pi\pi$ at an asymmetric B meson factory,
DAPNIA/SPP 92–19.
- [37] Y. Grossmann et H. R. Quinn,
Bounding the effect of penguin diagrams in $a_{CP}(B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$,
Phys. Rev. D **58** (1998), p. 017504.
- [38] H. J. Lipkin, Y. Nir, H. R. Quinn et A. E. Snyder,
Penguin trapping with isospin analysis and CP asymmetries in B decays,
Phys. Rev. D **44** (1991), n° 5, p. 1454–1460.
- [39] A. E. Snyder et H. R. Quinn,
Measuring CP asymmetry in $B \rightarrow \rho\pi$ decays without ambiguities,
Phys. Rev. D **48** (1993), n° 5, p. 2139–2144.
- [40] S. Versillé,

- La violation de CP dans $BABAR$: étiquetage des mésons B et étude du canal $B \rightarrow 3\pi$,**
Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, U.F.R. Scientifique d'Orsay (1999).
- [41] R. Aleksan, I. Dunietz, B. Kayser et F. Le Diberder,
 CP violation using non- CP eigenstates decays of neutral B mesons,
Nucl. Phys. **B361** (1991), p. 141–165.
- [42] Collaboration $BABAR$,
 $BABAR$ technical design report,
SLAC Report **R-457** (mars 1995).
- [43] Collaboration $BABAR$, B. Aubert *et al*,
The $BABAR$ detector,
Nucl. Instr. Methods **A 479** (2002), p. 1–116.
- [44] **PEP-II, an asymmetric B factory : Conceptual design report,**
SLAC Report **R-418** (juin 1993).
- [45] T. G. O'Connor *et al*,
Design and testing of the 1.5 T superconducting solenoid for the $BABAR$ detector at PEP-II in SLAC,
IEEE Trans. App. Super. **9** (1999), n° 2, p. 857–851.
- [46] C. Bozzi *et al*,
The design and construction of the $BABAR$ silicon vertex tracker,
Nucl. Instr. Methods **A 447** (2000), p. 15–25.
- [47] D. Barbieri *et al*,
Silicon sensors for the $BABAR$ vertex tracker : design, electrical tests and production quality control,
Nuov. Cim. **112 A** (1999), n° 1–2, p. 113–130.
- [48] A. Boucham *et al*,
The $BABAR$ drift chamber project,
Nucl. Instr. Methods **A 409** (1998), p. 46–52.
- [49] G. Sciolla *et al*,
The $BABAR$ drift chamber,
Nucl. Instr. Methods **A 419** (1998), p. 310–314.
- [50] P. Coyle *et al*,
The DIRC counter : a new type of particle identification device for B factories,
Nucl. Instr. Methods **A 343** (1994), p. 292–299.
- [51] I. Adam *et al*,
DIRC, the internally reflecting ring imaging Cherenkov detector of $BABAR$,
IEEE Trans. Nucl. Sci. **45** (juin 1998), n° 3, p. 657–664.
- [52] I. Adam *et al*,
An internally reflecting Cherenkov detector (DIRC) : properties of the fused silica radiators,
IEEE Trans. Nucl. Sci. **45** (juin 1998), n° 3, p. 450–455.
- [53] P. Bourgeois, M. Karolak et G. Vasseur,
Performance of the photomultiplier tubes used in the DIRC of $BABAR$: effect of a magnetic field and of helium,
Nucl. Instr. Methods **A 442** (2000), p. 105–112.
- [54] M. Benkebil, R. Cizeron, S. Plaszczynski, M. H. Schune et G. Wormser,

-
- Water resistant rhodium plated reflectors for use in the DIRC BABAR Cherenkov detector,**
Nucl. Instr. Methods **A 442** (2000), p. 364–367.
- [55] P. Bailly, J. Chauveau, J. F. Genat, J. F. Huppert, H. Lebbolo, L. Roos et B. Zhang,
A 16-channel digital TDC chip with internal buffering and selective readout for the DIRC Cherenkov counter of the BABAR experiment,
Nucl. Instr. Methods **A 432** (1999), p. 157–169.
- [56] P. Bailly, J. Chauveau, J. F. Genat, J. F. Huppert, H. Lebbolo, L. Roos et B. Zhang,
A 16-channel digital TDC chip,
Nucl. Instr. Methods **A 433** (1999), p. 432–437.
- [57] G. Manzin,
The BABAR calorimeter,
Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B 78** (1999), p. 454–458.
- [58] F. Anulli *et al*,
The muon and neutral hadron detector for BABAR,
Nucl. Instr. Methods **A 409** (1998), p. 542–546.
- [59] R. Santonico et R. Cardarelli,
Development of resistive plate counters,
Nucl. Instr. Methods **187** (1981), p. 377–380.
- [60] R. Cardarelli, R. Santonico, A. Di Biagio et A. Lucci,
Progress in resistive plate counters,
Nucl. Instr. Methods **A 263** (1988), p. 20–25.
- [61] R. Aleksan, F. Buccella, A. Le Yaouanc, L. Oliver et J.-C. Raynal,
Uncertainties on the CP phase α due to penguin diagrams,
Phys. Lett. B **356** (1995), p. 96–106.
- [62] Collaboration BABAR, B. Aubert *et al*,
Search for CP violation in B^0/\bar{B}^0 decays to $\pi^+\pi^-\pi^0$ and $K^\pm\pi^\mp\pi^0$ in regions dominated by the ρ^\pm resonance,
hep-ex/0207068.
- [63] R. Aleksan, A. Gaidot, P.-F. Giraud, P. F. Harrison, T. J. Harrison, A. Höcker, H. Lacker, S. Laplace, F. Le Diberder, R. Liu, H. Li, Y. Pan, V. Shelkov, J. Stark, G. Vasseur, F. Wilson, J. von Wimmersperg-Toeller, J. Wu, S. L. Wu et C. Yèche,
Measurement of CP-violating asymmetries in $B^0 \rightarrow \rho^\mp h^\pm$ (2003),
BABAR analysis document n° 350.
- [64] C. Touramanis et P. Wang,
Luminosity measurement for the RUN 1 data (2001),
BABAR analysis document n° 229.
- [65] T. J. Harrison, G. Bellodi et P. F. Harrison,
Searches for B^0 decays to $\pi^+\pi^-\pi^0$ (2001),
BABAR analysis document n° 159.
- [66] W. T. Ford,
Choice of kinematic variables in B meson reconstruction – take 3 (2000),
BABAR analysis document n° 53.
- [67] J. Smith, A. Soffer et R. Waldi,
Recommendation for exclusive B reconstruction analysis variables,
BABAR note n° 497.

- [68] Collaboration ARGUS, H. Albrecht *et al*,
Reconstruction of B mesons,
Phys. Lett. B **185** (1987), p. 218.
- [69] C. M. Bishop,
Neural networks for pattern recognition (Oxford University Press, 1995).
- [70] C. Peterson, T. Rönvaldsson et L. Lönnblad,
Jetnet 3.0 : A versatile artificial neural network package,
Comput. Phys. Commun. **81** (1994), p. 185.
- [71] A. Gaidot et G. Vasseur,
Neural network approach to two-body charmless B decays to ω (2001),
BABAR analysis document n° 145.
- [72] P. Bloom *et al*,
Charmless B meson decays with ω of η' mesons (2001),
BABAR analysis document n° 178.
- [73] Collaboration BABAR, B. Aubert *et al*,
Measurements of the branching fractions of exclusive charmless B meson decays with η' or ω mesons,
Phys. Rev. Lett. **87** (2001), n° 22, p. 221802.
- [74] R. A. Fisher,
The use of multiple measurements in taxonomic problems,
Annual Eugenics **7** (1936), n° 179.
- [75] M. S. Srivastava et E. M. Carter,
An introduction to applied multivariate statistics (1983),
Amsterdam.
- [76] Collaboration CLEO et D. M. e. a. Asner,
Search for exclusive charmless hadronic B decays,
Phys. Rev. D **53** (1996), n° 3, p. 1039–1050.
- [77] M. Bona *et al*,
Measurement of branching fractions and CP violating asymmetries in $B \rightarrow h^+h'^-$ decays (2002),
BABAR analysis document n° 446.
- [78] Collaboration BABAR, B. Aubert *et al*,
Study of time-dependent CP -violating asymmetries and flavor oscillations in neutral B decays at the $\Upsilon(4S)$,
Phys. Rev. D **66** (2002), p. 032003.
- [79] J. Beringer,
BTagger – A multivariate tagging algorithm with categories based on the physics of the B_{tag} decay (2002),
BABAR analysis document n° 317.
- [80] P.-F. Giraud,
Crossfeeds study,
Présentation devant le groupe de travail $\rho\pi$ de la collaboration BABAR, 22 janvier 2002.
- [81] P.-F. Giraud,
Crossfeed from charmless modes,
Présentation devant le groupe de travail $\rho\pi$ de la collaboration BABAR, 31 janvier 2002.
- [82] Collaboration BABAR, B. Aubert *et al*,

-
- Measurements of branching fractions and CP -violating asymmetries in $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+\pi^-, K^+K^-$ decays,**
 Phys. Rev. Lett. **89** (2002), p. 281802.
- [83] Collaboration *BABAR*, B. Aubert *et al*,
Measurements of branching fractions and direct CP asymmetries in $\pi^+\pi^0, K^+\pi^0$ and $K^0\pi^0$ B decays,
 hep-ex/0207065.
- [84] Collaboration *BABAR*, B. Aubert *et al*,
Measurements of charmless two-body charged B decays with neutral pions and kaons,
 hep-ex/0206053.
- [85] Collaboration Belle, B. C. K. Casey *et al*,
Charmless hadronic two-body B meson decays,
 belle-conf-0219.
- [86] Collaboration CLEO, D. Cronin-Hennessy *et al*,
Observation of $B \rightarrow K^\pm\pi^0$ and $B \rightarrow K^0\pi^0$, and evidence for $B \rightarrow \pi^+\pi^-$,
 Phys. Rev. Lett. **85** (2000), n° 3, p. 515.
- [87] Collaboration Belle, K. Abe *et al*,
Observation of $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$,
 belle-conf-0255.
- [88] L.-M. Mir et A. Gritsan,
Search for the decays $B^+ \rightarrow \rho K^*$ and $B^+ \rightarrow \rho^0\rho^+$ (2003),
BABAR analysis document n° 483.
- [89] Collaboration *BABAR*, B. Aubert *et al*,
Measurements of B^0 decays to $\pi^+\pi^-\pi^0$,
 hep-ex/0107058.
- [90] Collaboration *BABAR*, B. Aubert *et al*,
Measurements of charmless three-body and quasi-two-body B decays,
 hep-ex/0008058.
- [91] Collaboration Belle, A. Gordon *et al*,
Study of $B \rightarrow \rho\pi$ decays at Belle,
 Phys. Lett. B **542** (2002), n° 3-4, p. 183–192.
- [92] Collaboration Belle, K. Abe *et al*,
A study of charmless B meson decays to pseudoscalar-vector final states at Belle,
 belle-conf-0115.
- [93] Collaboration CLEO, C. P. Jessop *et al*,
Study of charmless hadronic B meson decays to pseudoscalar-vector final states,
 Phys. Rev. Lett. **85** (2000), n° 14, p. 2881–2885.
- [94] Collaboration Belle, K. Abe *et al*,
Measurement of the branching fraction for $B \rightarrow \eta'K$ and search for $B \rightarrow \eta'\pi$,
 Phys. Lett. B **517** (2001), p. 309–318.
- [95] Collaboration CLEO, S. J. Richichi *et al*,
two-body B meson decays to η and η' : observation of $B \rightarrow \eta K^*$,
 Phys. Rev. Lett. **85** (2000), n° 3, p. 520–524.
- [96] Collaboration *BABAR*, B. Aubert *et al*,

- Measurement of the branching fraction for $B^+ \rightarrow K^{*0}\pi^+$,**
hep-ex/0109007.
- [97] Collaboration Belle, A. Garmash *et al*,
Study of three-body charmless B decays,
Phys. Rev. D **65** (2002), p. 092005.
- [98] Collaboration CLEO, E. Eckhart *et al*,
Observation of $B \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ and evidence for $B \rightarrow K^{*\pm}\pi^\mp$,
Phys. Rev. Lett. **89** (2002), n° 25, p. 251801.
- [99] P. Chang,
Charmless multi-body B decays,
Présentation à ICHEP 2002, 24-31 juillet 2002.
- [100] M. Bona *et al*,
Report of the tracking efficiency task force (2002),
BABAR analysis document n° 324.
- [101] T. Colberg,
Study of π^0 efficiencies in RUN1 data using τ 1-on-1 decays (2001),
BABAR analysis document n° 196.
- [102] C. Hearty,
Measurement of the number of $\Upsilon(4S)$ mesons produced in run 1 (B counting)
(2001),
BABAR analysis document n° 134.
- [103] M. Beneke, G. Buchala, M. Neubert et C. T. Sachrajda,
QCD factorization in $B \rightarrow \pi K, \pi\pi$ decays and extraction of Wolfenstein parameters,
Nucl. Phys. **B606** (2001), p. 245–321.
- [104] M. Ciuchini, E. Franco, G. Martinelli et L. Silvestrini,
Charming penguins in B decays,
Nucl. Phys. **B501** (1997), p. 271.
- [105] R. Ciuchini, M. Contino, E. Franco, G. Martinelli et L. Silvestrini,
Charming penguin enhanced B decays,
Nucl. Phys. **B512** (1998), p. 3,
Erratum **B531** 656.
- [106] R. Aleksan, P.-F. Giraud, V. Morénas, O. Pène et A. S. Safir,
Testing QCD factorisation and charming penguins in charmless $B \rightarrow PV$,
hep-ph/0301165.
- [107] Collaboration BABAR, B. Aubert *et al*,
Measurement of the decays $B \rightarrow \phi K$ and $B \rightarrow \phi K^*$,
Phys. Rev. Lett. **87** (2001), p. 151801.
- [108] Collaboration BABAR, B. Aubert *et al*,
Measurement of the exclusive branching fractions $B^0 \rightarrow \eta K^{*0}$ and $B^+ \rightarrow \eta K^{*+}$,
hep-ex/0107037.
- [109] Collaboration BABAR, B. Aubert *et al*,
Search for direct cp violation in quasi two body charmless B decays,
hep-ex/0109006.
- [110] Collaboration BABAR, B. Aubert *et al*,
Direct cp violation searches in charmless hadronic B meson decays,

-
- Phys. Rev. Lett. **65** (2002), p. 051101.
- [111] A. Bevan,
Direct CP asymmetries and charmless branching fractions with $BABAR$,
Présentation à ICHEP 2002, 24-31 juillet 2002.
- [112] P. Bloom,
Exclusive B meson decays to charmless η and η' final states,
Présentation à la réunion de la Division of Particles and Fields, APS, 24-28 May 2002.
- [113] Collaboration Belle, B. C. K. Casey *et al*,
Charmless hadronic two body B meson decays,
Phys. Rev. D **66** (2002), n° 092002.
- [114] Collaboration Belle, R.-S. Lu *et al*,
Observation of $B^\pm \rightarrow \omega K^\pm$ decay,
Phys. Rev. Lett. **191801** (2002).
- [115] K.-F. Chen,
Gluonic penguin decays of B mesons with Belle,
Présentation à ICHEP 2002, 24-31 juillet 2002.
- [116] H.-C. Huang,
Rare B decays at Belle,
Présentation à Moriond Electroweak, 9-16 mars 2002.
- [117] Collaboration Belle et A. Bozek,
Charmless B decays involving vector mesons in belle,
hep-ex/0104041.
- [118] Collaboration Belle, H. Tajima *et al*,
Belle B physics results,
Int. J. Mod. Phys. A **17** (2002), p. 2967.
- [119] Collaboration CLEO, R. A. Briere *et al*,
Observation of $B \rightarrow \phi K$ and $B \rightarrow \phi K^*$,
Phys. Rev. Lett. **86** (2001), n° 17, p. 3718.
- [120] Collaboration CLEO, S. Chen *et al*,
Measurement of charge asymmetries in charmless hadronic B meson decays,
Phys. Rev. Lett. **85** (2000), n° 3, p. 525.
- [121] Collaboration CLEO, E. Eckhart *et al*,
Observation of $B \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ and $B \rightarrow K^{*\pm} \pi^\mp$,
hep-ex/0206024.
- [122] F. James,
MINUIT,
CERN program library **D506**.
- [123] J. Charles,
Désintégration des mésons B ,
Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, U.F.R. Scientifique d'Orsay (1999).
- [124] K. S. Cranmer,
Kernel estimation in high-energy physics,
Comp. Phys. Comm. **136** (2001), p. 198–207.
- [125] Collaboration ARGUS, H. Albrecht *et al*,
Kaons in flavour tagged B decays,
Z. Phys. **C62** (1994), p. 371–381.

Résumé

L'expérience *BABAR* a pour objectif de rechercher et de mesurer la violation de CP dans le secteur des mésons B et de contraindre les paramètres du modèle standard. Une des originalités de son dispositif expérimental est le DIRC, le détecteur à effet Cherenkov utilisé pour distinguer les pions des kaons chargés. Une table de correction est mise en place pour corriger ses défauts d'alignement, et permet au DIRC d'atteindre ses performances nominales, c'est à dire une séparation entre kaon et pion de 4σ pour une quantité de mouvement de $3\text{ GeV}/c$.

La recherche de violation de CP dans le canal de désintégration du B^0 en $\rho\pi$ devrait permettre de contraindre l'angle α du triangle d'unitarité, un des paramètres du modèle standard. L'objectif de cette analyse est de mesurer les paramètres de violation de CP ainsi que les autres paramètres entrant dans la description de la distribution de probabilité du temps de désintégration. Une méthode de maximum de vraisemblance combine l'information temporelle et des variables discriminantes du bruit de fond du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, dont certaines sont résumées dans un réseau de neurones. L'autre bruit de fond, constitué des autres modes de désintégration du B , est pris en compte par des termes correctifs dans l'ajustement. Cette analyse présente à ce jour les meilleures mesures pour ce canal, et semble donner une indication de la violation directe de CP .

Pour interpréter ces mesures en termes de contraintes sur les paramètres du modèle standard, il est nécessaire d'utiliser un modèle pour prédire la contribution à longue distance des amplitudes de désintégration. Pour un exemple de tel modèle, la "factorisation QCD", un test de validation compare les prédictions aux données expérimentales sur les désintégrations non charmées du méson B . Ce test semble indiquer un désaccord, qui pourrait être réduit dans l'avenir par une meilleure connaissance expérimentale et théorique des désintégrations du B .

Mots-clés: *BABAR*, DIRC, méson B , désintégrations non charmées, violation de CP , factorisation QCD.

Abstract

The goal of the *BABAR* experiment is to search and measure CP violation in the sector of the B mesons and constrain the parameters of the standard model. One of the original features of its experimental design is the DIRC, the Cherenkov detector used to separate charged pions and kaons. A look-up table is implemented to correct for its alignment, and allows the DIRC to reach its design performance, a pion versus kaon separation power of 4σ at a momentum of $3\text{ GeV}/c$.

The search for CP violation in the decay channel B^0 to $\rho\pi$ should result in constraints on the angle α of the unitarity triangle, one of the parameters of the standard model. The goal of this analysis is to measure CP violating parameters along with the other parameters entering the description of the decay time probability distribution function. A maximum likelihood method combines the time information with $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ continuum background discriminating variables, some of which are summarized in a neural network. The other background, constituted of the other decay modes of the B , is taken into account with corrective terms in the fit. This analysis yields the best measurements for this channel up to date, and results in an indication of direct CP violation.

In order to use these measurements to constrain the parameters of the standard model, the long distance contribution of the decay amplitudes has to be extracted from a model. For one such model, "QCD factorisation", a validation test confronts the model predictions with the experimental data on the charmless decays of the B mesons. The present status seems to be a disagreement, which could be reduced in the future with better experimental and theoretical knowledge of B decays.

Keywords: *BABAR*, DIRC, B meson, charmless decays, CP violation, QCD factorisation.