



HAL
open science

Etude de la violation directe de CP dans la désintégration du méson B en mésons vecteurs incluant le mélange $\rho^0 - \omega$ dans le cadre de l'expérience LHCb

Cécile Rimbault

► **To cite this version:**

Cécile Rimbault. Etude de la violation directe de CP dans la désintégration du méson B en mésons vecteurs incluant le mélange $\rho^0 - \omega$ dans le cadre de l'expérience LHCb. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2004. Français. NNT: . tel-00006159

HAL Id: tel-00006159

<https://theses.hal.science/tel-00006159>

Submitted on 27 May 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)**ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES****THESE**

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE
(SPECIALITE : PHYSIQUE CORPUSCULAIRE)

par

Cécile RIMBAULT
Maître ès-Sciences, Diplômée d'Etudes Approfondies**ETUDE DE LA VIOLATION DIRECTE DE CP
DANS LA DESINTEGRATION DU MESON B EN MESONS VECTEURS
INCLUANT LE MELANGE $\rho^0 - \omega$
DANS LE CADRE DE L'EXPERIENCE LHCb.**

Thèse soutenue le 13 février 2004, devant la commission d'examen :

Président :	M.	B.	MICHEL
Examineurs :	M.	Z.	AJALTOUNI
	M.	L.	GARRIDO
	M.	P.	PERRET
Rapporteurs :	M.	A.	FALVARD
	M.	O.	SCHNEIDER
Membres Invités :	M.	Y.	KARYOTAKIS
	M.	G.	MENNESSIER

Remerciements

Pour leur accueil et pour avoir fait partie de mon jury, je remercie Bernard Michel, directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand lorsque je commençais ma thèse ainsi que Pascal Perret, responsable de l'équipe LHCb.

Pour la qualité de son encadrement et sa bienveillance à mon égard, pour son soutien et sa confiance, j'aimerais témoigner de ma profonde gratitude envers Ziad Ajaltouni, mon directeur de thèse.

Je remercie Alain Falvard et Olivier Schneider pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse, pour l'attention portée à la lecture de mon manuscrit et pour leurs conseils et leurs remarques pertinentes qui ont permis son amélioration. Je remercie Lluís Garrido, Gérard Mennessier ainsi que Yannis Karyotakis pour leur présence à mon jury et pour s'être intéressés à mon travail.

Pour sa très précieuse collaboration et pour le temps qu'il a gracieusement consacré à nos calculs théoriques je ne saurais combien remercier Olivier Leitner. Je suis également reconnaissante envers Anthony W. Thomas pour avoir permis et contribué à cette collaboration.

Pour son aide et ses conseils sur la partie plus expérimentale de mon travail, je remercie Stéphane Monteil. Je souhaite remercier Cristina Cârloganu, Olivier Deschamps, Arnaud Robert et Pierre Henrard, pour leur aide jamais refusée, et leur sympathie.

Un grand merci aux théoriciens Vincent Morenas, Jean-François Mathiot, Jean Orloff et Jean-Jacques Dugne pour avoir toujours aimablement répondu à mes nombreuses questions et pour les discussions fructueuses que nous avons eues.

Je suis très reconnaissante envers Gloria Corti et toutes les personnes du CERN qui ont rendu possible l'intégration de mon travail dans le cadre de l'expérience LHCb.

Tous mes remerciements au service informatique ainsi qu'à Colette Blisson, Michèle Chadelas, Monique Fournier et Jeanine Pellet pour leurs contributions au bon déroulement de cette thèse.

De manière générale je voudrais remercier toutes les personnes présentes à ma soutenance et aux festivités qui ont suivi.

Pour leur amitié, je remercie Hélène et Olivier.

Pour leur soutien pendant toutes ces années, leur confiance et leurs encouragements, je remercie mes parents et mon frère.

Enfin je remercie celui en qui j'ai puisé toute ma force, et sans qui tout ceci serait vain, Dimitri.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Symétries et violation de CP	3
2.1	Symétries et dissymétries en Physique	3
2.1.1	Classification des symétries	4
2.1.2	Les symétries P , C et T	4
2.1.3	Violation de C et P	5
2.1.4	Violation de CP	6
2.2	Violation de CP et matrice CKM	8
2.2.1	Violation de CP dans le Modèle Standard	8
2.2.2	Les paramétrisations de la matrice CKM	9
2.2.3	Unitarité	10
2.3	Violation de CP dans la désintégration des mésons B	11
2.3.1	Violation de CP dans un mélange	12
2.3.2	Violation de CP directe	13
2.3.3	Violation de CP par interférence entre le mélange et la désintégration	13
3	Approche effective de la désintégration hadronique du méson B	15
3.1	Généralités sur le méson B	15
3.2	Le Hamiltonien effectif	16
3.2.1	Le développement en produits d'opérateurs (OPE)	17
3.2.2	Les opérateurs locaux O_i	19
3.2.3	Les coefficients de Wilson	22
3.3	Calcul de l'amplitude au moyen de H_{eff}	24
3.4	L'hypothèse de factorisation	25
3.4.1	Les constantes de désintégration	27
3.4.2	Les facteurs de forme	28
3.5	L'interaction forte dans l'état final et le mélange $\rho^0 - \omega$	30
3.5.1	L'interaction forte dans l'état final	30

3.5.2	Le mélange $\rho^0 - \omega$ dans la désintégration du B	31
4	Modélisation de la désintégration du méson B	33
4.1	Le formalisme d'hélicité	33
4.1.1	Notion d'hélicité	33
4.1.2	Les amplitudes d'hélicité	34
4.2	Le repère de transversité	37
4.3	Les canaux modélisés	39
4.4	Expression analytique des amplitudes H_λ	40
4.4.1	Les canaux $B \rightarrow K^*V_2(= \rho^0, \omega)$	40
4.4.2	Le canal $B^0 \rightarrow K^{*+}\rho^-$	43
4.4.3	Les canaux $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$ et $B^+ \rightarrow \rho^+\omega$	43
4.4.4	Le mélange $\rho^0 - \omega$ dans le calcul des H_λ	45
4.4.5	Discussion sur la forme analytique des coefficients $H_\lambda H_{\lambda'}^*$	45
4.5	Le déphasage et les amplitudes Tree et Penguin	46
4.6	La génération des masses des résonances	46
4.7	Résumé schématique de la modélisation	47
5	Résultats des calculs numériques	49
5.1	Les paramètres d'entrée	49
5.1.1	Les masses et les largeurs	49
5.1.2	Les éléments de matrice CKM	50
5.2	Des grandeurs différentielles aux grandeurs moyennes	51
5.3	Spectres des éléments de la matrice densité $h_{\lambda\lambda'}$	52
5.3.1	Les éléments diagonaux	52
5.3.2	Les éléments non diagonaux	55
5.3.3	L'asymétrie au niveau des densités de polarisation	56
5.4	Les distributions angulaires	61
5.5	Les rapports d'embranchement	62
5.6	Les asymétries	64
5.6.1	Asymétries différentielles : influence du mélange $\rho^0 - \omega$	64
5.6.2	Asymétries globales	69
5.7	La phase forte δ et les amplitudes Tree et Penguin	72
5.7.1	Le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$	73
5.7.2	Le canal $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$	80
5.7.3	Le canal $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$	80
5.7.4	Le canal $B^0 \rightarrow K^{*+}\rho^-$	86
5.8	Conclusions	89

6	L'expérience LHCb	91
6.1	Le collisionneur LHC	91
6.2	Le détecteur LHCb	93
6.2.1	Le VELO (VERTex LOcator)	95
6.2.2	Le système de reconstruction des trajectoires	95
6.2.3	Les RICH	95
6.2.4	Les calorimètres	96
6.2.5	Le détecteur à muons	99
6.2.6	Le système de déclenchement	99
6.3	Simulations de l'expérience	100
7	Analyse du canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$	101
7.1	Echantillons analysés et reconstruction des particules	101
7.2	Présélection	103
7.2.1	χ^2 du vertex non contraint du B^0	103
7.2.2	Somme des impulsions transverses	103
7.3	Sélection	106
7.3.1	Sélection des particules	106
7.3.2	La reconstruction du K^{*0} et du ρ^0	114
7.3.3	Caractéristiques du B^0	116
7.3.4	Efficacité	120
7.4	Optimisation de l'analyse	121
7.5	Résultats	126
7.5.1	Efficacité	126
7.5.2	Nombre d'événements attendu par an	127
7.5.3	Rapport Bruit/Signal	128
7.5.4	Estimation de l'incertitude relative minimale sur le rapport d'embranchement et l'asymétrie	128
7.6	Résultats d'une analyse préliminaire $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$	133
7.7	Conclusion	133
8	Conclusion	135
A	Polarisations des mésons vecteurs dans le référentiel du méson B	137
B	Amplitudes de désintégration du B en deux mésons vecteurs	139
B.1	$\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\rho^0$	139
B.2	$\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\omega$	141
B.3	$B^- \rightarrow K^{*-}\rho^0$	142
B.4	$B^- \rightarrow K^{*-}\omega$	143

B.5	$\bar{B}^0 \rightarrow K^{*-} \rho^+$	144
B.6	$B^- \rightarrow \rho^- \rho^0$	145
B.7	$B^- \rightarrow \rho^- \omega$	146
Bibliographie		149

Chapitre 1

Introduction

La Physique des Particules étudie la matière sous sa forme la plus élémentaire. Mais peut-on encore parler de matière lorsqu'il s'agit d'objets infiniment petits, impalpables, et sans doute à jamais inaccessibles à aucun de nos cinq sens, par lesquels nous expérimentons d'habitude ce qui nous environne. Ces objets, que l'on nomme particules, sont des magmas informes d'énergie et de forces que la Physique décrit au moyen de nombres. Ces nombres, dits "nombres quantiques", permettent de répertorier, de classer, d'identifier les particules et d'en découvrir de nouvelles. Et, pour étudier ces particules, leur nature et leur évolution, pour comprendre ce qui gouverne leur comportement, il faut développer une machinerie extrêmement puissante et complexe, tant sur le plan intellectuel que technique.

Etudier l'infiniment petit pour comprendre l'infiniment grand, l'Univers et son existence. Au moment du "Big Bang", origine supposée de l'Univers, autant de matière que d'antimatière, de particules que d'anti-particules furent créées. S'annihilant entre elles, au "Big Bang" aurait dû succéder le Néant. Aussi eût-il fallu que "quelque chose" vienne déséquilibrer la symétrie initiale, engendrant ainsi un excédent de matière. Ce quelque chose est nommé *Violation de la symétrie CP* et "explique" la différence de comportement des particules et des anti-particules. Cependant les mécanismes à l'origine de cette violation de CP sont encore mal connus.

Pour tenter de les comprendre, des expériences sont consacrées à l'étude de la violation de CP dans la désintégration de particules appelées mésons B , découvertes à la fin des années 70. L'expérience de seconde génération LHCb est l'une d'entre elles et débutera en 2007.

Cette thèse est dédiée à l'étude des désintégrations faibles du méson B en mésons vecteurs non charmés dans lesquelles il serait possible d'observer

une violation de *CP directe*. Les deux premiers chapitres introduisent les concepts théoriques à la base de ce travail. Le troisième chapitre présente les modélisations que nous avons réalisées afin de simuler au mieux certains canaux $B \rightarrow V\rho$, particulièrement intéressants lorsqu'ils incluent le mélange $\rho^0 - \omega$. Les résultats des simulations issues de ces modélisations sont exposés dans le quatrième chapitre. Les deux derniers chapitres de ce manuscrit sont consacrés à la description de l'expérience LHCb et dans ce cadre, à l'analyse exhaustive de l'un des canaux étudiés, le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$. Enfin nous concluerons sur les perspectives d'investigations des canaux $B \rightarrow V_1V_2$ ouvertes par ce travail.

Chapitre 2

Symétries et violation de CP

2.1 Symétries et dissymétries en Physique

L'idée selon laquelle la Nature serait régie par des règles immuables et indépendantes de l'homme provient des philosophes grecs de l'antiquité. Aristote fut l'un des premiers, après Pythagore, à tenter une description du mouvement des corps terrestres et des corps célestes. Est-ce de l'observation qu'est née l'intuition d'un ordre naturel de l'univers ou bien l'inverse? Toujours est-il que la "régularité apparente" du comportement des objets de cet univers semble permettre une description systématique (par l'énoncé d'une loi) et autorise une prédiction (par extrapolation) de ce comportement. Nous entendons par régularité apparente la répétition temporelle et/ou spatiale d'un état remarquable : configuration observée se démarquant objectivement d'un tout homogène. D'ores et déjà nous percevons une notion de symétrie se dessiner en regard de la notion de "lois de la physique".

La notion de symétrie est naturellement liée à celles d'harmonie, d'équilibre, de régularité... La symétrie est une sorte d'idéal à la fois esthétique et rassurant qui, intuitivement, laisse supposer -ou espérer- une simplicité naturelle des choses et leur confère une beauté implicite. Et, comme l'art est en tout, en physique également l'esthétique inspire confiance et devient humainement gage de réussite, comme si le Beau constituait l'intuition du Vrai, comme si l'harmonie ne pouvait être que la manifestation d'un ordre caché, d'une logique sous-jacente, d'une Loi universelle de la physique.

C'est au physicien cristallographe Pierre Curie [1] que l'on doit la suggestion de l'étude systématique des symétries et des dissymétries comme outil d'investigation des "lois" de la physique: "*Lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétries des causes doivent se*

retrouver dans les effets produits. Lorsque certains effets révèlent une certaine dissymétrie, cette dissymétrie doit se retrouver dans les causes qui lui ont donné naissance. La réciproque de ces deux propositions n'est pas vraie, (...) les effets produits peuvent être plus symétriques que les causes. Certaines causes de dissymétrie peuvent ne pas avoir d'action sur certains phénomènes ou du moins avoir une action trop faible pour être appréciée".

Ainsi Pierre Curie établit une nomenclature des groupes de transformations de l'espace ("opérations de recouvrement") conservant les propriétés des objets sous forme de classes et de familles. Les éléments de symétrie constituant les objets sont des centres, des axes et des plans. L'une des originalités de Curie est d'avoir suggéré qu'il serait plus judicieux de classer les objets suivant leurs propriétés de dissymétrie plutôt que de symétrie, puisque pour Curie "ce qui est nécessaire, c'est que certains éléments de symétrie n'existent pas. C'est la dissymétrie qui crée le phénomène". Remarque pertinente lorsque l'on sait qu'aujourd'hui la physique s'accorde à dire que l'univers existe grâce à la dissymétrie matière-antimatière...

2.1.1 Classification des symétries

Sous certaines transformations, les objets de la Physique conservent leurs propriétés, c'est ce que l'on nomme *symétrie*. Suivant la nature de ces transformations on définit des groupes de symétries :

- Les symétries continues du groupe de Poincaré, telles les translations dans l'espace-temps, les rotations et les transformations de Lorentz de la relativité restreinte.
- Les symétries de jauge qui agissent sur les champs quantiques tels que la charge électrique.
- Les symétries discrètes, à savoir la conjugaison de charge, C , la parité, P , et le renversement du temps, T .

Ces dernières vont être à présent développées.

2.1.2 Les symétries P , C et T

La parité P

L'opération parité P inverse les coordonnées de l'espace (x, y, z) . Cette opération est aussi appelée transformation miroir, car elle est équivalente à une rotation d'angle π autour d'un des axes, par exemple (Oz) et une symétrie par rapport au plan perpendiculaire à l'axe de rotation, par exemple, (xOy) .

Ainsi les vecteurs position, \vec{r} , et impulsion, \vec{p} , changent de signe. L'opérateur P associé à la transformation de parité est un opérateur hermitique et unitaire.

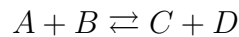
La parité est également un nombre quantique intrinsèque aux particules.

La conjugaison de charge C

La conjugaison de charge C transforme une particule en son anti-particule, en changeant le signe de ses caractéristiques scalaires intrinsèques (nombres quantiques) autres que sa parité et sa masse. L'opérateur C associé est également hermitique et unitaire.

Le renversement du temps T

L'opération renversement du temps T consiste à inverser le signe du paramètre t de la physique. Si l'opération mathématique du renversement du temps est aisée, physiquement elle est impossible. Le physicien considère alors deux réactions réciproques :



comme conjuguées de T l'une par rapport à l'autre. L'opérateur T associé est hermitique et anti-unitaire.

Ces transformations, dont on récapitule les propriétés dans le tableau 2.1, ne constituent cependant pas des symétries en regard de l'interaction faible.

	\vec{r}	\vec{p}	\vec{s}	q
P	$-\vec{r}$	$-\vec{p}$	\vec{s}	q
C	\vec{r}	\vec{p}	\vec{s}	$-q$
T	\vec{r}	$-\vec{p}$	$-\vec{s}$	q

TAB. 2.1: Tableau récapitulatif des transformations parité, P , conjugaison de charge, C , et renversement du temps, T , appliquées à un système d'impulsion \vec{p} , de position \vec{r} , de charge q et de spin \vec{s} .

2.1.3 Violation de C et P

L'idée, fautive, selon laquelle la Nature ne favoriserait ni droite ni gauche fut remise en cause en 1956 par Tsung-Dao Lee et Chen Ning Yang [2], alors

que le petit monde de la Physique s'interrogeait sur la nature de deux particules au comportement bien singulier : le θ et le τ , particules étranges de même masse, de même durée de vie, mais de parités intrinsèques différentes compte tenu de leurs produits de désintégration respectifs, à savoir deux pions pour le θ , ce qui lui confère une parité de $+1$ et trois pions pour le τ de parité -1 . Lee et Yang indiquèrent qu'il pourrait s'agir d'une seule particule, appelée par la suite le kaon, possédant deux modes de désintégration différents, auquel cas la parité ne serait pas conservée par l'interaction faible, le contraire n'étant par ailleurs jamais prouvé par aucune expérience. Leur intuition fut rapidement confirmée par l'expérience de Mme Chien Shung Wu [3] consistant en l'étude de la direction d'émission des électrons dans la désintégration β d'un noyau polarisé de cobalt 60. Le spin de ces noyaux est orienté sous l'action d'un champ magnétique à basse température. Il s'avéra que les électrons étaient principalement émis dans la direction opposée au spin du noyau. Or l'image dans un miroir de cette expérience montre qu'au contraire les particules sont émises dans la même direction que le moment magnétique du noyau, ce qui est incompatible avec l'observation. Ainsi preuve fut établie que la parité n'est pas nécessairement conservée par l'interaction faible.

La violation de la parité est illustrée par le cas du neutrino, qui vient même conférer l'idée d'une nouvelle symétrie. Le neutrino possède en effet une hélicité gauche, c'est-à-dire que son spin est opposé à la direction de son mouvement, ce que l'on appelle aussi une particule lévogyre, tandis que l'antineutrino est dextrogyre. L'opération parité appliquée au neutrino gauche (Fig. 2.1a) le transforme en neutrino droit (Fig. 2.1b), le spin de celui-ci étant dirigé dans le sens de son mouvement, ce qui n'est pas observé dans la Nature. L'opération conjugaison de charge, toujours appliquée au neutrino gauche le transforme en antineutrino gauche (Fig. 2.1c)¹, ce qui n'est pas observé non plus. Par contre le produit de ces deux transformations, CP , est conforme à ce que l'on observe dans la Nature, à savoir un antineutrino droit (Fig. 2.1d).

La transformation CP fut donc considérée comme une symétrie fondamentale de la Nature jusqu'en 1964.

2.1.4 Violation de CP

Le phénomène de violation de CP fut découvert en 1964 par Christensen, Cronin, Fitch et Turlay [4] dans le système des kaons neutres dans une

1. L'antiparticule est à la particule ce que le négatif est au positif d'une photographie.

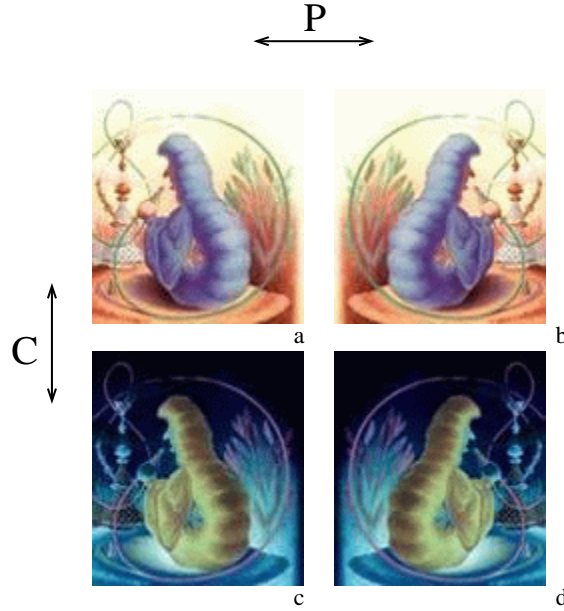


FIG. 2.1: Transformations de parité et de conjugaison de charge appliquées au neutrino. (Illustration: “Alice aux pays des merveilles” de Lewis Carroll, illustré par Sir John Tenniel.)

expérience réalisée, au contraire, pour confirmer l’invariance de CP dans l’interaction faible.

Les kaons neutres

Il existe trois conceptions du système des kaons neutres (généralisable par la suite à tout système $M^0 \bar{M}^0$):

- Les états propres de saveur de l’interaction forte, K^0 et \bar{K}^0 , sont des objets mathématiques identifiés par leur composition en quarks. K^0 représente un état lié des quarks d et \bar{s} et \bar{K}^0 est son antiparticule composé des quarks \bar{d} et s . Ces deux objets ne sont pas états propres de CP :

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad ; \quad CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle.$$

- Les états propres de CP , K_1^0 et K_2^0 , sont des combinaisons linéaires des états propres de saveur :

$$|K_1^0\rangle = \frac{|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} \quad ; \quad |K_2^0\rangle = \frac{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}},$$

de valeurs propres respectives $+1$ et -1 .

- Les états propres de masse K_S et K_L sont les particules physiques que l'on observe, de durées de vie différentes (les dénominations S - “short”- et L - “long”- se réfèrent à ces durées de vie). Si CP est une symétrie fondamentale de la Nature, ou du moins si CP est conservée dans les interactions faibles, alors les états propres de masse doivent coïncider avec les états propres de CP .

Preuve de la violation de CP

Si l'on considère la symétrie CP , il existe, pour les K_1^0 et K_2^0 , des canaux de désintégration permis, et des canaux interdits. Ainsi le K_1^0 peut se désintégrer en deux pions, tandis que le K_2^0 ne peut se désintégrer qu'en trois pions. L'expérience de Cronin, Fitch et Turley a montré que le K_2^0 pouvait se désintégrer en deux pions avec une probabilité d'environ 0.2%. En conséquence de quoi, les états propres de masse, K_S et K_L ne sont pas les états propres de CP , K_1^0 et K_2^0 , mais des combinaisons linéaires de ceux-ci :

$$|K_S\rangle = \frac{|K_1^0\rangle + \epsilon|K_2^0\rangle}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}} \quad ; \quad |K_L\rangle = \frac{|K_2^0\rangle + \epsilon|K_1^0\rangle}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}},$$

ϵ étant la fraction de désintégration violant CP .

CP étant brisée il reste aujourd'hui le théorème CPT , qui implique notamment l'égalité des masses et des durées de vie d'une particule et de son antiparticule. Jusqu'à présent aucune violation de CPT n'a été observée. Mais si tel devait être le cas, toute notre belle Physique serait remise en cause...

2.2 Violation de CP et matrice CKM

Nous allons à présent décrire la façon dont la physique des particules a théorisé le concept de violation de CP , qui fait l'objet de nombreux ouvrages comme par exemple la référence [5].

2.2.1 Violation de CP dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit les interactions faible, électromagnétique et forte. Il s'appuie sur le Modèle de Glashow-Salam-Weinberg de l'interaction électrofaible et sur la Chromodynamique Quantique (QCD). Dans le cadre du Modèle Standard, la violation de CP est liée à la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [6, 7] (CKM) par l'introduction d'un couplage complexe. Cette matrice relie les états propres

électrofaibles (d' , s' , b') des quarks down, strange et beauty, aux états propres de masse (d , s , b) par la transformation unitaire suivante :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \widehat{V}_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Les éléments de la matrice CKM décrivent les couplages de courants chargés. La partie non leptonique à courant chargé du Lagrangien dans le Modèle Standard décrit cet effet :

$$L_{int}^{cc} = -\frac{g_L}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L, \bar{c}_L, \bar{t}_L) \gamma^\mu \widehat{V}_{CKM} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} W_\mu + h.c., \quad (2.2)$$

où g_L représente le couplage de jauge relatif au groupe $SU_L(2)$. W_μ sont les champs décrivant les bosons chargés W .

Pour trois générations, trois types d'angles de Cabibbo et une phase complexe sont nécessaires à la paramétrisation de la matrice CKM. Cette phase complexe permet d'introduire la violation de CP dans le Modèle Standard [7]. Une autre manière de rendre compte de la violation de CP est de calculer une combinaison d'éléments de la matrice CKM :

$$J_{CP} = \pm \Im m(V_{ik} V_{jl} V_{il}^* V_{jk}^*) \quad (i \neq j, l \neq k). \quad (2.3)$$

Cette quantité est appelée le paramètre de Jarlskog [8]. $J_{CP} \neq 0$ implique une violation de CP .

2.2.2 Les paramétrisations de la matrice CKM

Il existe principalement deux paramétrisations de la matrice CKM. L'une est appelée la paramétrisation standard. Il s'agit d'un produit de trois rotations successives dans l'espace des états des quarks down :

$$\begin{aligned} \widehat{V}_{CKM} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix}. \quad (2.4) \end{aligned}$$

Le paramètre δ représente la phase, nécessaire à la violation de CP , et peut varier entre 0 et 2π . Cependant la mesure de la violation de CP dans la désintégration des K restreint l'intervalle entre 0 et π . $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ peuvent être choisis positifs.

Une autre paramétrisation plus phénoménologique de la matrice CKM qui correspond à celle que nous utiliserons par la suite, est la paramétrisation de Wolfenstein [9, 10]. C'est un développement des éléments de la matrice CKM en puissance de $\lambda = |V_{us}| = \sin \theta_c = 0.2237$, où θ_c est l'angle de Cabbibo.

$$\widehat{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Quatre paramètres indépendants sont introduits : λ , A , ρ , et η , ce dernier jouant le rôle du couplage complexe. Cette paramétrisation est très utile en phénoménologie car les quatre grandeurs citées précédemment sont mesurables expérimentalement.

Les limites expérimentales sur les normes des éléments de la matrice sont [11] :

$$\widehat{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.9741 \text{ à } 0.9756 & 0.219 \text{ à } 0.226 & 0.0025 \text{ à } 0.0048 \\ 0.219 \text{ à } 0.226 & 0.9732 \text{ à } 0.9748 & 0.038 \text{ à } 0.044 \\ 0.004 \text{ à } 0.014 & 0.037 \text{ à } 0.044 & 0.9990 \text{ à } 0.9993 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

2.2.3 Unitarité

La matrice CKM est une matrice unitaire, ce qui se traduit par la relation suivante :

$$\widehat{V}_{CKM}^\dagger \cdot \widehat{V}_{CKM} = I = \widehat{V}_{CKM} \cdot \widehat{V}_{CKM}^\dagger. \quad (2.7)$$

A partir de la matrice CKM, il est possible d'écrire 12 équations correspondant à différentes combinaisons linéaires d'éléments de la matrice CKM : six équations de normalisation et six relations d'orthogonalité, comme par exemple :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (2.8)$$

Ces six dernières peuvent être représentées par six triangles, tous de même aire, dans le plan complexe. Deux nouveaux paramètres, $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$, sont introduits et sont reliés aux paramètres ρ et η de Wolfenstein par les relations suivantes :

$$\bar{\rho} = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)\rho, \quad \bar{\eta} = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)\eta. \quad (2.9)$$

2.3. VIOLATION DE CP DANS LA DÉSINTÉGRATION DES MÉSONS B_{11}

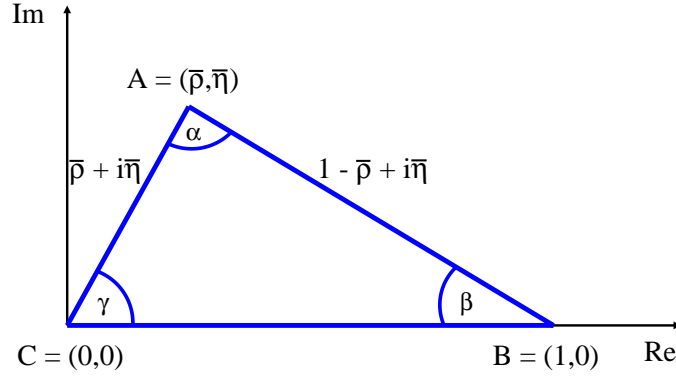


FIG. 2.2: Triangle d'unitarité de la matrice CKM dans le plan complexe.

Les trois angles α , β et γ du triangle d'unitarité correspondant à (2.8) et représenté sur la figure 2.2 sont fonction des éléments de la matrice CKM :

$$\alpha \equiv \phi_2 \equiv \arg \left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right], \quad \beta \equiv \phi_1 \equiv \arg \left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right], \quad \gamma \equiv \phi_3 \equiv \arg \left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right], \quad (2.10)$$

dont on déduit les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \sin(2\alpha) &= \frac{2\bar{\eta}(\bar{\eta}^2 + \bar{\rho}^2 - \bar{\rho})}{(\bar{\eta}^2 + \bar{\rho}^2)((1 - \bar{\rho}^2)^2 + \bar{\eta}^2)}, \\ \sin(2\beta) &= \frac{2\bar{\eta}(1 - \bar{\rho})}{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2}, \\ \sin(2\gamma) &= \frac{2\bar{\eta}\bar{\rho}}{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2}. \end{aligned}$$

De la même façon les longueurs CA et BA des côtés du triangle ABC s'expriment en fonction des éléments de CKM :

$$R_b \equiv CA \equiv \left| \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \left| \frac{V_{ub}^*}{V_{cb}^*} \right|, \quad R_t \equiv BA \equiv \left| \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{td}}{V_{cb}} \right|. \quad (2.11)$$

2.3 Violation de CP dans la désintégration des mésons B

La théorie prédit une importante manifestation de la violation de CP dans la désintégration des mésons B . On peut observer trois sortes de violation de

CP qui seront présentées pour rappel par la suite.

Définissons d'abord les amplitudes de désintégration $A_{B \rightarrow F}$ et $A_{\bar{B} \rightarrow \bar{F}}$ par

$$A_{B \rightarrow F} = \langle F | H | B \rangle,$$

$$A_{\bar{B} \rightarrow \bar{F}} = \langle \bar{F} | H | \bar{B} \rangle,$$

où H représente le Hamiltonien de désintégration. Il est aussi possible de récrire l'amplitude de désintégration en fonction des phases fortes et faibles intervenant dans la réaction. On obtient alors pour $A_{B \rightarrow F}$,

$$A_{B \rightarrow F}^{(-)} = |A_1| e^{i\delta_1 \pm i\phi_1} + |A_2| e^{i\delta_2 \pm i\phi_2}, \quad (2.12)$$

où chaque terme de l'équation (2.12) réfère à un diagramme de Feynman, Tree (en arbre) et Penguin, respectivement. Les paramètres δ_i et ϕ_i sont les phases fortes et faibles intervenant, par exemple, dans la désintégration du méson B en deux vecteurs. La phase faible, ϕ , dépend des éléments de la matrice CKM et change de signe suivant que l'on considère B ou \bar{B} , tandis que la phase forte, δ , inclue l'interaction forte dans l'état final et ne brise pas la symétrie de CP .

2.3.1 Violation de CP dans un mélange

Les états propres de saveur,

$$|B^0\rangle = |\bar{b}d\rangle, \quad |\bar{B}^0\rangle = |b\bar{d}\rangle, \quad (2.13)$$

ne sont pas états propres de masse. L'état initial évolue en fonction du temps en une superposition quantique de deux états de saveur suivant l'équation de Schroedinger,

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} B_0(t) \\ \bar{B}_0(t) \end{pmatrix} = \left(M - \frac{i}{2} \Gamma \right) \begin{pmatrix} B_0(t) \\ \bar{B}_0(t) \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

où M et Γ sont les matrices de mélange respectivement de masses et de largeurs. Ces matrices 2×2 sont hermitiques et l'invariance CPT implique $M_{11} = M_{22}$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$. Les vecteurs propres de $M - i\Gamma/2$ sont les états propres de masse lourd (heavy), B_H , et léger (light), B_L . Ces états propres de masse sont des combinaisons linéaires des états propres de saveur B^0 et \bar{B}^0 :

$$|B_{H,L}\rangle = p|B^0\rangle \pm q|\bar{B}^0\rangle, \quad (2.15)$$

avec les valeurs propres correspondantes :

$$\lambda_{\pm} = \left(M - \frac{i}{2}\Gamma \right) \pm \frac{q}{p} \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right), \quad (2.16)$$

où

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}. \quad (2.17)$$

Si CP était conservée alors les états propres de masse s'identifieraient à $\frac{|B^0\rangle \pm |\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2}}$, correspondant à $|q/p| = 1$.

2.3.2 Violation de CP directe

On parle de violation de CP directe lorsque les amplitudes $A(B \rightarrow F)$ et $A(\bar{B} \rightarrow \bar{F})$ de deux processus conjugués de CP sont différentes. Le paramètre d'asymétrie, défini comme étant :

$$a_{CP} = \frac{\Gamma(B \rightarrow F) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{F})}{\Gamma(B \rightarrow F) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{F})}, \quad (2.18)$$

$\Gamma(B \rightarrow F)$ représentant la largeur de désintégration de la particule B vers l'état final F , s'écrit alors :

$$a_{CP} = \frac{|A(B \rightarrow F)|^2 - |A(\bar{B} \rightarrow \bar{F})|^2}{|A(B \rightarrow F)|^2 + |A(\bar{B} \rightarrow \bar{F})|^2}. \quad (2.19)$$

Si l'on développe l'équation (2.19) en tenant compte de l'expression de l'amplitude (2.12) on obtient l'asymétrie en fonction d'un déphasage fort, $\delta = \delta_1 - \delta_2$, et faible, $\phi = \phi_1 - \phi_2$, entre les contributions des diagrammes Tree et Penguin :

$$a_{CP} = \frac{-2|A_1||A_2| \sin(\phi_1 - \phi_2) \sin(\delta_1 - \delta_2)}{|A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1||A_2| \cos(\phi_1 - \phi_2) \cos(\delta_1 - \delta_2)}. \quad (2.20)$$

Pour qu'existe une violation directe de CP , il faut qu'existe à la fois une différence de phases forte et faible non nulle.

2.3.3 Violation de CP par interférence entre le mélange et la désintégration

Ce troisième cas se rencontre lors de l'étude des désintégrations des B^0 et \bar{B}^0 vers un même état final F . On considère alors, compte tenu de l'oscillation

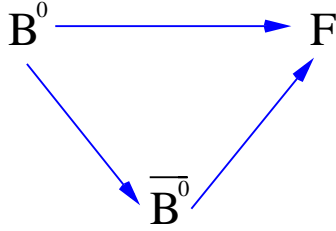


FIG. 2.3: Le système $B^0\bar{B}^0$ et l'état final F .

$B^0 - \bar{B}^0$, qu'il existe deux productions possibles de F (Fig. 2.3): soit la désintégration directe du B^0 , par exemple, en l'état F , soit l'oscillation du B^0 en \bar{B}^0 puis la désintégration de ce dernier en F . Le paramètre d'asymétrie s'écrit alors :

$$a_{CP} = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow F) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow F)}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow F) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow F)}. \quad (2.21)$$

De ces trois formes de violation de CP , nous nous intéresserons à la seconde: la violation de CP directe. Le paramètre de violation de CP correspond expérimentalement à une différence de taux de comptage entre deux désintégrations conjuguées. Si l'on veut évaluer de manière théorique ce paramètre, il est nécessaire de calculer analytiquement les amplitudes de désintégration, et pour cela d'utiliser un formalisme spécifique que nous allons présenter dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Approche effective de la désintégration hadronique du méson B

Ce chapitre est consacré à l'introduction des outils théoriques qui vont permettre le calcul des amplitudes de désintégration du méson B en hadrons, et plus spécifiquement en mésons vecteurs. Par la suite, ces amplitudes seront utilisées afin de déterminer les rapports d'embranchement, les asymétries, ainsi que les paramètres de distributions angulaires.

3.1 Généralités sur le méson B

Un méson B est une particule dont le nombre quantique de beauté est égal à ± 1 , i.e. qui comporte un quark b ou un antiquark \bar{b} . Le tableau 3.1 résume la composition en quarks des différents mésons B existants. Nous nous

Méson	Beau	Beau Etrange	Beau Charmé
Chargés	$B^+ = ub; B^- = \bar{u}b$	-	$B_c^+ = cb; B_c^- = \bar{c}b$
Neutres	$B^0 = d\bar{b}; \bar{B}^0 = \bar{d}b$	$B_s^0 = s\bar{b}; \bar{B}_s^0 = \bar{s}b$	-

TAB. 3.1: *Composition en quarks des mésons B .*

intéresserons par la suite uniquement aux mésons B^\pm et B^0 . Ces mésons sont donc composés d'un quark lourd (le quark b), et d'un quark léger (les quarks u ou d). Si l'on veut alors décrire le méson B au repos, on utilise une image analogue à celle de l'atome d'hydrogène : un quark b statique autour duquel

orbite le quark effectif léger. Si l'on considère le modèle de QCD, le quark léger est "habillé" de paires quark-antiquark et de gluons, sa distribution autour du quark lourd devient alors imprédictible. Précisons toutefois que cette image n'est rien d'autre qu'un moyen de visualiser ce que peut être un état lié d'un quark lourd avec un quark léger.

Désintégrations du méson B

Il existe un grand nombre de canaux de désintégration du B . Ils peuvent être classés, par exemple, suivant la nature des particules obtenues dans l'état final : on parle de désintégrations leptoniques ou semi-leptoniques lorsque l'état final est composé uniquement ou en partie de leptons, de désintégrations radiatives pour un photon et de désintégrations hadroniques lorsque seuls des hadrons sont produits. Il est possible ensuite de définir des sous-classes en fonction de la nature des hadrons (mésons ou baryons), de leur composition en quarks (charmés, étranges), de leur spin, etc... Dans ce travail, l'intérêt est porté sur les désintégrations hadroniques en deux mésons vecteurs non charmés, les mésons vecteurs étant des particules de spin $S = 1$.

3.2 Le Hamiltonien effectif

La complexité de la désintégration faible des hadrons vient du fait que la dynamique des désintégrations est déterminée par un entremêlement non trivial des forces forte et électrofaible. Ceci se caractérise par l'apparition de plusieurs échelles d'énergie de magnitudes différentes : la masse du W , les différentes masses des quarks et l'échelle de QCD. Tandis qu'il est en général suffisant de traiter les interactions faibles à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations, il est nécessaire de considérer les ordres élevés dans QCD. Si la liberté asymptotique permet de calculer les effets de l'interaction forte aux courtes distances (échelle d'énergie $\gg \Lambda_{QCD}$) dans la théorie des perturbations, la dynamique à longue distance (basse énergie) doit quant à elle être appréhendée de façon non-perturbative à cause du confinement.

Pour résoudre ce problème on a besoin d'une méthode permettant de démêler les contributions aux courtes distances et aux longues distances dans l'amplitude de désintégration telle le Développement en Produits d'Opérateurs (OPE¹).

1. Operator Product Expansion.

3.2.1 Le développement en produits d'opérateurs (OPE)

Définition mathématique de l'OPE

Soit deux opérateurs locaux, $A(x)$ et $B(y)$, en deux points distincts de l'espace-temps, x et y . Le produit de ces deux opérateurs est un opérateur non local puisque $x \neq y$. L'OPE consiste à établir l'égalité :

$$A(x)B(y) = \sum_n C_n(x, y)O_n(x),$$

autrement dit à calculer un opérateur non local $A(x)B(y)$ au moyen d'une somme d'opérateurs locaux $O_n(x)$ multipliés par des fonctions $C_n(x, y)$, telles les coefficients de Wilson [12], C_i , que nous allons utiliser par la suite.

Nous allons présenter le concept de base du calcul de l'amplitude de désintégration du méson B au moyen de l'OPE [13, 14, 15, 16, 17]. Considérons une transition $b \rightarrow q_2 q_3 q_4$ au niveau des quarks comme montrée sur la figure Fig. 3.1.

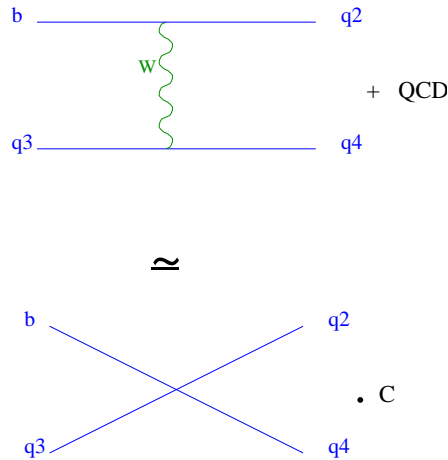


FIG. 3.1: OPE pour les désintégrations faibles.

Sans prendre en compte les effets de QCD, l'amplitude d'échange du W au niveau Tree correspondante s'écrit :

$$A = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{bq_2}^* V_{q_4 q_3} \frac{M_W^2}{k^2 - M_W^2} (\bar{q}_2 b)_{V-A} (\bar{q}_4 q_3)_{V-A}, \quad (3.1)$$

$$A = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{bq_2}^* V_{q_4q_3} C \cdot \langle Q \rangle + \mathcal{O}\left(\frac{k^2}{M_W^2}\right), \quad (3.2)$$

avec $C = 1$ (sans effets QCD), $Q = (\bar{q}_2 b)_{V-A} (\bar{q}_4 q_3)_{V-A}$ et $G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}M_W^2} = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, la constante de Fermi. Comme k , la quadri-impulsion du propagateur W , est très petite en comparaison de M_W , les termes de l'ordre de $\mathcal{O}\left(\frac{k^2}{M_W^2}\right)$ peuvent être négligés, de sorte que le premier terme de l'équation (3.2) est une bonne approximation de l'amplitude A . Ainsi cette dernière s'écrit comme le produit d'un élément de matrice de l'opérateur local à quatre quarks, Q , et d'un coefficient de Wilson, C . Cette expansion en $1/M_W$ est appelée développement en produits d'opérateurs car le produit de deux opérateurs à courant chargé est développé en une série d'opérateurs locaux, dont les contributions sont pondérées par des constantes de couplage effectives, à savoir les coefficients de Wilson (Fig. 3.1).

Ecrivons de manière générale le Hamiltonien effectif de désintégration faible à basse énergie en considérant cette fois les corrections QCD, c'est-à-dire en incluant tous les diagrammes de Feynman pouvant représenter la désintégration :

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM} C_i(\mu) O_i(\mu), \quad (3.3)$$

avec $V_{CKM} \equiv V_{bq_2}^* V_{q_4q_3}$. Le paramètre μ représente l'échelle d'énergie dont la valeur est en général choisie pour être de l'ordre de la masse du hadron qui se désintègre, c'est-à-dire $\mathcal{O}(m_b)$ pour une désintégration du méson B . On voit ici l'importance de l'OPE qui permet de factoriser les contributions aux longues et courtes distances. Tous les effets des interactions QCD supérieures à l'échelle μ (courtes distances) sont inclus dans les coefficients de Wilson $C_i(\mu)$ tandis que toutes les contributions à basse énergie, c'est-à-dire à des échelles inférieures à μ (longues distances), sont contenues dans les opérateurs locaux O_i . De cette façon, la partie de l'amplitude à courte distance peut être extraite et calculée dans la théorie des perturbations. Pour les opérateurs locaux les techniques de calcul utilisées sont en général non perturbatives, telles la QCD sur réseau (LQCD), les règles de somme QCD (QCDSR), le développement en $1/N$ [18], ou la Théorie Effective des Quarks Lourds (HQET) [19, 14, 20] dans le cas de hadrons lourds. Comme le choix de μ est arbitraire, le résultat final de l'OPE doit être indépendant de l'échelle, de même qu'il doit être indépendant du schéma de renormalisation choisi.

3.2.2 Les opérateurs locaux O_i

Nous allons décrire ici la forme des opérateurs locaux O_i en termes de produits de courants chargés, en nous référant aux différents diagrammes de Feynman qui vont entrer en jeu dans la désintégration faible du méson B [13, 14, 15, 16, 17]. Comme nous l'avons déjà précisé, ces opérateurs locaux décrivent la physique à longue distance. Ils s'écrivent de la façon suivante :

$$O_n = (\bar{q}_i \Gamma_{n1} q_j) (\bar{q}_k \Gamma_{n2} q_l), \quad (3.4)$$

où Γ_{ni} représentent une combinaison des matrices gamma, γ_μ et γ_5 . Ils doivent respecter la structure de Dirac, la structure de couleur et le type de quarks intervenant dans la désintégration considérée. D'une manière générale, deux sortes de topologies contribuent à la désintégration : celles se rapportant aux diagrammes Tree (en arbre), auxquelles correspondent les opérateurs O_1, O_2 , et celles se rapportant aux diagrammes Penguin (pingouin) pour les opérateurs O_3 à O_{10} .

Les diagrammes de Feynman illustrant les contributions Tree (échange de W^\pm) sont montrés Fig. 3.2 et Fig. 3.3 et les opérateurs associés sont respectivement O_2 et O_1 :

$$\begin{aligned} O_1^u &= \bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\beta \bar{u}_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha, \\ O_2^u &= \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b, \end{aligned}$$

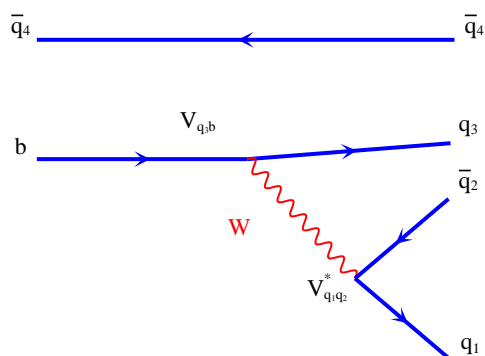
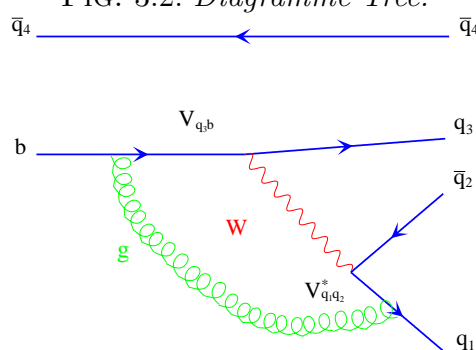
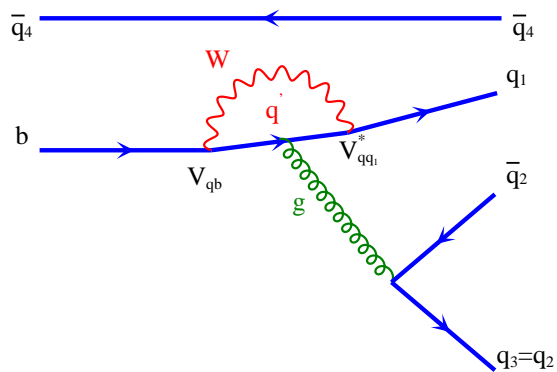
ou,

$$\begin{aligned} O_1^c &= \bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c_\beta \bar{c}_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha, \\ O_2^c &= \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c \bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b, \end{aligned}$$

suivant le canal $b \rightarrow u$ ou $b \rightarrow c$, respectivement. Dans les équations ci-dessus, α et β sont les indices de couleur des quarks.

On définit également deux sortes de contributions Penguin, le QCD-Penguin (échange de un ou plusieurs gluons) et le Penguin électrofaible (échange de γ et de Z^0). Le diagramme de Feynman pour le QCD-Penguin est représenté Fig. 3.4 et les opérateurs correspondants s'écrivent :

$$\begin{aligned} O_3 &= \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \sum_{q'} \bar{q}' \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q', \\ O_4 &= \bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta \sum_{q'} \bar{q}'_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q'_\alpha, \end{aligned}$$

FIG. 3.2: *Diagramme Tree.*FIG. 3.3: *Diagramme Tree avec corrections QCD.*FIG. 3.4: *Diagramme QCD-Penguin.*

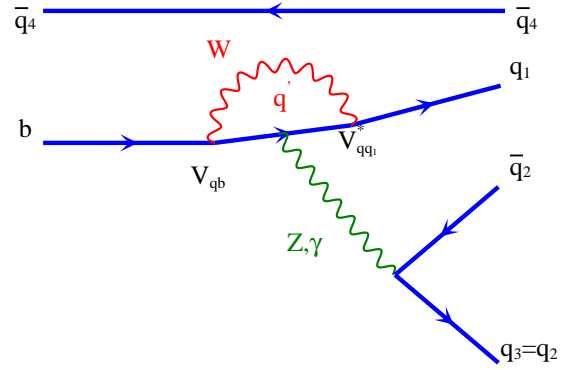


FIG. 3.5: *Diagramme Penguin électrofaible.*

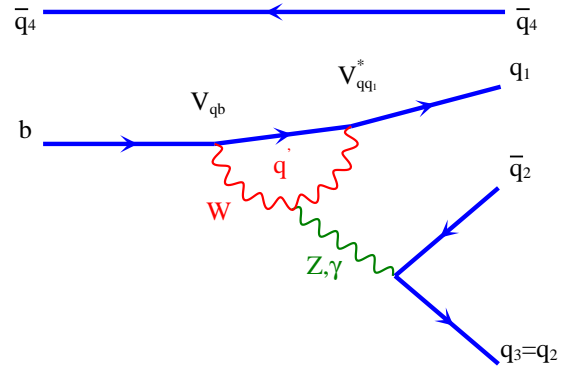


FIG. 3.6: *Diagramme penguin électrofaible (couplage entre Z, γ et W).*

et pour les courants de transition $(V - A)(V + A)$, on a,

$$O_5 = \bar{q}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)b \sum_{q'} \bar{q}'\gamma^\mu(1 + \gamma_5)q',$$

$$O_6 = \bar{q}_\alpha\gamma_\mu(1 - \gamma_5)b_\beta \sum_{q'} \bar{q}'_\beta\gamma^\mu(1 + \gamma_5)q'_\alpha.$$

Deux diagrammes de Feynman représentent le Penguin électrofaible, Fig. 3.5 (échange de Z, γ entre les lignes de quarks) et Fig. 3.6 (échange de Z, γ sur la ligne du W). La structure des opérateurs O_7 à O_{10} est donnée par :

$$O_7 = \frac{3}{2}\bar{q}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)b \sum_{q'} e_{q'}\bar{q}'\gamma^\mu(1 + \gamma_5)q',$$

$$O_8 = \frac{3}{2}\bar{q}_\alpha\gamma_\mu(1 - \gamma_5)b_\beta \sum_{q'} e_{q'}\bar{q}'_\beta\gamma^\mu(1 + \gamma_5)q'_\alpha,$$

$$O_9 = \frac{3}{2}\bar{q}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)b \sum_{q'} e_{q'}\bar{q}'\gamma^\mu(1 - \gamma_5)q',$$

$$O_{10} = \frac{3}{2}\bar{q}_\alpha\gamma_\mu(1 - \gamma_5)b_\beta \sum_{q'} e_{q'}\bar{q}'_\beta\gamma^\mu(1 - \gamma_5)q'_\alpha,$$

où $e_{q'}$ est la charge électrique des quarks et q' sont les quarks (u, d, c, s, b) pouvant contribuer à l'échelle $\mu = \mathcal{O}(m_b)$.

3.2.3 Les coefficients de Wilson

Comme déjà mentionné dans la section précédente, les coefficients $C_i(\mu)$ sont les coefficients de Wilson [13, 14, 15, 16, 17]. Ils représentent les contributions physiques des échelles supérieures à μ , c'est-à-dire les effets aux courtes distances et peuvent être calculés dans la théorie des perturbations. Les coefficients de Wilson incluent les contributions de toutes les particules lourdes, telles le quark top, les bosons W ... Nous allons tenter de résumer le principe du calcul de ces coefficients en évitant autant que possible de trop longs développements mathématiques.

De manière générale, le calcul des coefficients de Wilson dans la théorie des perturbations se déroule en trois étapes :

- On procède d'abord au calcul de l'amplitude A_{full} dans la théorie complète (avec le propagateur W) pour des états arbitraires de lignes de quarks.

- Puis on calcule les éléments de matrice $\langle O_i \rangle$ dans la théorie effective avec les mêmes états externes.
- On extrait ensuite les coefficients C_i de l'égalité $A_{full} = A_{eff} = C_i \langle O_i \rangle$. En d'autres termes, on procède à un raccordement ("matching") entre la théorie complète et la théorie effective.

L'on cherche ensuite à calculer les coefficients de Wilson à l'ordre supérieur (Next-to-Leading Order), à une échelle arbitraire μ qui est d'ordinaire choisie de l'ordre de $O(m_b)$ pour les désintégrations du B . On utilise pour ceci la matrice d'évolution du groupe de renormalisation $U(\mu, M_W)$ qui permet de calculer les coefficients $C(\mu = m_b)$ connaissant la valeur des coefficients de Wilson à l'échelle $\mu = M_W$, ce qui se formalise ainsi (de manière simplifiée) :

$$C(\mu) = U(\mu, M_W)C(M_W) . \quad (3.5)$$

$C_i(\mu)$ for $\mu = 5$ GeV			
C_1		-0.3125	
C_2		$+1.1502$	
C_3	$+0.0174$	C_5	$+0.0104$
C_4	$+0.0373$	C_6	-0.0459
C_7	-1.050×10^{-5}	C_9	-0.0101
C_8	$+3.839 \times 10^{-4}$	C_{10}	$+1.959 \times 10^{-3}$

TABLE 3.2: Coefficients de Wilson au next-to-leading order.

Comme l'interaction forte est indépendante de la saveur des quarks, les coefficients $C(\mu)$ sont les mêmes pour toutes les désintégrations du B . A l'échelle $\mu = m_b = 5$ GeV, $C(\mu)$ prennent les valeurs [21, 22] résumées dans le tableau 3.2.

Les coefficients étant calculés au NLO, il est nécessaire de renormaliser les éléments de matrice $\langle O_i \rangle$ à l'ordre d'une boucle (one loop level) de sorte que le résultat final soit indépendant du schéma de renormalisation. Ces éléments de matrice à une boucle sont réécrits en termes d'éléments de matrice au niveau Tree $\langle O_j \rangle^{tree}$ des opérateurs effectifs. On obtient la relation suivante entre les coefficients C_i et les coefficients effectifs C_i^{eff} [23] :

$$\langle C_i O_i \rangle = \sum_{ij} C_i(\mu) [\delta_{ij} + \frac{\alpha_s}{4\pi} m_{ij}^s + \frac{\alpha_{em}}{4\pi} m_{ij}^e] \langle O_j \rangle^{tree} = \sum C_i^{eff} \langle O_i \rangle^{tree}, \quad (3.6)$$

où $m^{s,e}$ sont des matrices 10×10 (10 étant le nombre initial d'opérateurs O_i), déterminées par des diagrammes à une boucle renormalisés, qui contiennent les corrections gluoniques. On obtient ainsi les relations suivantes entre les coefficients effectifs C'_i et les coefficients C_i [21, 22] :

$$\begin{aligned}
C_1^{eff} &= C_1, & C_2^{eff} &= C_2, \\
C_3^{eff} &= C_3 - P_s/3, & C_4^{eff} &= C_4 + P_s, \\
C_5^{eff} &= C_5 - P_s/3, & C_6^{eff} &= C_6 + P_s, \\
C_7^{eff} &= C_7 + P_e, & C_8^{eff} &= C_8, \\
C_9^{eff} &= C_9 + P_e, & C_{10}^{eff} &= C_{10},
\end{aligned} \tag{3.7}$$

où

$$\begin{aligned}
P_s &= \frac{\alpha_s}{8\pi} C_2 \left(\frac{10}{9} + G(m_c, \mu, q^2) \right), \\
P_e &= \frac{\alpha_{em}}{9\pi} (3C_1 + C_2) \left(\frac{10}{9} + G(m_c, \mu, q^2) \right),
\end{aligned}$$

et,

$$G(m_c, \mu, q^2) = 4 \int_0^1 dx x(x-1) \ln \frac{m_c^2 - x(1-x)q^2}{\mu^2}.$$

Ici q^2 est la quadri-impulsion de la particule échangée (gluon ou photon) dans les diagrammes Penguin, sa valeur étant d'ordinaire choisie dans l'intervalle $0.3 < q^2/m_b^2 < 0.5$ [24, 25], et $\alpha_s(m_Z) = 0.112$, $\alpha_{em}(m_b) = 1/132.2$, $m_b = 5$ GeV, et $m_c = 1.35$ GeV. Les valeurs numériques obtenues des coefficients de Wilson effectifs, C'_i , sont listées dans le tableau 3.3.

3.3 Calcul de l'amplitude au moyen de H_{eff}

Le calcul du Hamiltonien effectif à basse énergie est à la base de l'étude phénoménologique des désintégrations hadroniques. Une fois construit il permet l'évaluation de l'amplitude de désintégration :

$$A(M \rightarrow F) = \langle F | \mathcal{H}_{eff} | M \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM} C_i(\mu) \langle F | O_i(\mu) | M \rangle, \tag{3.8}$$

où $C_i(\mu)$ sont les coefficients de Wilson, $O_i(\mu)$ sont les opérateurs de l'OPE décrits plus haut et μ représente l'échelle de renormalisation. Nous insistons sur le fait que l'amplitude, $A(M \rightarrow F)$, correspondant au Hamiltonien effectif

C_i^{eff}	$q^2/m_b^2 = 0.3$	$q^2/m_b^2 = 0.5$
C_1^{eff}	-0.3125	-0.3125
C_2^{eff}	+1.1502	+1.1502
C_3^{eff}	$+2.433 \times 10^{-2} + 1.543 \times 10^{-3}i$	$+2.120 \times 10^{-2} + 2.174 \times 10^{-3}i$
C_4^{eff}	$-5.808 \times 10^{-2} - 4.628 \times 10^{-3}i$	$-4.869 \times 10^{-2} - 1.552 \times 10^{-2}i$
C_5^{eff}	$+1.733 \times 10^{-2} + 1.543 \times 10^{-3}i$	$+1.420 \times 10^{-2} + 5.174 \times 10^{-3}i$
C_6^{eff}	$-6.668 \times 10^{-2} - 4.628 \times 10^{-3}i$	$-5.729 \times 10^{-2} - 1.552 \times 10^{-2}i$
C_7^{eff}	$-1.435 \times 10^{-4} - 2.963 \times 10^{-5}i$	$-8.340 \times 10^{-5} - 9.938 \times 10^{-5}i$
C_8^{eff}	$+3.839 \times 10^{-4}$	$+3.839 \times 10^{-4}$
C_9^{eff}	$-1.023 \times 10^{-2} - 2.963 \times 10^{-5}i$	$-1.017 \times 10^{-2} - 9.938 \times 10^{-5}i$
C_{10}^{eff}	$+1.959 \times 10^{-3}$	$+1.959 \times 10^{-3}$

TAB. 3.3: *Coefficients de Wilson effectifs.*

pour une désintégration donnée est indépendante de l'échelle μ . Dans le cas présent, l'analyse se portant essentiellement sur la désintégration du B en $\rho^0 V$ via le mélange $\rho^0 - \omega$, nous prenons en compte les diagrammes Tree et Penguin. Pour ces derniers nous incluons les opérateurs O_3 à O_{10} . Le Hamiltonien effectif utilisé va alors s'écrire

$$\mathcal{H}_{eff}^{\Delta B=1} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[V_{ub}V_{us}^* (C_1 O_1^u + C_2 O_2^u) - V_{tb}V_{ts}^* \sum_{i=3}^{10} C_i O_i \right] + h.c. . \quad (3.9)$$

Finalement l'amplitude de désintégration aura l'expression suivante :

$$A(B \rightarrow V_1 V_2) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[V_{ub}V_{us}^* \left(C_1 \langle V_1 V_2 | O_1^u | B \rangle + C_2 \langle V_1 V_2 | O_2^u | B \rangle \right) - V_{tb}V_{ts}^* \sum_{i=3}^{10} C_i \langle V_1 V_2 | O_i | B \rangle \right] + h.c., \quad (3.10)$$

où $\langle V_1 V_2 | O_i | B \rangle$ sont les éléments de la matrice de transition de $B \rightarrow V_1 V_2$ via les opérateurs O_i . Ils décrivent les transitions entre l'état initial et l'état final pour des échelles inférieures à μ et, du fait de l'approche non-perturbative, incluent les principales incertitudes dans les calculs.

3.4 L'hypothèse de factorisation

Le calcul des éléments de la matrice hadronique $\langle V_1 V_2 | O_i | B \rangle$ est complexe et nécessite l'introduction d'une hypothèse appelée "factorisation". Le prin-

cipe est relativement simple : dans une désintégration en deux mésons, on approxime l'élément de matrice comme le produit d'un élément de matrice de transition entre le méson B et l'un des mésons de l'état final multiplié par l'élément de matrice qui décrit la création du second méson à partir du vide. Ceci peut se formuler de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \langle V_1 V_2 | O_i | B \rangle &= \langle V_1 | J_{2i} | 0 \rangle \langle V_2 | J_{1i} | B \rangle, \\ \text{ou } \langle V_1 V_2 | O_i | B \rangle &= \langle V_2 | J_{4i} | 0 \rangle \langle V_1 | J_{3i} | B \rangle, \end{aligned} \quad (3.11)$$

où J_{ji} sont les courants de transition. Cette approche porte le nom de factorisation car, justement, elle factorise l'élément de matrice à quatre quarks en un produit de deux éléments de matrice à deux quarks comme le schématise la figure 3.7.

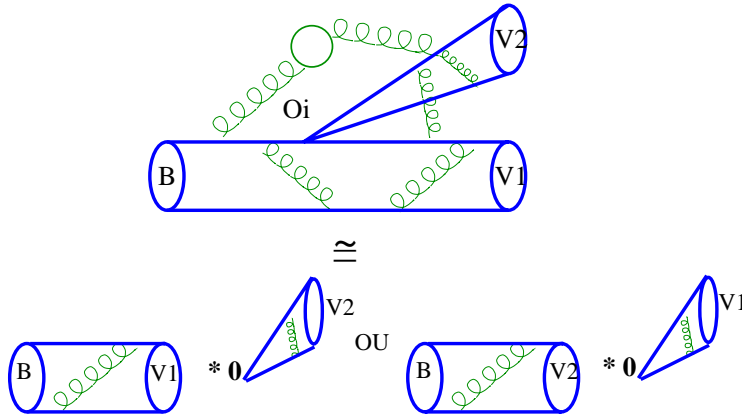


FIG. 3.7: L'hypothèse de factorisation.

Cette approximation suggère que les deux hadrons produits dans l'état final n'interagissent pas entre eux, autrement dit, qu'il n'existe pas d'échange de gluon entre deux quarks "appartenant" à deux mésons différents. Cette approximation n'est certes pas exacte mais Bjorken [26] la justifie en se fondant sur l'évolution dans l'espace-temps des produits de désintégration : la désintégration faible est un processus très local qui convertit un quark (le quark lourd) en trois quarks plus légers. Pour que l'état final soit composé de deux mésons [27], il faut, au départ, que les trois quarks partent dans deux directions colinéaires, un quark et un antiquark conjointement formant un singulet de couleur dans la direction opposée au troisième quark. L'énergie de cette paire quark-antiquark étant très grande, le temps de hadronisation est relativement long (dans le référentiel système initial). Si bien que, lorsque le méson se forme il est loin du vertex de désintégration et n'interagit pas avec les autres quarks. Le quark restant se hadronise quant à lui avec le

quark spectateur. Chacun des mésons évolue donc indépendamment l'un de l'autre. Notons que le schéma de Bjorken est insatisfaisant car il néglige les effets non perturbatifs de QCD responsables de l'interaction forte à longue portée, effets augmentant avec la masse invariante du système, \sqrt{s} .

Les opérateurs O_i sont réécrits en termes de singulet-singulet et octet-octet de couleur au moyen de transformations de Fierz au niveau des indices de couleur. Ainsi les éléments de matrice peuvent être exprimés en termes de constantes de désintégration et de facteurs de forme connus ou calculables dans certains modèles, et les coefficients issus de la QCD en termes des combinaisons :

$$a_{2i-1} = C_{2i-1}^{eff} + \frac{1}{N_c^{eff}} C_{2i}^{eff}, \quad a_{2i} = C_{2i}^{eff} + \frac{1}{N_c^{eff}} C_{2i-1}^{eff}, \quad (3.12)$$

où N_c^{eff} est le nombre de couleurs effectif qui inclut les corrections dues aux termes octet-octet de couleur via le paramètre ζ [28] :

$$\frac{1}{N_c^{eff}} = \frac{1}{N_c} + \zeta \quad (N_c = 3). \quad (3.13)$$

N_c^{eff} est donc un paramètre qui peut varier librement. Plus précisément, nous choisirons un domaine de variation de N_c^{eff} compris entre 0.66 et 2.84 pour une transition $b \rightarrow s$, et entre 0.98 et 2.01 pour une transition $b \rightarrow d$, intervalles testés et proposés dans la référence [29] à partir des données expérimentales des canaux $B \rightarrow \pi\rho^0$ et $B \rightarrow K\rho^0$. D'une manière générale, $N_c^{eff} = 1.75 \pm 1.10$ [30].

3.4.1 Les constantes de désintégration

L'élément de matrice $\langle V|J_i|0\rangle$ est évalué connaissant la constante de désintégration du méson V [18]. En effet, pour un méson vecteur, on définit :

$$\langle V|J_i|0\rangle = \epsilon_i m_V f_V, \quad (3.14)$$

où f_V est la constante de désintégration du méson, m_V sa masse et ϵ_i sa polarisation.

La valeur de cette constante peut être déterminée, par exemple, à partir de la mesure des largeurs de désintégrations semi-leptoniques du τ :

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow V^- \nu_\tau) = \frac{m_\tau^3}{16\pi} G_F^2 |V_{ij}|^2 f_V^2 \left(1 - \frac{m_V^2}{m_\tau^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_\tau^2}\right), \quad (3.15)$$

pour les mésons vecteurs chargés. En ce qui concerne les mésons neutres, V^0 , on extrait la valeur de f_V des largeurs de désintégration électromagnétique en utilisant :

$$\Gamma(V^0 \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{m_V} f_V^2 c_V, \quad (3.16)$$

où c_V est un facteur dépendant de la charge électrique des quarks qui composent le méson. Les valeurs des constantes de désintégration pour les mésons K^* , ρ^0 et ω sont montrées dans le tableau 3.4 [31].

V	K^*	ρ^0	ω
f_V [MeV]	214	221	195
Δf_V [MeV]	± 10	± 5	± 4

TAB. 3.4: Constantes de désintégration.

3.4.2 Les facteurs de forme

Les éléments de matrice de transition de $B \rightarrow V$ s'expriment de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \langle V | \bar{q} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b | B \rangle = & \frac{2}{m_B + m_V} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^{*\nu} p_B^\rho p_V^\sigma V_0(k^2) + i \left\{ \epsilon_\mu^* (m_B + m_V) A_1(k^2) \right. \\ & \left. - \frac{\epsilon^* \cdot k}{m_B + m_V} (P_B + P_V)_\mu A_2(k^2) - \frac{\epsilon^* \cdot k}{k^2} 2m_V \cdot k_\mu A_3(k^2) \right\} \\ & + i \frac{\epsilon^* \cdot k}{k^2} 2m_V \cdot k_\mu A_0(k^2), \quad (3.17) \end{aligned}$$

où $k = p_B - p_V$, $P_B = (m_B, \vec{0})$, $P_V = (m_V, \vec{p}_V)$ et ϵ_μ est la polarisation du méson vecteur V . Quatre facteurs de forme indépendants (V_0 , A_0 , A_1 , A_2) décrivent la transition $0^- \rightarrow 1^-$. A_3 représente une combinaison linéaire des facteurs A_1 et A_2 :

$$A_3(k^2) = \frac{m_B + m_V}{2m_V} A_1(k^2) - \frac{m_B - m_V}{2m_V} A_2(k^2). \quad (3.18)$$

Ils dépendent de la structure interne des hadrons et sont initialement évalués à $k^2 = 0$ puis extrapolés en fonction d'un modèle dépendant du moment

k^2 [32, 33, 34]. La dépendance en k^2 des facteurs de forme est explicitée ainsi :

$$V_0(k) = \frac{h_{V_0}}{1 - \frac{k^2}{\tilde{m}_{V_0}^2}}, \quad A_1(k) = \frac{h_{A_1}}{1 - \frac{k^2}{\tilde{m}_{A_1}^2}},$$

$$A_2(k) = \frac{h_{A_2}}{1 - \frac{k^2}{\tilde{m}_{A_2}^2}}, \quad A_0(k) = \frac{h_{A_0}}{1 - \frac{k^2}{\tilde{m}_{A_0}^2}}, \quad (3.19)$$

où les paramètres h_i sont les valeurs des facteurs de forme à $k^2 = 0$ et \tilde{m}_i représentent les masses des pôles associés aux courants de transition.

Deux modèles théoriques différents vont être ici utilisés. Le premier, proposé par Bauer, Stech et Wirbel [32, 33], (modèle BSW), est fondé sur le calcul des intégrales de recouvrement des fonctions d'onde des quarks constituant des mésons, le potentiel entre les quarks étant régi par un oscillateur harmonique. Le second est développé par Guo et Huang [34] (modèle GH) qui ont modifié le modèle BSW en recalculant les fonctions d'onde dans le formalisme du cône de lumière. Ces valeurs sont référencées dans le tableau 3.5.

modèle	h_{V_0}	$h_{A_0} = h_{A_3}$	h_{A_1}	h_{A_2}	\tilde{m}_i (GeV)
$B \rightarrow \rho$					
<i>BSW</i>	0.329	0.281	0.283	0.283	5.32
<i>GH</i>	0.394	0.345	0.345	0.345	5.32
$B \rightarrow \omega$					
<i>BSW</i>	0.328	0.280	0.281	0.281	5.32
<i>GH</i>	0.394	0.345	0.345	0.345	5.32
$B \rightarrow K^*$					
<i>BSW</i>	0.369	0.321	0.328	0.331	5.43
<i>GH</i>	0.443	0.360	0.402	0.416	5.43

TAB. 3.5: Facteurs de forme des transitions $B \rightarrow \rho$, $B \rightarrow \omega$ et $B \rightarrow K^*$ à $k^2 = 0$ calculés suivant les modèles BSW ou GH.

3.5 L'interaction forte dans l'état final et le mélange $\rho^0 - \omega$

3.5.1 L'interaction forte dans l'état final

Ecrivons l'amplitude \mathcal{A} de désintégration de $B \rightarrow V\rho^0(\omega) \rightarrow V\pi^+\pi^-$ sous la forme d'une amplitude Tree et d'une amplitude Penguin :

$$\mathcal{A} = \langle V\pi^+\pi^- | H^T | B \rangle + \langle V\pi^+\pi^- | H^P | B \rangle, \quad (3.20)$$

H^T et H^P étant les Hamiltoniens correspondant aux opérateurs Tree et Penguin. Après factorisation de l'amplitude Tree dans l'équation (3.20), apparaissent les phases forte, δ , et faible, ϕ , ainsi l'équation(3.20) devient :

$$\mathcal{A} = \langle V\pi^+\pi^- | H^T | B \rangle [1 + r e^{i\delta} e^{i\phi}], \quad (3.21)$$

et l'amplitude conjuguée :

$$\bar{\mathcal{A}} = \langle V\pi^+\pi^- | H^T | B \rangle [1 + r e^{i\delta} e^{-i\phi}]. \quad (3.22)$$

Il est à noter que ce que l'on appelle ici "phases" forte (δ) et faible (ϕ) sont plus exactement des *différences de phases* forte et faible entre les diagrammes Tree et Penguin. La phase faible ϕ provient de la combinaison des éléments de la matrice CKM: $\phi = \arg[(V_{tb}V_{tq}^*)/(V_{ub}V_{uq}^*)]$ avec $q = d, s$, de telle sorte que $\sin \phi$ est égal à $\sin \alpha$ (ou $\sin \gamma$), α (ou γ) étant un angle du triangle d'unitarité. Le paramètre r est la valeur absolue du rapport des amplitudes Penguin et Tree :

$$r \equiv \left| \frac{\langle V\pi^+\pi^- | H^P | B \rangle}{\langle V\rho^0(\omega) | H^T | B \rangle} \right|. \quad (3.23)$$

A partir des équations (3.21) et (3.22) l'asymétrie a_{CP}^{dir} s'écrit :

$$a_{CP}^{dir} = \frac{|\mathcal{A}|^2 - |\bar{\mathcal{A}}|^2}{|\mathcal{A}|^2 + |\bar{\mathcal{A}}|^2} = \frac{-2r \sin \delta \sin \phi}{1 + r^2 + 2r \cos \delta \cos \phi}. \quad (3.24)$$

Nous voyons ainsi qu'une phase forte est nécessaire ($\delta \neq 0$) pour qu'il y ait une violation de CP directe.

Différents mécanismes furent proposés pour introduire une phase forte δ [35, 36, 37, 38, 39, 40, 41]. Par exemple le mécanisme de Bander, Silverman et Soni (BSS) [35, 42], qui consiste à mettre sur couche de masse les quarks u et c de la boucle du diagramme Penguin, afin d'induire une partie absorptive dans l'amplitude, sous la forme d'une phase δ . Généralement, les interactions fortes

dans l'état final sont introduites au moyen des coefficients de Wilson, qui sont à priori complexes. D'après l'équation (3.24) l'on devine que l'asymétrie est d'autant plus grande que les valeurs de r et de $\sin \delta$ sont élevées. Autrement dit, pour obtenir un important signal de violation directe de CP , il faut trouver un mécanisme pour lequel à la fois r et $\sin \delta$ sont grands, tel le mélange $\rho^0 - \omega$.

3.5.2 Le mélange $\rho^0 - \omega$ dans la désintégration du B

Les résonances ρ^0 et ω ont en commun le canal de désintégration $\pi^+\pi^-$, à raison de $\sim 100\%$ pour le ρ^0 et $\sim 2\%$ pour le ω . Par ailleurs elles sont définies par les mêmes nombres quantiques, excepté l'isospin, le ρ appartenant à un triplet d'isospin ($I = 1$) et le ω à un singulet ($I = 0$). Enfin, leurs masses respectives sont très proches l'une de l'autre ($m_{\rho^0} \sim 770$ MeV, $m_\omega \sim 782$ MeV) et la largeur du ρ , $\Gamma_\rho = 150$ MeV, recouvre celle, très étroite, du ω , $\Gamma_\omega = 8$ MeV. Par conséquent il est naturel de considérer qu'un état final ($\pi^+\pi^-$) puisse provenir à la fois d'un ρ^0 et d'un ω , en somme d'un mélange $\rho - \omega$.

Le mélange $\rho - \omega$ (ou "mixing") provient du modèle *Vector Meson Dominance* (VMD) [43], initié par Nambu et finalisé par Sakurai, dans lequel est introduit un couplage $\gamma - \rho^0$ dans la réaction $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Se fondant sur ce modèle et analysant la section efficace de $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ [44], O'Connell, Thomas et Williams ont déterminé les paramètres nécessaires à la modélisation du mixing $\rho^0 - \omega$.

Le mélange $\rho^0 - \omega$ présente l'avantage de produire une différence de phase forte grande, atteignant 90° lorsque la masse invariante $\pi^+\pi^-$ est proche de la masse du ω , qui est bien déterminée [45]. Avec ce mécanisme, au premier ordre de la violation d'isospin, les résultats suivants sont obtenus :

$$\begin{aligned} \langle V\pi^+\pi^- | H^T | B \rangle &= \frac{g_\rho}{s_\rho s_\omega} \tilde{\Pi}_{\rho\omega} t_\omega + \frac{g_\rho}{s_\rho} t_\rho, \\ \langle V\pi^+\pi^- | H^P | B \rangle &= \frac{g_\rho}{s_\rho s_\omega} \tilde{\Pi}_{\rho\omega} p_\omega + \frac{g_\rho}{s_\rho} p_\rho. \end{aligned} \quad (3.25)$$

$t_{\rho,\omega}$ est l'amplitude Tree et $p_{\rho,\omega}$ l'amplitude Penguin pour la production de mésons ρ^0 ou ω ; g_ρ est le couplage issu de la réaction $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\tilde{\Pi}_{\rho\omega}$ est l'amplitude effective du mélange $\rho^0 - \omega$, et $s_{\rho,\omega}$ est l'inverse du propagateur de ρ^0 ou ω ,

$$s_{\rho,\omega} = s - m_{\rho,\omega}^2 + im_{\rho,\omega}\Gamma_{\rho,\omega}, \quad (3.26)$$

\sqrt{s} étant la masse invariante de la paire $\pi^+\pi^-$. Le couplage direct $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ est explicitement contenu dans le terme $\tilde{\Pi}_{\rho\omega}$ [46, 47]. En posant la dépendance en s de $\tilde{\Pi}_{\rho\omega}$ sous la forme :

$$\tilde{\Pi}_{\rho\omega}(s) = \tilde{\Pi}_{\rho\omega}(m_\omega^2) + (s - m_\omega^2)\tilde{\Pi}'_{\rho\omega}(m_\omega^2), \quad (3.27)$$

Gardner et O'Connell peuvent déterminer les paramètres du mixing $\rho^0 - \omega$ en ajustant $\tilde{\Pi}_{\rho\omega}(m_\omega^2)$ et $\tilde{\Pi}'_{\rho\omega}(m_\omega^2)$ sur le facteur de forme électromagnétique du pion [48, 49, 50] :

$$\Re e \tilde{\Pi}_{\rho\omega}(m_\omega^2) = -3500 \pm 300 \text{ MeV}^2,$$

$$\Im m \tilde{\Pi}_{\rho\omega}(m_\omega^2) = -300 \pm 300 \text{ MeV}^2,$$

et $\tilde{\Pi}'_{\rho\omega}(m_\omega^2) = 0.03 \pm 0.04$. Notons que le second terme du second membre de l'équation (3.27) est négligeable.

Grâce à ce paramètre $\tilde{\Pi}_{\rho\omega}(m_\omega^2)$ on introduit simplement le mélange $\rho^0 - \omega$ au niveau de l'amplitude sous la forme :

$$\langle V\rho^0(\omega)|H_{eff}|B\rangle = \langle V\rho|H_{eff}|B\rangle + \langle V\omega|H_{eff}|B\rangle \frac{\tilde{\Pi}_{\rho\omega}(m_\omega^2)}{(s_{\pi^+\pi^-} - m_\omega^2) + im_\omega\Gamma_\omega}. \quad (3.28)$$

Ainsi est induit un déphasage supplémentaire entre les diagrammes Tree et Penguin et une augmentation du rapport r , de sorte que l'asymétrie dans l'intervalle de masse du ω doit théoriquement augmenter.

L'étude de ce mélange, au travers de simulations, fera l'objet d'une grande partie du chapitre 5.

Chapitre 4

Modélisation de la désintégration du méson B

Différents canaux de désintégration du méson B vont être étudiés dans ce travail au moyen de simulations numériques. Nos simulations numériques proviennent de modélisations détaillées que nous avons réalisées et dont le principe est décrit dans ce chapitre. Au chapitre précédent nous avons présenté les méthodes permettant de calculer les amplitudes de désintégration du méson B en deux mésons vecteurs. Nous allons ici considérer également les désintégrations fortes subséquentes de chacun des mésons vecteurs (K^* , ρ , ω) en mésons pseudoscalaires (K , π) en nous servant du formalisme d'hélicité. Les expressions des amplitudes H_λ des différents canaux étudiés seront analytiquement développées en tenant compte de la polarisation de chaque méson vecteur.

4.1 Le formalisme d'hélicité

4.1.1 Notion d'hélicité

Soit une particule de moment angulaire total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, \vec{L} étant le moment angulaire orbital et \vec{S} son spin. L'hélicité de la particule se définit comme :

$$\lambda = \vec{J} \cdot \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} = (\vec{L} + \vec{S}) \cdot \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} = (\vec{r} \times \vec{p} + \vec{S}) \cdot \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} = \vec{S} \cdot \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}.$$

En d'autres termes l'hélicité est la projection du spin suivant la direction de l'impulsion de la particule. Une particule de masse non nulle possède $2s + 1$

états d'hélicité ($\lambda = s, s-1, \dots, -(s-1), -s$) [51, 52]. De ceci découle qu'une particule de spin 0 tel le méson B possède un seul état d'hélicité $\lambda = 0$, tandis qu'un méson vecteur, particule de spin 1, possède trois états d'hélicité $\lambda = -1, 0, 1$.

4.1.2 Les amplitudes d'hélicité

La modélisation du processus complet de désintégration du B en deux mésons vecteurs se compose de deux étapes majeures : la production de deux résonances dans le repère propre du B via l'interaction faible, et la désintégration de chacune de ces résonances par interaction forte. Le B est au repos et se désintègre de manière isotrope, car de spin nul, en deux mésons vecteurs V_1 et V_2 possédant de ce fait la même hélicité $\lambda = -1, 0, +1$. Chacune de ces particules va, à son tour, se désintégrer en deux particules pseudo-scalaires (a_1 et b_1 pour V_1 et a_2 et b_2 pour V_2). A chacune de ces trois désintégrations correspond une amplitude H_λ , $A_1(\lambda)$ et $A_2(\lambda)$:

$$H_\lambda = \langle V_1(\lambda)V_2(\lambda)|H_{eff}^w|B \rangle \equiv \mathcal{M}(B \rightarrow V_1(\lambda) + V_2(\lambda)), \quad (4.1)$$

calculée au moyen du Hamiltonien effectif présenté au chapitre précédent, est appelée amplitude de transition.

$$A_1(\lambda) \equiv \mathcal{M}(V_1(\lambda) \rightarrow a_1 + b_1), \quad A_2(\lambda) \equiv \mathcal{M}(V_2(\lambda) \rightarrow a_2 + b_2), \quad (4.2)$$

sont les amplitudes des processus de désintégrations fortes des deux mésons vecteurs produits. L'amplitude du processus complet

$$M_\lambda(B \rightarrow (V_1(\lambda) \rightarrow a_1 + b_1) + (V_2(\lambda) \rightarrow a_2 + b_2))$$

pour un état d'hélicité donné, λ , est le produit des trois amplitudes individuelles :

$$M_\lambda = H_\lambda * A_1(\lambda) * A_2(\lambda). \quad (4.3)$$

En choisissant la convention de Rose [53], les amplitudes $A_1(\lambda)$ et $A_2(\lambda)$ sont données par [51, 52, 53] :

$$A_1(\lambda) = c_1 \sqrt{\frac{2j+1}{4\pi}} D_{\lambda, m'_1}^j(\phi_1, \theta_1, 0),$$

$$A_2(\lambda) = c_2 \sqrt{\frac{2j+1}{4\pi}} D_{\lambda, m'_2}^j(\phi_2, \theta_2, 0). \quad (4.4)$$

$D_{\lambda, m'_i}^j(\phi_i, \theta_i, 0)$ représente l'élément de matrice de Wigner pour une particule de spin j (ici $j = 1$) et d'hélicité λ . La fonction d'onde d'espace est incluse dans les constantes c_i (Théorème de Wigner-Eckart). Les indices m'_i sont définis par :

$$m'_i = \lambda(a_i) - \lambda(b_i), \quad (4.5)$$

$\lambda(a_i)$ et $\lambda(b_i)$ sont les hélicités des particules finales a_i et b_i ; ces particules étant pseudo-scalaires on en déduit qu'ici $m'_i = 0$. Les angles θ_i et ϕ_i sont

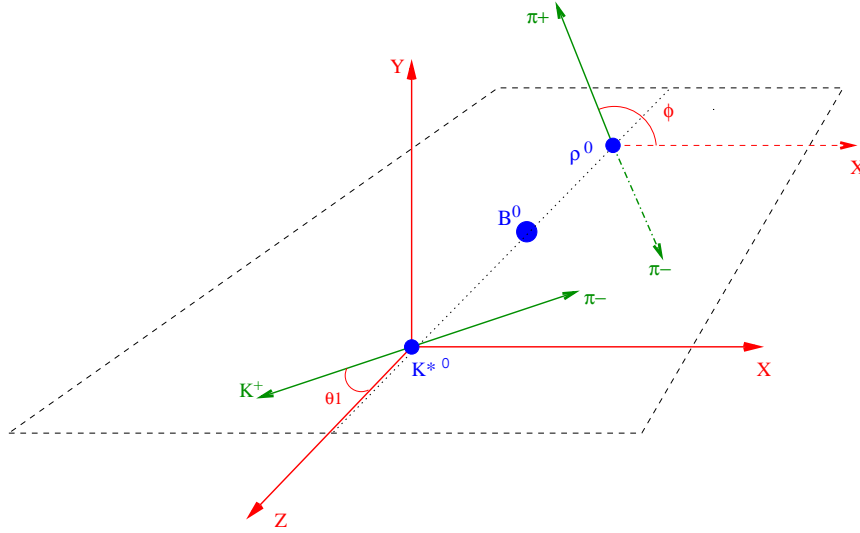


FIG. 4.1: Repère d'hélicité.

respectivement les angles polaire et azimutal des particules a_i dans le repère d'hélicité (Fig. 4.1) de leur particule mère V_i . Par convention nous choisissons pour référence le plan de désintégration de la particule V_1 , ainsi $\phi_1 = 0$ et $\phi_2 \equiv \phi$. Les éléments de matrice $D_{\lambda, m'_i}^j(\alpha, \beta, \gamma)$ se décomposent en [53] :

$$D_{\lambda, m'_i}^1(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-i(\lambda\alpha + m'_i\gamma)} d_{\lambda, m'_i}^1(\beta). \quad (4.6)$$

Pour une particule de spin 1 la matrice de rotation des fonctions d est :

$$d_{\lambda, m'_i}^1(\beta) = \begin{pmatrix} \frac{1+\cos\beta}{2} & -\frac{\sin\beta}{\sqrt{2}} & \frac{1-\cos\beta}{2} \\ \frac{\sin\beta}{\sqrt{2}} & \cos\beta & -\frac{\sin\beta}{\sqrt{2}} \\ \frac{1-\cos\beta}{2} & \frac{\sin\beta}{\sqrt{2}} & \frac{1+\cos\beta}{2} \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

L'amplitude totale \mathcal{M} est simplement la somme des amplitudes des états d'hélicité :

$$\mathcal{M} \propto \sum_{\lambda=-1}^1 H_{\lambda} D_{\lambda, 0}^1(0, \theta_1, 0) D_{\lambda, 0}^1(\phi, \theta_2, 0), \quad (4.8)$$

et la probabilité de désintégration du B en $V_1 V_2$ va être donnée par le carré du module de l'amplitude \mathcal{M} :

$$|\mathcal{M}|^2 \propto \sum_{\lambda} H_{\lambda} D_{\lambda,0}^1(0, \theta_1, 0) D_{\lambda,0}^1(\phi, \theta_2, 0) \sum_{\lambda'} H_{\lambda'}^* D_{\lambda',0}^{1*}(0, \theta_1, 0) D_{\lambda',0}^{1*}(\phi, \theta_2, 0),$$

$$|\mathcal{M}|^2 \propto \sum_{\lambda, \lambda'} h_{\lambda, \lambda'} F_{\lambda, \lambda'}(\theta_1) G_{\lambda, \lambda'}(\phi, \theta_2). \quad (4.9)$$

Apparaissent ainsi trois “matrices densité d'hélicité”, relatives aux trois désintégrations considérées. Les coefficients $h_{\lambda, \lambda'} = H_{\lambda} H_{\lambda'}^*$ forment une *matrice densité d'hélicité* hermitique :

$$\begin{pmatrix} h_{++} & h_{+0} & h_{+-} \\ h_{0+} & h_{00} & h_{0-} \\ h_{-+} & h_{-0} & h_{--} \end{pmatrix},$$

et sont relatifs au processus faible $B \rightarrow V_1 V_2$, tandis que les éléments

$$F_{\lambda, \lambda'}(\theta_1) = A_1(\lambda) A_1^*(\lambda'),$$

et

$$G_{\lambda, \lambda'}(\phi, \theta_2) = A_2(\lambda) A_2^*(\lambda'),$$

représentent respectivement les processus de désintégrations fortes $V_1 \rightarrow a_1 + b_1$ et $V_2 \rightarrow a_2 + b_2$. En tenant compte de l'élément d'espace de phase invariant relativiste (LIPS) et en développant l'équation (4.9) on obtient la distribution angulaire de désintégration :

$$\frac{d^3\Gamma}{d \cos \theta_1 d \cos \theta_2 d\phi} = \frac{p}{16\pi^2 M_B^2} \frac{9}{4} \times$$

$$\left[(h_{++} + h_{--}) \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 / 4 + h_{00} \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 \right.$$

$$+ \left\{ [\Re(h_{+0}) + \Re(h_{0-})] \cos \phi - [\Im(h_{+0}) + \Im(h_{0-})] \sin \phi \right\} \sin 2\theta_1 \sin 2\theta_2 / 4$$

$$\left. + \left\{ \Re(h_{+-}) \cos 2\phi - \Im(h_{+-}) \sin 2\phi \right\} \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 / 2 \right], \quad (4.10)$$

M_B étant la masse du B et p l'impulsion de la particule V_1 dans le repère propre du B . Par intégrations sur les paramètres $\cos \theta_i$ et ϕ sont obtenues les fonctions densité de probabilité, $g(\phi)$ et $f(\cos \theta_i)$ respectivement, à partir desquelles vont être générés les angles θ_i et ϕ :

$$f(\cos \theta_i) = (2h_{00} - (h_{++} + h_{--})) \cos^2 \theta_i + (h_{++} + h_{--}), \quad (4.11)$$

$$g(\phi) = (h_{++} + h_{--} + h_{00}) + 2 \Re(h_{+-}) \cos 2\phi - 2 \Im(h_{+-}) \sin 2\phi. \quad (4.12)$$

L'intégration de l'équation (4.10) sur tous les paramètres, $\cos \theta_1$, $\cos \theta_2$ et ϕ donne la largeur de désintégration de $B \rightarrow V_1 V_2$:

$$\Gamma = \frac{p}{8\pi M_B^2} (h_{00} + h_{--} + h_{++}). \quad (4.13)$$

Finalement, l'amplitude totale du processus va être déterminée par la somme des éléments diagonaux de la matrice densité d'hélicité ($h_{\lambda\lambda'}$), que nous allons normaliser à la trace :

$$h_{00} + h_{--} + h_{++} = 1. \quad (4.14)$$

De ce fait, les équations (4.11) et (4.12) se simplifient respectivement en :

$$f(\cos \theta_i) = (3h_{00} - 1) \cos^2 \theta_i + (1 - h_{00}), \quad (4.15)$$

et en

$$g(\phi) = 1 + 2 \Re(h_{+-}) \cos 2\phi - 2 \Im(h_{+-}) \sin 2\phi. \quad (4.16)$$

D'après (4.15), on constate que les distributions en $\cos \theta$ des particules $a_{1,2}$ dans le repère d'hélicité des $V_{1,2}$ sont symétriques et ne dépendent que de la composante longitudinale H_0 de l'amplitude. En ce qui concerne la distribution de l'angle ϕ , angle entre les deux plans de désintégration des mésons V_1 et V_2 , nous voyons apparaître une interférence entre les états d'hélicité $\lambda = +1$ et $\lambda = -1$.

4.2 Le repère de transversité

Le repère de transversité facilite l'analyse angulaire et permet de tester la symétrie CP en complément d'une analyse en hélicité. Pour définir ce repère, considérons toujours le B au repos se désintégrant en deux particules d'impulsion \vec{p}_1 et \vec{p}_2 , $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$. Le repère de transversité, illustré sur la figure 4.2, est construit à partir de l'axe d'hélicité, Δ_H (donné par la direction de propagation des particules) et du plan de désintégration, Π_D , d'un des deux mésons vecteurs (par exemple $V_1 \equiv K^{*0}$). On se place dans le référentiel de l'autre particule ($V_2 \equiv \rho^0$), l'axe X est construit suivant l'axe Δ_H et orienté suivant \vec{p}_2 , l'axe Y appartient au plan Π_D et l'axe Z est construit de sorte que l'ensemble forme un repère orthonormé. Notons que l'axe Y est d'ordinaire orienté de manière à ce que la composante p_y de l'impulsion de la particule $a_1 \equiv K^+$ soit positive.

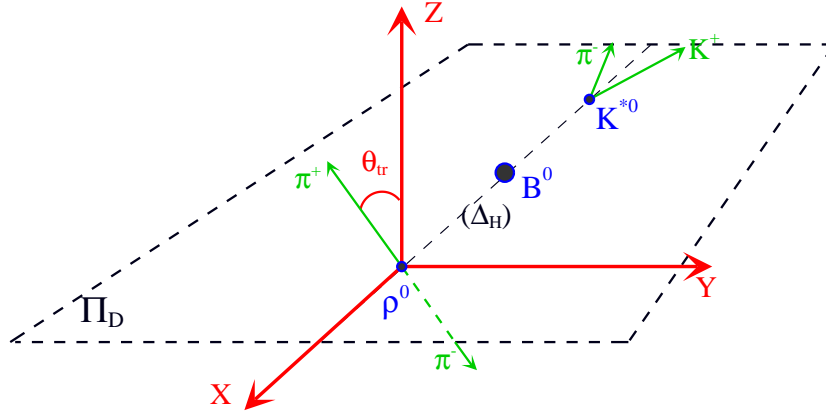


FIG. 4.2: Repère de transversité pour $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0$.

Les axes du repère de transversité, (X_{tr}, Y_{tr}, Z_{tr}) , correspondent à une simple permutation circulaire des axes du repère d'hélicité, (X_h, Y_h, Z_h) :

$$X_{tr} = Z_h, \quad Y_{tr} = X_h, \quad Z_{tr} = Y_h. \quad (4.17)$$

Les coordonnées (θ_{tr}, ϕ_{tr}) du repère de transversité sont reliées aux coordonnées (θ_2, ϕ) du repère d'hélicité par :

$$\begin{aligned} X_{tr} &= \sin \theta_{tr} \cos \phi_{tr} &= \cos \theta_2 &= Z_h, \\ Y_{tr} &= \sin \theta_{tr} \sin \phi_{tr} &= \sin \theta_2 \cos \phi &= X_h, \\ Z_{tr} &= \cos \theta_{tr} &= \sin \theta_2 \sin \phi &= Y_h. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Les amplitudes de transition, H_{\parallel} et H_{\perp} , dans le repère de transversité sont une combinaison linéaire des amplitudes d'hélicité, H_+ et H_- :

$$H_{\parallel} = \frac{H_+ + H_-}{\sqrt{2}}, \quad H_{\perp} = \frac{H_+ - H_-}{\sqrt{2}}, \quad (4.19)$$

l'amplitude H_0 restant inchangée. A partir de ces nouveaux angles et de ces nouvelles amplitudes sont déterminées les distributions angulaires dans le repère de transversité :

$$f_T(\cos \theta_{tr}) = (3|H_{perp}|^2 - 1) \cos^2 \theta_{tr} + (1 - |H_{\perp}|^2), \quad (4.20)$$

$$g_T(\phi_{tr}) = 1 + (|H_0|^2 - |H_{\parallel}|^2) \cos 2\phi_{tr}, \quad (4.21)$$

avec la condition de normalisation

$$|H_{\parallel}|^2 + |H_0|^2 + |H_{\perp}|^2 = 1. \quad (4.22)$$

Ces distributions présentent l'avantage de ne dépendre que de paramètres réels (des modules au carré), contrairement à la distribution $g(\phi)$, eq. (4.16), dans laquelle figurent les parties réelle et imaginaire de l'élément complexe $h_{+-} = H_+ H_-^*$. Il sera donc possible, à partir d'un ajustement des fonctions $f(\cos \theta)$ (eq. 4.15), $f_T(\cos \theta_{tr})$ (eq. 4.20) et $g_T(\phi_{tr})$ (eq. 4.21) sur les distributions angulaires correspondantes au niveau des repères d'hélicité et de transversité, de remonter aux amplitudes (normalisées) $|H_0|^2$, $|H_{\perp}|^2$ et $|H_{\parallel}|^2$ qui contiennent toute la dynamique de la désintégration faible du B en deux mésons vecteurs.

4.3 Les canaux modélisés

Nos modélisations portent sur les canaux de désintégration du B en deux mésons vecteurs non charmés pour lesquels une observation de la violation **directe** de CP est possible. Ces désintégrations font intervenir à la fois des diagrammes Tree et Penguin et doivent amener à un état final discernable de celui de la désintégration conjuguée. Nous avons donc modélisé les canaux suivants :

- $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega) \rightarrow (K^+ \pi^-)(\pi^+ \pi^-)$;
- $B^+ \rightarrow K^{*+} \rho^0(\omega) \rightarrow (K^0 \pi^+)(\pi^+ \pi^-)$;
- $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega) \rightarrow (\pi^+ \pi^0)(\pi^+ \pi^-)$;
- $B^0 \rightarrow K^{*+} \rho^- \rightarrow (K^0 \pi^+)(\pi^- \pi^0)$.

Il existe deux modes de désintégration forte pour le K^{*0} : $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ et $K^{*0} \rightarrow K^0 \pi^0$. Au moyen de la décomposition des états sur la base d'isospin et des coefficients de Clebsch-Gordan on montre que les probabilités de ces deux modes sont respectivement 2/3 et 1/3. De même, le K^{*+} se désintègre pour 2/3 suivant $K^{*+} \rightarrow K^0 \pi^+$ et pour 1/3 suivant $K^{*+} \rightarrow K^+ \pi^0$. Les simulations seront réalisées avec les modes prépondérants $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ et $K^{*+} \rightarrow K^0 \pi^+$. Il est à noter que le mode de désintégration du K^* n'affecte en rien le calcul des amplitudes que nous allons effectuer, le processus d'interaction faible étant indépendant des désintégrations fortes subséquentes. D'autre part les distributions angulaires sont également les mêmes quelles que soient les deux particules pseudoscalaires produites.

En ce qui concerne la désintégration du ρ^0 en deux pions, seul le mode $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ est possible. Enfin le ρ^{\pm} se désintègre quant à lui en $\pi^{\pm} \pi^0$.

4.4 Expression analytique des amplitudes H_λ

L'amplitude de désintégration faible du B en deux mésons vecteurs est la somme des amplitudes d'hélicité H_λ ($\lambda = -1, 0, 1$) que nous allons à présent développer au moyen du formalisme présenté au chapitre précédent. Nous rappelons que cette amplitude est schématiquement le produit d'un facteur de forme par une constante de désintégration, le tout pondéré par une combinaison linéaire des coefficients de Wilson et multiplié par les éléments de la matrice CKM intervenant dans le processus. Nous détaillerons ici seulement le calcul de l'amplitude pour les canaux $B \rightarrow K^* \rho, \omega$ et donnerons le résultat final pour les autres, lesquels sont développés en Annexe B.

4.4.1 Les canaux $B \rightarrow K^* V_2 (= \rho^0, \omega)$

L'amplitude d'hélicité des canaux $B^{+,0} \rightarrow K^{*+,0} \rho^0$ et $B^{+,0} \rightarrow K^{*+,0} \omega$ se développe de la façon suivante [54, 55] :

$$\begin{aligned}
H_\lambda^{B \rightarrow K^* \rho^0, \omega} = & \frac{G_F}{2} \left\{ f_{\rho^0, \omega} m_{\rho^0, \omega} \left[\frac{2V^{B \rightarrow K^*}(m_{\rho^0, \omega}^2)}{m_B + m_{K^*}} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_{\rho^0, \omega}^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_{K^*}^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_{K^*}^\delta \right. \right. \\
& + i(m_B + m_{K^*}) A_1^{B \rightarrow K^*}(m_{\rho^0, \omega}^2) \epsilon_{\rho^0, \omega}^*(\lambda) \epsilon_{K^*}^*(\lambda) \\
& \left. \left. - i \frac{2A_2^{B \rightarrow K^*}(m_{\rho^0, \omega}^2)}{m_B + m_{K^*}} (\epsilon_{\rho^0, \omega}^*(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_{K^*}^*(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \times \left\{ V_{ub} V_{us}^* c_{t1}^{\rho^0, \omega} - V_{tb} V_{ts}^* c_{p1}^{\rho^0, \omega} \right\} \\
& + \frac{G_F}{2} \left\{ f_{K^*} m_{K^*} \left[\frac{2V^{B \rightarrow \rho^0, \omega}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_{\rho^0, \omega}} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_{K^*}^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_{\rho^0, \omega}^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_{\rho^0, \omega}^\delta \right. \right. \\
& + i(m_B + m_{\rho^0, \omega}) A_1^{B \rightarrow \rho^0, \omega}(m_{K^*}^2) \epsilon_{\rho^0, \omega}^*(\lambda) \epsilon_{K^*}^*(\lambda) \\
& \left. \left. - i \frac{2A_2^{B \rightarrow \rho^0, \omega}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_{\rho^0, \omega}} (\epsilon_{\rho^0, \omega}^*(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_{K^*}^*(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \times \left\{ V_{ub} V_{us}^* c_{t2}^{\rho^0, \omega} - V_{tb} V_{ts}^* c_{p2}^{\rho^0, \omega} \right\}, \\
\end{aligned} \tag{4.23}$$

où les coefficient complexes $c_{ti}^{\rho^0, \omega}$ et $c_{pi}^{\rho^0, \omega}$ sont des combinaisons linéaires des coefficients de Wilson correspondant respectivement aux opérateurs tree et penguin participant aux désintégrations.

Pour la désintégration $B^0 \rightarrow K^{*0}V_2$, $V_2 \equiv \rho, \omega^1$:

$$\begin{aligned} c_{t1}^{\rho^0} &= c_{t1}^\omega = a_1, & c_{p1}^{\rho^0} &= \frac{3}{2}(a_7 + a_9), \\ c_{p1}^\omega &= 2(a_3 + a_5) + \frac{1}{2}(a_9 + a_7) \\ c_{t2}^\rho &= c_{t2}^\omega = 0, & c_{p2}^{\rho^0} &= -c_{p2}^\omega = \frac{1}{2}a_{10} - a_4. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Pour la désintégration $B^+ \rightarrow K^{*+}V_2$, $V_2 \equiv \rho, \omega$:

$$\begin{aligned} c_{t1}^{\rho^0} &= c_{t1}^\omega = a_1, & c_{p1}^{\rho^0} &= \frac{3}{2}(a_7 + a_9), \\ c_{p1}^\omega &= 2(a_3 + a_5) + \frac{1}{2}(a_9 + a_7), \\ c_{t2}^{\rho^0} &= c_{t2}^\omega = a_2, & c_{p2}^{\rho^0} &= c_{p2}^\omega = a_{10} + a_4. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Au moyen des états de polarisation $\epsilon_V(\lambda)$ développés dans l'Annexe A, nous calculons les trois expressions

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\epsilon_{V1}^{*\alpha}(\lambda)\epsilon_{V2}^{*\beta}(\lambda)P_B^\gamma P_{V2}^\delta, \\ \epsilon_{V1}^*(\lambda)\epsilon_{V2}^*(\lambda), \end{aligned}$$

et

$$(\epsilon_{V1}^*(\lambda).P_B)(\epsilon_{V2}^*(\lambda).P_B),$$

pour chaque état d'hélicité $\lambda = \pm 1, 0$:

$$\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\epsilon_{V1}^{*\alpha}(0)\epsilon_{V2}^{*\beta}(0)P_B^\gamma P_{V2}^\delta = 0, \quad (4.26a)$$

$$\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\epsilon_{V1}^{*\alpha}(\pm)\epsilon_{V2}^{*\beta}(\pm)P_B^\gamma P_{V2}^\delta = \mp im_B |\vec{p}|, \quad (4.26b)$$

$$\epsilon_{V1}^*(0)\epsilon_{V2}^*(0) = \frac{m_B^2 - (m_{V1}^2 + m_{V2}^2)}{2m_{V1}m_{V2}}, \quad (4.27a)$$

$$\epsilon_{V1}^*(\pm)\epsilon_{V2}^*(\pm) = -1, \quad (4.27b)$$

$$(\epsilon_{V1}^*(0).P_B)(\epsilon_{V2}^*(0).P_B) = \frac{m_B^2 |\vec{p}|}{m_{V1}m_{V2}}, \quad (4.28a)$$

$$(\epsilon_{V1}^*(\pm).P_B)(\epsilon_{V2}^*(\pm).P_B) = 0. \quad (4.28b)$$

1. Nous rappelons que $a_{2i-1} = C'_{2i-1} + \frac{C'_{2i}}{N_c^{e_{FF}}}$ et $a_{2i} = C'_{2i} + \frac{C'_{2i-1}}{N_c^{e_{FF}}}$.

$P_B = (m_B, \vec{0})$ et \vec{p} est l'impulsion du méson V_1 dans le repère propre du B ($p_{V_1} = -p_{V_2} = \vec{p}$) dont le module s'écrit :

$$|\vec{p}| = \frac{\sqrt{[m_B^2 - (m_{V_1} + m_{V_2})^2][m_B^2 - (m_{V_1} - m_{V_2})^2]}}{2m_B}.$$

Ainsi, les amplitudes d'hélicité H_- , H_0 et H_+ pour le canal $B \rightarrow K^*V_2$, $V_2 = \rho^0, \omega$ peuvent être écrites sous la forme :

$$H_\lambda^{B \rightarrow K^*V_2} = B(\lambda)i \left(V_{ub}V_{us}^*c_{t_1}^{V_2} - V_{tb}V_{ts}^*c_{p_1}^{V_2} \right) + C(\lambda)i \left(V_{ub}V_{us}^*c_{t_2}^{V_2} - V_{tb}V_{ts}^*c_{p_2}^{V_2} \right), \quad (4.29)$$

avec les paramètres d'hélicité :

$$B(0) = \beta_2 \frac{m_B^2 - (m_{K^*}^2 + m_{V_2}^2)}{2m_{K^*}m_{V_2}} - \beta_3 \frac{|\vec{p}|^2 m_B^2}{m_{K^*}m_{V_2}}, \quad (4.30)$$

$$C(0) = \beta_5 \frac{m_B^2 - (m_{K^*}^2 + m_{V_2}^2)}{2m_{K^*}m_{V_2}} - \beta_6 \frac{|\vec{p}|^2 m_B^2}{m_{K^*}m_{V_2}}, \quad (4.31)$$

$$B(\pm 1) = \mp \beta_1 m_B |\vec{p}| - \beta_2, \quad (4.32)$$

$$C(\pm 1) = \mp \beta_4 m_B |\vec{p}| - \beta_5. \quad (4.33)$$

Dans l'expression des paramètres β_i se trouvent essentiellement les facteurs de forme et les constantes de désintégration :

$$\beta_{1,4} = G_F f_{V_2, K^*} m_{V_2, K^*} \frac{V^{B \rightarrow K^*, V_2}(M_{V_2, K^*}^2)}{m_B + m_{K^*, V_2}}, \quad (4.34)$$

$$\beta_{2,5} = \frac{G_F}{2} f_{V_2, K^*} m_{V_2, K^*} (m_B + m_{K^*, V_2}) A_1^{B \rightarrow K^*, V_2}(M_{V_2, K^*}^2), \quad (4.35)$$

$$\beta_{3,6} = G_F f_{V_2, K^*} m_{V_2, K^*} \frac{A_2^{B \rightarrow K^*, V_2}(M_{V_2, K^*}^2)}{m_B + m_{K^*, V_2}}. \quad (4.36)$$

Apparaissent ici deux notations différentes pour la masse du méson V , M_V et m_V que nous justifierons par la suite. Précisons d'ores et déjà que M_V est une constante, soit la masse au pic de la résonance V , tandis que m_V est un

paramètre *variable* qui représente la masse “physique” du méson issue d’une distribution Breit-Wigner.

Enfin il nous reste à exprimer les éléments de la matrice CKM , $V_{ub}V_{us}^*$ et $V_{tb}V_{ts}^*$ suivant la paramétrisation de Wolfenstein définie au Chapitre 2 :

$$V_{ub}V_{us}^* = A\lambda_c^4(\rho - i\eta) \quad ; \quad V_{tb}V_{ts}^* = -A\lambda_c^2, \quad (4.37)$$

et écrire ensuite simplement l’amplitude (4.29) de manière à mettre en évidence les parties réelle et imaginaire de H_λ . On obtient finalement l’expression suivante :

$$\begin{aligned} H_\lambda^{B \rightarrow K^* \rho^0, \omega} = & \\ & A\lambda_c^2 \left\{ \left[\left(\eta\lambda_c^2 c_{t_1}^{\rho^0, \omega} - \Im m(c_{p_1}^{\rho^0, \omega}) \right) B(\lambda) + \left(\eta\lambda_c^2 c_{t_2}^{\rho^0, \omega} - \Im m(c_{p_2}^{\rho^0, \omega}) \right) C(\lambda) \right] \right. \\ & \left. + i \left[\left(\rho\lambda_c^2 c_{t_1}^{\rho^0, \omega} + \Re e(c_{p_1}^{\rho^0, \omega}) \right) B(\lambda) + \left(\rho\lambda_c^2 c_{t_2}^{\rho^0, \omega} + \Re e(c_{p_2}^{\rho^0, \omega}) \right) C(\lambda) \right] \right\}. \quad (4.38) \end{aligned}$$

4.4.2 Le canal $B^0 \rightarrow K^{*+} \rho^-$

L’amplitude d’hélicité de $B^0 \rightarrow K^{*+} \rho^-$ s’écrit sous la forme :

$$H_\lambda^{\bar{B}^0 \rightarrow K^{*-} \rho^+} = B(\lambda) i (V_{ub}V_{us}^* c_t - V_{tb}V_{ts}^* c_p) \quad (4.39)$$

avec les combinaisons linéaires des coefficients de Wilson suivantes :

$$c_t = a_2, \quad c_p = (a_4 + a_{10}). \quad (4.40)$$

Après développement des éléments $V_{qb}V_{qs}^*$ nous obtenons pour écriture finale de l’amplitude H_λ l’expression :

$$H_\lambda^{\bar{B}^0 \rightarrow K^{*-} \rho^+} = A\lambda_c^2 B(\lambda) \left[\left(\eta\lambda_c^2 c_t - \Im m(c_p) \right) + i \left(\rho\lambda_c^2 c_t + \Re e(c_p) \right) \right]. \quad (4.41)$$

4.4.3 Les canaux $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0$ et $B^+ \rightarrow \rho^+ \omega$

Les expressions de $H_\lambda^{B^- \rightarrow \rho^- \rho^0}$ et $H_\lambda^{B^- \rightarrow \rho^- \omega}$ sont respectivement de la forme :

$$H_\lambda^{B^- \rightarrow \rho^- \rho^0} = B(\lambda) i (V_{ub}V_{ud}^* c_t^\rho - V_{tb}V_{td}^* c_p^\rho), \quad (4.42)$$

2. Par convention, les amplitudes de désintégration se calculent pour des transitions $b \rightarrow q$ et non de $\bar{b} \rightarrow \bar{q}$.

et

$$H_\lambda^{B^- \rightarrow \rho^- \omega} = B(\lambda)i(V_{ub}V_{ud}^*c_{t_1}^\omega - V_{tb}V_{td}^*c_{p_1}^\omega) + C(\lambda)i(V_{ub}V_{ud}^*c_{t_2}^\omega - V_{tb}V_{td}^*c_{p_1}^\omega), \quad (4.43)$$

avec

$$\begin{aligned} c_t^\rho &= a_2 + a_1, & c_p^\rho &= \frac{3}{2}(a_7 + a_9 + a_{10}), \\ c_{t_1}^\omega &= a_2, & c_{p_1}^\omega &= a_4 + a_{10}, \\ c_{t_2}^\omega &= a_1, & c_{p_2}^\omega &= a_4 + 2(a_3 + a_5) + \frac{1}{2}(a_7 + a_9 - a_{10}). \end{aligned} \quad (4.44)$$

A la différence des canaux précédents qui portaient sur les transitions $b \rightarrow s$, la désintégration $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0$ (de même que $B^+ \rightarrow \rho^+ \omega$) fait intervenir les éléments $V_{ub}V_{ud}^*$ et $V_{tb}V_{td}^*$ de la matrice CKM :

$$V_{ub}V_{ud}^* = \left(1 - \frac{\lambda_c^2}{2}\right)A\lambda_c^3(\rho - i\eta) \quad ; \quad V_{tb}V_{td}^* = A\lambda_c^3(1 - \rho + i\eta). \quad (4.45)$$

En introduisant les équations (4.45) dans eq. (4.42) et eq. (4.43) nous obtenons l'expression des amplitudes $H_\lambda^{B^- \rightarrow \rho^- \rho^0}$ et $H_\lambda^{B^- \rightarrow \rho^- \omega}$ sous la forme d'un nombre complexe :

$$\begin{aligned} H_\lambda^{B^- \rightarrow \rho^- \rho^0} &= A\lambda_c^3 B(\lambda) \left[\left(\eta \left(1 - \frac{\lambda_c^2}{2}\right) c_t^\rho + \eta \Re(c_p^\rho) + (1 - \rho) \Im(c_p^\rho) \right) \right. \\ &\quad \left. + i \left(\rho \left(1 - \frac{\lambda_c^2}{2}\right) c_t^\rho - (1 - \rho) \Re(c_p^\rho) + \eta \Im(c_p^\rho) \right) \right], \end{aligned} \quad (4.46)$$

$$H_\lambda^{B^- \rightarrow \rho^- \omega} = A\lambda_c^3 \left\{ \left[R_1 B(\lambda) + R_2 C(\lambda) \right] + i \left[I_1 B(\lambda) + I_2 C(\lambda) \right] \right\}, \quad (4.47)$$

où :

$$\begin{aligned} R_{1,2} &= \left(1 - \frac{\lambda_c^2}{2}\right) \eta C_{t_{1,2}}^\omega + \eta \Re(C_{p_{1,2}}^\omega) + (1 - \rho) \Im(C_{p_{1,2}}^\omega), \\ I_{1,2} &= \left(1 - \frac{\lambda_c^2}{2}\right) \rho C_{t_{1,2}}^\omega + \eta \Im(C_{p_{1,2}}^\omega) - (1 - \rho) \Re(C_{p_{1,2}}^\omega). \end{aligned} \quad (4.48)$$

A partir de ces amplitudes, les éléments $H_\lambda H_{\lambda'}^* = h_{\lambda\lambda'}$ se calculent très simplement .

4.4.4 Le mélange $\rho^0 - \omega$ dans le calcul des H_λ

Comme exposé au chapitre 3, le mélange $\rho^0 - \omega$ est introduit au moyen du paramètre complexe $\tilde{\Pi}_{\rho\omega}$. L'amplitude H_λ des processus $B \rightarrow V_1\rho^0(\omega)$, $V_1 \equiv K^*, \rho^+$ s'écrit donc simplement :

$$H_\lambda^{B \rightarrow V_1\rho^0(\omega)} = H_\lambda^{B \rightarrow V_1\rho^0} + \frac{\tilde{\Pi}_{\rho\omega}}{(s_{\pi^+\pi^-} - M_\omega^2) + iM_\omega\Gamma_\omega} H_\lambda^{B \rightarrow V_1\omega}. \quad (4.49)$$

4.4.5 Discussion sur la forme analytique des coefficients $H_\lambda H_\lambda^*$

Etudions la forme des amplitudes précédemment écrites et remarquons une différence entre les amplitudes $B \rightarrow K^*\rho^0, \omega$, $B^+ \rightarrow \rho^+\omega$ que l'on appellera de type a :

$$H_\lambda = B_\lambda f(C_i, V_{CKM}) + C_\lambda g(C_i, V_{CKM}), \quad (4.50)$$

et les amplitude $B^0 \rightarrow K^{*+}\rho^-, B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$ que l'on appellera de type b :

$$H_\lambda = B_\lambda f(C_i, V_{CKM}). \quad (4.51)$$

Les paramètres B_λ et C_λ sont réels et contiennent toute la dépendance en hélicité tandis que les fonctions $f(C_i, V_{CKM})$ et $g(C_i, V_{CKM})$ -notées par la suite respectivement f et g - sont complexes et dépendent des coefficients de Wilson, C_i , et des éléments de la matrice CKM , V_{CKM} . Les distributions angulaires font intervenir les produits de ces amplitudes $H_\lambda H_\lambda^*$ normalisés à la trace de la matrice densité d'hélicité $\sum_\lambda H_\lambda H_\lambda^*$. Ces éléments sont de la forme :

$$\frac{H_\lambda H_\lambda^*}{\sum_\lambda H_\lambda H_\lambda^*} = \frac{B_\lambda B_{\lambda'} |f|^2 + C_\lambda C_{\lambda'} |g|^2 + B_\lambda C_{\lambda'} f g^* + C_\lambda B_{\lambda'} g f^*}{\sum_\lambda (B_\lambda^2 |f|^2 + C_\lambda^2 |g|^2 + B_\lambda C_\lambda (f g^* + f^* g))}, \quad (4.52)$$

pour les amplitudes de type a et

$$\frac{H_\lambda H_\lambda^*}{\sum_\lambda H_\lambda H_\lambda^*} = \frac{B_\lambda B_{\lambda'} |f|^2}{\sum_\lambda B_\lambda^2 |f|^2} = \frac{B_\lambda B_{\lambda'}}{\sum_\lambda B_\lambda^2}, \quad (4.53)$$

pour les amplitudes de type b . Nous voyons ici que, pour ces dernières, les éléments de matrice densité d'hélicité sont *indépendants* non seulement des coefficients de Wilson mais aussi des éléments de la matrice CKM , ce qui signifie qu'aucune violation de CP directe n'est observable dans les distributions angulaires des canaux $B^0 \rightarrow K^{*+}\rho^-$ et $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$, contrairement aux canaux $B \rightarrow K^*\rho^0, \omega$ et $B^+ \rightarrow \rho^+\omega$.

4.5 Le déphasage et les amplitudes Tree et Penguin

Les expressions précédemment développées :

$$H_\lambda = B(\lambda)i\left(V_{ub}V_{uq}^*c_{t_1} - V_{tb}V_{tq}^*c_{p_1}\right) + C(\lambda)i\left(V_{ub}V_{uq}^*c_{t_2} - V_{tb}V_{tq}^*c_{p_2}\right), \quad (4.54)$$

peuvent également s'écrire sous la forme d'une somme de contributions Tree et Penguin :

$$H_\lambda = i\left(B(\lambda)c_{t_1} + C(\lambda)c_{t_2}\right)V_{ub}V_{uq}^* - i\left(B(\lambda)c_{p_1} + C(\lambda)c_{p_2}\right)V_{tb}V_{tq}^*. \quad (4.55)$$

Il devient facile à partir de l'expression (4.55) de calculer le rapport, $|r|$, et le déphasage, δ , des amplitudes Penguin et Tree, dont est fonction l'asymétrie a_{CP} (voir chapitre 3). En posant

$$B = \sum_\lambda B(\lambda) \quad ; \quad C = \sum_\lambda C(\lambda), \quad (4.56)$$

il vient :

$$r = \frac{-(Bc_{p_1} + Cc_{p_2})}{Bc_{t_1} + Cc_{t_2}} \frac{V_{tb}V_{tq}^*}{V_{ub}V_{uq}^*} = r' \frac{V_{tb}V_{tq}^*}{V_{ub}V_{uq}^*}, \quad (4.57)$$

où r' est un nombre complexe qui représente le rapport des amplitudes QCD Penguin et Tree. L'argument de r' correspond au déphasage δ des diagrammes Penguin et Tree.

4.6 La génération des masses des résonances

Le K^* et le ρ sont des résonances possédant un spectre de masse relativement étendu qu'il est important de considérer. La position du maximum du spectre détermine la masse nominale, M_R , de la particule, et sa largeur, Γ_R , est inversement proportionnelle à sa durée de vie. Nous allons tenir compte de ces largeurs en générant, par des méthodes Monte-Carlo, les masses, m , de ces particules suivant une distribution dite de "Breit-Wigner relativiste" de la forme [56, 57] :

$$\sigma \propto \frac{1}{(m^2 - M_R^2)^2 + (M_R\Gamma_R)^2}. \quad (4.58)$$

Les masses générées seront contraintes par le seuil de production des particules filles d'une part, et par la masse du B d'autre part :

$$m_{V_{1,2}} > m_{a_{1,2}} + m_{b_{1,2}} \quad ; \quad m_{V_1} + m_{V_2} < m_B. \quad (4.59)$$

Le mélange $\rho^0 - \omega$ est également modélisé au niveau du spectre de masse. On utilise pour cela le propagateur du mélange $\frac{1}{s_{\rho\omega}}$ [58] :

$$\frac{1}{s_{\rho\omega}} = \frac{1}{s_\rho} + \frac{T_\omega}{T_\rho} \frac{\tilde{\Pi}_{\rho\omega}}{s_\rho s_\omega}, \quad (4.60)$$

où T_ω et T_ρ sont respectivement les amplitudes de production du ω et du ρ^0 , $s_V = s - M_V^2 + i\Gamma_V M_V$ et $\tilde{\Pi}_{\rho\omega}$ et le facteur de mélange présenté précédemment. Les résonances ρ^0 et ω étant toutes deux formées de paires de quarks $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ à pourcentage égal, les processus physiques intervenant dans la production de ces particules sont les mêmes. Par conséquent nous posons $\frac{T_\omega}{T_\rho} = 1$. A partir du carré du module de l'expression (4.60), superposition de deux Breit-Wigner, nous générons la masse invariante du système ($\pi^+\pi^-$), s , comme illustrée sur la figure Fig.4.3 :

$$\frac{d\sigma}{ds} = \frac{1}{(s - M_\rho^2)^2 + (\Gamma_\rho M_\rho)^2} \left[1 + \frac{|\tilde{\Pi}_{\rho\omega}|^2}{(s - M_\omega^2)^2 + (\Gamma_\omega M_\omega)^2} + 2 \frac{(s - M_\omega^2) \Re \tilde{\Pi}_{\rho\omega} + M_\omega \Gamma_\omega \Im m \tilde{\Pi}_{\rho\omega}}{(s - M_\omega^2)^2 + (\Gamma_\omega M_\omega)^2} \right]. \quad (4.61)$$

Nous utiliserons donc ces masses ainsi générées pour le calcul des amplitudes, excepté dans les expressions des facteurs de forme $A_i(m_V) = \frac{h_i}{1 - m_V^2/\tilde{m}_i^2}$, car les valeurs des h_j et \tilde{m}_i furent calculées pour les valeurs théoriques des masses des résonances³.

4.7 Résumé schématique de la modélisation

Le principe des modélisations est le suivant : le B se désintègre en deux mésons vecteurs, V , dont chacune des masses est générée suivant une distribution de Breit-Wigner. Cette désintégration étant isotrope, les paramètres angulaires $\cos\theta$ et ϕ de production de la particule V_1 sont déterminés aléatoirement dans les intervalles $[-1; 1]$ et $[0; 2\pi]$ respectivement.

Les angles de désintégration des particules V_i en mésons pseudoscalaires a_i

3. Le rapport m_V^2/\tilde{m}_i^2 étant très inférieur à 1, la différence entre considérer une masse variable et considérer une masse fixe pour m_V^2 est numériquement très faible.

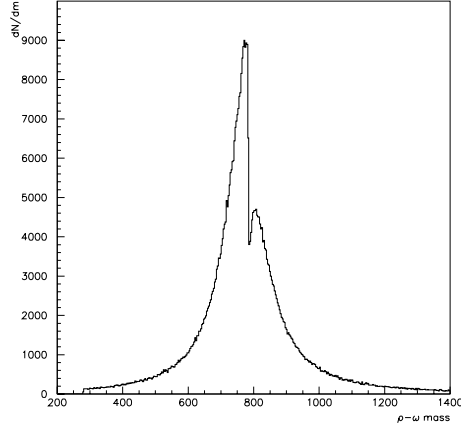


FIG. 4.3: *Spectre de masse (en MeV/c^2) du mélange $\rho^0 - \omega$ simulé par l'interférence de deux Breit-Wigner relativistes.*

b_i , dans le repère d'hélicité et de transversité, sont déterminés au moyen des distributions angulaires présentées aux paragraphes 4.1 et 4.2. Ces fonctions dépendent des amplitudes d'hélicité (ou de leurs combinaisons linéaires) que nous calculons pour chaque couple de masses générées (m_{V_1}, m_{V_2}). Différentes valeurs des paramètres théoriques intervenant dans ces amplitudes peuvent être choisies, ceci permettant, entre autres choses, de pouvoir tester ou comparer différents modèles théoriques. Par ailleurs nous accédons également, au moyen du calcul des amplitudes, à la largeur de désintégration, aux asymétries ainsi qu'au déphasage entre les amplitudes Penguin et Tree.

Au moyen d'une transformation de Lorentz le long de l'axe d'hélicité du méson vecteur, et d'une rotation d'angle de production de ce même méson, nous calculons les impulsions des particules finales dans le repère propre du B , ceci étant nécessaire pour l'analyse que nous ferons par la suite.

Chapitre 5

Résultats des calculs numériques

Sont exposés ici les résultats obtenus à partir du calcul des amplitudes désintégration des mésons B pour les canaux présentés au chapitre 4, $B \rightarrow V_1 \rho^0(\omega)$ et $B \rightarrow K^{*+} \rho^-$. Les modélisations que nous avons réalisées offrent le choix de l'ajustement de nombreux paramètres, tels les facteurs de forme, le nombre de couleur effectif N_c^{eff} , le rapport q^2/m_b^2 et les paramètres ρ et η de la matrice CKM, de sorte qu'au delà de leur caractère modestement prédictif nos résultats permettent de tester différents modèles théoriques à la base du calcul des amplitudes, ou, à défaut, de les comparer, le test nécessitant l'analyse de données expérimentales.

5.1 Les paramètres d'entrée

5.1.1 Les masses et les largeurs

Les masses des quarks sont utilisées pour le calcul des éléments de matrice des opérateurs Penguin. Chaque masse est évaluée à l'échelle $\mu \simeq m_b$ dans les désintégrations du B [59]:

$$\begin{aligned} m_u(\mu = m_b) &= 2.3 \text{ MeV} , & m_d(\mu = m_b) &= 4.6 \text{ MeV} , \\ m_s(\mu = m_b) &= 90 \text{ MeV} , & m_b(\mu = m_b) &= 4.9 \text{ GeV} , \end{aligned} \quad (5.1)$$

ce qui correspond à $m_s(\mu = 1 \text{ GeV}) = 140 \text{ MeV}$.

Pour les masses et les largeurs des mésons nous utilisons les valeurs sui-

vantes [11] :

$$\begin{aligned}
m_{B^\pm} &= 5279.0 \text{ MeV} , & \tau_{B^\pm} &= 1.674 \times 10^{-12} \text{ s} , \\
m_{B^0} &= 5279.4 \text{ MeV} , & \tau_{B^0} &= 1.542 \times 10^{-12} \text{ s} , \\
m_{K^{*0}} &= 896.10 \text{ MeV} , & \Gamma_{K^{*0}} &= 50.7 \text{ MeV} , \\
m_{K^{*\pm}} &= 891.66 \text{ MeV} , & \Gamma_{K^{*\pm}} &= 50.8 \text{ MeV} , \\
m_\rho &= 771.1 \text{ MeV} , & \Gamma_\rho &= 149.2 \text{ MeV} , \\
m_\omega &= 782.57 \text{ MeV} , & \Gamma_\omega &= 8.44 \text{ MeV} , \\
m_{K^\pm} &= 493.7 \text{ MeV} , & m_{K^0} &= 497.7 \text{ MeV} , \\
m_{\pi^\pm} &= 139.6 \text{ MeV} , & m_{\pi^0} &= 134.0 \text{ MeV} .
\end{aligned} \tag{5.2}$$

5.1.2 Les éléments de matrice CKM

Nous utilisons la paramétrisation de Wolfenstein dans laquelle les paramètres sont au nombre de quatre : λ_c , A , ρ et η . Les dernières valeurs de ces paramètres [60, 61] sont extraites des désintégrations semi-leptoniques du B charmées ($|V_{cb}|$) et non-charmées ($|V_{ub}|$), de l'oscillation de B_s^0 et B_d^0 , Δm_s et Δm_d , et de la violation de CP dans le systèmes des kaons (ϵ_K), (ρ, η) . Les valeurs des paramètres de CKM sont les suivantes :

$$\lambda_c = 0.2237 , A = 0.8113 , 0.190 < \rho < 0.268 , 0.284 < \eta < 0.366 . \tag{5.3}$$

Dans les simulations nous prendrons les valeurs moyennes de ρ et de η .

Les valeurs des facteurs de forme, les constantes de désintégration, les coefficients de Wilson et leur dépendance en q^2/m_b^2 ainsi que le choix du nombre de couleurs effectif, N_c^{eff} , sont présentés au chapitre 3. Les domaines de variation du paramètre N_c^{eff} en fonction du canal étudié et de la valeur de q^2/m_b^2 sont résumés dans le tableau 5.1 [30].

Canal	$\frac{q^2}{m_b^2}$	$N_c^{eff} min$	$N_c^{eff} max$
$B \rightarrow K^* \rho$	0.3	0.66	2.84
	0.5	0.61	2.82
$B \rightarrow \rho \rho$	0.3	0.98	2.01
	0.5	0.94	1.95

TAB. 5.1: Domaines de variation du nombre de couleurs effectif, N_c^{eff} , en fonction du canal considéré et de la valeur de q^2/m_b^2 choisie.

5.2 Des grandeurs différentielles aux grandeurs moyennes

Une simulation consiste en la production d'un grand nombre d'événements, N_{evt} . La production d'un événement débute par la génération d'un couple de masses, (m_{V1}, m_{V2}) suivant la méthode présentée au paragraphe 6 du chapitre 4. Ainsi, à chaque événement, toutes les grandeurs, Y , auxquelles nous nous intéressons, que ce soient les éléments de la matrice densité d'hélicité, les rapports d'embranchement ou les asymétries, prennent une valeur particulière, $Y(m_{V1}, m_{V2})$, une valeur *différentielle*, fonction du couple de masse de l'événement. A partir d'une simulation de N_{evt} événements est obtenu un spectre de valeurs différentielles $Y(m_{V1}, m_{V2})$, c'est-à-dire toutes les valeurs que peut prendre la variable Y dans les intervalles de masse $[m_{V_i min}; m_{V_i max}]$, pondérées par la forme de la distribution initialement introduite. Obtenir une valeur moyenne $\langle Y \rangle$ dans un intervalle donné consiste mathématiquement à intégrer, dans le cas continu, la fonction $Y(m_{V1}, m_{V2})$ sur les variables m_{V1} et m_{V2} pondérée par une probabilité $p(m_{V1}, m_{V2})$. Dans le cas discret, l'on somme toutes les valeurs discrètes $Y(m_{V1}, m_{V2})$ également pondérées :

$$\begin{aligned} \langle Y \rangle &= \int_{m_{V1}} \int_{m_{V2}} Y(m_{V1}, m_{V2}) p(m_{V1}, m_{V2}) dm_{V1} dm_{V2} \\ &= \sum_{m_{V1}} \sum_{m_{V2}} Y(m_{V1}, m_{V2}) p(m_{V1}, m_{V2}). \end{aligned} \quad (5.4)$$

En ce qui concerne nos simulations, les masses étant générées suivant des fonctions densité de probabilités et le nombre de générations étant grand, la probabilité $p(m_{V1}, m_{V2})$ correspond au nombre $N(m_{V1}, m_{V2})$ de couples (m_{V1}, m_{V2}) produits, divisé par le nombre total d'événements N_{evt} ; l'équation (5.4) devient alors :

$$\langle Y \rangle = \sum_{m_{V1}} \sum_{m_{V2}} Y(m_{V1}, m_{V2}) \frac{N(m_{V1}, m_{V2})}{N_{evt}}. \quad (5.5)$$

Or le nombre de couples (m_{V1}, m_{V2}) est égal au nombre de valeurs $Y(m_{V1}, m_{V2})$:

$$N(m_{V1}, m_{V2}) = N(Y(m_{V1}, m_{V2})), \quad (5.6)$$

$Y(m_{V1}, m_{V2})$ étant un nombre que l'on peut noter Y_α , donc

$$\langle Y \rangle = \sum_{\alpha} Y_{\alpha} \frac{N(Y_{\alpha})}{N_{evt}}. \quad (5.7)$$

Ainsi donc l'on peut calculer la valeur moyenne $\langle Y \rangle$ à partir du spectre des valeurs Y_α . Il est à noter que la somme sur toutes les différentes valeurs de Y_α est égale à la somme de tous les Y_i générés, $i = 1, 2, \dots, N_{evt}$, autrement dit :

$$\langle Y \rangle = \sum_{i=1}^{N_{evt}} \frac{Y_i}{N_{evt}}, \quad (5.8)$$

ce qui représente une méthode équivalente pour le calcul de la valeur moyenne, méthode que nous utiliserons implicitement.

Incertitude statistique sur la valeur moyenne

L'incertitude statistique $\Delta(\langle Y \rangle)$ sur la valeur moyenne va bien sûr dépendre du nombre d'événements produits, N_{evt} , et sera calculée au moyen de l'expression suivante :

$$\Delta(\langle Y \rangle) = \frac{\sqrt{\langle Y^2 \rangle - \langle Y \rangle^2}}{\sqrt{N_{evt}}}. \quad (5.9)$$

Tous les résultats qui vont suivre proviennent de simulations de 50000 événements.

5.3 Spectres des éléments de la matrice densité $h_{\lambda\lambda'}$

5.3.1 Les éléments diagonaux

Les éléments diagonaux de la matrice densité d'hélicité, *normalisée*, représentent la probabilité, pour les mésons vecteurs, d'être produits dans un état de polarisation $\lambda = -1, 0$ ou $+1$. Les distributions respectives des éléments $|H_-|^2$, $|H_0|^2$ et $|H_+|^2$ sont montrées sur la figure 5.1, celles des éléments $|H_{\parallel}|^2$ et $|H_{\perp}|^2$ sur la figure 5.2 pour les canaux $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ et $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$, les autres canaux étudiés présentant des spectres d'hélicité analogues à ceux-ci. La largeur de ces spectres provient de la dépendance des amplitudes aux masses générées des mésons vecteurs, autrement dit de la largeur des spectres de masses de ces particules. Quel que soit le canal simulé, la polarisation longitudinale $h_{00} = |H_0|^2$ est dominante, ce qui est confirmé par les observations récentes [62]. Elle représente en effet 87% à 90%, suivant les canaux, des états

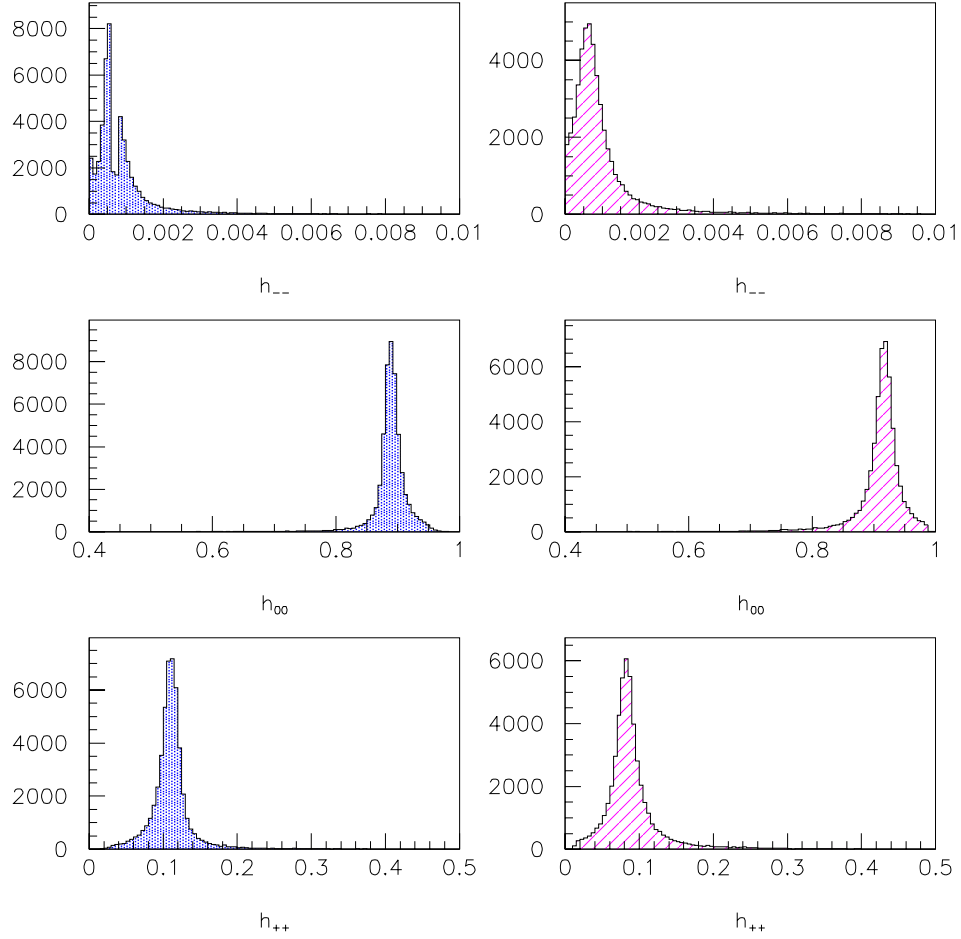


FIG. 5.1: Spectres des éléments d'hélicité h_{--} , h_{00} , et h_{++} correspondant au canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$ (à gauche) et au canal $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$ (à droite) où les paramètres utilisés sont $q^2/m_b^2 = 0.3$, $N_{c_{max}}^{eff}$ (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$ et les facteurs de formes proviennent du modèle GH.

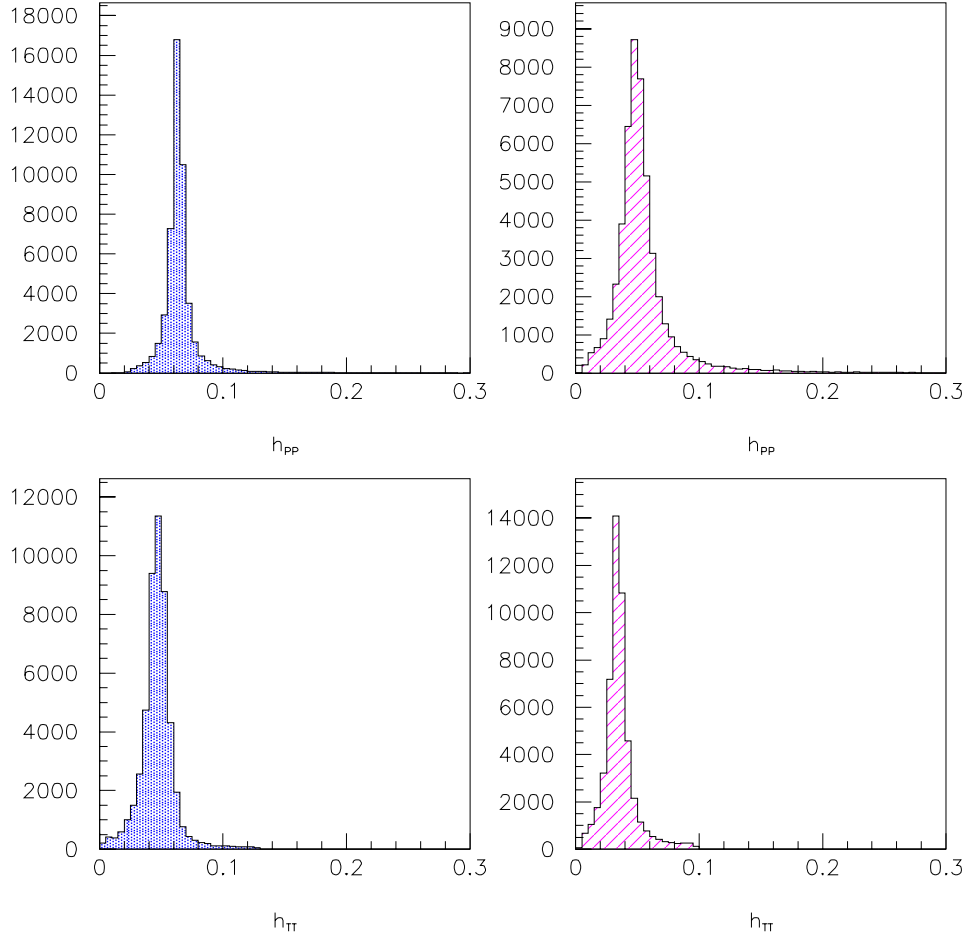


FIG. 5.2: Spectres des éléments de transversité $h_{pp} = |H_{\parallel}|^2$ et $h_{tt} = |H_{\perp}|^2$ correspondant au canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0$ (à gauche) et au canal $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0\omega$ (à droite) où les paramètres utilisés sont $q^2/m_b^2 = 0.3$, N_c^{eff} (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$ et les facteurs de formes proviennent du modèle GH.

de polarisation. A l’opposé, la valeur h_{--} est très petite (inférieure à 0.2%).

Expérimentalement, ces spectres ne sont pas reproductibles, et seules les valeurs moyennes des éléments h_{00} , $h_{pp} = |H_{\parallel}|^2$ et $h_{tt} = |H_{\perp}|^2$ peuvent être mesurées à partir de l’analyse angulaire. Les valeurs de l’élément h_{00} directement obtenues à partir du Monte-Carlo sont listées dans le tableau 5.2 et comparées aux mesures expérimentales éventuelles. L’incertitude sur les valeurs calculées par Monte-Carlo est inférieure à 1×10^{-3} , précision à laquelle sont présentés nos résultats. Les résultats obtenus sont en accord avec les récentes mesures expérimentales de Babar [63] et Belle [64] pour les canaux¹ $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0$ et $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$.

Canal	BSW	GH	mesures expérimentales
$B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$	0.881	0.886	–
$B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$	0.893	0.892	$0.96_{-0.15}^{+0.04} \pm 0.04$ [63]
$B^0 \rightarrow K^{*+}\rho^-$	0.889	0.891	–
			$0.97_{-0.07}^{+0.03} \pm 0.04$ [63]
$B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$	0.907	0.908	
			$0.948 \pm 0.106 \pm 0.021$ [64]

TAB. 5.2: Valeur moyenne de l’élément h_{00} obtenue avec les modèles de facteurs de forme BSW ou GH, $q^2/m_b^2 = 0.3$, $N_{c\max}^{eff}$ (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$ et $\eta = 0.325$.

5.3.2 Les éléments non diagonaux

Les éléments non diagonaux sont complexes et traduisent un mélange quantique des états d’hélicité. Les distributions des parties réelles et imaginaires de ces éléments normalisés h_{ij} sont représentées sur les figures 5.3 et 5.4 pour les canaux $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ et $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$ respectivement.

En premier lieu, constatons l’analogie des deux canaux en ce qui concerne les parties réelles. L’élément h_{0+} est d’un ordre de grandeur supérieur à l’élément h_{0-} , lui même deux fois plus grand en valeur absolue que l’élément h_{-+} , la valeur moyenne de ce dernier étant mesurable expérimentalement puisqu’intervenant dans les distributions angulaires.

Le rapport entre les parties réelles et les parties imaginaires correspond à un ordre de grandeur pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ et à deux ordres de grandeurs pour le second canal.

1. Les valeurs de h_{00} sont les mêmes à une précision de $\pm 1 \times 10^{-3}$ que l’on considère ou non le mixing $\rho^0 - \omega$.

L'on remarquera que pour $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$, la valeur moyenne des parties imaginaires est proche de zéro.

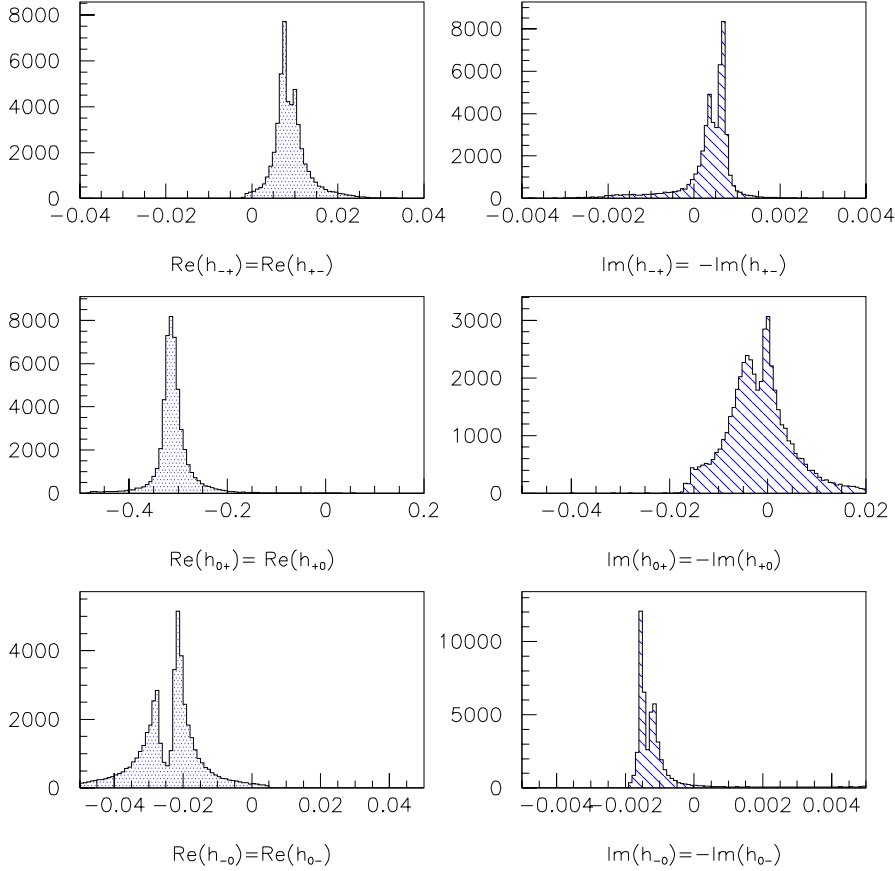


FIG. 5.3: Spectres des éléments non diagonaux de la matrice densité d'hélicité correspondant au canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$ où les paramètres utilisés sont $q^2/m_b^2 = 0.3$, N_c^{eff} (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$ et les facteurs de forme proviennent du modèle GH. À gauche sont représentées les parties réelles et à droite les parties imaginaires.

5.3.3 L'asymétrie au niveau des densités de polarisation

Il existe analytiquement une violation de CP directe dans les amplitudes d'hélicité (et par conséquent dans les distributions angulaires) pour

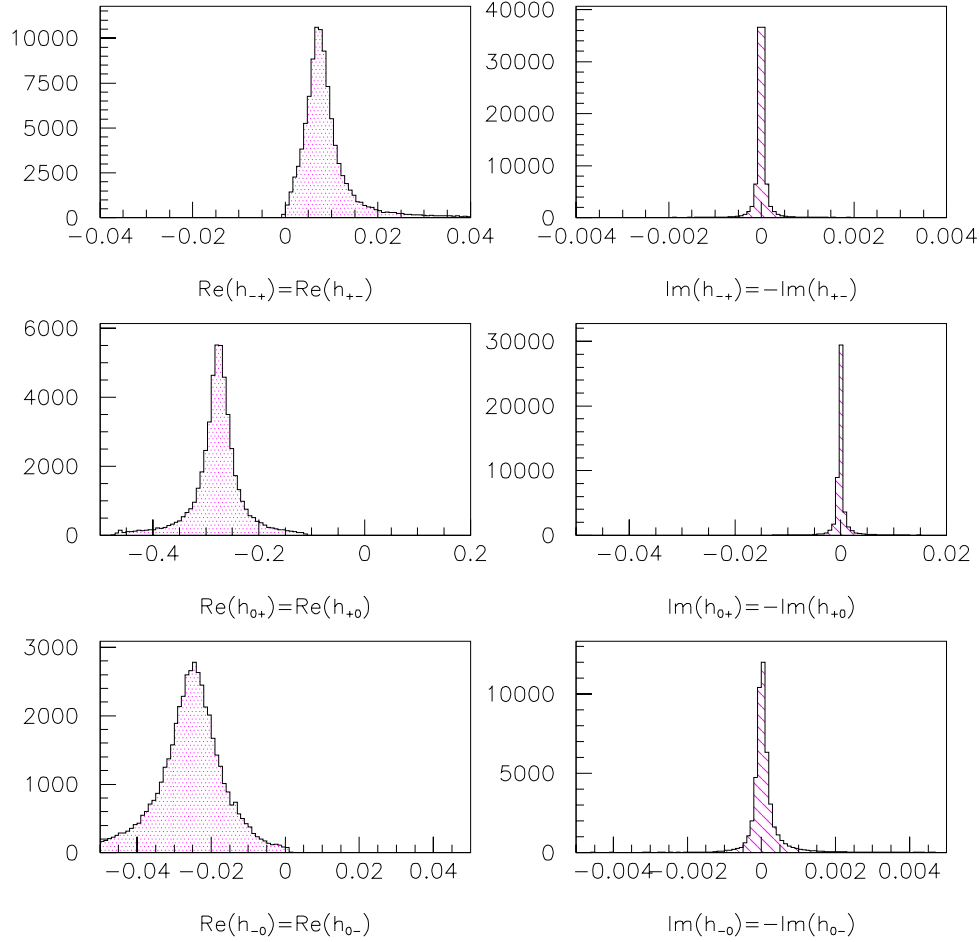


FIG. 5.4: Spectres des éléments non diagonaux de la matrice densité d'hélicité correspondant au canal $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$ où les paramètres utilisés sont $q^2/m_b^2 = 0.3$, $N_{c_{max}}^{eff}$ (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$ et les facteurs de forme proviennent du modèle GH. A gauche sont représentées les parties réelles et à droite les parties imaginaires.

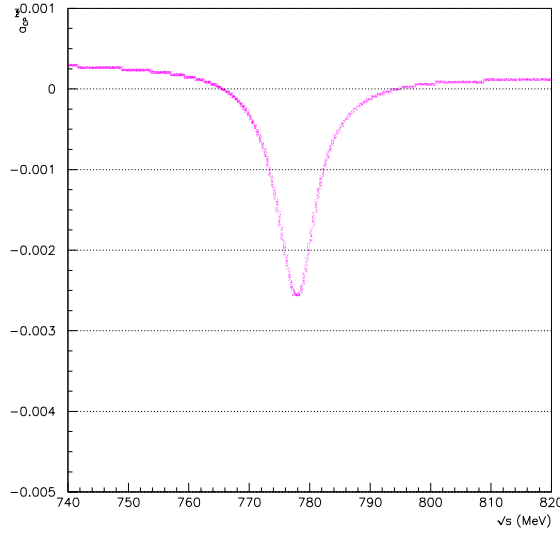


FIG. 5.5: *Asymétrie de polarisation, a_{CP}^{hel} , en fonction de la masse $\pi^+\pi^-$ pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ avec $q^2/m_b^2 = 0.3$, N_c^{eff} (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$ et les facteurs de forme BSW.*

les canaux $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$, $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$ et $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$, en particulier au niveau de l'élément dominant h_{00} . Cependant cette asymétrie est très faible ($< 0.1\%$) et nécessiterait une statistique irréaliste pour pouvoir être détectée expérimentalement. Néanmoins nous allons montrer que le paramètre d'hélicité est sensible à cette violation de CP notamment au niveau du mélange $\rho^0 - \omega$. Pour cela définissons un paramètre d'asymétrie de polarisation a_{CP}^{hel} sous la forme :

$$a_{CP}^{hel} = \frac{h_{00} - \bar{h}_{00}}{h_{00} + \bar{h}_{00}}, \quad (5.10)$$

\bar{h}_{00} étant le conjugué CP de h_{00} , et calculons cette asymétrie a_{CP}^{hel} , représentée sur la figure 5.5, en fonction de la masse du système ($\pi^+\pi^-$). Le mélange $\rho^0 - \omega$ induit une augmentation (en valeur absolue) de la différence relative entre les modules des amplitudes d'hélicité, h_{00} et \bar{h}_{00} , jusqu'à -0.25% . L'on perçoit déjà ici l'importance de ce mélange des deux résonances ρ^0 et ω , importance qui sera confirmée par la suite au fil des résultats présentés.

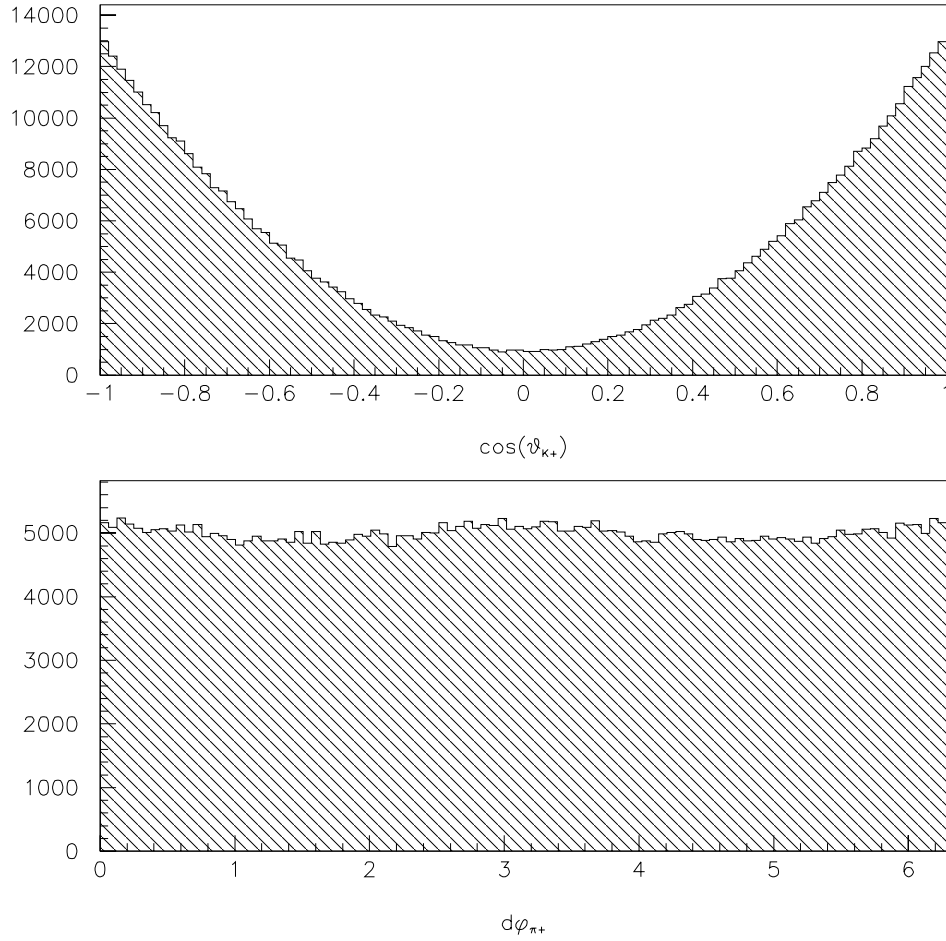


FIG. 5.6: Spectres des angles polaire (figure du haut) et azimuthal (figure du bas) dans le repère d'hélicité pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont $q^2/m_b^2 = 0.5$, $N_{c_{max}}^{eff}$ (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$ et les facteurs de forme proviennent du modèle GH.

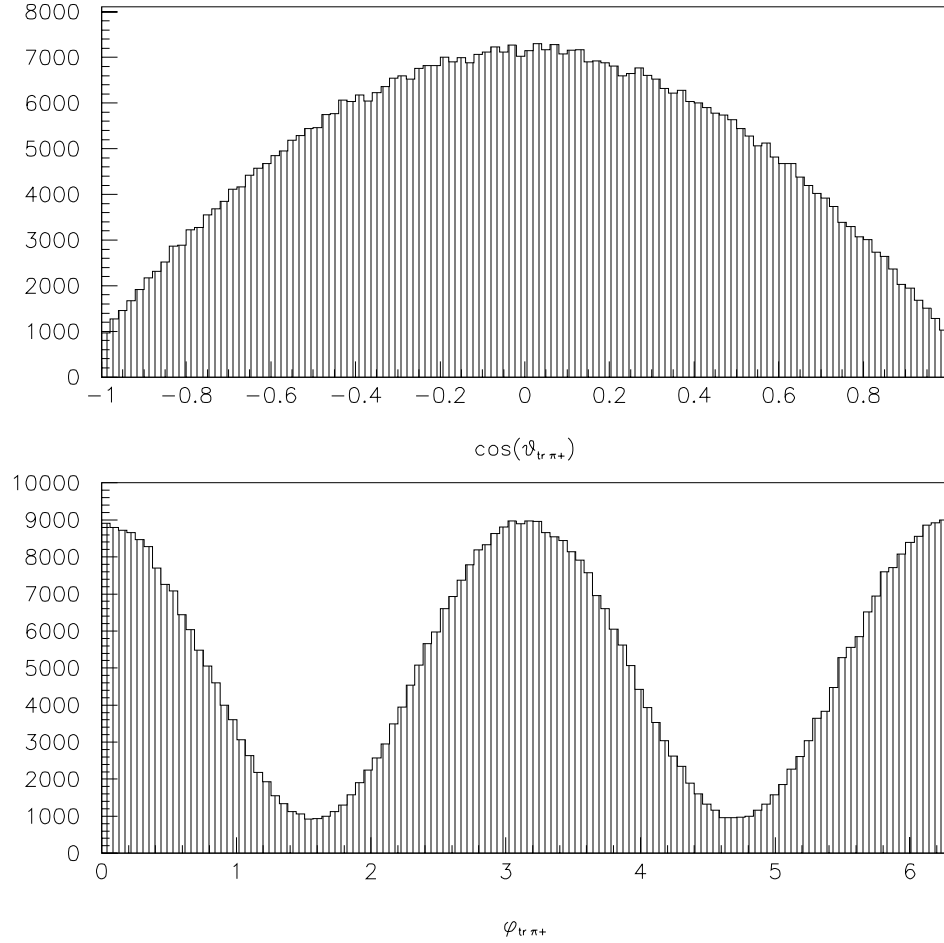


FIG. 5.7: Spectres des angles polaire (figure du haut) et azimuthal (figure du bas) dans le repère de transversité pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont $q^2/m_b^2 = 0.5$, $N_{c_{max}}^{eff}$ (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$ et les facteurs de forme proviennent du modèle GH.

5.4 Les distributions angulaires

Quatre distributions angulaires permettent d'accéder aux paramètres d'hélicité h_{00} , $\Re(h_{+-})$ et $\Im(h_{+-})$, ainsi qu'aux paramètres de transversité h_{pp} et h_{tt} . Ces distributions sont montrées sur les figures 5.6 et 5.7, respectivement dans les repères d'hélicité et de transversité, pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$. Les fonctions densité de probabilité correspondantes ont été discutées au Chapitre 4. Grâce aux distributions des angles polaires, $\cos \theta$, dans le repère d'hélicité et $\cos \theta_{tr}$, dans le repère de transversité, l'on détermine respectivement les valeurs moyennes des paramètres h_{00} et h_{tt} par un ajustement de ces distributions aux fonctions $f(\cos \theta_i)$, équation (4.15) et $f_T(\cos \theta_{tr})$, équation (4.20). Les paramètres $\Re(h_{+-})$ et $\Im(h_{+-})$ étant très petits, la distribution de l'angle azimuthal dans le repère d'hélicité est relativement plate; de ce fait les valeurs moyennes de ces paramètres, obtenues par un ajustement à la fonction $g(\phi)$, équation (4.16), seront entâchées d'une grande erreur. L'on voit ici l'avantage du repère de transversité, dans lequel la distribution de l'angle azimuthal ϕ_{tr} dessine une sinusoïde qu'il va être facile d'ajuster à la fonction $g_T(\phi_{tr})$ eq.(4.21). A partir de cet ajustement l'on peut déterminer la différence ($h_{00} - h_{pp}$) entre les valeurs moyennes des paramètres longitudinal et parallèle. Les trois éléments diagonaux h_{00} , h_{pp} , et h_{tt} peuvent donc être évalués.

Test de l'ajustement des distributions angulaires

Le tableau 5.3 regroupe les résultats des différents ajustements et les valeurs théoriques (provenant directement de la simulation). Nous vérifions que les observables physiques (les distributions angulaires) conduisent aux valeurs moyennes générées.

paramètre	valeur ajustée	valeur théorique
h_{00}	0.8817 ± 0.0025	0.8814 ± 0.0002
h_{tt}	0.0512 ± 0.0026	0.0495 ± 0.0001
h_{pp}	0.0754 ± 0.0050	0.0691 ± 0.0001

TAB. 5.3: Valeurs moyennes des éléments h_{00} , h_{pp} et h_{tt} obtenues à partir de l'ajustement des distributions angulaires aux fonctions densité de probabilité respectives pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle de facteurs de forme GH , $q^2/m_b^2 = 0.5$, N_{cmax}^{eff} (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$ et $\eta = 0.325$.

5.5 Les rapports d'embranchement

Le rapport entre la largeur de désintégration partielle du méson B en un état final f et sa largeur totale définit le rapport d'embranchement du canal $\mathcal{B}(B \rightarrow f)$:

$$\mathcal{B}(B \rightarrow f) = \frac{\Gamma(B \rightarrow f)}{\Gamma_{tot}(B)}. \quad (5.11)$$

La largeur totale du B , $\Gamma_{tot}(B)$, est l'inverse de sa durée de vie τ :

$$\Gamma_{tot}(B) = \frac{\hbar}{\tau}, \quad (5.12)$$

\hbar étant la constante de Planck réduite exprimée en MeV.s. La largeur partielle, $\Gamma(B \rightarrow f)$, de désintégration du B vers un état final donné, se calcule au moyen de l'expression suivante :

$$d\Gamma(B \rightarrow V_1 V_2) = \frac{1}{32\pi^2} |\mathcal{M}(B \rightarrow V_1 V_2)|^2 \frac{|p_{V_1}|}{M_B^2} d\Omega, \quad (5.13)$$

où $|\mathcal{M}(B \rightarrow V_1 V_2)|^2$ est le carré du module de l'amplitude du processus considéré, $|p_{V_1}|$ est le module de l'impulsion de l'un des deux mésons vecteurs dans le référentiel propre du B et M_B est sa masse. Comme pour ce qui précède la valeur du rapport d'embranchement va dépendre du couple de masse (m_{V_1}, m_{V_2}) généré, de par l'amplitude d'une part et l'impulsion $|p_{V_1}|$ d'autre part². La valeur moyenne de $\mathcal{B}(B \rightarrow f)$ sur tout le spectre de masse sera calculée sur 50000 événements.

Les valeurs moyennes des rapports d'embranchement pour les différents canaux étudiés sont listées dans le tableau 5.4, en fonction des modèles de facteurs de forme utilisés et de q^2/m_b^2 . Les valeurs expérimentales éventuelles figurent dans la troisième colonne du tableau. L'on note que le choix du modèle de facteurs de forme, *BSW* ou *GH* affecte la valeur du rapport d'embranchement d'un facteur 1.7 à 2 suivant les canaux. Le paramètre q^2/m_b^2 joue quant à lui un rôle non négligeable en ce qui concerne les canaux $B^+ \rightarrow K^{*+} \rho^0(\omega)$ et $B^0 \rightarrow K^{*+} \rho^-$ pour lesquels le rapport $\frac{\mathcal{B}(0.3)}{\mathcal{B}(0.5)}$ est égale à 1.8. Compte tenu des données expérimentales de Babar et Belle, nous pouvons dire que le modèle de facteurs de forme *BSW* reproduit mieux les observations, pour les canaux $B^+ \rightarrow K^{*+} \rho^0$ et $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0$, que le modèle *GH*. En effet Babar mesure un rapport d'embranchement pour $K^{*+} \rho^0$ compris dans l'intervalle

2. En effet, $|p_{V_1}| = \frac{\sqrt{(M_B^2 - (m_{V_1} + m_{V_2})^2)(M_B^2 - (m_{V_1} - m_{V_2})^2)}}{2M_B}$.

Canal	$\frac{q^2}{m_b^2}$	BSW	GH	mesures expérimentales
$B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$	0.3	2.00	0.98	< 34
	0.5	1.56	0.78	
$B^+ \rightarrow K^{*+} \rho^0(\omega)$	0.3	6.07	3.57	$10.6^{+3.0}_{-2.6} \pm 2.4$ [63]
	0.5	3.98	2.37	
$B^0 \rightarrow K^{*+} \rho^-$	0.3	5.85	3.22	–
	0.5	3.30	1.81	
$B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$	0.3	22.29	12.51	$22.5^{+5.7}_{-5.4} \pm 5.8$ [63]
	0.5	22.76	12.16	$31.7 \pm 7.1^{+3.8}_{-6.7}$ [64]

TAB. 5.4: *Rapports d'embranchement (en unités de 10^{-6}) obtenus avec les modèles de facteurs de forme BSW ou GH, $q^2/m_b^2 = 0.3$ ou 0.5 , $N_{c_{max}}^{eff}$ (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$ et $\eta = 0.325$.*

$[5.6 - 16.0] \times 10^{-6}$ et les données combinées de Babar et Belle pour le mode $\rho^+ \rho^0$ donnent un intervalle commun de $[17.9 - 34.0] \times 10^{-6}$. Les valeurs que nous avons obtenues avec le modèle GH ne sont pas compatibles avec les données expérimentales pour ces deux canaux.

La valeur numérique du paramètre q^2/m_b^2 ne peut pas être significativement

Canal	$\frac{q^2}{m_b^2}$	BSW	GH
$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega))}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega))}$	0.3	11.2	12.7
	0.5	14.6	16.4
$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega))}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^{*+} \rho^0(\omega))}$	0.3	3.7	3.5
	0.5	5.7	5.4
$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega))}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^{*+} \rho^-)}$	0.3	3.8	3.9
	0.5	6.9	7.0

TAB. 5.5: *Rapports $\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega))}{\mathcal{B}(B \rightarrow K^* \rho)}$ obtenus avec les modèles de facteurs de forme BSW ou GH, $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$, $N_{c_{max}}^{eff}$ (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$ et $\eta = 0.325$.*

“testée” avec ces données. Un rapport entre les différentes largeurs des canaux peut néanmoins mettre en évidence une distinction significative entre les résultats apportés par $q^2/m_b^2 = 0.3$ et ceux apportés par $q^2/m_b^2 = 0.5$ comme le montrent les résultats du tableau 5.5. Le mode de référence est $\rho^+ \rho^0$ auquel nous comparons les autres canaux. Globalement, le rapport des largeurs est peu sensible aux modèles des facteurs de forme, tandis que le

choix du paramètre $q^2/m_b^2 = 0.5$ engendre une différence de 30% à 80% par rapport au choix $q^2/m_b^2 = 0.3$.

5.6 Les asymétries

L'asymétrie, ou paramètre de violation directe de CP , a_{CP} , est donnée par la relation générale suivante :

$$a_{CP} = \frac{\mathcal{B} - \bar{\mathcal{B}}}{\mathcal{B} + \bar{\mathcal{B}}}, \quad (5.14)$$

où \mathcal{B} est le rapport d'embranchement du canal considéré. Nous allons considérer deux sortes d'asymétrie : l'une différentielle, en fonction de la masse du système hadronique ($\pi^+\pi^-$) pour les canaux faisant intervenir le mélange $\rho^0 - \omega$, l'autre globale, calculée au moyen de la valeur moyenne de deux rapports d'embranchement conjugués de CP .

5.6.1 Asymétries différentielles : influence du mélange $\rho^0 - \omega$

L'asymétrie différentielle $a_{CP}(m_{\pi^+\pi^-})$ est calculée en fonction de la masse ($\pi^+\pi^-$) générée :

$$a_{CP}(m_{\pi^+\pi^-}) = \frac{\mathcal{B}(m_{\pi^+\pi^-}) - \bar{\mathcal{B}}(m_{\pi^+\pi^-})}{\mathcal{B}(m_{\pi^+\pi^-}) + \bar{\mathcal{B}}(m_{\pi^+\pi^-})}. \quad (5.15)$$

Globalement constant sur tout le spectre, le comportement de l'asymétrie différentielle devient irrégulier au voisinage de la masse de la résonance ω , comme le montre la figure 5.8.

Regardons de plus près l'évolution de l'asymétrie en nous focalisant sur une fenêtre de masse de 760 MeV à 800 MeV. Les figures Figs 5.9, 5.10 et 5.11, correspondant respectivement aux canaux $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$, $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$ et $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$, montrent clairement au voisinage de 780 MeV une augmentation (en valeur absolue), du paramètre d'asymétrie. Le mélange $\rho^0 - \omega$ induit en effet un signal de violation de CP directe de -13% à -15% sur le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$, alors qu'en dehors de la fenêtre du ω l'asymétrie tend à être nulle. Le canal $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$ représente la manifestation la plus importante de l'effet du mixing, avec un paramètre d'asymétrie pouvant atteindre jusqu'à 23% pour $\sqrt{s} = 782$ MeV. Enfin le canal $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$ présente lui aussi une fluctuation au voisinage du ω , engendrant une augmentation de a_{CP} pour $q^2/m_b^2 = 0.5$. Le tableau 5.6 résume les valeurs du maximum de l'asymétrie différentielle au voisinage de 782 MeV.

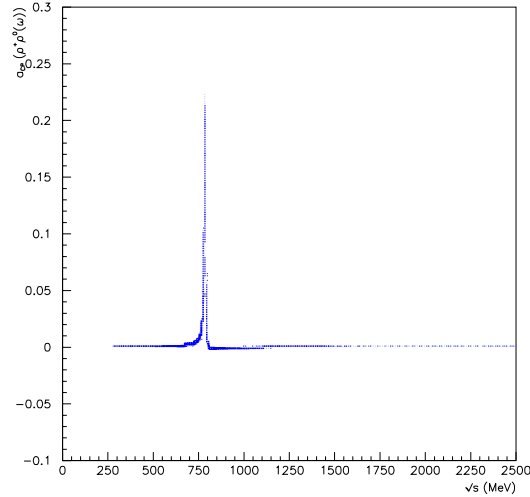


FIG. 5.8: Paramètre de violation de CP , $a_{CP}(m)$, en fonction de la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-)$ pour le canal $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont $q^2/m_b^2 = 0.3$, $N_{c\max}^{eff}$ (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$ et les facteurs de forme proviennent du modèle BSW.

Canal	$\frac{q^2}{m_b^2}$	BSW	GH
$B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$	0.3	-0.13	-0.16
	0.5	-0.11	-0.14
$B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$	0.3	-0.02	-0.01
	0.5	-0.25	-0.24
$B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$	0.3	0.20	0.23
	0.5	0.17	0.19

TAB. 5.6: Asymétries différentielles maximales au voisinage du ω obtenues avec les modèles de facteurs de forme BSW ou GH, $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$, $N_{c\max}^{eff}$ (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$ et $\eta = 0.325$.

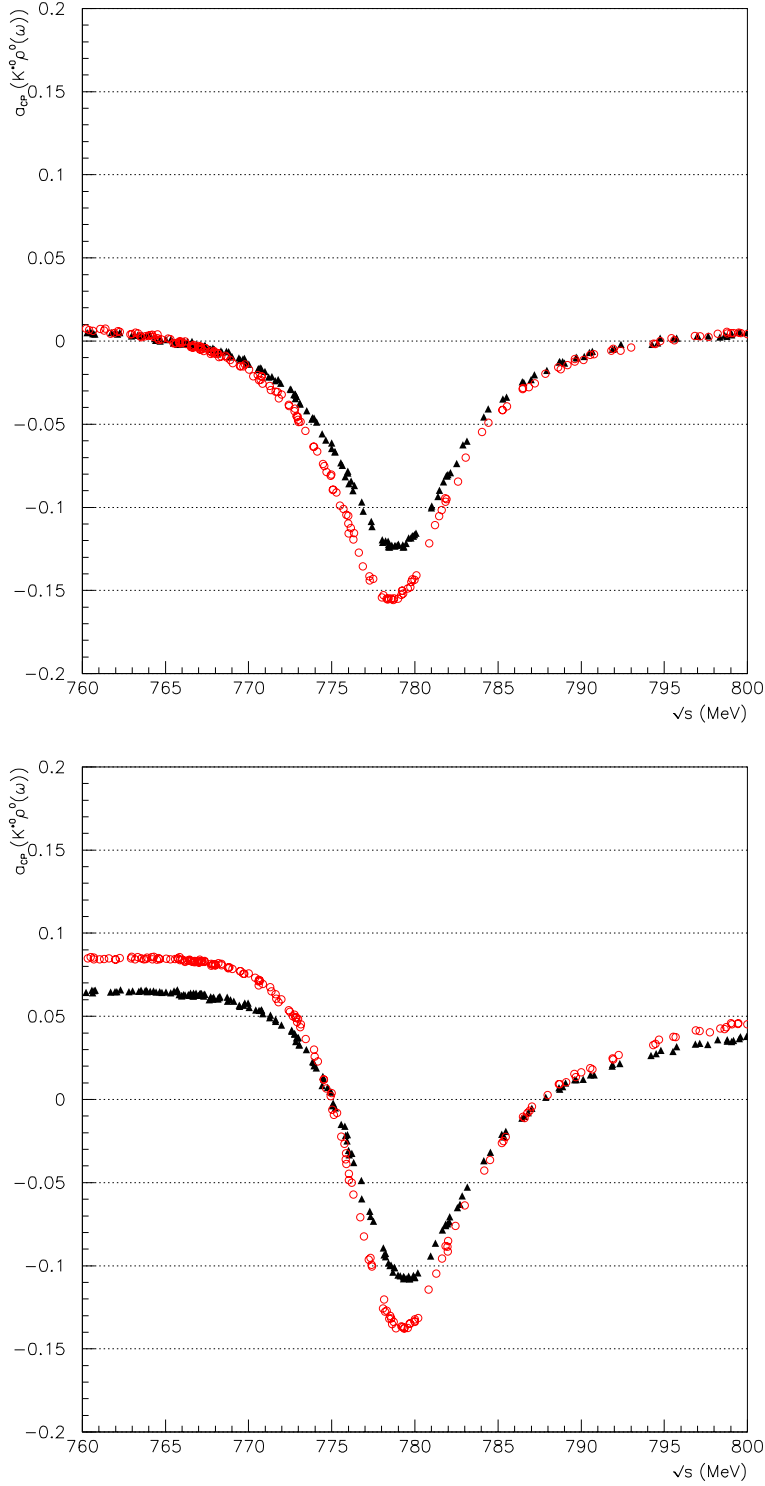


FIG. 5.9: Paramètre de violation de CP, $a_{CP}(m)$, en fonction de la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-)$ au voisinage du ω pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont, en haut (en bas), $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$, $N_c^{eff} = 2.84(2.82)$, $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$. Les triangles pleins correspondent au modèle BSW des facteurs de forme et les cercles vides au modèle GH.

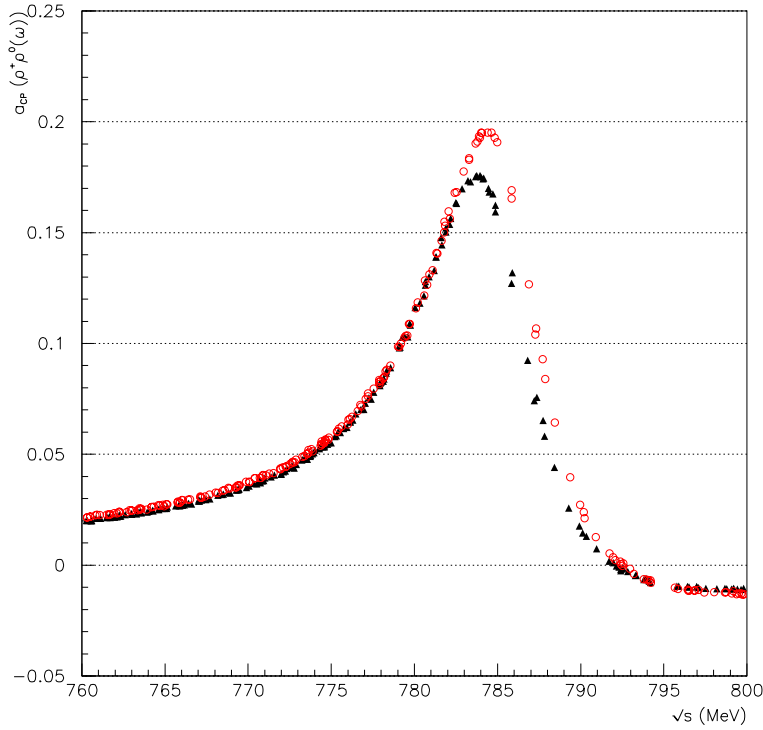
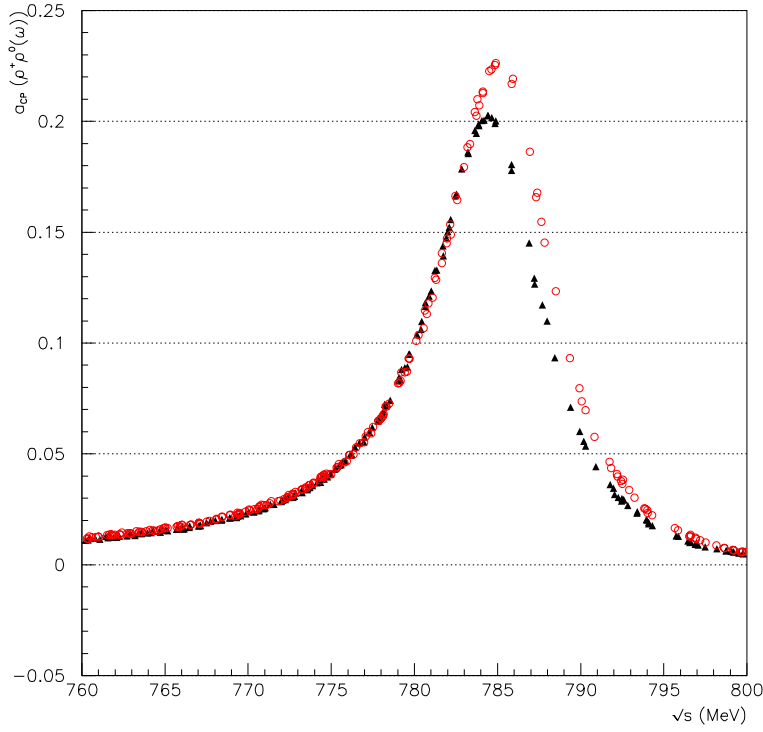


FIG. 5.10: Paramètre de violation de CP , $a_{CP}(m)$, en fonction de la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-)$ au voisinage du ω pour le canal $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont, en haut (en bas), $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$, $N_c^{eff} = 2.01(1.95)$, $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$. Les triangles pleins correspondent au modèle BSW des facteurs de forme et les cercles vides au modèle GH.

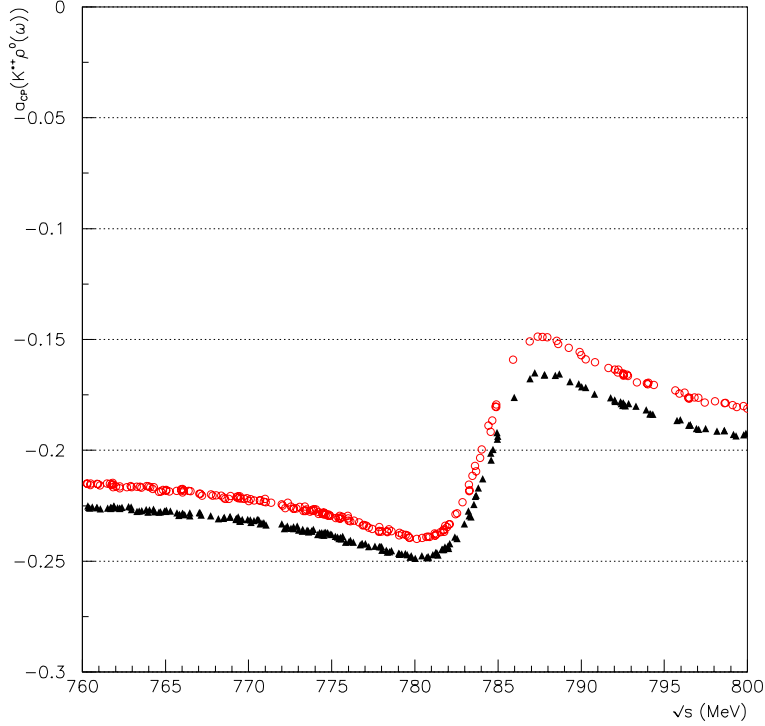
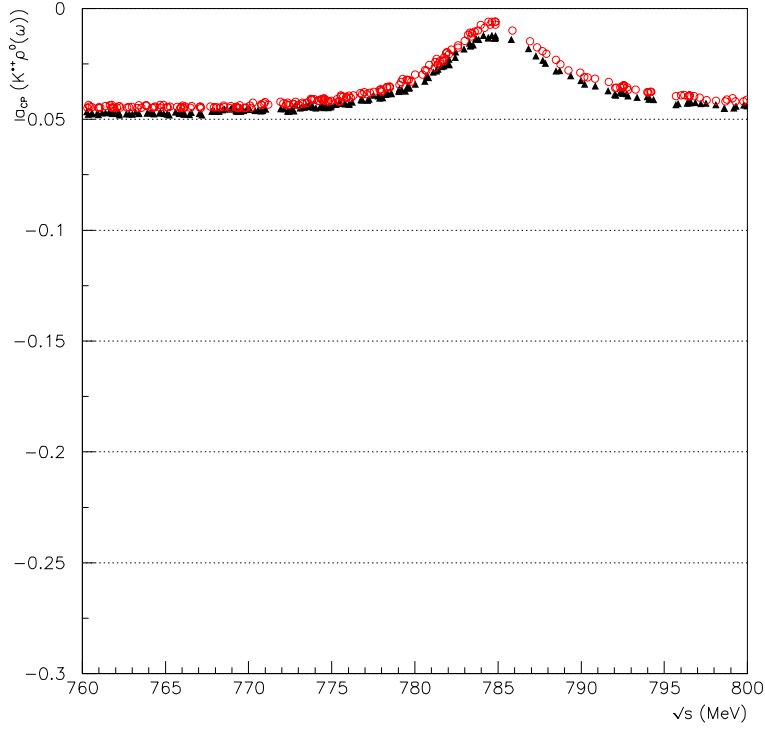


FIG. 5.11: Paramètre de violation de CP , $a_{CP}(m)$, en fonction de la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-)$ au voisinage du ω pour le canal $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont, en haut (en bas), $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$, $N_c^{eff} = 2.84(2.82)$, $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$. Les triangles pleins correspondent au modèle BSW des facteurs de forme et les cercles vides au modèle GH.

Le paramètre N_c^{eff}

Les résultats présentés jusqu'à présent ont été obtenus avec la valeur théorique maximale que peut prendre N_c^{eff} (cf. tab. 5.1), valeur la plus proche de 3 —nombre de couleurs théorique— concordant avec les données expérimentales des canaux $K\rho^0$ et $\pi\rho^0$, et préconisée dans la référence [29]. Ce paramètre provient de la factorisation et intervient dans le calcul des coefficients de Wilson effectifs. Nous attirons l'attention sur le fait que l'asymétrie différentielle, au voisinage de la masse du ω , est fortement influencée par le choix du paramètre N_c^{eff} . Les figures 5.12 et 5.13 montrent la variation de la fonction $a_{CP}(m_{\pi^+\pi^-})$ suivant la valeur de N_c^{eff} choisie. En premier lieu l'on constate que les canaux $K^*\rho^0(\omega)$ sont fortement dépendants de la valeur de N_c^{eff} tant pour la valeur du maximum d'asymétrie que pour sa position sur le spectre de masse. Pour le canal $\rho^+\rho^0$, l'évolution de l'asymétrie différentielle reste qualitativement la même, à savoir qu'elle augmente au voisinage de la masse du ω et que la position du maximum est indépendante du nombre de couleurs effectif. La variation relative du maximum d'asymétrie lorsque que N_c^{eff} varie entre 2 et 3 est d'environ 80% pour le canal $K^{*0}\rho^0(\omega)$, supérieure à 100% pour $K^{*+}\rho^0(\omega)$ et de 15% seulement pour $\rho^+\rho^0(\omega)$.

Nous voyons ici qu'il serait important de pouvoir fixer la valeur du paramètre N_c^{eff} ou bien d'équilibrer sa dépendance afin de permettre une description phénoménologique plus rigoureuse.

Le mélange $\rho^0 - \omega$ a donc un effet sur l'asymétrie différentielle : au voisinage de la masse du ω la valeur de l'asymétrie diverge de sa valeur moyenne jusqu'à un "maximum de divergence" puis revient vers sa "position d'équilibre". Seul le résultat quantitatif du canal $\rho^+\rho^0(\omega)$ peut être prédictif car relativement stable par rapport à N_c^{eff} .

5.6.2 Asymétries globales

L'asymétrie globale est calculée à partir des rapports d'embranchement moyens d'un canal et de son conjugué. Les rapports d'embranchement figurant dans le tableau 5.4 sont comparés à ceux du tableau 5.7. Les asymétries globales sont montrées dans le tableau 5.8. Les modèles des facteurs de forme ne présentent pas de différence au niveau de l'asymétrie globale, ce qui signifie que l'asymétrie est quasi indépendante des facteurs de forme (la dépendance des rapports d'embranchement se compensant dans le quotient). Le paramètre q^2/m_b^2 est, en revanche, un facteur important dans l'évaluation de l'asymétrie, et particulièrement dans les transitions $b \rightarrow s$ où il existe un

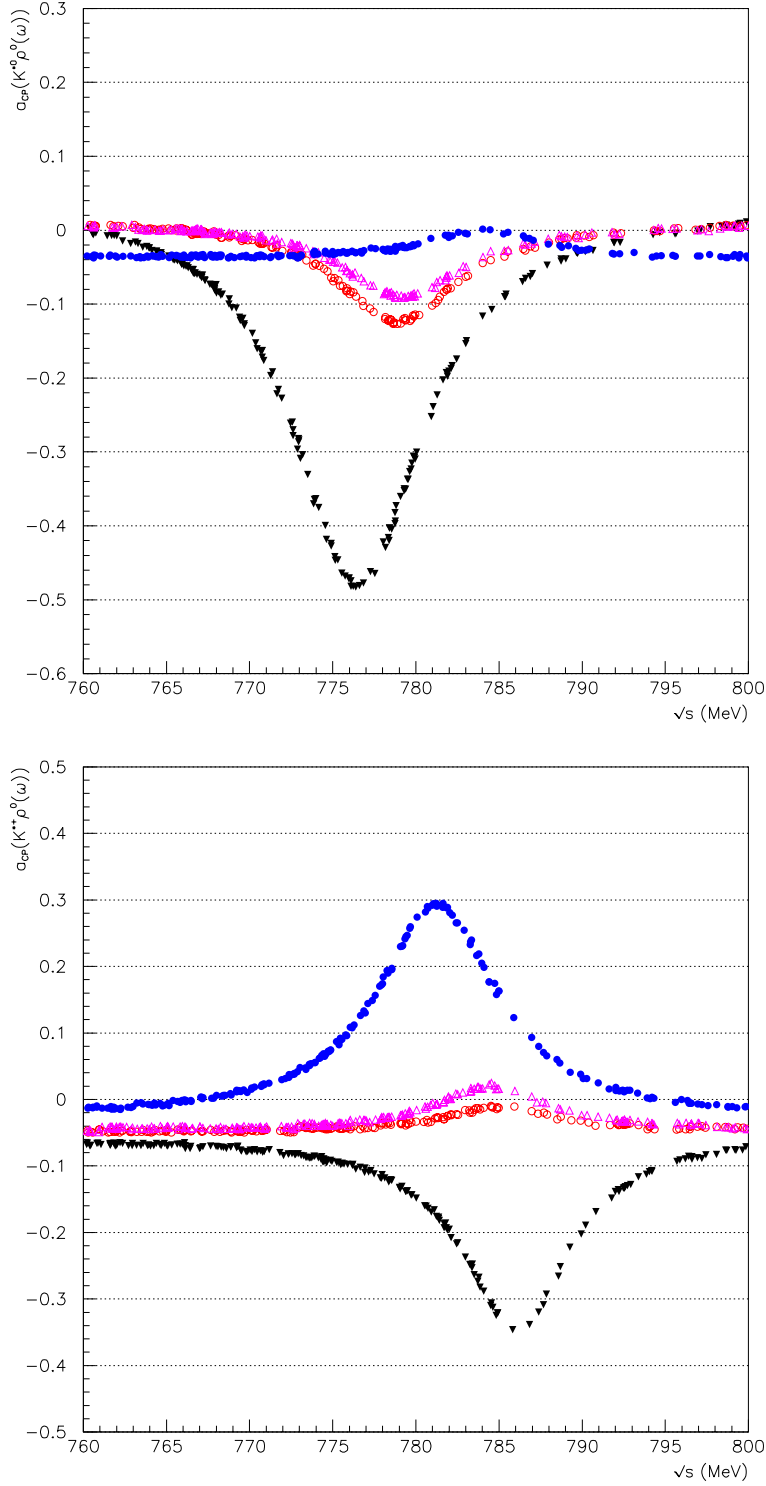


FIG. 5.12: Paramètre de violation de CP , $a_{CP}(m)$, en fonction de la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-)$ au voisinage du ω pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ (en haut) et le canal $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$ (en bas) avec le modèle BSW, $q^2/m_b^2 = 0.3$, $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$. Successivement de bas en haut $N_c^{eff} = 2.00$ en triangles pleins orientés vers le bas, 2.84 en ronds vides, 3.0 en triangles vides orientés vers le haut, ∞ en ronds pleins.

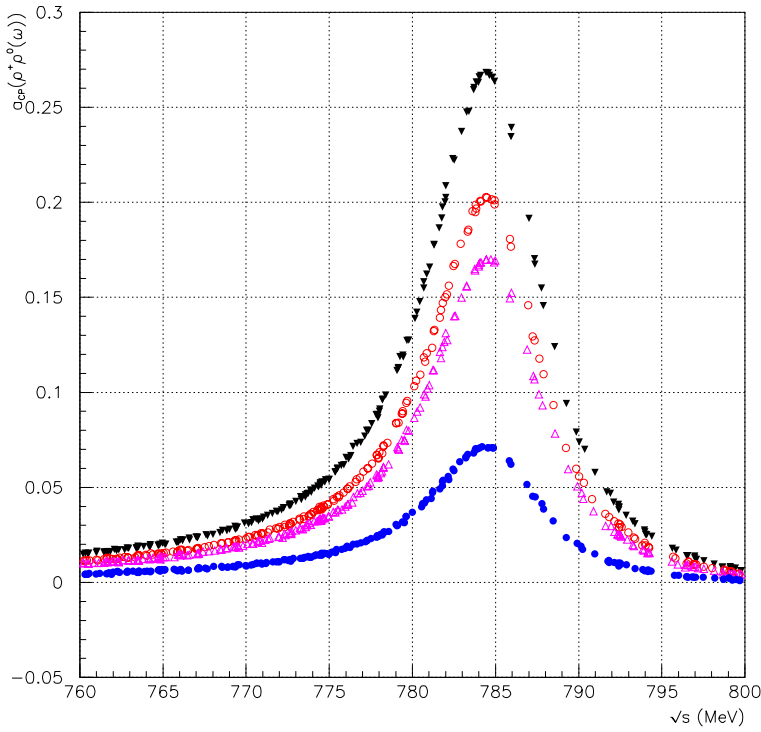


FIG. 5.13: Paramètre de violation de CP , $a_{CP}(m)$, en fonction de la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-)$ au voisinage du ω pour le canal $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$ avec le modèle BSW , $q^2/m_b^2 = 0.3$, $\rho = 0.229$, $\eta = 0.325$. Successivement de haut en bas $N_c^{eff} = 0.98$ en triangles pleins orientés vers le bas, 2.01 en ronds vides, 3.0 en triangles vides orientés vers le haut, ∞ en ronds pleins.

Canal	$\frac{q^2}{m_b^2}$	BSW	GH
$B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$	0.3	1.99	0.98
	0.5	1.43	0.69
$B^- \rightarrow K^{*-}\rho^0(\omega)$	0.3	6.65	3.89
	0.5	6.19	3.60
$\bar{B}^0 \rightarrow K^{*-}\rho^+$	0.3	6.80	3.74
	0.5	6.73	3.70
$B^- \rightarrow \rho^-\rho^0(\omega)$	0.3	21.72	12.16
	0.5	22.09	12.35

TAB. 5.7: Rapports d'embranchement conjugués de CP (en unités de 10^{-6}) obtenus avec les modèles de facteurs de forme BSW ou GH , $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$, $N_{c_{max}}^{eff}$ (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$ et $\eta = 0.325$.

facteur 5 à 10 entre les résultats provenant des deux différentes valeurs de ce paramètre. La valeur $q^2/m_b^2 = 0.5$ favorise un signal d'asymétrie important. Les incertitudes expérimentales ne permettent pas une quelconque conclusion quant au choix qu'il est préférable d'adopter.

Canal	$\frac{q^2}{m_b^2}$	BSW	GH	mesures expérimentales
$B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$	0.3	0.003	0.004	-
	0.5	0.045	0.057	-
$B^+ \rightarrow K^{*+} \rho^0(\omega)$	0.3	-0.046	-0.043	$+0.20_{-0.29}^{+0.32} \pm 0.04$ [63]
	0.5	-0.217	-0.206	
$B^0 \rightarrow K^{*+} \rho^-$	0.3	-0.075	-0.075	-
	0.5	-0.342	-0.342	
$B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$	0.3	0.013	-0.014	$-0.19 \pm 0.23 \pm 0.03$ [63]
	0.5	0.014	-0.017	$0.00 \pm 0.22 \pm 0.03$ [64]

TAB. 5.8: *Asymétries globales obtenues avec les modèles de facteurs de forme BSW ou GH, $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$, $N_{c_{max}}^{eff}$ (cf. tab. 5.1), $\rho = 0.229$ et $\eta = 0.325$.*

5.7 La phase forte δ et les amplitudes Tree et Penguin

Ecrivons les amplitudes de désintégration sous la forme :

$$A = |A_T| e^{i\phi_{Tree}} e^{i\delta_{Tree}} + |A_P| e^{i\phi_{Penguin}} e^{i\delta_{Penguin}} = |A_T| e^{i\phi_{Tree}} e^{i\delta_{Tree}} [1 + r e^{i\phi} e^{i\delta}], \quad (5.16)$$

où $\phi = \phi_{Penguin} - \phi_{Tree}$ est la phase faible issue des éléments de la matrice CKM , $\delta = \delta_{Penguin} - \delta_{Tree}$ est la phase forte induite par les coefficients de Wilson (échanges gluoniques et boucle du diagramme Penguin) d'une part et renforcée par le mélange $\rho^0 - \omega$ d'autre part et $r = |A_P/A_T|$ est le module de l'amplitude des diagrammes Penguin divisée par l'amplitude des diagrammes Tree. L'amplitude 5.16 engendre une expression analytique de l'asymétrie ne dépendant que de trois paramètres r , δ et ϕ :

$$a_{CP}^{dir} = \frac{|A|^2 - |\bar{A}|^2}{|A|^2 + |\bar{A}|^2} = \frac{-2r \sin \delta \sin \phi}{1 + r^2 + 2r \cos \delta \cos \phi}. \quad (5.17)$$

Ayant mesuré une asymétrie directe, et connaissant de façon théorique la valeur de r et de δ , il serait possible de déterminer l'angle $\phi = \alpha$ ou γ du triangle d'unitarité suivant que l'on considère respectivement une désintégration

$b \rightarrow d$ ou $b \rightarrow s$.

Le paramètre r peut s'écrire sous la forme d'un produit de contributions fortes QCD, $r' = |A_P^{strong}/A_T^{strong}|$ et des modules des éléments de la matrice CKM relatifs à l'interaction faible :

$$r = r' |V_{tb}V_{tq}^*/V_{ub}V_{uq}^*|, \quad (5.18)$$

où $q = s$ ou d , suivant le canal étudié, $B \rightarrow K^*\rho$ ou $B \rightarrow \rho\rho$ respectivement. Les rapports des éléments de la matrice CKM ont pour expressions :

$$\left| \frac{V_{tb}V_{ts}^*}{V_{ub}V_{us}^*} \right| = \frac{1}{\lambda_c^2} \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + \eta^2}}, \quad (5.19)$$

$$\left| \frac{V_{tb}V_{td}^*}{V_{ub}V_{ud}^*} \right| = \frac{\sqrt{(1-\rho)^2 + \eta^2}}{(1 - \lambda_c^2/2)\sqrt{\rho^2 + \eta^2}}. \quad (5.20)$$

Ils ont pour valeurs respectives :

$$44.05 < \left| \frac{V_{tb}V_{ts}^*}{V_{ub}V_{us}^*} \right| < 58.48,$$

$$1.85 < \left| \frac{V_{tb}V_{td}^*}{V_{ub}V_{ud}^*} \right| < 2.58,$$

suivant les valeurs de ρ et η utilisées.

Nous allons présenter les valeurs des phases fortes, δ , et du rapport, $|r'|$, des amplitudes fortes Tree et Penguin, pour les différents canaux étudiés, en fonction de la masse invariante du système ($\pi^+\pi^-$) dans le cas du mélange $\rho^0 - \omega$. Les paramètres variables sont le nombre de couleurs effectif, N_c^{eff} —pour les canaux $K^*\rho$, $2.0 < N_c^{eff} < N_{cmax}$ ³, pour les canaux $\rho\rho$, $N_{cmin} < N_c^{eff} < N_{cmax}$ — et le paramètre q^2/m_b^2 . Ce dernier n'aura bien sur aucune influence sur les amplitudes Tree puisqu'il représente la quadri-impulsion du gluon échangé dans les diagrammes Penguin.

5.7.1 Le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$

Le déphasage δ entre les diagrammes Penguin et Tree

Les figures 5.14 montrent le déphasage entre les diagrammes Tree et Penguin pour différentes valeurs du nombre de couleurs effectif d'une part et du

3. Les comportements de ces canaux pour des valeurs de $N_c^{eff} < 2$ semblent en effet irréalistes.

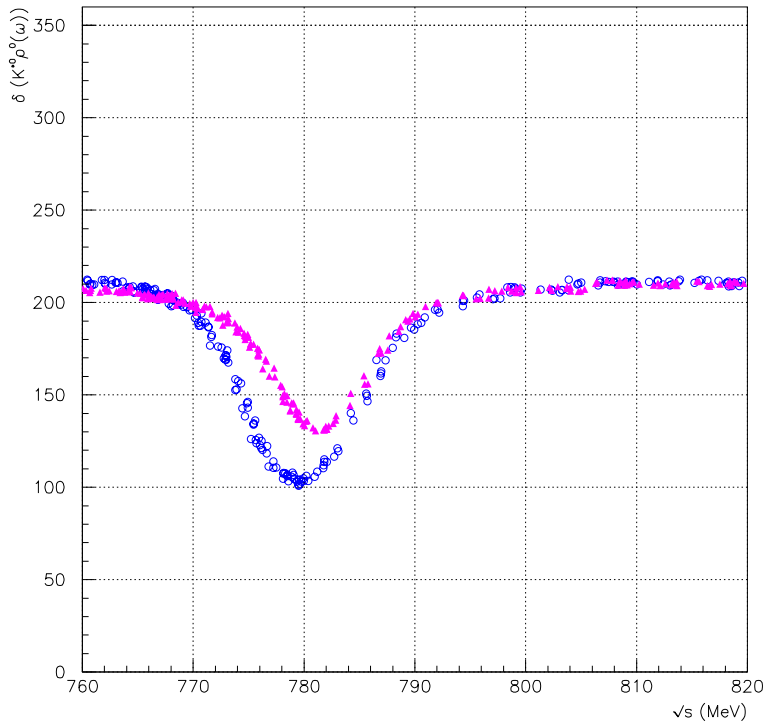
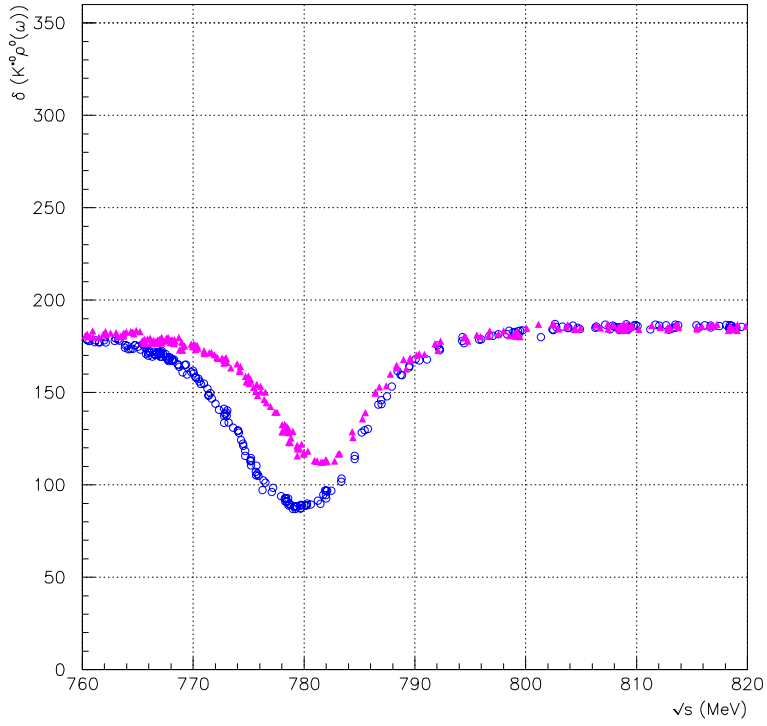


FIG. 5.14: Angle δ (en degrés) de déphasage entre les amplitudes Penguin et Tree en fonction de la masse invariante du système ($\pi^+\pi^-$) pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$ en haut (en bas). Les ronds représentent $N_c^{eff} = 2$, les triangles $N_c^{eff} = 2.84(2.82)$.

paramètre q^2/m_b^2 d'autre part.

Le déphasage initial entre les deux diagrammes varie entre 180° pour $q^2/m_b^2 = 0.3$ et 210° pour $q^2/m_b^2 = 0.5$. L'effet du mélange $\rho^0 - \omega$ apparaît aux alentours de 770 MeV, où commence l'évolution de l'angle δ . Celui-ci atteint un extremum compris entre 90° et 130° vers 780 MeV. La valeur de l'extremum dépend en partie de la valeur du paramètre q^2/m_b^2 , responsable d'une translation verticale du spectre de δ , mais essentiellement du choix de N_c^{eff} . En effet un écart de 30° différencie les deux extrema obtenus pour $N_c^{eff} = 2$ et $N_c^{eff} = N_{cmax}$.

La sensibilité de l'angle δ^4 aux différents paramètres provient du diagramme Penguin (Fig. 5.15), la phase du diagramme Tree, induite par le mélange $\rho^0 - \omega$, étant "constante" quel que soit N_c^{eff} .

Le rapport $|P|/|T|$

Suivant les paramètres N_c^{eff} et q^2/m_b^2 choisis, le rapport, r' des amplitudes fortes Penguin et Tree⁵ (Fig. 5.16) est initialement compris entre 0.08 et 0.3. Le nombre de couleurs effectif est encore le paramètre qui affecte le plus la valeur de $|r'|$. Au niveau du mélange $\rho^0 - \omega$, r' atteint une valeur de 0.54 à 0.62 pour $N_c^{eff} = 2.84$. Pour $N_c^{eff} = 2.0$, l'effet du mélange sur le rapport des amplitudes est diminué, et la valeur du maximum du rapport r' autour de 780 MeV est compris entre 0.23 et 0.27.

Au niveau des amplitudes Penguin et Tree (Figs. 5.17 et 5.18), nous remarquons, en dehors de l'effet du mélange $\rho^0 - \omega$, une dépendance en la masse invariante ($\pi^+\pi^-$). Il est à noter que cette dépendance se compensant entre les deux diagrammes, le rapport des deux amplitudes semble quant à lui constant sur tout le spectre.

Les amplitudes $|A_T|$ et $|A_P|$ diffèrent d'environ un ordre de grandeur et naturellement l'amplitude Tree est dominante.

Pour l'amplitude Tree, indépendante de la valeur de q^2/m_b^2 , le nombre de couleurs effectif joue un rôle essentiel (au contraire de la phase). L'amplitude Penguin est faiblement affectée par les deux paramètres. On remarque que l'évolution de ces deux amplitudes en fonction de N_c^{eff} est qualitativement inversée.

Enfin, notons que l'amplitude du diagramme Penguin est le principal "témoin" de l'effet du mélange, tout comme sa phase.

4. Nous rappelons que $\delta = \delta_{Penguin} - \delta_{Tree}$.

5. Nous rappelons que r' est indépendant des éléments de la matrice CKM .

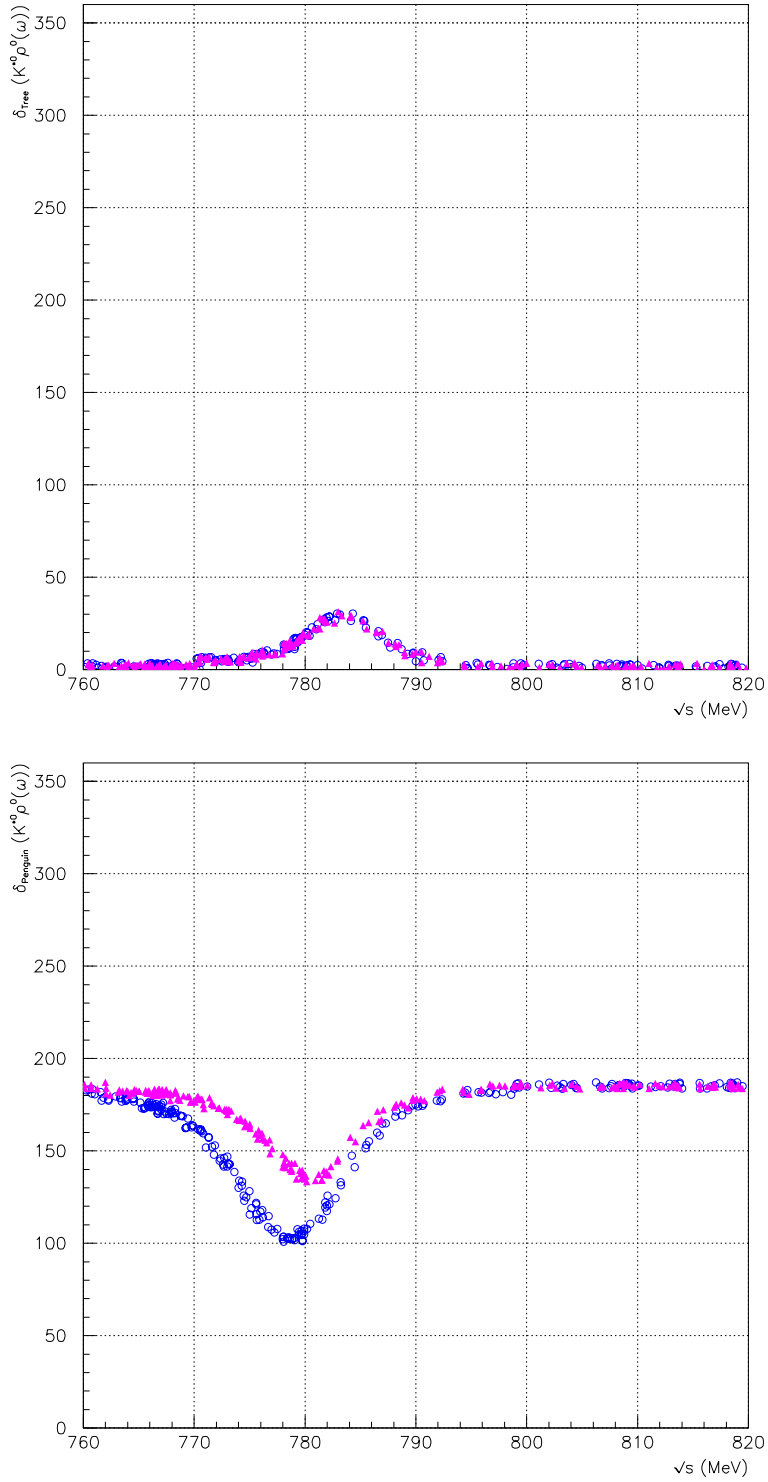


FIG. 5.15: Angles δ_{Tree} du diagramme Tree (en haut) et δ_{Penguin} du diagramme Penguin (bas) en fonction de la masse invariante du système ($\pi^+\pi^-$) pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et $q^2/m_b^2 = 0.3$. Les ronds représentent $N_c^{\text{eff}} = 2$, les triangles $N_c^{\text{eff}} = 2.84$.

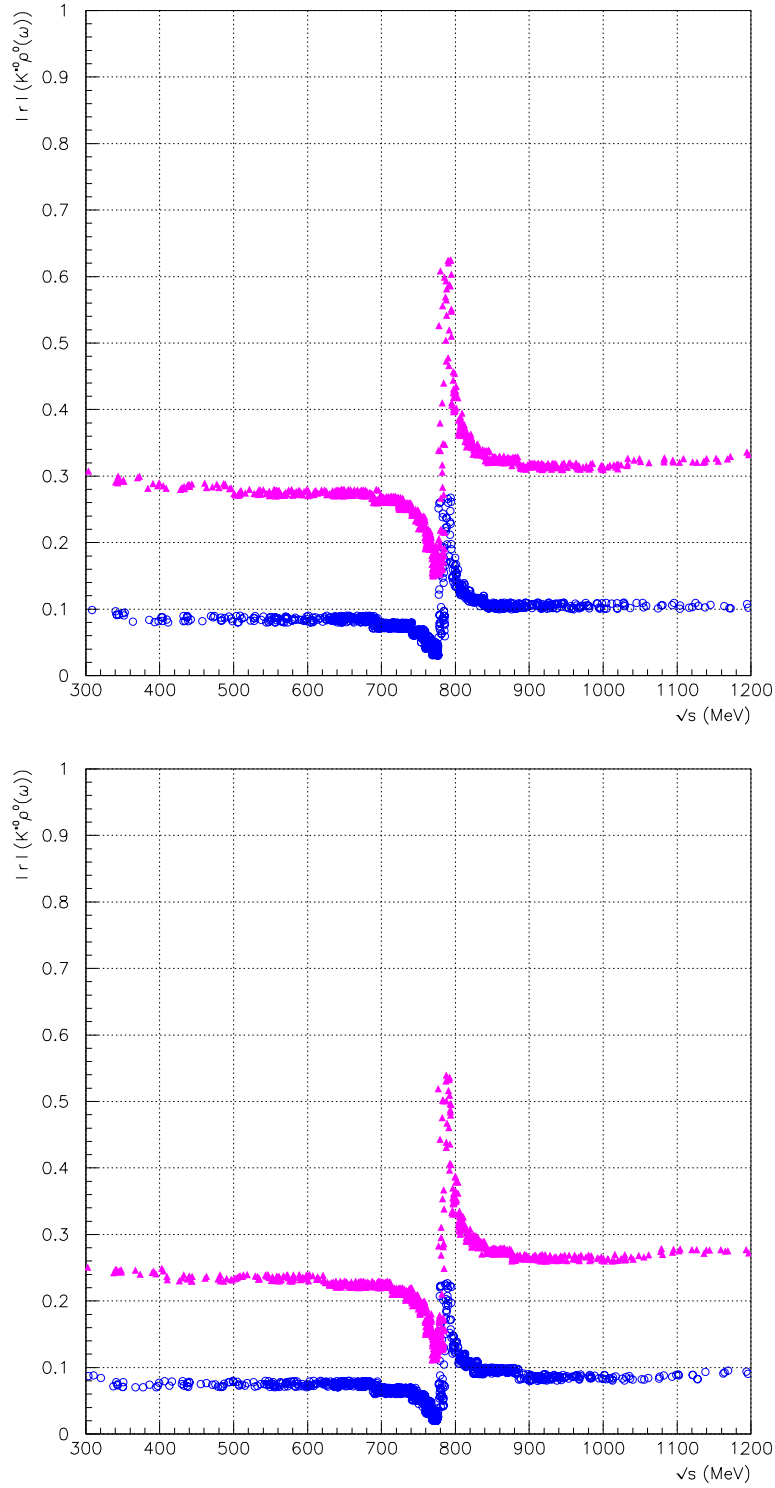


FIG. 5.16: Rapport r' entre le module des amplitudes Penguin et Tree en fonction de la masse invariante du système ($\pi^+\pi^-$) pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$ en haut (en bas). Les ronds représentent $N_c^{eff} = 2$, les triangles $N_c^{eff}_{max} = 2.84(2.82)$.

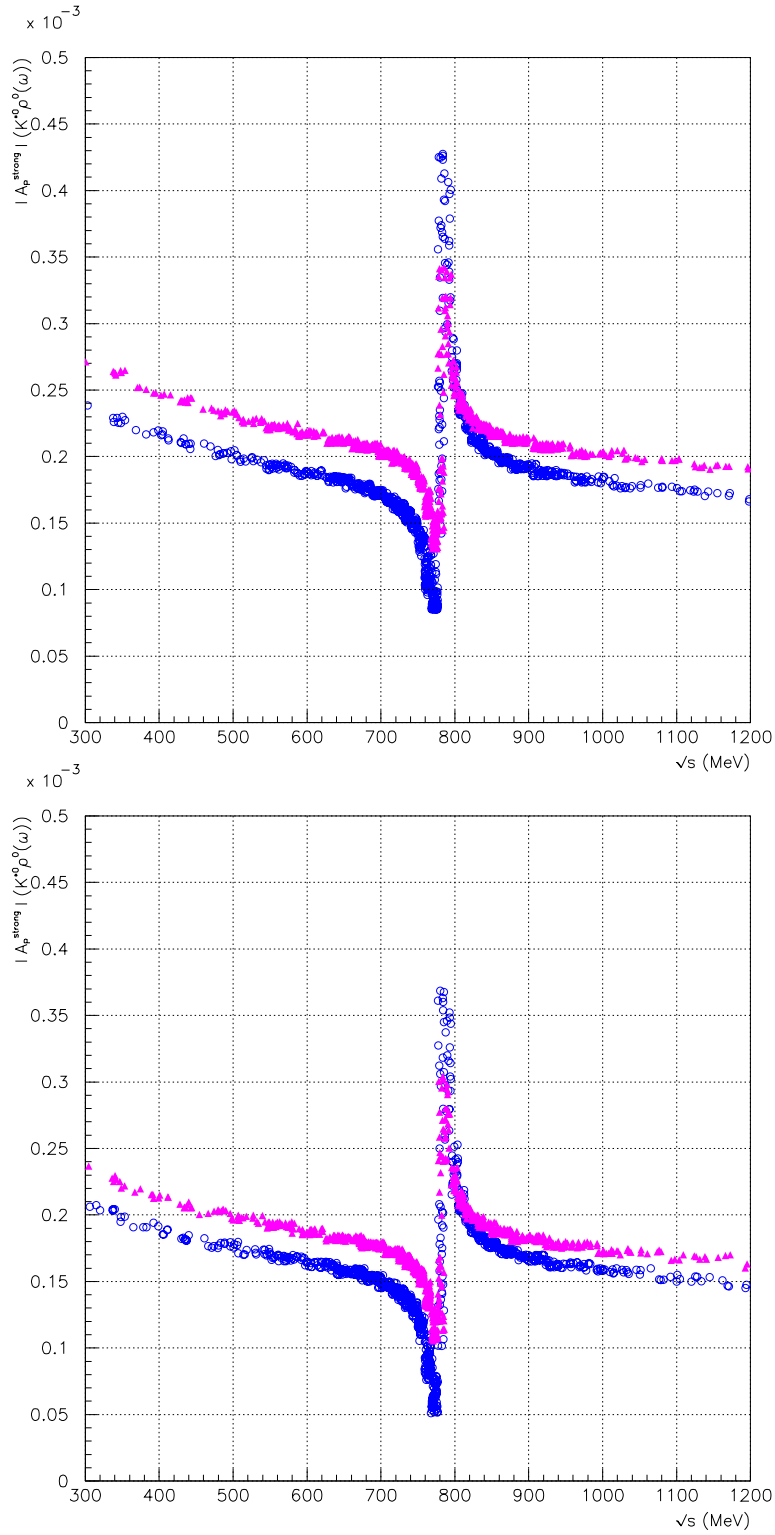


FIG. 5.17: Modules des amplitudes Penguin en fonction de la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-)$ pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$ en haut (en bas). Les ronds représentent $N_c^{eff} = 2$, les triangles en $N_{c\ max}^{eff} = 2.84(2.82)$.

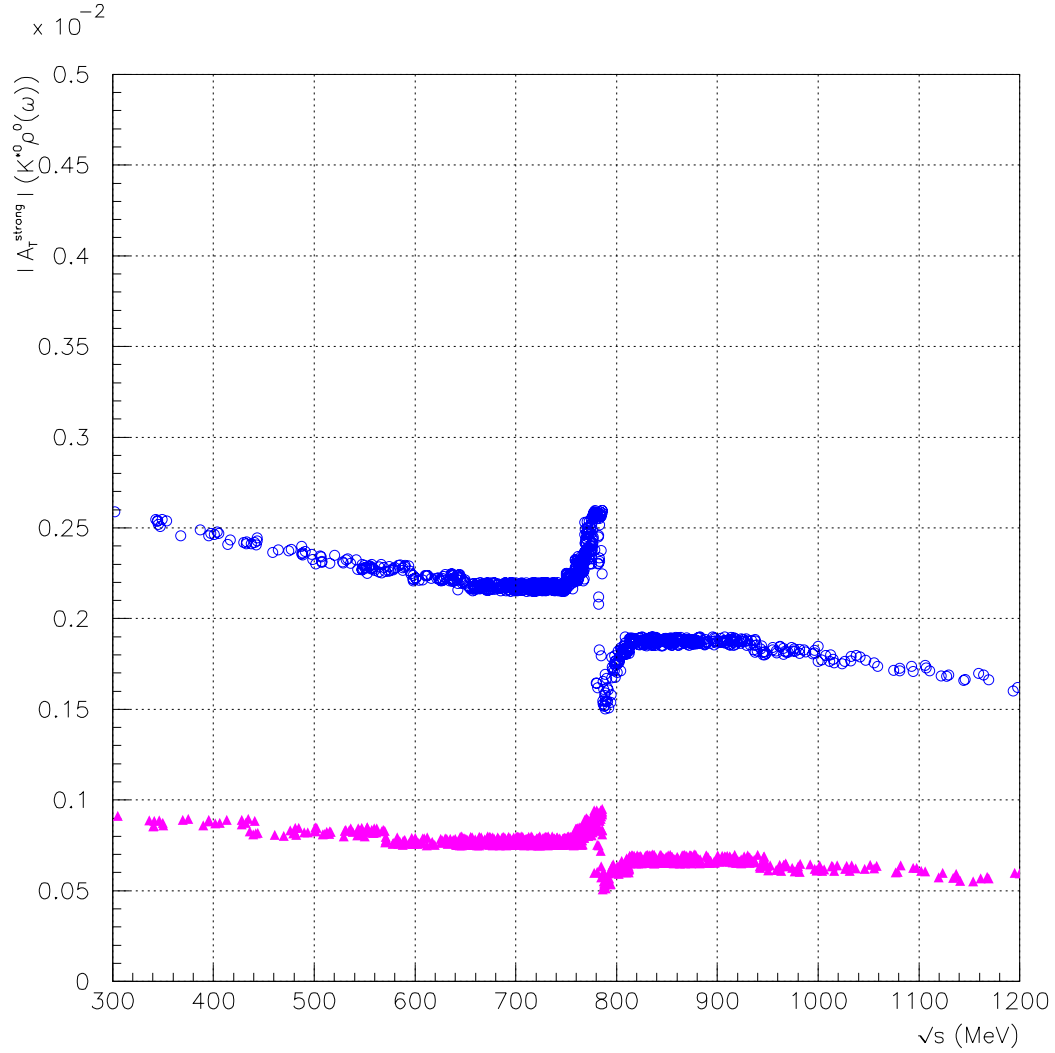


FIG. 5.18: *Modules des amplitudes Tree en fonction de la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-)$ pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et $q^2/m_b^2 = 0.3$. Les ronds représentent $N_c^{\text{eff}} = 2$, les triangles $N_{c\text{max}}^{\text{eff}} = 2.84$.*

5.7.2 Le canal $B^+ \rightarrow K^{*+} \rho^0(\omega)$

Le déphasage δ

A l'opposé du canal $K^{*0} \rho^0(\omega)$, le canal $K^{*+} \rho^0(\omega)$ présente un déphasage initial des amplitudes Tree et Penguin (Fig. 5.19) "proche" de l'angle nul, avec $\delta = 4^\circ$ pour $q^2/m_b^2 = 0.3$ et 14° pour $q^2/m_b^2 = 0.5$. Le mélange $\rho^0 - \omega$ n'induit pas ici un déphasage aussi important que pour le canal précédent puisque le maximum angulaire atteint est compris entre 23° et 26° pour $N_c^{eff} = 2$. Par ailleurs l'effet du mixing semble être "annihilé" pour $N_c^{eff} = N_{c\ max}^{eff}$.

La raison pour laquelle n'apparaît pas ici l'effet du mélange est montrée sur les figures 5.20 : pour $N_c^{eff} = 2.84$, l'angle du diagramme Penguin est approximativement superposable à celui du diagramme Tree, la différence entre ces deux angles est donc constante sur tout le spectre de masse.

La phase de l'amplitude Tree, induite par le mélange, est encore indépendante des valeurs de N_c^{eff} choisies et semble d'ailleurs également indépendante du canal, puisque, tout comme le canal précédent, la phase Tree atteint sa valeur maximale de 30° à 783 MeV.

Le rapport $|P|/|T|$

Le rapport entre les amplitudes Penguin et Tree (Fig. 5.21) est encore à la fois dépendant du choix du nombre de couleurs effectif et de q^2/m_b^2 . Pour $N_c^{eff} = N_{c\ max}^{eff}$, la valeur de r' , en dehors de la fenêtre du ω se situe dans l'intervalle $[0.053; 0.059]$, pour $N_c^{eff} = 2.0$ dans l'intervalle $[0.046; 0.050]$.

Comme pour le déphasage, l'effet du mélange $\rho^0 - \omega$ sur le rapport des amplitudes semble être "étouffé" dans le cas $N_c^{eff} = N_{c\ max}^{eff}$. Ceci est dû au fait que l'évolution du module des amplitudes séparées Penguin et Tree (Figs. 5.22 et 5.23), au niveau du mélange, est proportionnellement identique : les deux amplitudes se compensent.

L'amplitude Tree dépend encore du nombre de couleurs effectif considéré, tandis que l'amplitude Penguin est sensible au paramètre q^2/m_b^2 .

Un nombre de couleurs effectif proche de 3 induit, pour le canal $B^+ \rightarrow K^{*+} \rho^0(\omega)$, une configuration particulière dans laquelle l'effet du mélange $\rho^0 - \omega$ est dissipé par le rapport des diagrammes Penguin et Tree.

5.7.3 Le canal $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$

L'asymétrie du canal $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$ ne présentant pas de sensibilité majeure au paramètre N_c^{eff} (Fig. 5.13), nous n'allons considérer ici que le

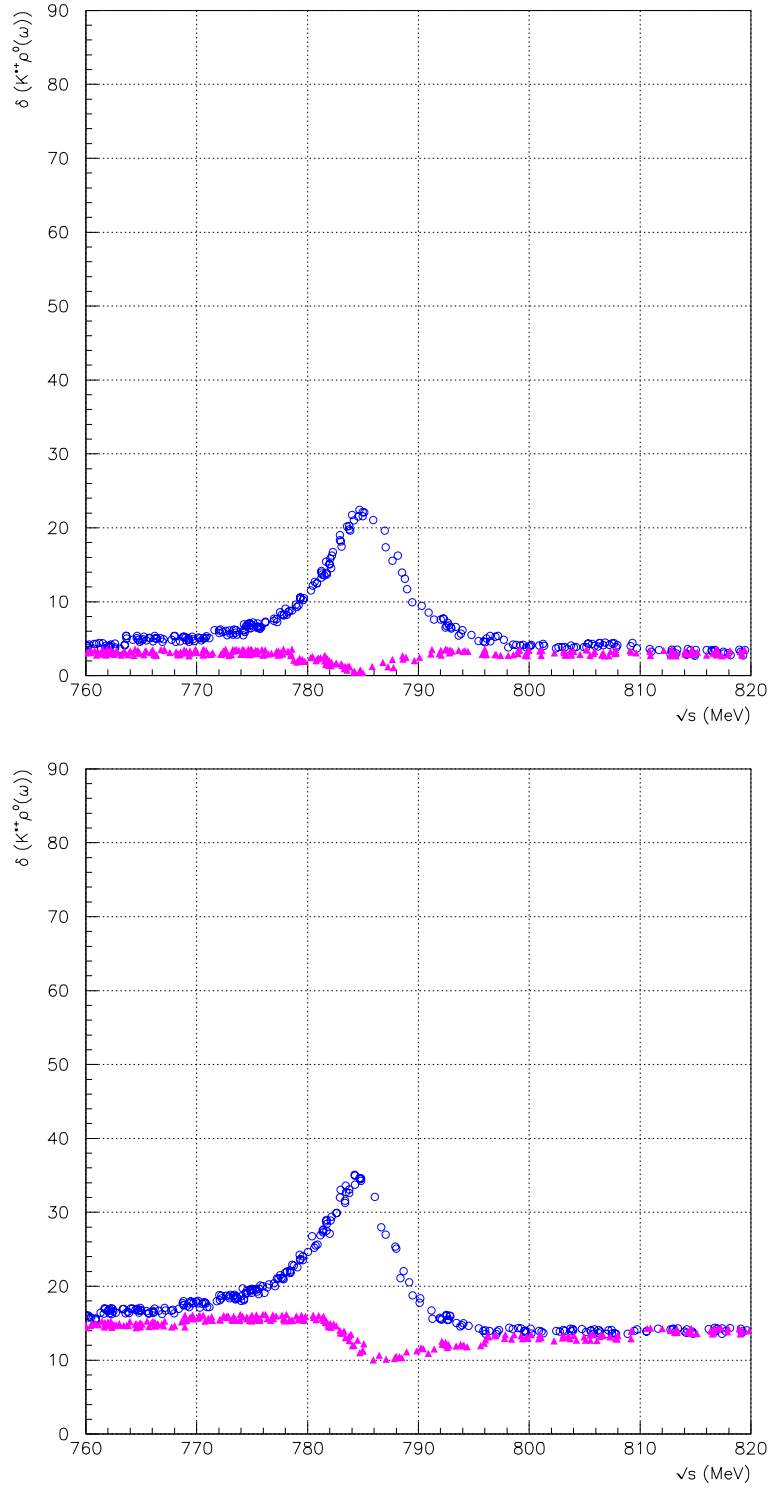


FIG. 5.19: Angle δ (en degrés) de déphasage entre les amplitudes Tree et Penguin en fonction de la masse invariante du système ($\pi^+\pi^-$) pour le canal $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$ en haut (en bas). Les ronds représentent $N_c^{eff} = 2$, les triangles $N_c^{eff} = 2.84(2.82)$.

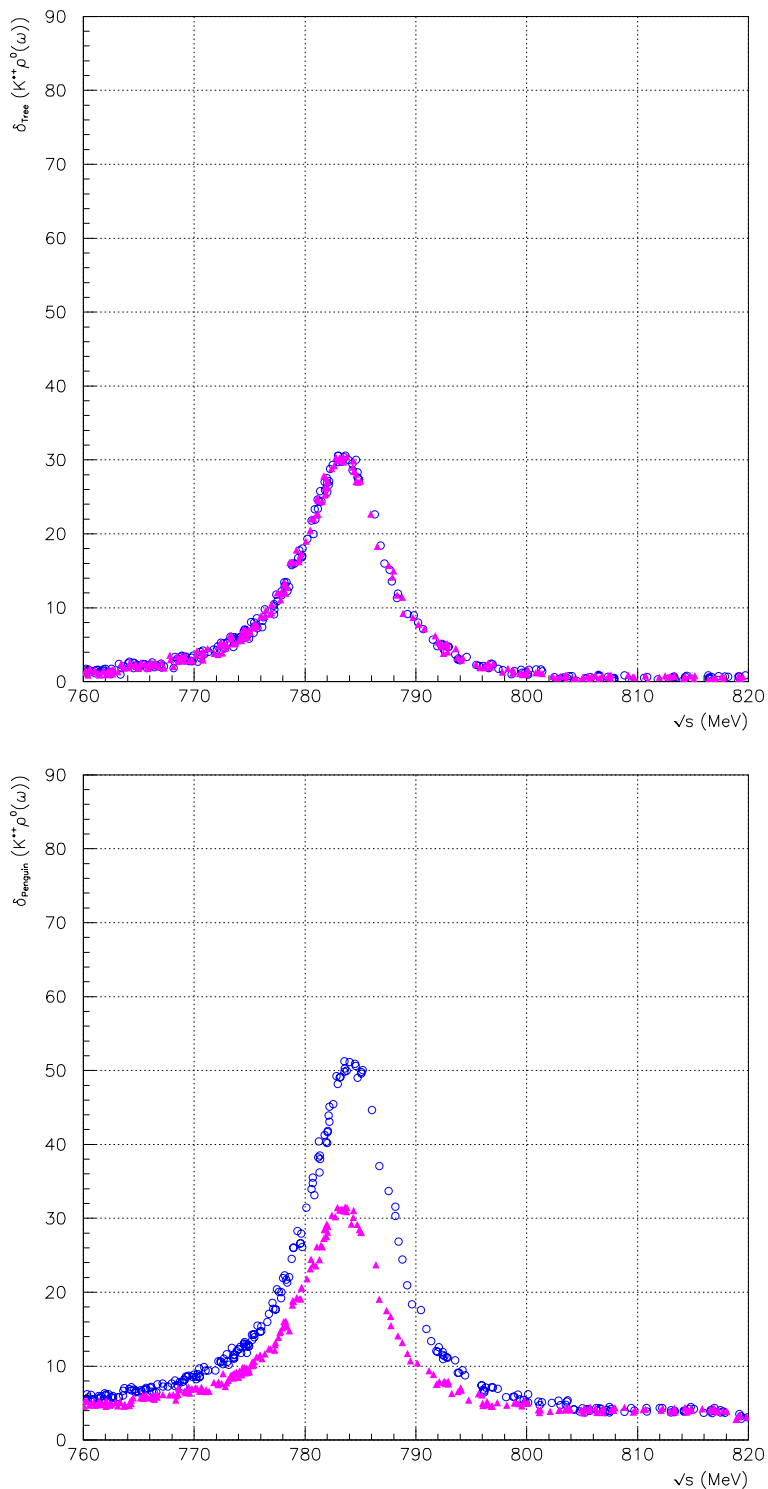


FIG. 5.20: Angles δ_{Tree} du diagramme Tree (en haut) et $\delta_{Penguin}$ du diagramme Penguin (bas) en fonction de la masse invariante du système ($\pi^+\pi^-$) pour le canal $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et $q^2/m_b^2 = 0.3$. Les ronds représentent $N_c^{eff} = 2$, les triangles $N_{c\ max}^{eff} = 2.84$.

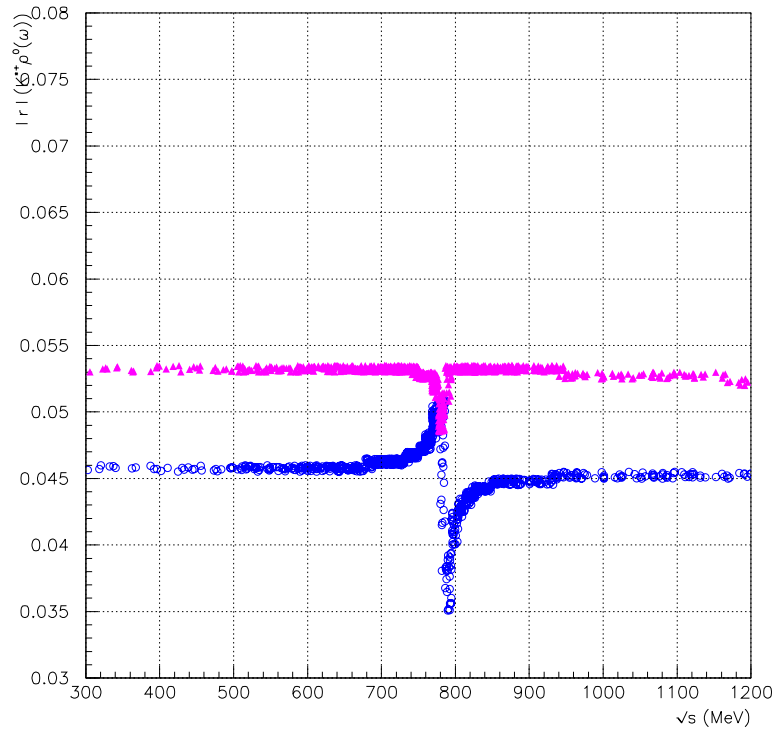
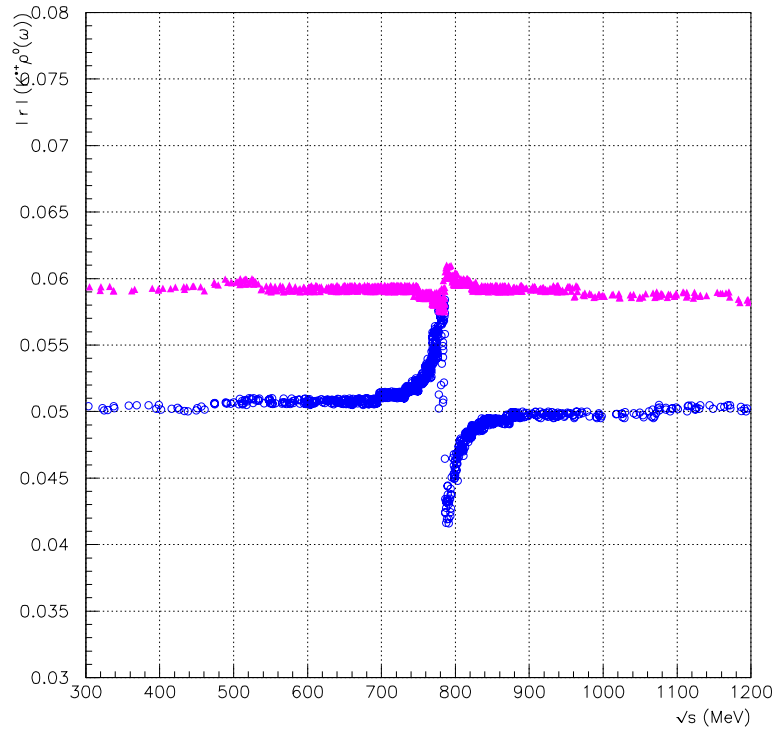


FIG. 5.21: rapport r' entre le module des amplitudes fortes Tree et Penguin en fonction de la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-)$ pour le canal $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$ en haut (en bas). Les ronds représentent $N_c^{eff} = 2$, les triangles $N_{c\ max}^{eff} = 2.84(2.82)$.

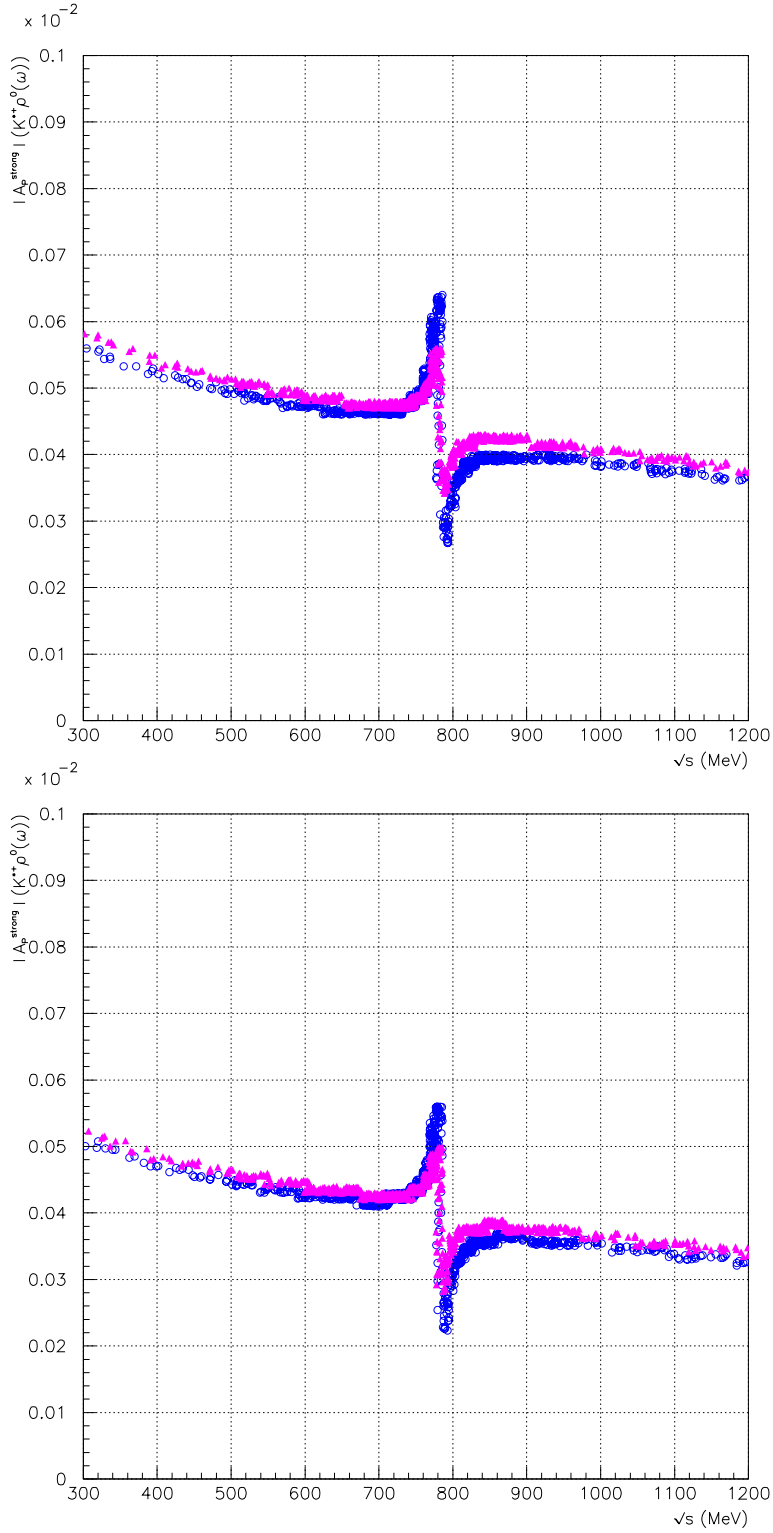


FIG. 5.22: Modules des amplitudes Penguin en fonction de la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-)$ pour le canal $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$ en haut (en bas). Les ronds représentent $N_c^{\text{eff}} = 2$, les triangles $N_{c\text{max}}^{\text{eff}} = 2.84(2.82)$.

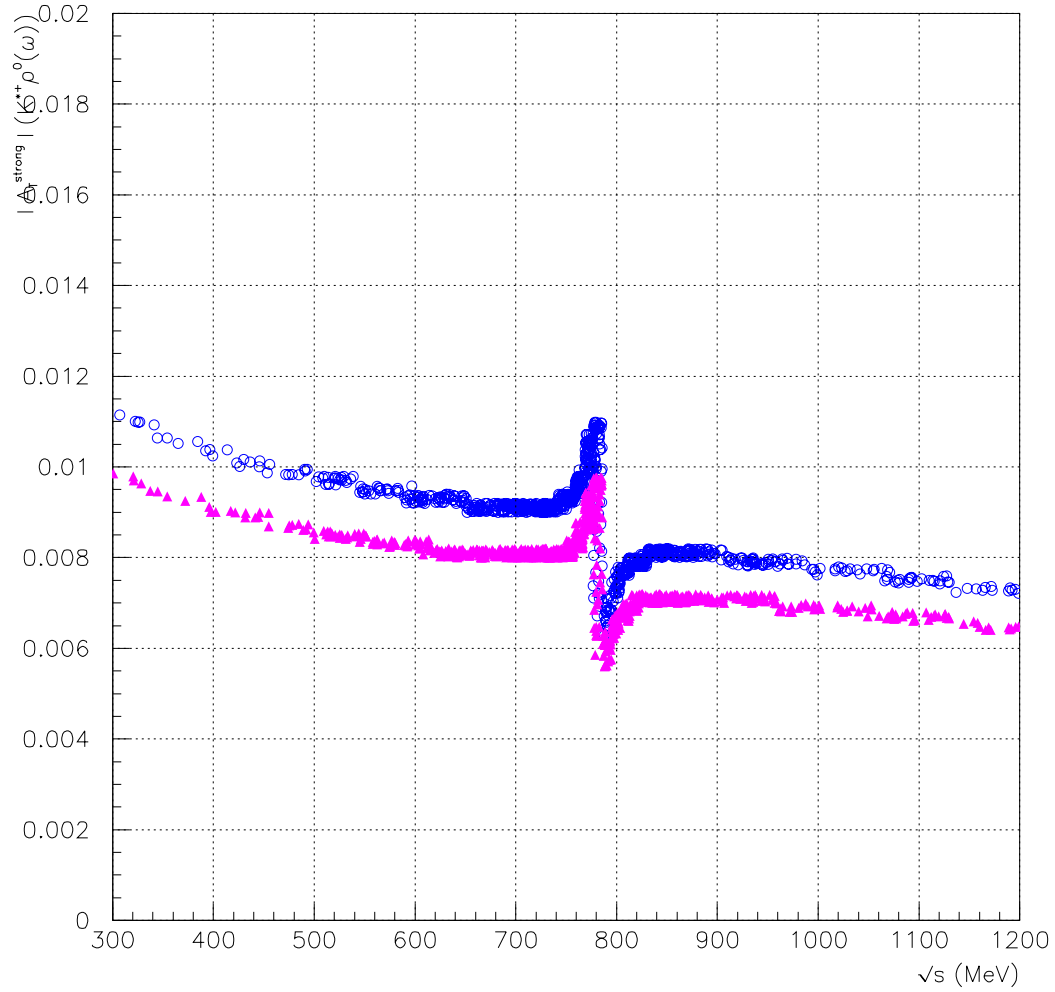


FIG. 5.23: *Modules des amplitudes Tree en fonction de la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-)$ pour le canal $B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et $q^2/m_b^2 = 0.3$. Les ronds représentent $N_c^{eff} = 2$, les triangles $N_{c\ max}^{eff} = 2.84$.*

paramètre q^2/m_b^2 . La valeur initiale du rapport des amplitudes Penguin et Tree (Fig. 5.24) est de 0.015 et ne présente pas de sensibilité au paramètre q^2/m_b^2 . Seul l'effet du mixing va dépendre légèrement de ce paramètre au voisinage de 782 MeV. r' atteint alors un maximum de 0.050(0.042) pour $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$.

Le déphasage δ (Fig. 5.25) présente quant à lui une grande sensibilité à q^2/m_b^2 . Initialement presque nul, le déphasage dépasse dans les deux cas 90° (valeur à 784 MeV). Dans le cas où $q^2/m_b^2 = 0.3$, δ atteint un extremum de 130° puis revient à sa valeur initiale. Dans l'autre cas, $q^2/m_b^2 = 0.5$, l'angle δ dessine l'intégralité du cercle trigonométrique pour revenir à sa position d'origine, comportement tout à fait imprévu.

5.7.4 Le canal $B^0 \rightarrow K^{*+} \rho^-$

Ce canal ne présente pas de sensibilité au nombre de couleurs effectif. Quels que soient les paramètres d'entrée, le rapport, r' , du module des amplitudes Penguin et Tree est égal à 0.05. Le déphasage, δ , est sensible au choix de q^2/m_b^2 : pour $q^2/m_b^2 = 0.3$ nous obtenons un désaphage de 5° , proche de l'angle nul, tandis que pour $q^2/m_b^2 = 0.5$ la différence de phase entre les diagrammes Tree et Penguin est de 19° . Cette valeur est d'ailleurs très proche de la valeur standard prédite par le mécanisme de Bander, Silverman et Soni [35], qui ont souligné l'importance du déphasage induit par le diagramme Penguin, $\delta \simeq 15^\circ$.

Le tableau 5.9 résume les résultats obtenus pour r' et δ à N_{cmax} .

Canal	q^2/m_b^2	r'	$[r'_{m_\omega}]$	δ	$[\delta_{m_\omega}]$
$B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$	0.3	0.30	[0.62]	180°	[140°]
	0.5	0.25	[0.54]	210°	[150°]
$B^+ \rightarrow K^{*+} \rho^0(\omega)$	0.3	0.059	[0.060]	3°	[0°]
	0.5	0.053	[0.048]	15°	[10°]
$B^0 \rightarrow K^{*+} \rho^-$	0.3	0.050	-	5°	-
	0.5	0.050	-	19°	-
$B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$	0.3	0.015	[0.051]	5°	[90°]
	0.5	0.015	[0.044]	15°	[90°]

TAB. 5.9: Déphasages, δ , et rapports, r' , entre les amplitudes Penguin et Tree pour les différents canaux étudiés, avec le modèle de facteurs de forme BSW, $q^2/m_b^2 = 0.3(0.5)$, N_{cmax}^{eff} (cf. Tab. 5.1). Les nombres entre crochets correspondent aux valeurs induites par le mélange $\rho^0 - \omega$ au maximum d'asymétrie, les autres aux valeurs hors mélange.

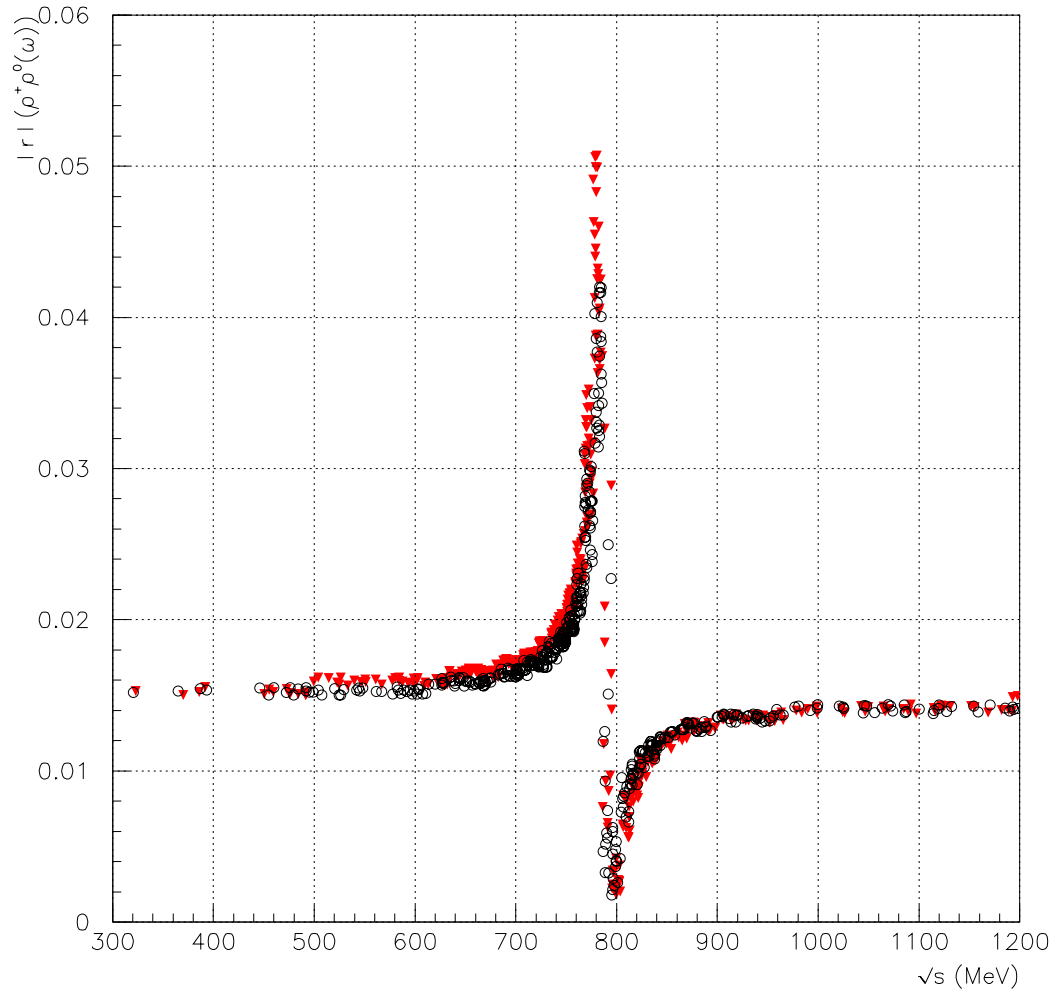


FIG. 5.24: Rapport r' entre le module des amplitudes fortes Penguin et Tree en fonction de la masse invariante du système ($\pi^+\pi^-$) pour le canal $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et N_c^{eff} (cf. Tab. 5.1). Les triangles représentent $q^2/m_b^2 = 0.3$, les ronds $q^2/m_b^2 = 0.5$.

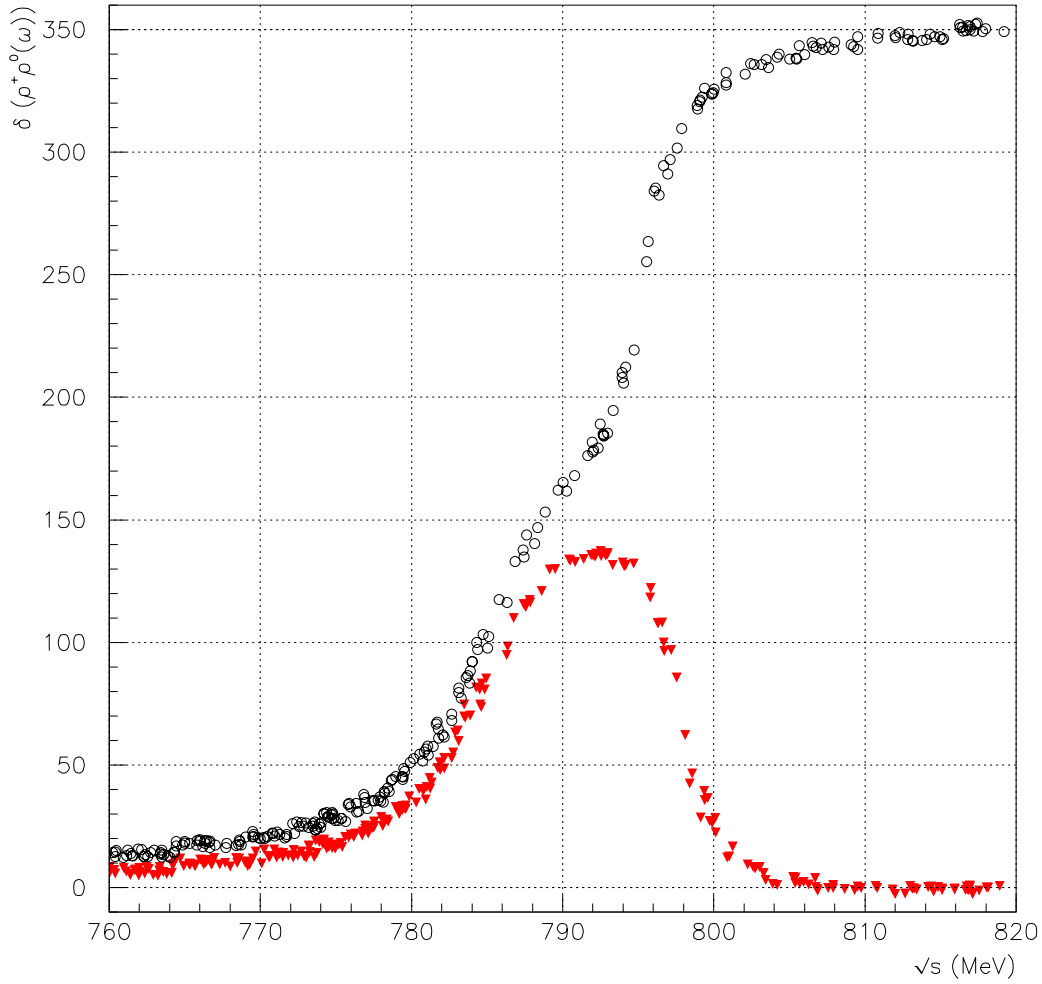


FIG. 5.25: Angle δ de déphasage entre les amplitudes Tree et Penguin en fonction de la masse invariante du système ($\pi^+\pi^-$) pour le canal $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$. Les paramètres utilisés sont le modèle BSW et $N_{c\max}^{eff}$ (cf. Tab. 5.1). Les triangles représentent $q^2/m_b^2 = 0.3$, les ronds $q^2/m_b^2 = 0.5$.

5.8 Conclusions

La violation de CP dans les canaux $B \rightarrow V\rho^0(\omega)$ peut se manifester à différents niveaux. La “première”⁶ asymétrie concerne les rapports d’embranchement, c’est-à-dire la différence entre le nombre de B se désintégrant en un état final f et le nombre de \bar{B} se désintégrant en un état \bar{f} , conjugué de f . Vient ensuite une asymétrie de polarisation, qui constitue une manifestation de la violation de CP interne au canal : la proportion, ou densité, de particules polarisées longitudinalement dans un canal n’est pas égale à celle du canal conjugué de CP . Enfin l’asymétrie au niveau du mélange traduit le fait que les masses de la résonance ρ^0 ne sont pas distribuées dans les mêmes proportions suivant qu’il s’agisse d’un canal ou de son conjugué. Autrement dit, le pic d’asymétrie obtenu grâce au mélange peut être interprété comme une violation de CP au niveau de la génération des masses des particules. Pour tous les canaux $B \rightarrow VV$ ici étudiés, la polarisation longitudinale est largement dominante puisque comprise entre 88% et 91%. Les calculs réalisés permettent d’évaluer les rapports d’embranchement auxquels on peut s’attendre :

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)) = (1.39 \pm 0.61)10^{-6},$$

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^{*+}\rho^0(\omega)) = (4.22 \pm 1.85)10^{-6},$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^{*+}\rho^-) = (3.83 \pm 2.02)10^{-6},$$

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)) = (17.63 \pm 5.12)10^{-6}.$$

Des deux modèles utilisés pour les facteurs de forme, c’est celui de BSW qui semble le mieux reproduire les rares données expérimentales concernant les rapports d’embranchement des canaux étudiés, ce qui correspond aux limites supérieures des résultats précédents.

Les asymétries sont essentiellement sensibles aux paramètres q^2/m_b^2 , c’est-à-dire à l’énergie du gluon échangé, et au nombre de couleurs effectif N_c^{eff} pour les canaux contenant de l’étrangeté. Plus le gluon virtuel échangé est énergétique, plus le déphasage induit entre les amplitudes est important, autrement dit l’interaction forte dans l’état final augmente. Le paramètre N_c^{eff} provient de l’hypothèse de factorisation. Les canaux $\rho\rho$, pour lesquels l’asymétrie différentielle maximale est de 20%, semblent bien décrits sous cette hypothèse car ils ne présentent pas, au niveau des asymétries et des phases fortes, de sensibilité majeure au paramètre N_c^{eff} dans le domaine de variation autorisé. Les asymétries et les phases fortes des canaux $K^*\rho$ sont, en revanche, dépendantes de la valeur de N_c^{eff} choisie, ce qui semblerait signifier

6. Au sens classique.

que la factorisation n'est peut-être pas suffisante pour décrire les transitions $b \rightarrow s$.

Une partie des résultats présentés dans ce chapitre a fait l'objet de la publication [65].

La modélisation du canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$ va servir à générer des événements dans le cadre de la préparation de l'expérience LHCb. Via la réponse simulée du détecteur, nous allons reconstruire le signal provenant de la désintégration $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$ et ainsi estimer l'intérêt de ce canal pour LHCb.

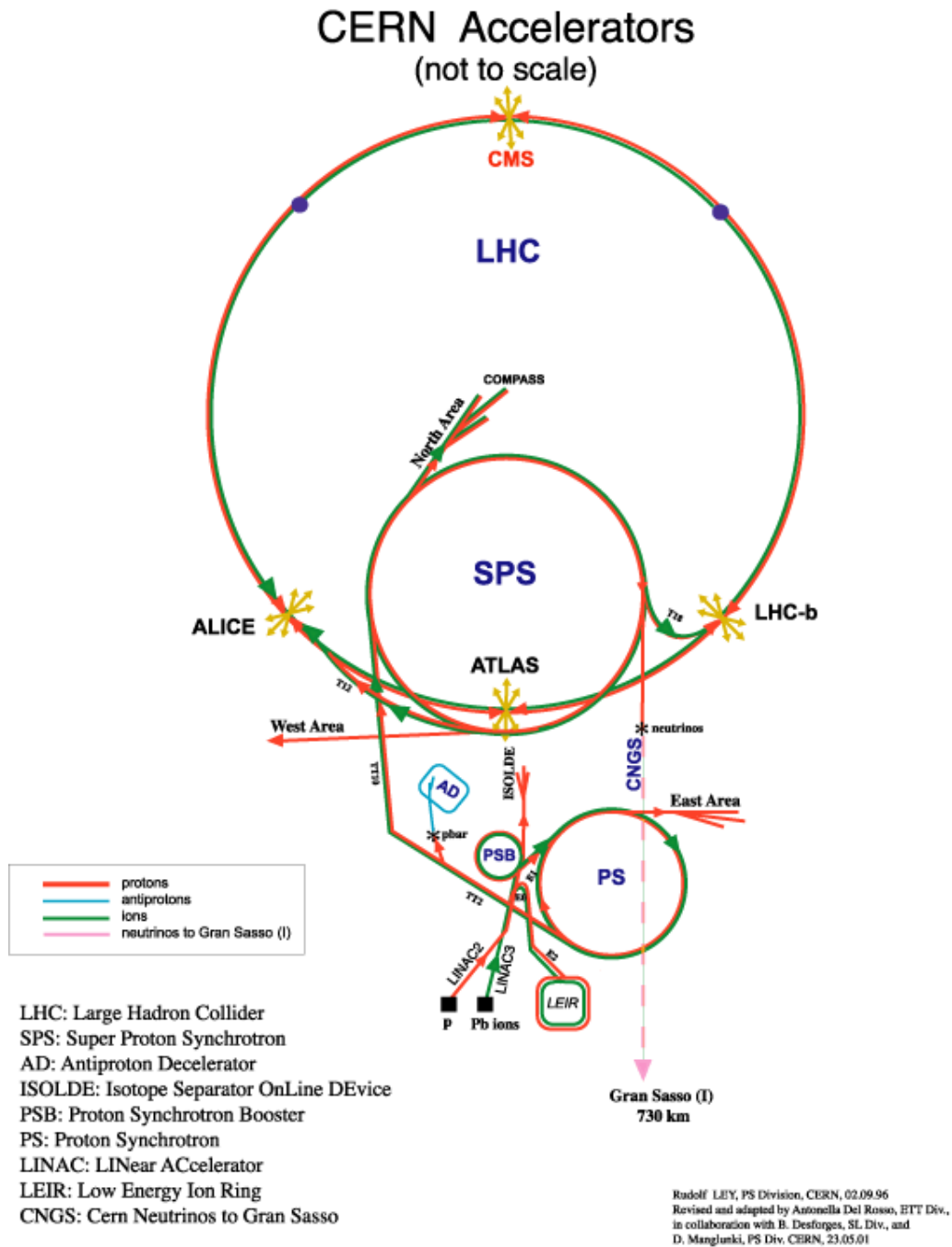
Chapitre 6

L'expérience LHCb

L'expérience LHCb est dédiée à l'étude de la violation de CP dans la désintégration des mésons B . Elle prendra place autour de l'accélérateur LHC (Large Hadron Collider), en construction au CERN (Organisation européenne pour la Recherche Nucléaire), qui entrera en service d'ici 2007. Le LHC permettra d'atteindre de très hautes énergies (14 TeV dans le centre de masse) auxquelles il sera possible de pénétrer au coeur de la matière et recréer les conditions qui résidaient au tout début de l'Univers, juste après le "Big Bang". Trois autres grandes expériences sont également prévues, deux "généralistes", ATLAS et CMS, et ALICE, consacrée à l'étude des ions lourds et à la recherche du plasma quark-gluon.

6.1 Le collisionneur LHC

Le Grand Collisionneur de Hadrons, LHC, représenté sur la figure 6.1 est un collisionneur proton-proton (pp) qui se construit dans le tunnel de 27 km de circonférence qui abritait l'accélérateur LEP. Il fonctionnera à une énergie de faisceaux de 7 TeV. Avant d'être injectés dans le LHC, les faisceaux de protons doivent être pré-accélérés. Dans un premier temps, un accélérateur linéaire (LINAC) leur confère une énergie de 50 MeV, ensuite deux accélérateurs circulaires successifs accélèrent les faisceaux jusqu'à 1 GeV pour le premier (Booster) et 26 GeV pour le second (PS) juste avant de pénétrer dans le Super Proton Synchrotron (SPS). Alors ils atteignent une énergie de 450 GeV et entrent dans le LHC par deux tunnels d'injection. L'énergie finale de 7 TeV est limitée par un champ magnétique de 8.3 T dans des aimants supraconducteurs. La luminosité nominale du LHC devrait être de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ après une à quatre années de fonctionnement, et la fréquence

FIG. 6.1: *Le complexe du LHC.*

de collision de 40 MHz.

La collision des deux faisceaux de protons à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse va être source de production de paires $b\bar{b}$, par fusion de gluons, avec une section efficace, $\sigma_{b\bar{b}}$, de $500 \mu\text{b}$. La distribution angulaire des hadrons beaux ainsi produits est piquée aux angles polaires faibles. Ces distributions sont représentées sur la figure 6.2, et l'on constate qu'il existe une très forte corrélation entre les deux hadrons produits le long de la ligne de faisceaux. C'est la raison pour laquelle l'expérience LHCb va couvrir exclusivement une région de l'espace de faibles angles polaires autour de l'axe du faisceau.

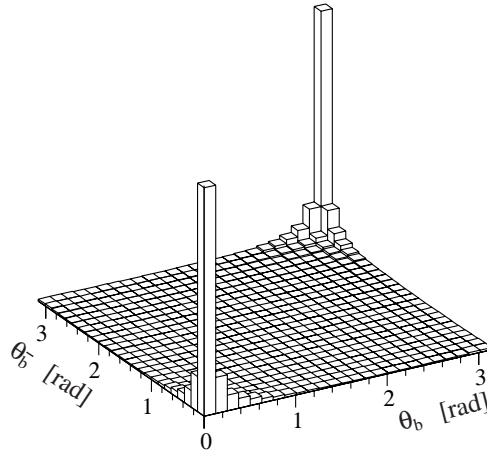


FIG. 6.2: Angles polaires θ des hadrons b et \bar{b} au LHC.

6.2 Le détecteur LHCb

Le détecteur LHCb [66] est un spectromètre dirigé vers l'avant qui a une couverture angulaire de 10 mrad à 300(250) mrad dans le plan horizontal (vertical). Le choix de la géométrie du détecteur fût orienté par la direction d'émission des hadrons b produits dans les collisions proton-proton, c'est à dire très proche de l'axe du faisceau. Pour des raisons de place et de budget, une seule des deux régions de l'espace est instrumentée. LHCb fonctionnera à une luminosité $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ pour éviter les collisions multiples par croisement de faisceaux (voir Fig.6.3) d'une part et de trop grandes détériorations dues aux radiations d'autre part. Nous allons décrire le détecteur dans sa version réoptimisée schématisé sur la figure 6.4. Les principaux éléments du détecteur sont la ligne de faisceau, le détecteur de vertex (VELO), un aimant dipolaire, un système de reconstruction de trajectoires

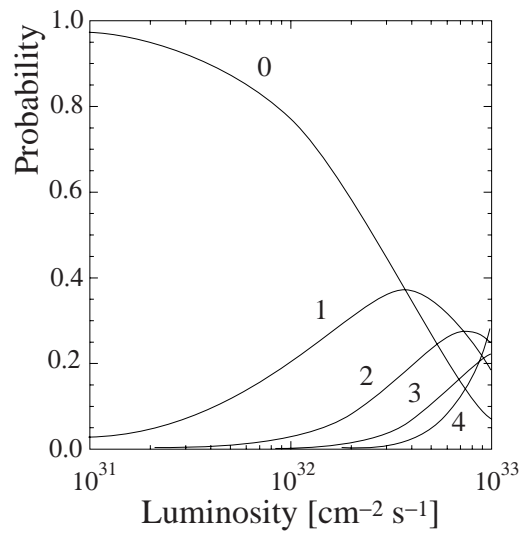


FIG. 6.3: Nombre de collisions par croisement de faisceaux *pp* en fonction de la luminosité.

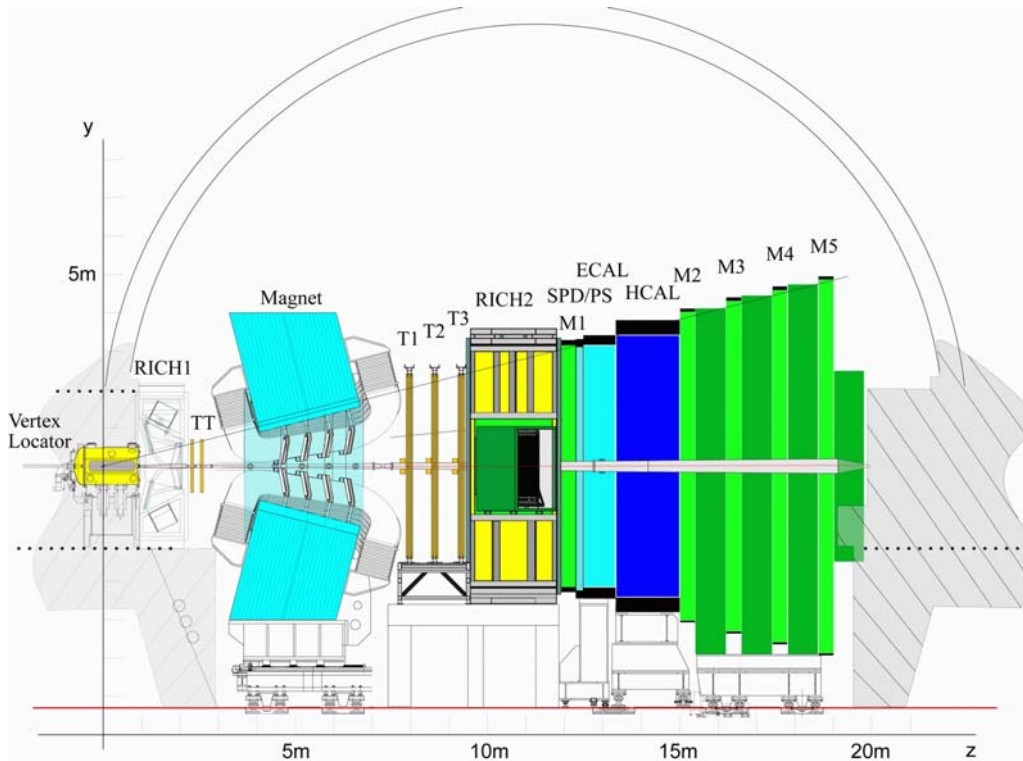


FIG. 6.4: Le détecteur *LHCb* réoptimisé.

(TT, T1, T2, T3), deux détecteurs à imagerie Čerenkov (RICH), du preshower (PS), des calorimètres électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL) et un détecteur à muons. L'ensemble occupera une longueur d'environ 20 m.

6.2.1 Le VELO (VERtEX LOcator)

Le détecteur de vertex [67] doit fournir la localisation précise des vertex de production et de désintégration des hadrons b et ainsi permettre, entre autres choses, la mesure des temps de vie de ces hadrons. Le VELO sera composé d'une succession de 21 stations de détection au silicium, de forme circulaire et réparties sur une longueur de 1 m perpendiculairement à l'axe des faisceaux. Chaque disque de détection est composé de deux parties mobiles, l'une dont les capteurs sont orientés en r et l'autre en ϕ , afin de mesurer les coordonnées polaires des points de désintégration. La résolution espérée sur la position du vertex primaire (PV) est de $40 \mu\text{m}$ en z et de $8 \mu\text{m}$ en x et y . Le détecteur de vertex est placé à l'intérieur du tube à vide, dans un vide secondaire isolé du vide primaire par une paroi d'aluminium d'environ $100 \mu\text{m}$. Au-delà du VELO le tube à vide est constitué de deux parties coniques de 1.8 m et 16 m de longueur et respectivement d'ouverture angulaire de 25 mrad et 10 mrad. Le premier cône est composé de beryllium et le second d'un alliage d'aluminium et de beryllium.

6.2.2 Le système de reconstruction des trajectoires

Le système de reconstruction de trajectoires (Tracker) [68, 69] mesure l'impulsion des particules chargées et permet de relier les données du VELO à celles des calorimètres afin de reconstruire les traces de ces particules. Le tracker est constitué de quatre stations perpendiculaires à l'axe du faisceau réparties entre le détecteur de vertex et les calorimètres: une station TT en amont de l'aimant et trois stations T1, T2 et T3, en aval. Ces stations sont composées d'un sous-détecteur interne (Inner Tracker) et externe (Outer Tracker), de constitutions différentes, car la densité de traces et d'autant plus grande que l'on se rapproche du faisceau et, de ce fait, la granularité interne sera plus importante. La résolution attendue sur l'impulsion est de 0.4 % en moyenne.

6.2.3 Les RICH

Deux détecteurs à imagerie Čerenkov (RICH) utilisent l'effet Čerenkov pour identifier les particules [70], notamment les pions des kaons. Les RICHs constituent l'originalité de LHCb, puisqu'elle est la seule expérience autour

du LHC à utiliser cette technologie. L'effet Čerenkov se produit lorsqu'une particule, d'impulsion p et de masse m , traverse un milieu d'indice n à une vitesse v supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. Sont alors émis autour de la ligne de passage des particules des ondes électromagnétiques sous forme de photons dits de Čerenkov. L'angle d'émission, θ , des photons est fonction de l'indice et de la vitesse de la particule:

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta},$$

où $\beta = v/c = p/\sqrt{p^2 + m^2}$. Ainsi, mesurant cet angle et ayant reconstruit l'impulsion de la particule au moyen du dispositif précédent, il est possible de déduire sa masse et donc de l'identifier. Pour couvrir le large spectre d'impulsions, de 1 à 150 GeV/c, deux RICH utilisant des milieux d'indices différents sont nécessaires. Le premier RICH (RICH 1), schématisé sur la figure 6.5, placé avant l'aimant, utilise deux milieux radiateurs : 5 cm d'aérogel d'indice $n = 1.03$ suivi de 95 cm de gaz C_4F_{10} d'indice $n = 1.0014$. Il se concentre sur la détection des faibles impulsions (de 1 à 70 GeV/c) et couvre l'acceptance angulaire du détecteur. Les photons Čerenkov formant un cône autour de la ligne de passage des particules sont focalisés sur des Détecteurs Hybrides de Photons (HPD) pixélisés, à l'aide de miroirs sphériques.

Le second détecteur RICH (RICH 2), schématisé sur la figure 6.6, situé après l'aimant et avant les calorimètres, utilise du gaz CF_4 , d'indice $n = 1.0005$, sur 1,8 m d'épaisseur afin d'identifier les particules de plus grandes impulsions jusqu'à 150 GeV/c, pour une ouverture angulaire de 10 à 120 mrad dans le plan de courbure et de 10 à 100 mrad dans le plan transverse.

6.2.4 Les calorimètres

Le système de calorimètres [71] placé après le RICH 2 identifie les hadrons, les électrons et les photons, mesure leur position et leur énergie et est à la base du système de déclenchement de niveau 0 (L0). Par conséquent les informations fournies par les calorimètres doivent être correctement et rapidement reconstruites, toutes les 25 ns. Par ailleurs le calorimètre doit également pouvoir reconstruire les photons énergétiques ainsi que les pions neutres provenant de la désintégration de hadrons beaux.

Le système de calorimètres se compose de quatre parties : un plan de détection de traces chargées (SPD), un détecteur de pied de gerbe appelé aussi "preshower" (PS), un calorimètre électromagnétique (ECAL) et enfin un calorimètre hadronique (HCAL), le tout occupant une longueur de 2.69 m. La densité de particules variant avec la distance à l'axe du faisceau, le preshower et le

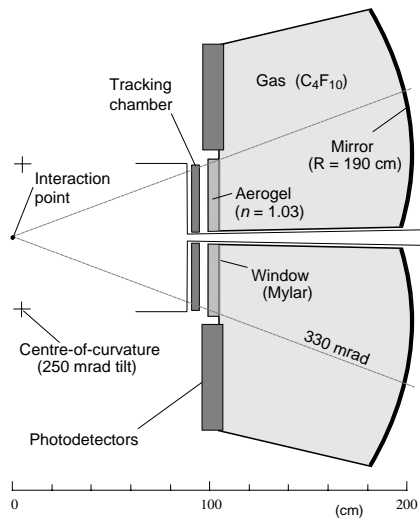


FIG. 6.5: Schéma du détecteur RICH 1.

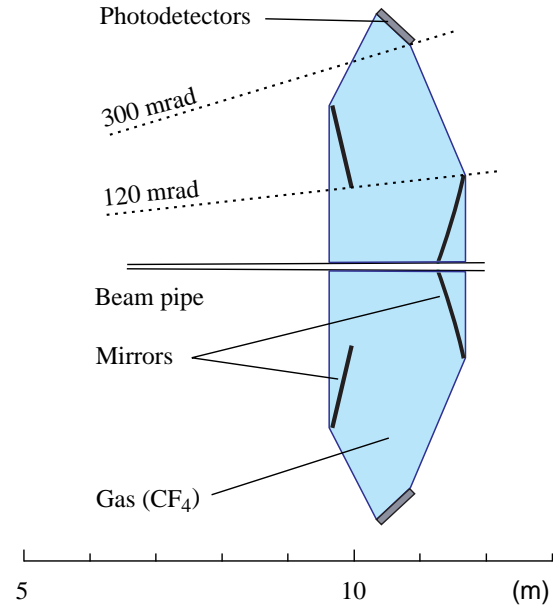


FIG. 6.6: Schéma du détecteur RICH 2.

ECAL sont segmentés en trois zones de taille de cellules différentes, tandis que le HCAL comporte seulement deux zones.

Le preshower

Le SPD et le PS permettent une identification optimale des particules au minimum d'ionisation. Le SPD enregistre les particules chargées et permet de différencier les électrons des photons quelque soit leur origine. Dans le PS, les particules électromagnétiques (électrons et photons) initient une gerbe, qui, de par sa forme, permet d'identifier la particule primaire. Tous les deux sont constitués identiquement d'un plan de cellules de scintillateur, le PS possédant en plus une couche de plomb de 15 mm d'épaisseur, équivalent à 2.5 longueurs de radiation. La densité de particules variant avec la distance à l'axe du faisceau, le preshower est segmenté en trois zones de tailles de cellules différentes.

L'interaction des particules avec le milieu scintillateur produit de la lumière collectée par des fibres fluorescentes à décalage de longueur d'onde (WLS). La lumière est ensuite amenée, via des fibres claires, vers des photomultiplicateurs multianodes.

Le calorimètre électromagnétique

Le ECAL est constitué d'une alternance de 66 feuilles de plomb de 2 mm d'épaisseur et de plaques de scintillateurs de 4 mm, ce qui correspond à 25 longueurs de radiation. Les électrons et les photons y déposent la quasi-totalité de leur énergie en développant une gerbe. Une résolution en énergie de $\sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1.5\%$, E étant en GeV, devrait être obtenue.

Le calorimètre hadronique

Les hadrons (protons, neutrons, pions chargés, kaons...) sont quant à eux identifiés par le HCAL par interactions inélastiques avec le matériau détecteur, où une gerbe hadronique, constituée de pions essentiellement, est produite. Le HCAL est un calorimètre à tuiles scintillantes de 4 mm, parallèles à l'axe des faisceaux, alternées de plaques de fer de 16 mm d'épaisseur. L'interaction des particules avec le milieu scintillateur produit de la lumière collectée par des fibres fluorescentes à décalage de longueur d'onde (WLS). La résolution attendue en énergie est de $\sigma(E)/E = 80\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ (E en GeV).

Pour les deux calorimètres, la lumière est transmise par des fibres WLS à des photomultiplicateurs monoanode.

6.2.5 Le détecteur à muons

Les muons sont les seules particules chargées traversant l'ensemble des détecteurs sans interagir beaucoup avec le milieu. Le détecteur à muons [72] participe non seulement à l'identification des muons et à la mesure de leur énergie, mais également au premier niveau de déclenchement qui recherche des muons d'impulsion transverse élevée produits dans les désintégrations semileptoniques des mésons B . Cinq chambres à muons (M1-M5) alternées de plaques d'acier composent ce détecteur. La première station, M1, est positionnée devant le SPD et mesure l'impulsion transverse des traces avec une résolution de 20%, les autres sont placées derrière les calorimètres. La détection des muons dans les différentes chambres va dépendre de l'énergie de ceux-ci : les muons faiblement énergétiques, d'impulsion inférieure à 6 GeV doivent être détectés dans les chambres M2 et M3, les muons dont l'impulsion est comprise entre 6 et 10 GeV dans les chambres M4 et M5 et les muons de plus hautes énergie dans toutes les stations (M2-M5).

6.2.6 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement (trigger) [73] est un élément essentiel de l'expérience LHCb. La fréquence de collision est de 40 MHz : toutes les 25 ns un événement proton-proton est susceptible d'apparaître. Cependant, compte tenu de la luminosité de LHCb, de la structure des faisceaux et de la section efficace de production dans les collisions inélastiques pp, la fréquence effective de collisions dans LHCb sera d'environ 10 MHz. A raison d'une section efficace de production de paires $b\bar{b}$ d'environ $500 \mu\text{b}$, est attendu un événement $b\bar{b}$ sur 200 collisions pp. Enfin tous les événements $b\bar{b}$ produits ne sont pas intéressants pour la physique étudiée. Par conséquent il n'est ni nécessaire ni matériellement possible de stocker tous les événements et de ce fait il faut réaliser une sélection en ligne au moyen d'un système de déclenchement performant.

Le système de déclenchement est divisé en trois niveaux (L0, L1, HLT).

Le premier niveau (L0) combine les informations des calorimètres et du détecteur à muons dans le but de rechercher des électrons, des hadrons et des muons de grande impulsion transverse, caractéristiques d'une désintégration de hadron beau. Il utilise également le détecteur de vertex afin de rejeter les événements à collisions multiples. Le temps de latence nécessaire à la collecte des signaux et à l'exécution de l'algorithme de décision est de $4 \mu\text{s}$. Le niveau 0 réduit de 40 à 1 MHz la fréquence des événements.

Le deuxième niveau de déclenchement (L1) recherche les vertex déplacés du point d'interaction, autre signature de la désintégration de hadrons beaux.

Il utilise pour cela les informations du VELO et de la station TT (Trigger Tracker) à la recherche de traces de paramètre d'impact élevé par rapport au vertex primaire. Le temps alloué à son exécution est de 1024 μ s et la fréquence est réduite à 40 kHz.

Le dernier niveau de déclenchement (High Level Trigger) utilise les informations de tous les détecteurs afin d'améliorer la sélection en reconstruisant plus précisément les traces et les vertex. Finalement environ 200 événements par seconde seront enregistrés sur supports magnétiques.

6.3 Simulations de l'expérience

La simulation de l'expérience LHCb s'appuie sur GEANT3 pour le détecteur et sur PYTHIA et QQ pour la génération des événements de physique. Trois outils principaux sont utilisés: SICBMC pour la génération qui utilise un code Fortran, Brunel pour la reconstruction et DaVinci pour l'analyse, tous deux utilisant un code C++.

La génération des événements est réalisée dans SICBMC en trois étapes. Dans un premier temps sont simulées les collisions proton-proton au moyen de PYTHIA. La nature et la quadri-impulsion des particules ainsi produites (virtuellement) sont enregistrées. Ensuite SICBMC fait appel à QQ ou à *simpgen* pour la désintégration des particules générées. QQ est le générateur d'événements de CLEO utilisé par la plupart des collaborations. Il répertorie plus de 2700 canaux de désintégrations et reproduit avec fidélité la physique tant sur le plan quantitatif que qualitatif. *Simpgen* est une bibliothèque propre à LHCb où figurent des modélisations particulières de désintégrations du B de faible rapport d'embranchement. Ainsi les canaux $B \rightarrow K^* \rho^0(\omega)$ furent introduits dans la version v11r0 de *simpgen*. Enfin GEANT3 est utilisé pour la simulation de l'interaction entre les particules et la matière du détecteur qu'elles traversent. Sont pris en considération tous les éléments du détecteur.

A la sortie de SICBMC sont obtenues les dépôts d'énergie des particules dans tout le détecteur. Brunel prend alors le relais et permet la simulation de la réponse du détecteur et la reconstruction des traces des particules. Enfin DaVinci est l'environnement dans lequel s'effectue l'analyse des différents canaux. L'analyse du canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$ que nous avons modélisé puis introduit dans SICBMC, sera développée dans le cadre de la version v8 de DaVinci.

Chapitre 7

Analyse du canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$

Les modélisations présentées aux chapitres 4 et 5 concernant les canaux $B \rightarrow K^* \rho$ ont été introduites dans le générateur SICBMC de LHCb. Le canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$ présente un état final composé de quatre particules chargées et semble a priori être plus aisé à reconstruire que des canaux comportant des particules neutres telles le π^0 . D'après nos modélisations, le canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$ présente un rapport d'embranchement se situant entre 0.78×10^{-6} et 2.00×10^{-6} , pour une asymétrie globale comprise entre 0.3% et 5.7%. Le mélange des deux résonances, ρ^0 et ω , a pour effet d'augmenter, en valeur absolue, le signal de violation de CP directe qui peut atteindre -15% au voisinage de 782 MeV pour ce canal. Enfin, la violation de CP se manifeste également au niveau des distributions angulaires, mais trop faiblement pour pouvoir être détecté expérimentalement. Le but de l'analyse est d'estimer la sensibilité de l'expérience LHCb au canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$.

7.1 Echantillons analysés et reconstruction des particules

Un lot de 70000 événements $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$ fut produit dans le cadre de la production pour le TDR (Technical Design Report) afin d'être analysé sous DaVinci. Dans un premier temps, les variables de sélection ont été déterminées en considérant le bruit de fond combinatoire, puis testées sur un bruit de fond composé d'un échantillon $5 \times 10^5 \text{ } b\bar{b}$ inclusifs et sur un échantillon de $5 \times 10^4 \text{ } B^0 \rightarrow K^{*0} \bar{D}^0$, ce dernier possédant le même état final

- $K\pi\pi\pi$ - que le canal étudié. Dans un deuxième temps, 10^7 $b\bar{b}$ inclusifs ont été analysés dans le but d'optimiser et d'évaluer le rapport Bruit sur Signal (B/S).

Les événements de signal sont simulés de telle sorte que le hadron beau dont on étudie la désintégration soit produit dans 400 mrad autour de l'axe du faisceau. Quant aux $b\bar{b}$ inclusifs, au moins l'un des deux B est produit dans ce cône. De ce fait, un facteur correctif doit être introduit lors du calcul des efficacités totales par rapport au nombre d'événements produits dans tout l'espace. Il est de 43.2% pour les événements $b\bar{b}$ inclusifs et de 34.7% pour les autres.

L'état final du canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ est uniquement composé de particules chargées, à savoir des kaons et des pions. Ces particules sont identifiées par les informations combinées du RICH et des calorimètres. Les traces reconstruites sont associées à une particule Monte-Carlo, ceci permettant d'identifier le signal, puisque grâce à cette association, l'on connaît toute l'histoire de chaque particule (nature, mère, grand-mère...) ainsi que sa quadri-impulsion générée. Le signal est identifié au moyen de l'information Monte-Carlo concernant les quatre particules que l'on combine. Si les quatre particules en question ont pour mère Monte-Carlo le B^0 produit, alors elles constituent le signal, sinon, il s'agit de bruit de fond combinatoire.

Le principe de l'analyse est donc de reconstruire le B^0 à partir de l'état final $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (ou $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ lorsque que le B^0 a oscillé) en cherchant les paramètres discriminants du signal par rapport au bruit de fond. Le schéma de

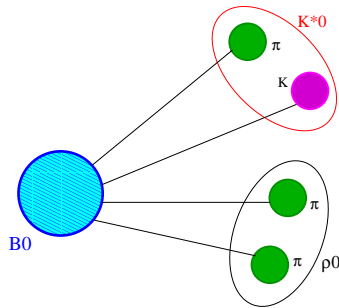


FIG. 7.1: Schéma de reconstruction du B^0 .

reconstruction du B^0 , illustré sur la figure 7.1, est le suivant : l'on combine un K et trois π ($K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ ou $K^-\pi^-\pi^+\pi^+$) formant un vertex secondaire (différent du vertex d'interaction proton-proton) et l'on recherche ensuite si à la fois un K^{*0} et un $\rho^0(\omega)$ peuvent être reconstruits en combinant deux à deux ces quatre particules.

7.2 Présélection

Les kaons et les pions sont identifiés suivant la méthode des logarithmes de vraisemblance décrite dans [66]. A partir de ces particules identifiées, toutes les combinaisons possibles $K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^+$ sont réalisées. Les coupures de présélection ont pour but d'alléger les temps de calcul et la place-mémoire occupée par les fichiers à analyser. Pour cela on définit des coupures larges afin d'éliminer du bruit de fond sans toucher au signal. Ces préoccupures ont été déterminées à partir d'un échantillon de 5000 événements de signal. On limite d'abord la fenêtre de masse du candidat B^0 à ± 2000 MeV autour de la masse générée du B^0 , qui est de 5279 MeV. Deux autres préoccupures concernant le candidat d'une part et les particules finales d'autre part sont également appliquées, il s'agit du χ^2 sur le vertex du B^0 reconstruit et de la somme des normes des impulsions transverses des particules. Par ailleurs seuls les événements comportant un seul vertex primaire reconstruit seront analysés ce qui représente environ 70% des événements produits.

7.2.1 χ^2 du vertex non contraint du B^0

Un candidat B^0 est formé par quatre traces chargées identifiées comme étant celles d'un K^\pm et de trois π dont la somme des charges électriques s'annulent. Le vertex de désintégration de ce candidat est construit à partir de ces traces. Les distributions en χ^2 sur la reconstruction du vertex non contraint, pour le signal et pour le bruit de fond combinatoire, sont montrées sur la figure 7.2. L'on voit que pour l'essentiel du signal la valeur de χ^2 est inférieure à 20. Cette préoccupure à une efficacité de 97% pour le signal et élimine 29% du bruit de fond combinatoire.

7.2.2 Somme des impulsions transverses

La somme des normes des impulsions transverses des quatre particules chargées est un paramètre discriminant entre le signal et le bruit de fond (voir Fig. 7.3). Une coupure à 5 GeV permet de supprimer 82% de mauvaises combinaisons tandis que 85% du signal est conservé.

Les événements de signal présélectionnés (événements pour lesquels les quatre particules combinées sont associées aux particules Monte-Carlo $K\pi\pi\pi$ provenant du B^0) représentent 1.9% des 70000 événements produits initiale-

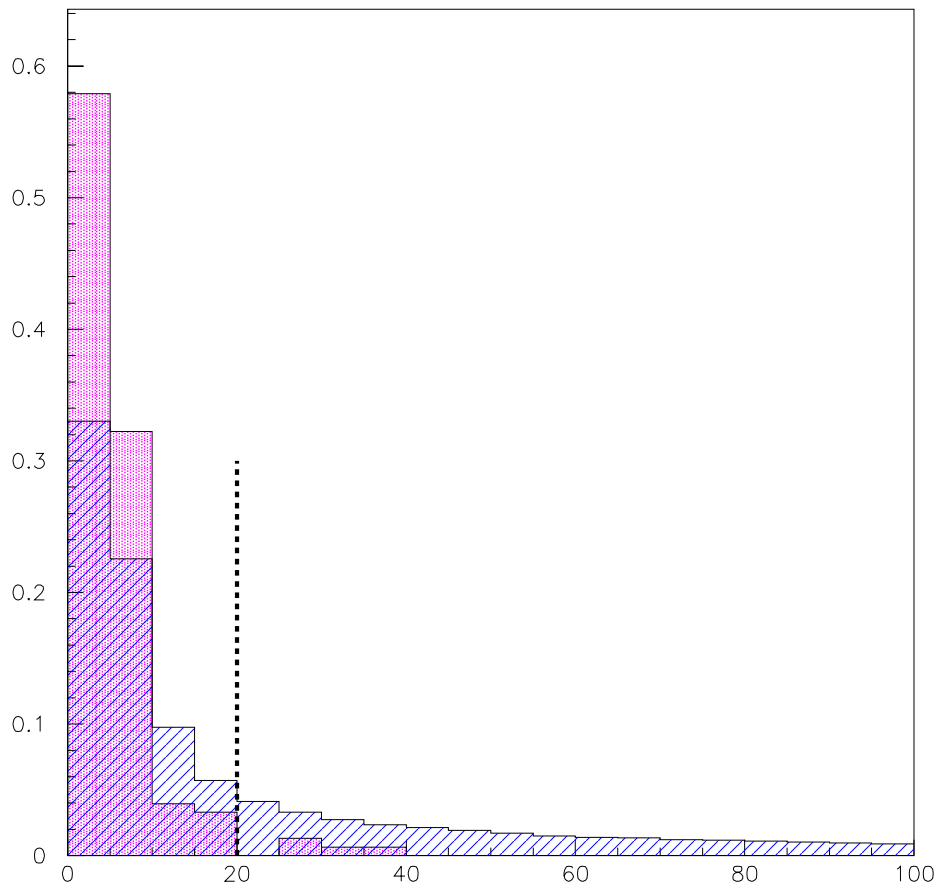


FIG. 7.2: Distribution du χ^2 du vertex reconstruit du candidat B^0 pour le signal (en plein) et pour le bruit de fond combinatoire (en hachuré).

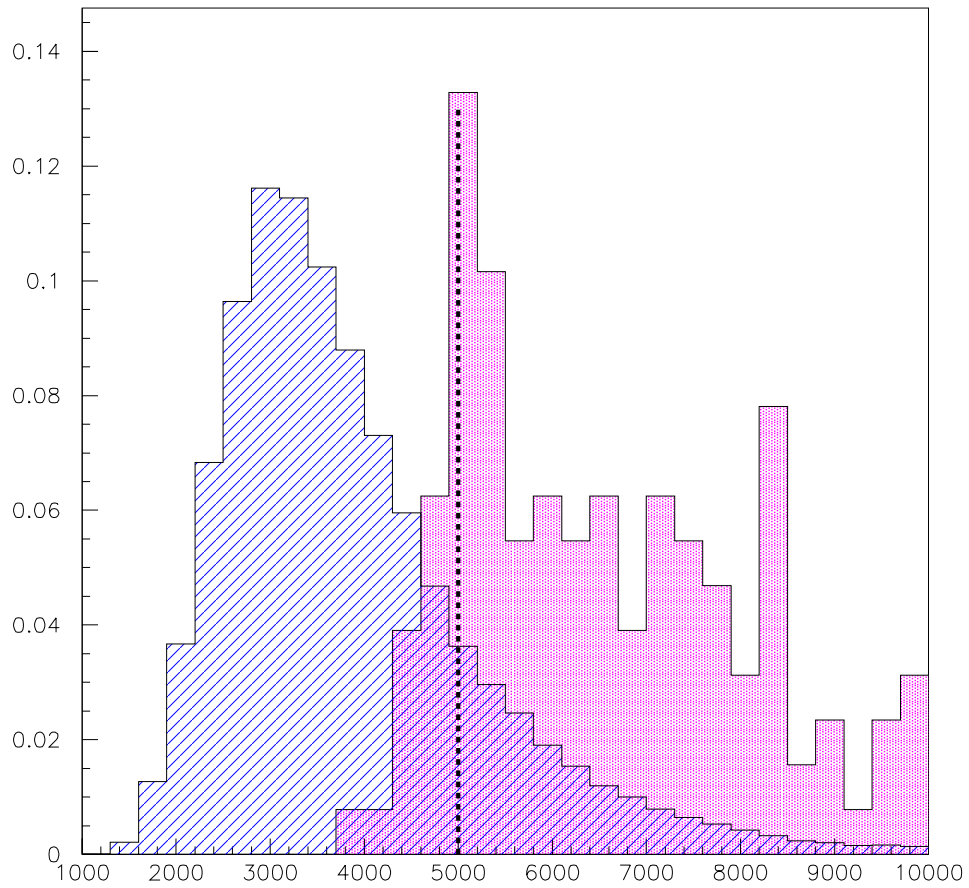


FIG. 7.3: *Distributions de la somme des normes des impulsions transverses (en MeV) des quatre particules formant un candidat B^0 pour le signal (en plein) et le bruit de fond combinatoire (en hachuré).*

ment. Cette efficacité prend en compte les effets du détecteur, la reconstruction des traces chargées, l'association des traces aux particules Monte-Carlo et les coupures.

7.3 Sélection

La sélection du B^0 parmi tous les candidats présélectionnés s'effectue à trois niveaux :

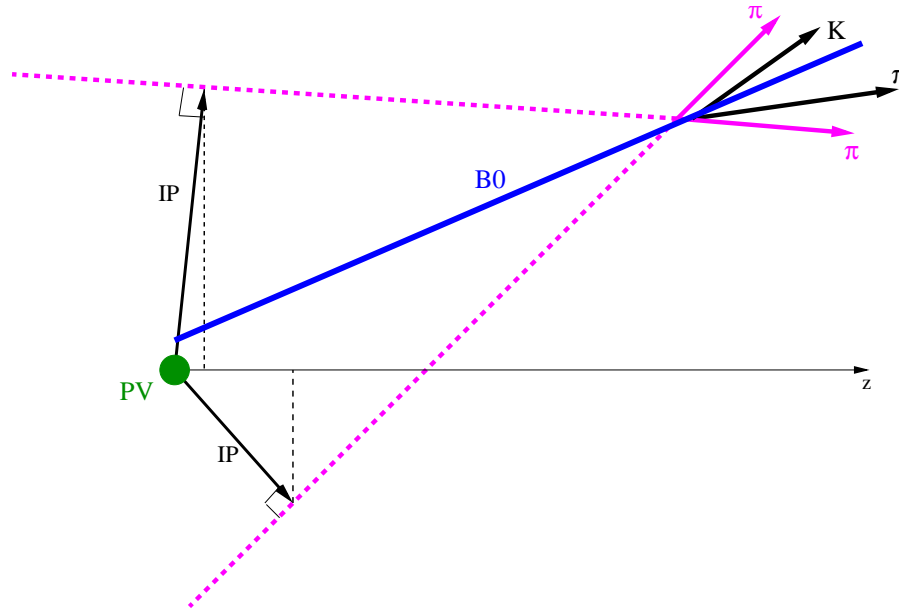
- Au niveau des particules (pions et kaons) issues de la désintégration, individuellement.
- Au niveau des résonances intermédiaires K^{*0} et $\rho^0(\omega)$ que l'on va chercher à reconstruire.
- Au niveau du B^0 reconstruit.

7.3.1 Sélection des particules

Deux sortes de coupures sont appliquées aux particules individuellement : l'une concerne le paramètre d'impact l'autre concerne l'impulsion transverse.

Le paramètre d'impact signé des particules

Le paramètre d'impact (IP), dont la construction est schématisée sur la figure 7.4, de chaque particule par rapport au vertex primaire correspond à la distance minimale entre ce vertex primaire (vertex de production du B^0) et la droite porteuse de la trajectoire reconstruite de la particule. Le signe du paramètre d'impact est donné par la projection de celui-ci sur l'axe Oz, direction de propagation du faisceau, il est positif si la projection se situe en aval du vertex primaire, négatif en amont. Comme toute grandeur reconstruite, il existe une erreur sur cette distance, en conséquence de quoi est considérée la signification statistique sur la valeur de l'IP signé, c'est-à-dire $\frac{IP_s}{\sigma_{IP}}$. Sur la figure 7.5 sont représentées les distributions de la signification statistique du paramètre d'impact signé de la particule qui, parmi les quatre, possède le plus faible $\frac{IP_s}{\sigma_{IP}}$, pour le bruit de fond et le signal. Ce dernier est caractérisé par des particules de $\frac{IP_s}{\sigma_{IP}}$ essentiellement supérieur à 2, valeur que nous choisissons pour coupure.

FIG. 7.4: *Paramètre d'impact.*

L'impulsion transverse des particules

Une coupure de 300 MeV est appliquée sur l'impulsion transverse de chacune des quatre particules provenant du vertex de désintégration du B^0 . Deux arguments sont utilisés pour justifier cette coupure. D'une part le signal est caractérisé par des particules de grandes impulsions transverses par rapport au bruit de fond provenant essentiellement de la fragmentation, ce qui est montré sur la figure 7.6, où sont représentées les distributions de l'impulsion transverse de la particule de plus faible p_t parmi les quatre, pour le signal et le bruit de fond. D'autre part la reconstruction et l'identification des particules de faible p_t sont moins fiables qu'à plus haute impulsion transverse. Les figures 7.7 et 7.8 représentent respectivement l'efficacité et la contamination sur l'identification des particules en fonction de p_t . L'efficacité est le nombre de pions(kaons) reconstruits correctement divisé par le nombre de pions(kaons) produits (Monte-Carlo). La contamination est définie par le nombre de particules mal identifiées divisé par le nombre de particules reconstruites (π et K). Sélectionner des particules d'impulsion transverse supérieure à 300 MeV permet d'optimiser l'efficacité d'identification et de minimiser la contamination.

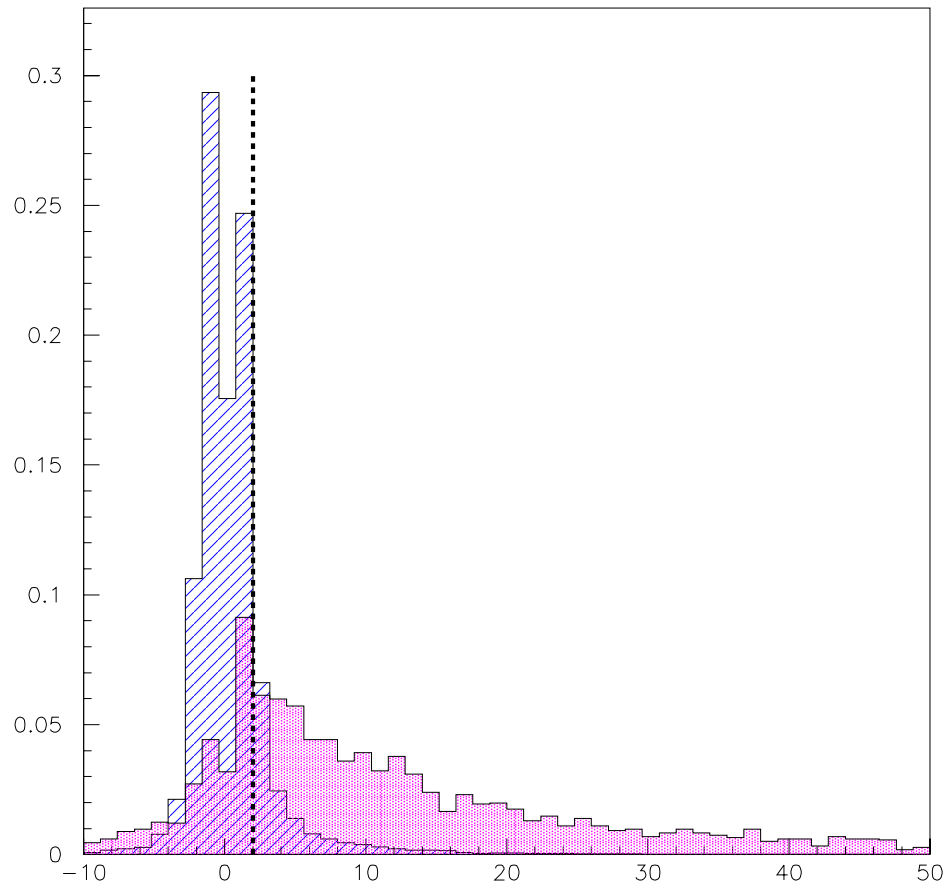


FIG. 7.5: Distributions de la signification statistique du paramètre d'impact signé par rapport au vertex primaire, après précoupures, pour le signal (en plein) et le bruit de fond combinatoire (en hachuré).

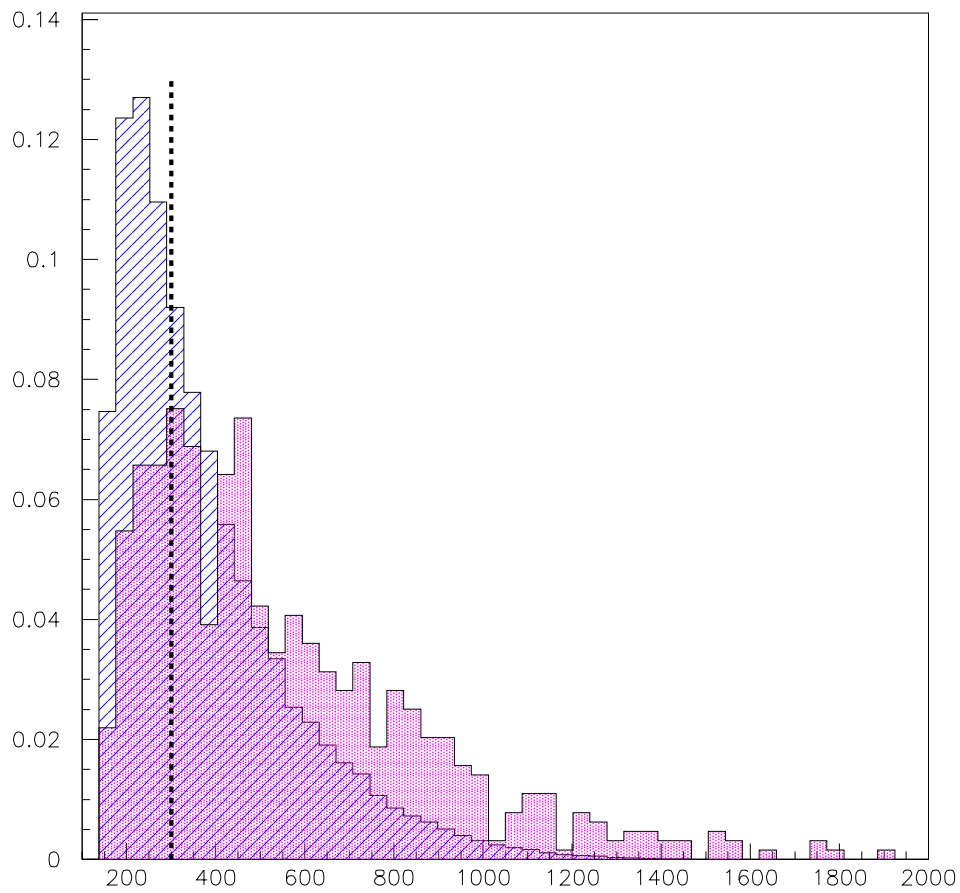


FIG. 7.6: Distributions de l'impulsion transverse (en MeV) de la particule de plus faible p_t parmi les quatre, après précoupure, pour le signal (en plein) et le bruit de fond (en hachuré).

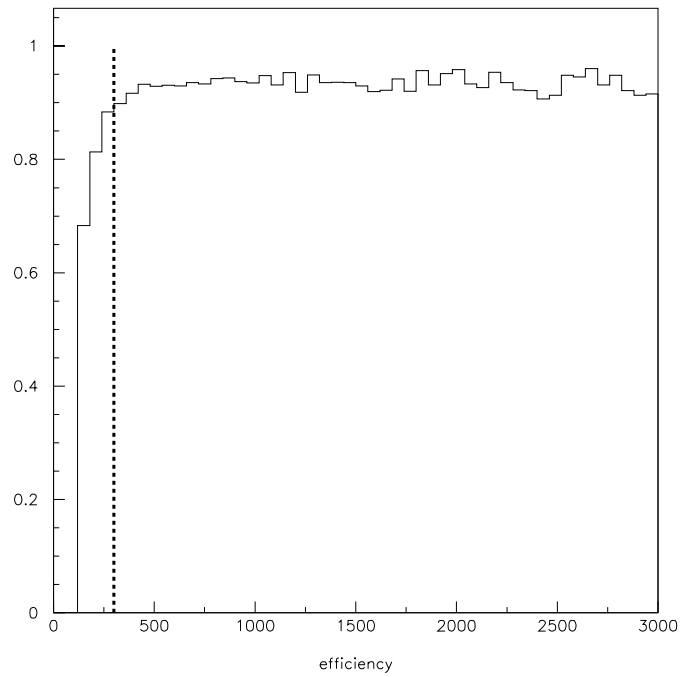


FIG. 7.7: Efficacité d'identification des particules (kaons et pions) en fonction de p_t en MeV.

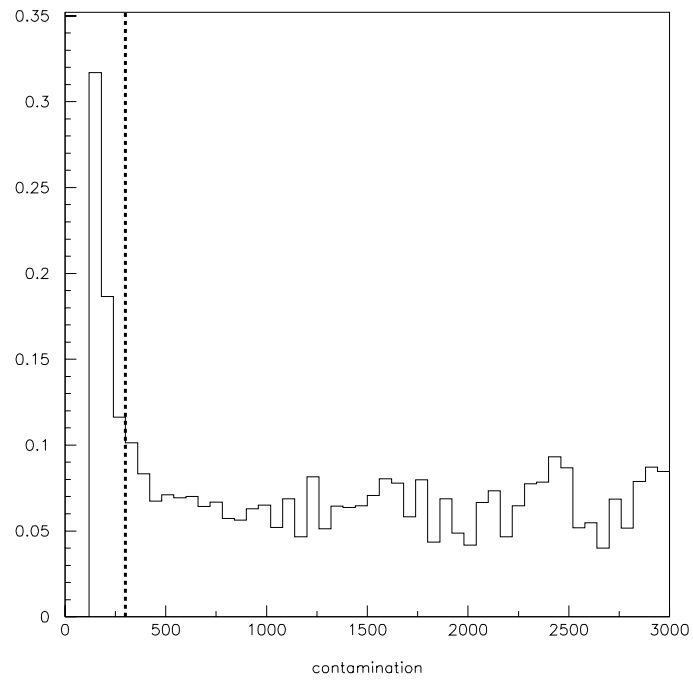


FIG. 7.8: Contamination sur l'identification des particules (kaons et pions) en fonction de p_t en MeV.

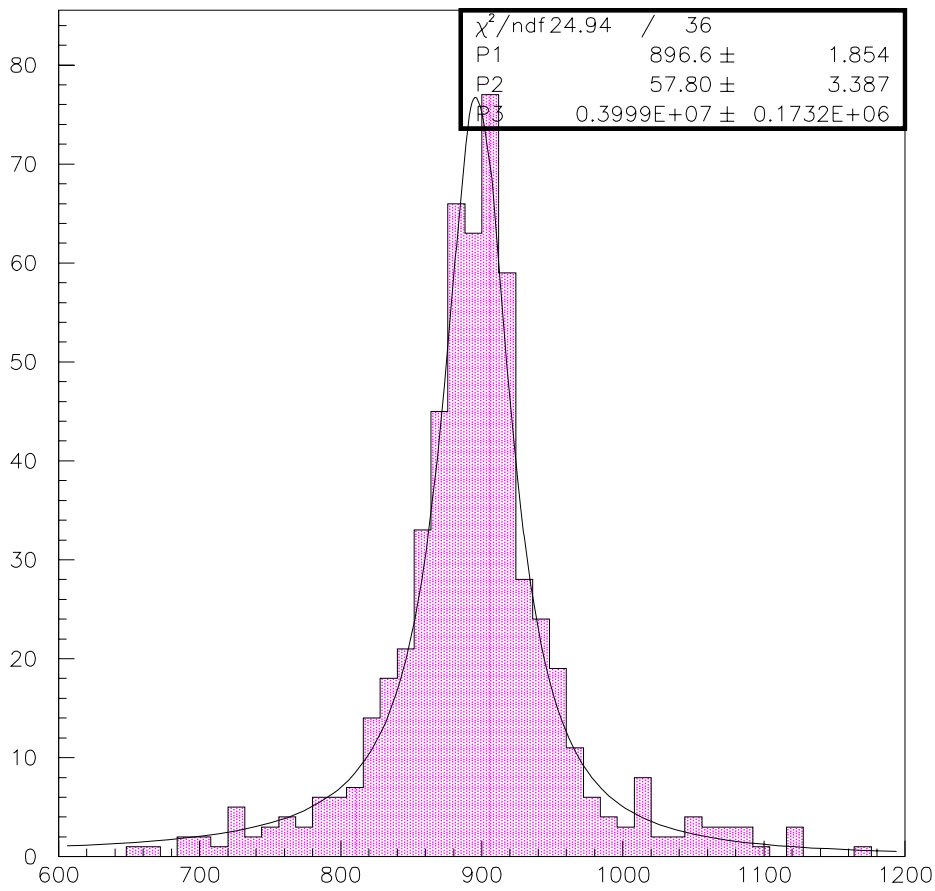


FIG. 7.9: Spectre de masse (en MeV) du K^* reconstruit après précoupure, ajusté par une Breit-Wigner relativiste.

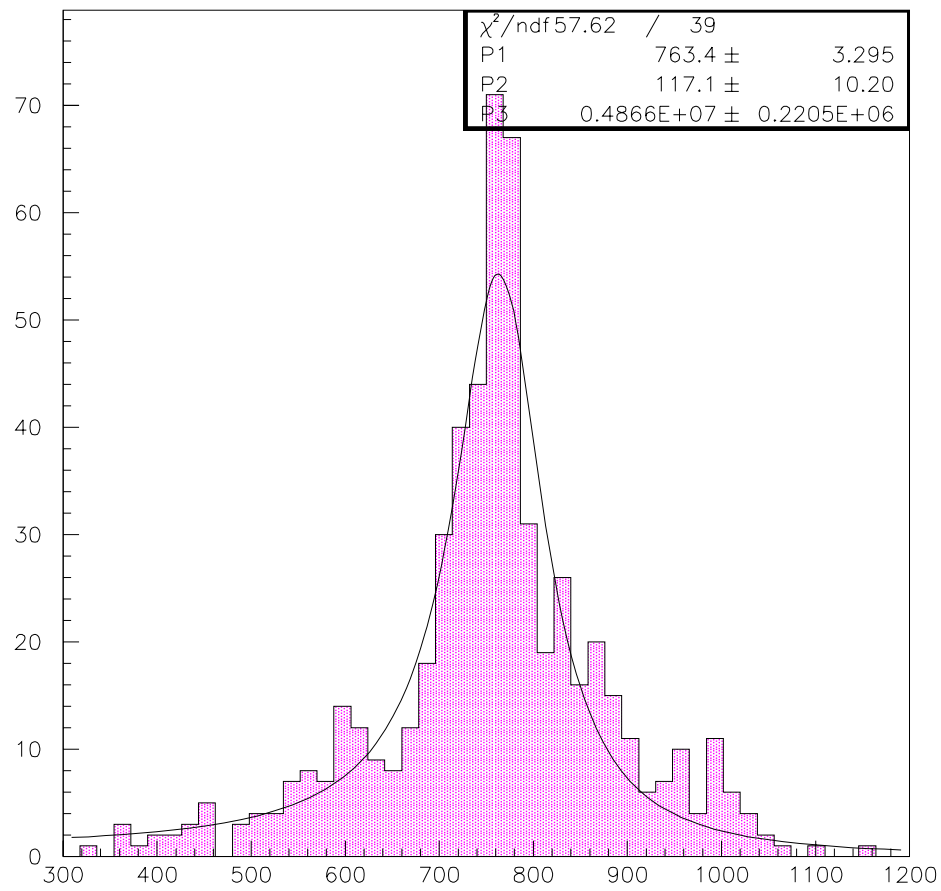


FIG. 7.10: *Spectre de masse (en MeV) du ρ^0 reconstruit après précoupage, ajusté par une Breit-Wigner relativiste.*

7.3.2 La reconstruction du K^{*0} et du ρ^0

Le K^{*0} et le ρ^0 sont des résonances de largeurs respectives de 50 MeV et 150 MeV (voir figures 7.9 et 7.10) qu'il faut reconstruire par combinaisons $K^+\pi^-$ et $\pi^+\pi^-$ respectivement. A partir de l'état final $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$, provenant de la désintégration du B^0 , il existe deux façons de reconstruire le K^{*0} et le $\rho^0(\omega)$, illustrées sur le schéma 7.11, correspondant respectivement à la bonne et à la mauvaise combinaison. Pour associer le bon π^- avec le K^+ , considérons la somme des masses reconstruites des combinaisons $K^+\pi^-$ et $\pi^+\pi^-$, $m_{K\pi}$ et $m_{\pi\pi}$ respectivement. La figure 7.12 représente les distributions de $m_{K\pi} + m_{\pi\pi}$ pour les bonnes (en plein) et les mauvaises combinaisons (en hachuré) et montre qu'il est très facile de les discriminer, la somme des masses du K^{*0} et du ρ^0 étant comprise dans un intervalle de masse bien distinct de celui contenant les mauvaises combinaisons. Ainsi nous nous assurons qu'à partir des quatre particules finales du signal, c'est à dire issues du B^0 , la reconstruction des deux résonances est non-ambiguë.

La recherche du K^{*0} et du $\rho^0(\omega)$ se déroule en trois étapes. L'on reconstruit

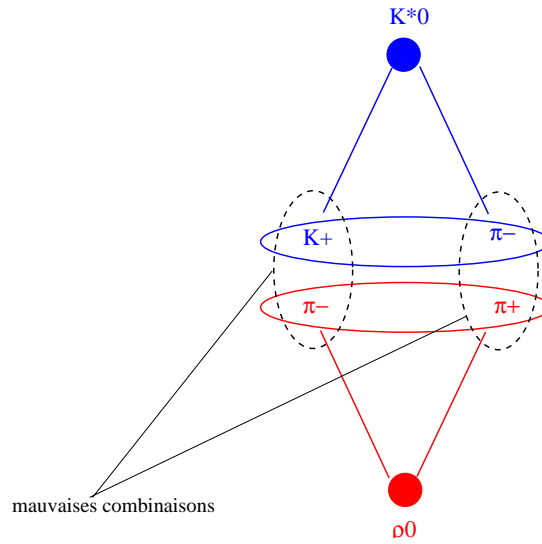


FIG. 7.11: Reconstruction des résonances K^{*0} et ρ^0 à partir des particules finales.

d'abord le K^{*0} à partir d'une combinaison $K^+\pi^-$ dont la masse, m_{K^*} , doit être comprise dans une fenêtre de $\pm 50 \text{ MeV}$, correspondant à la largeur de la résonance, autour du pic du K^{*0} , à savoir 896 MeV .

Ensuite est reconstruit un ρ^0 avec les deux particules restantes, π^+ et π^- , de

1. De même pour $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$.

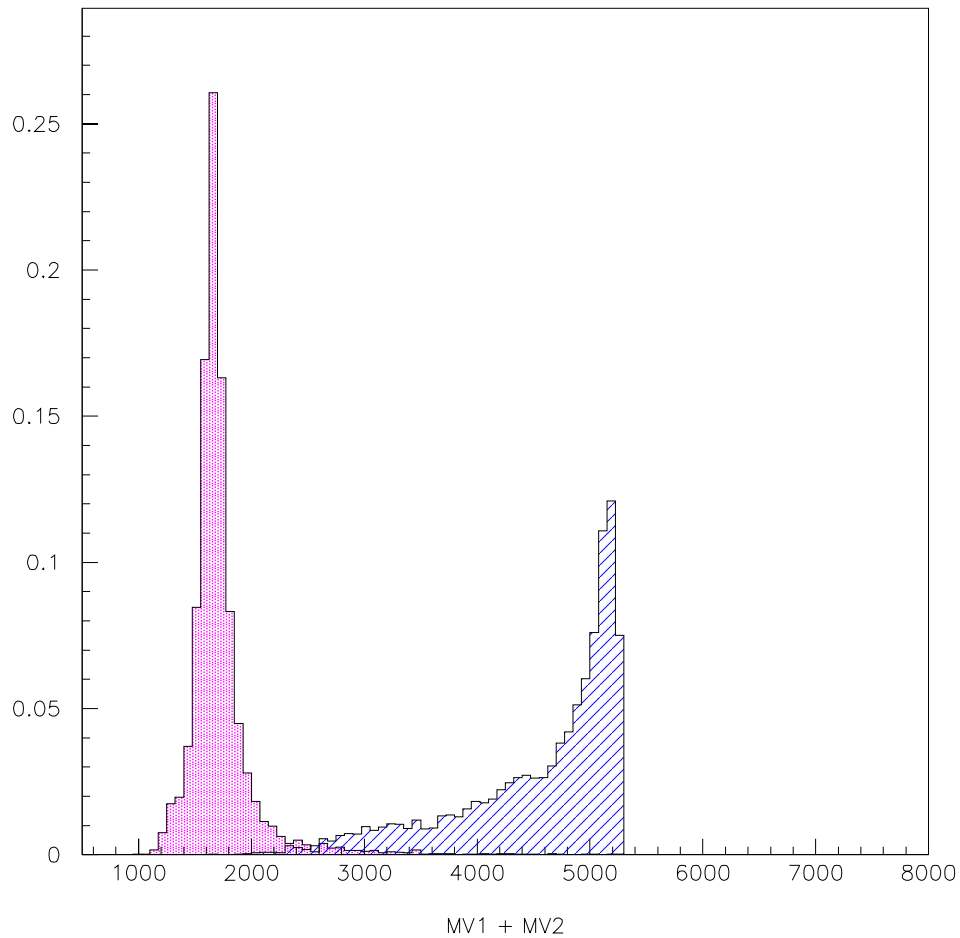


FIG. 7.12: Somme des masses (en MeV) des combinaisons $K^+\pi^-$ et $\pi^+\pi^-$ obtenues à partir des quatre particules provenant d'un B^0 . La distribution en plein correspond aux particules correctement associées, celle en hachuré aux particules mal associées. Ces distributions proviennent de la modélisation Monte-Carlo présentée aux chapitres 4 et 5.

masse $m_{\pi\pi}$, tel que la somme des masses des deux résonances soit comprise dans l'intervalle [1200 ; 2000] MeV. La figure 7.13 représente les distributions de la somme des masses des résonances pour le signal et le bruit de fond.

La troisième coupure concernant les résonances s'applique au niveau des im-

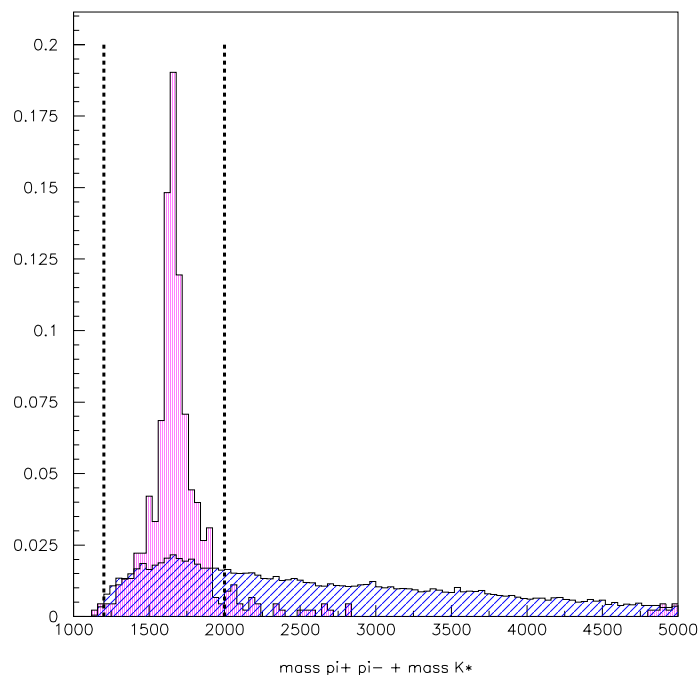


FIG. 7.13: Somme des masses (en MeV) du K^* et du ρ^0 reconstruits pour le signal (en plein) et le bruit de fond combinatoire (en hachuré).

pulsions transverses. D'une part l'impulsion transverse de chaque résonance doit être supérieure à 1 GeV , d'autre part leur somme doit être supérieure à 4.5 GeV . La figure 7.14 montre l'impulsion transverse du K^{*0} reconstruit en fonction de celle du ρ^0 reconstruit, pour le signal et le bruit de fond. La résolution obtenue sur la masse reconstruite du ρ^0 , montrée sur la figure 7.15, est de 5 MeV pour une statistique de 145 événements, ce qui, nous le verrons plus loin, correspond approximativement aux nombre d'événements $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ attendus par an.

7.3.3 Caractéristiques du B^0

Deux coupures sont appliquées au niveau du B^0 reconstruit : l'une sur la distance entre le vertex de désintégration du B^0 et le vertex primaire, l'autre

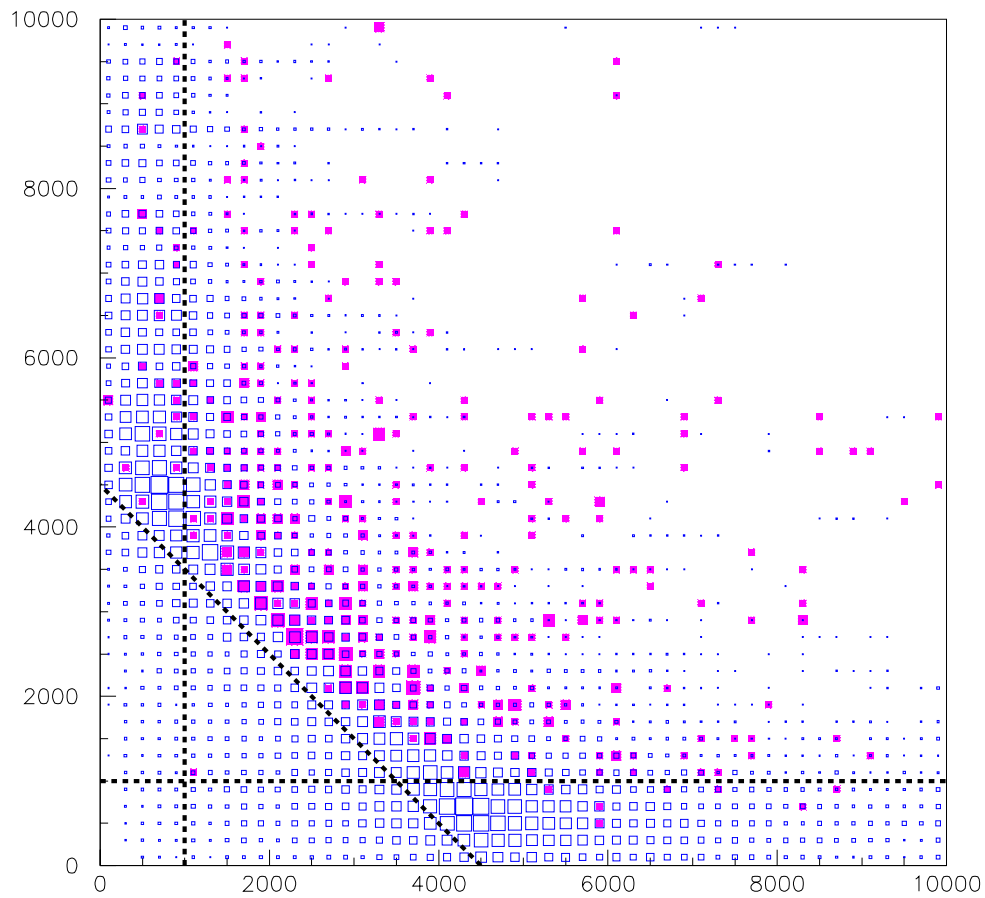


FIG. 7.14: Impulsion transverse du K^* vs impulsion transverse du $\rho^0(\omega)$ (en MeV) pour le signal (carrés pleins) et le bruit de fond (carrés vides).

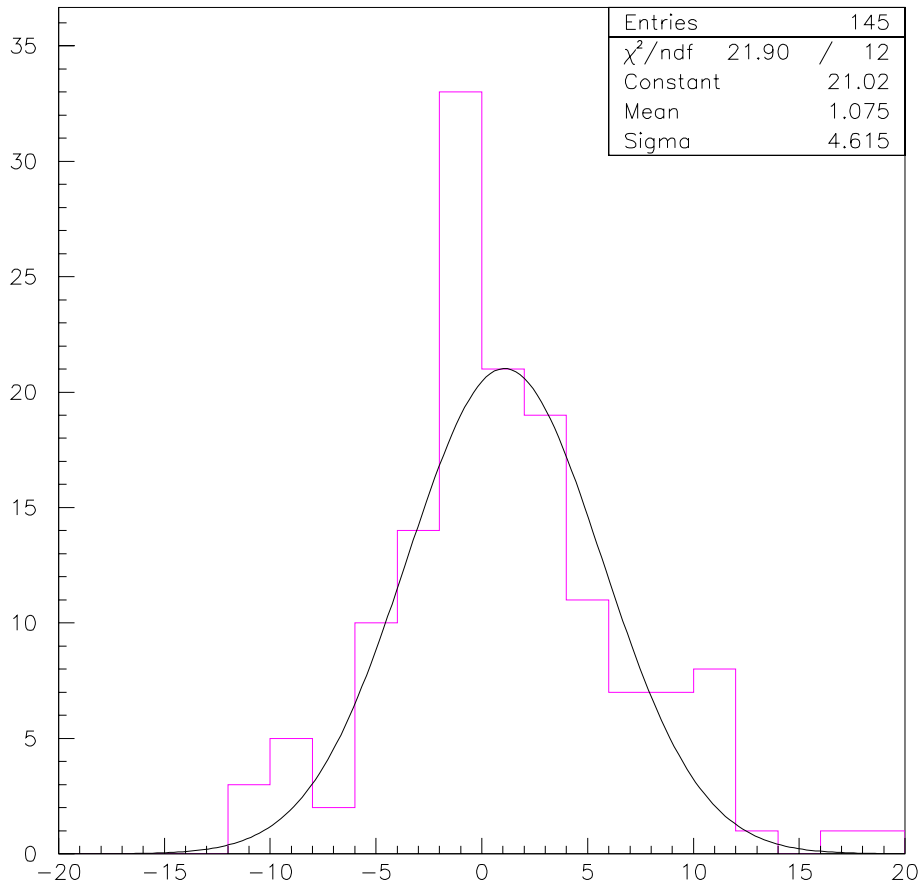


FIG. 7.15: Résolution sur la masse reconstruite du $\rho^0(\omega)$ (en MeV).

sur la masse reconstruite du candidat.

La distance au vertex primaire

Le B^0 se désintègre en un point distinct du vertex primaire. Le vertex de désintégration est reconstruit par extrapolation des quatre traces des particules que l'on combine, sa position possède donc une incertitude qui doit être prise en compte. Le B^0 étant très énergétique ($P_B \approx 80 \text{ GeV}$), il va essentiellement se déplacer suivant l'axe Oz et de ce fait nous considérons la distance suivant Oz entre le vertex primaire, Z_{PV} , et le vertex secondaire, Z_{B^0} . La figure 7.16 représente la distribution de $\frac{Z_{B^0}-Z_{PV}}{\sigma}$, σ étant la somme quadratique des erreurs $\sigma_{Z_{B^0}}$ et $\sigma_{Z_{PV}}$. Le bruit de fond est caractérisé par une valeur de $\frac{Z_{B^0}-Z_{PV}}{\sigma}$ inférieure à 5, que nous choisissons pour coupure.

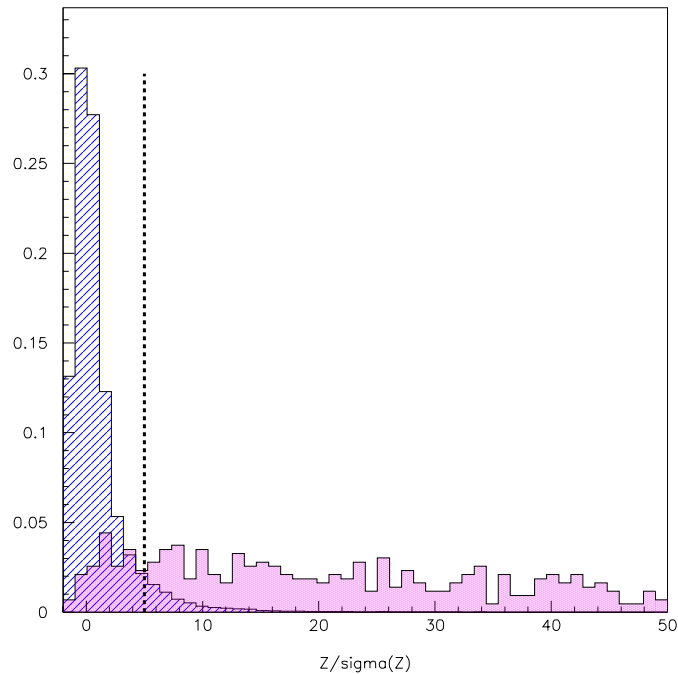


FIG. 7.16: Signification statistique de la distance suivant l'axe Oz entre le vertex primaire et le vertex secondaire pour le signal (en plein) et le bruit de fond combinatoire (en hachuré).

La masse du B^0

La résolution sur la masse du B^0 reconstruit est de 15 MeV (voir fig. 7.17). La coupure appliquée sur la masse du B^0 candidat est de $\pm 50 \text{ MeV}$ autour du pic de masse de 5279 MeV , ce qui correspond à environ $\pm 3\sigma$.

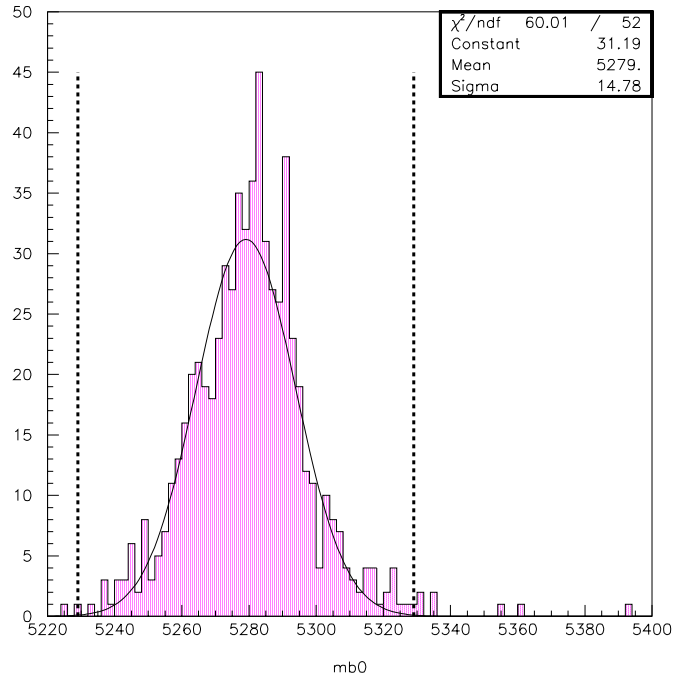


FIG. 7.17: Spectre de masse (en MeV) du B^0 reconstruit à partir des quatre particules provenant du signal.

7.3.4 Efficacité

Le tableau 7.1 résume les coupures de sélection du signal et donne leurs efficacités, estimées à partir de la préselection. Les coupures concernant le paramètre d'impact et la distance au vertex primaire sont fortement corrélées, c'est pourquoi nous présentons une efficacité pour ces deux paramètres combinés. L'efficacité totale de l'analyse par rapport à la préselection est de 19% et les coupures choisies semblent non corrélées puisque le produit des efficacités partielles est approximativement égal à l'efficacité totale.

La pureté combinatoire de la sélection est de 99.2% dans les événements de signal. Ces coupures ont été testées sur deux échantillons de bruit de fond,

provenant de $5 \times 10^5 b\bar{b}$ inclusifs d'une part et de $5 \times 10^4 B^0 \rightarrow K^{*0} \bar{D}^0$ d'autre part, bruit de fond qui est totalement éliminé dans la fenêtre de masse du B^0 . Les efficacités des coupures sur les différents bruits de fond sont données dans le tableau 7.2.

Coupures	$\epsilon(B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0)(\%)$
$(\frac{IP}{\sigma_{IP}} > 2)$ et $(\frac{Z_{B^0} - Z_{PV}}{\sigma} > 5)$	41.7
$P_t > 300 MeV$	77.7
K^{*0} et ρ^0	60.8
$5229 MeV < m_{B^0} < 5329 MeV$	98.1
total/préselection	19.0
factorisation des coupures	19.3

TAB. 7.1: Efficacité des coupures sur le signal $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$ à partir des événements présélectionnés.

Coupures	$\epsilon(bb \rightarrow X)(\%)$	$\epsilon(B^0 \rightarrow K^{*0} D^0)(\%)$
$(\frac{IP}{\sigma_{IP}} > 2)$ et $(\frac{Z_{B^0} - Z_{PV}}{\sigma} > 5)$	9.7×10^{-2}	1.1
$P_t > 300 MeV$	61.8	54.8
K^{*0} et ρ^0	9.40	10.4
$5229 MeV < m_{B^0} < 5329 MeV$	3.48	4.5
factorisation des coupures	2.0×10^{-4}	2.7×10^{-3}

TAB. 7.2: Efficacité des coupures sur le bruit de fond à partir des événements présélectionnés.

7.4 Optimisation de l'analyse

Les coupures précédemment décrites sont ensuite testées sur $10\,453\,200 b\bar{b}$ inclusifs. Compte tenu du nombre d'événements à analyser, il est nécessaire de durcir la présélection afin de le réduire d'au moins un facteur 100, ce qui est réalisé en incluant une pré-coupure sur le paramètre d'impact signé : $\frac{IP}{\sigma_{IP}} > 1$. L'efficacité de la présélection sur $b\bar{b} \rightarrow X$ est de 0.77% et l'on présélectionne 688 événements de signal sur 70000. Après l'application des coupures précédentes, subsistent 9 événements de bruit de fond dans une fenêtre de masse de ± 50 MeV. Une optimisation est donc nécessaire pour supprimer ces événements.

L'optimisation de la sélection est réalisée sur 2.5M de $b\bar{b}$ inclusifs, de manière à ne pas biaiser l'analyse. Elle porte sur trois points :

- Le spectre de la somme des masses des résonances reconstruites K^{*0} et $\rho^0(\omega)$ est réduit à l'intervalle [1400; 1800] MeV.
- Le χ^2 du B^0 reconstruit, montré sur la figure 7.18 est limité à 10.
- La multiplicité en particules chargées (pions et kaons), montrée sur la figure 7.19, est limitée à 70.

L'analyse ainsi optimisée permet de supprimer tout bruit de fond dans une fenêtre de masse de ± 50 MeV autour de la masse du B^0 , mais restent 6 événements $b\bar{b}$ dans ± 1 GeV sur les 10M générés. Sur les 70000 événements $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ initialement produits, 278 B^0 sont sélectionnés dans une fenêtre de masse de ± 50 MeV avec une pureté combinatoire de 97.8%, ce qui représente une efficacité totale de 0.40% sur le nombre d'événements générés.

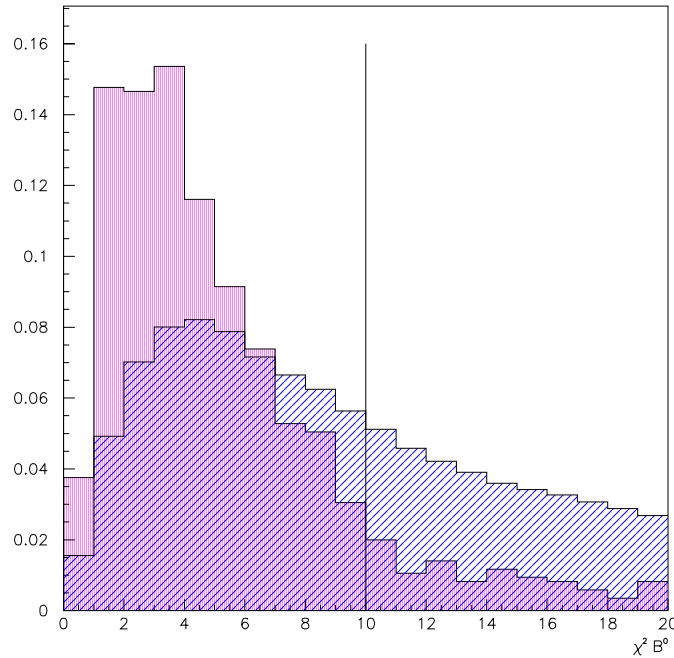


FIG. 7.18: Spectre de χ^2 du B^0 reconstruit pour le signal (en plein) et le bruit de fond $b\bar{b}$ (en hachuré), après présélection.

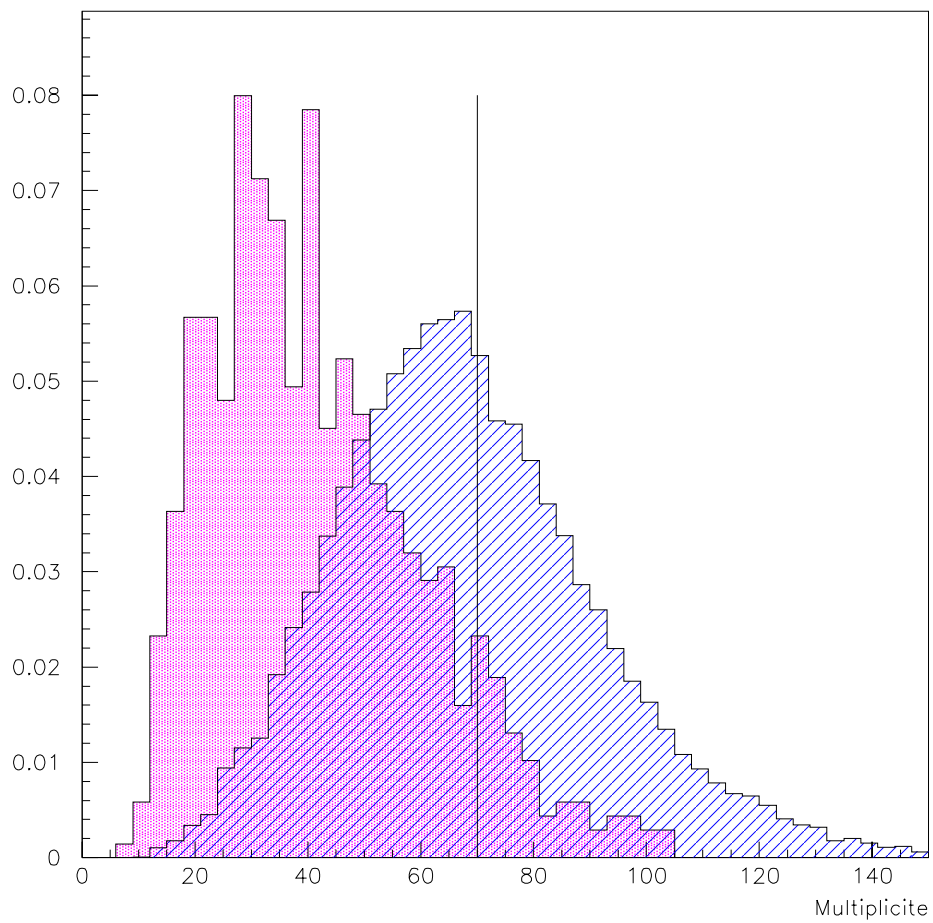


FIG. 7.19: *Multiplicité en traces chargées (K et π) pour le signal (en plein) et le bruit de fond $b\bar{b}$ (en hachuré) après présélection.*

Spectre de masse et origine du bruit de fond sélectionné

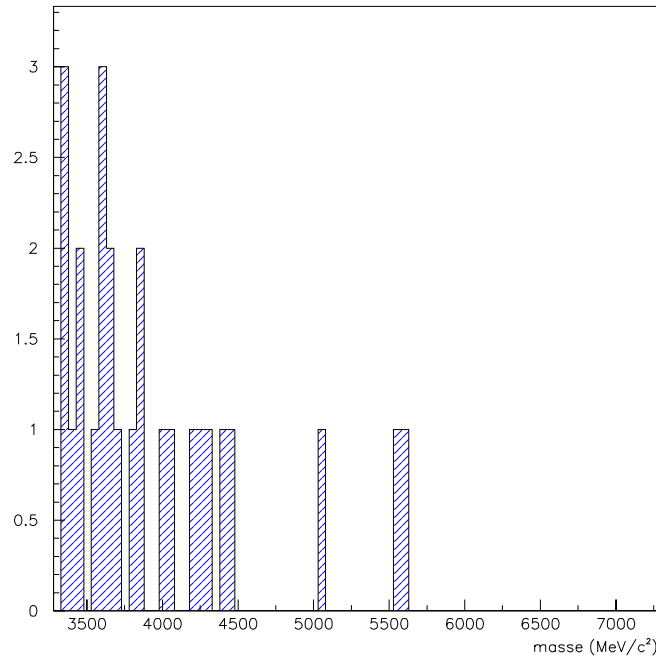
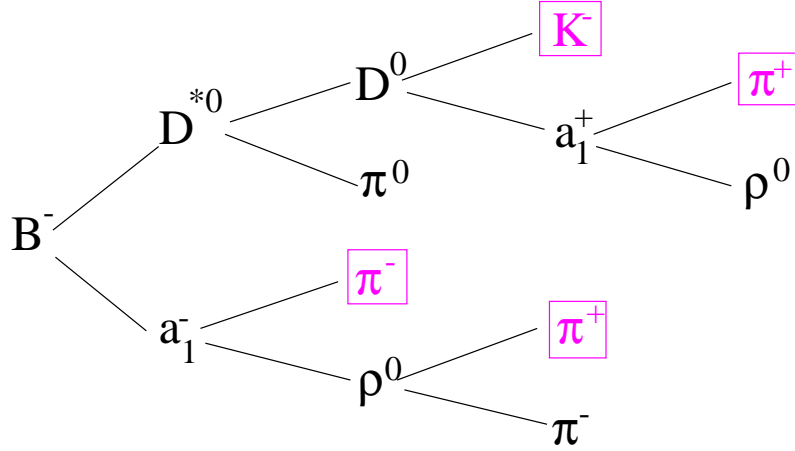


FIG. 7.20: *Distribution des masses des événements $b\bar{b} \rightarrow X$ sélectionnés parmi les 10 M générés, sur une fenêtre de ± 2 GeV.*

Le spectre de masse (Fig. 7.20) des événements $b\bar{b}$ inclusifs présente une distribution décroissante sur une fenêtre de ± 2 GeV autour de la masse du B^0 . L'on fera par la suite l'hypothèse conservatrice que la distribution est linéaire sur ± 1 GeV, afin d'estimer le bruit de fond attendu dans la fenêtre de masse de ± 50 MeV du B^0 . Les événements de bruit de fond sélectionnés proviennent essentiellement de mésons vecteurs (ρ^0 , ω et K^*) issus de la fragmentation et aussi de désintégration de B . L'une de ces six combinaisons sélectionnées est issue de la désintégration $B^- \rightarrow D^{*0}a_1^-$, dont on a reconstruit "l'arbre" sur la figure 7.21. La masse invariante des quatre particules combinées provenant d'une même désintégration de hadron beau étant nécessairement inférieure à la masse du B , nous pouvons exclure cet événement du nombre d'événements de bruit de fond pouvant contaminer la reconstruction du canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$.

FIG. 7.21: Origine d'un des événements $b\bar{b} \rightarrow X$ sélectionnés.

Le trigger

Les effets respectifs des deux premiers niveaux de déclenchement, L0 et L1, sont ensuite étudiés sur le signal. L'efficacité du niveau L0 est de $41 \pm 3\%$ et celle du L1 de $58 \pm 5\%$ ce qui correspond à une efficacité totale de trigger de $24 \pm 3\%$.

Le tableau 7.3 récapitule le nombre d'événements produits et sélectionnés pour $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ et $b\bar{b} \rightarrow X$, ainsi que les incertitudes sur ces nombres estimées de manières différentes pour le signal et le bruit de fond.

- L'incertitude sur le signal est calculée en prenant la racine carrée du nombre d'événements sélectionnés.
- Le nombre de $b\bar{b} \rightarrow X$ sélectionnés, 5, étant petit, l'on considère une distribution poissonnienne, à partir de laquelle est donné un intervalle à 90% de confiance. Cet intervalle est [1.84; 9.99] pour 5 événements.

Evt	N_{prod}	N_{sel} av trigger	N_{sel} ap trigger
$B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$	70000	278	66
$b\bar{b} \rightarrow X$	10453200	$5 \in \pm 1 \text{ GeV}$ [1.84; 9.99]	–
		$\iff 1 \in \pm 50 \text{ MeV}$ [0.092; 0.500]	–

TAB. 7.3: Nombre d'événements Monte-Carlo produits, sélectionnés avant et après trigger.

7.5 Résultats

7.5.1 Efficacité

L'analyse conduit à une efficacité de reconstruction du signal de $(0.40 \pm 0.02)\%$ avant trigger et de $(0.094 \pm 0.012)\%$ après trigger dans 400 mrad. 5 événements de bruit de fond sur 10 453 200 viennent contaminer une fenêtre de masse de ± 1 GeV, ce qui correspond à un intervalle de $[1.84; 9.99]$ à 90% de niveau de confiance. Rapporté à une fenêtre de masse de ± 50 MeV en supposant une distribution linéaire, l'intervalle devient $[0.092; 0.500]$. Ainsi l'efficacité de l'analyse $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ sur les événements $b\bar{b}$ inclusifs est comprise entre 0.9×10^{-8} et 4.8×10^{-8} dans 400 mrad avant trigger. Nous supposons que l'efficacité du système de déclenchement est identique pour le signal et pour les événements $b\bar{b} \rightarrow X$. Les efficacités de reconstruction dans 4π str sont obtenues en multipliant l'efficacité du signal par un facteur 0.347 et celle des événements $b\bar{b}$ inclusifs par 0.432. Ainsi, dans tout l'espace, les efficacités de reconstruction avant trigger sont :

$$\varepsilon(B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0) = (1.38 \pm 0.08) \times 10^{-3},$$

$$0.4 \times 10^{-8} < \varepsilon(b\bar{b} \rightarrow X) < 2.0 \times 10^{-8},$$

et après trigger :

$$\varepsilon_{tr}(B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0) = (3.5 \pm 0.4) \times 10^{-4},$$

$$0.9 \times 10^{-9} < \varepsilon_{tr}(b\bar{b} \rightarrow X) < 4.9 \times 10^{-9}.$$

Efficacités	$B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$
ε_{det}	$(3.96 \pm 0.06)\%$
$\varepsilon_{rec/det}$	$(72.2 \pm 0.5)\%$
$\varepsilon_{sel/rec}$	$(4.8 \pm 0.3)\%$
$\varepsilon_{L0/sel}$	$(41 \pm 3)\%$
$\varepsilon_{L1/L0}$	$(58 \pm 5)\%$
ε_{tot}	$(0.033 \pm 0.004)\%$

TAB. 7.4: Efficacités de détection, de reconstruction des traces, de sélection et de trigger sur le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$.

Le tableau 7.4 résume les différentes efficacités intervenant dans l'efficacité totale de l'analyse du canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$: ε_{det} représente l'efficacité

de détection et prend en compte l'acceptance géométrique et les effets d'interaction des particules avec la matière du détecteur, $\varepsilon_{rec/det}$ l'efficacité de reconstruction des traces, $\varepsilon_{sel/rec}$ l'efficacité de la sélection sur les événements reconstruits, et $\varepsilon_{L0/sel}$ et $\varepsilon_{L1/L0}$ les efficacités des niveaux L0 et L1 du trigger.

7.5.2 Nombre d'événements attendu par an

Evt	N^{1an} ds 4π str	N_{sel}^{1an} av trigger	N_{sel}^{1an} ap trigger
$B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$	$724 \cdot 10^3$	1000 ± 58	239 ± 29
$b\bar{b} \rightarrow X$	10^{12}	[3800; 20700]	[900; 4900]

TAB. 7.5: Nombre d'événements produits et sélectionnés en une année de prise de données LHCb.

Le nombre de paires $b\bar{b}$ produites par an est donné par:

$$N_{b\bar{b}}^{1an} = \mathcal{L} \times t \times \sigma_{b\bar{b}} = 10^{12}, \quad (7.1)$$

avec $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, la luminosité de l'accélérateur, $t = 10^7 \text{ s}$, le temps correspondant à une année de prise de données LHCb et $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$, la section efficace de production $b\bar{b}$.

Le rapport d'embranchement du $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega))$ prédit dans le cadre de cette thèse est compris entre 0.8×10^{-6} et 2.0×10^{-6} . Dans la suite des calculs nous utiliserons pour \mathcal{B} la valeur moyenne $1.4 \cdot 10^{-6}$. Le nombre de désintégrations $B^0 \rightarrow K^{*0}[\rightarrow K^+\pi^-]\rho^0(\omega)$ attendu par an est donné par :

$$N_{B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0}^{1an} = N_{b\bar{b}}^{1an} \times \mathcal{B}(b \rightarrow B_d^0) \times 2 \times \mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0) \times \mathcal{B}(K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-), \quad (7.2)$$

$\mathcal{B}(b \rightarrow B_d^0) = 0.388$ [11] étant la probabilité de hadronisation d'un quark b en B_d^0 et $\mathcal{B}(K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-) = 2/3$ la fraction de K^{*0} se désintégrant en $K^+\pi^-$. Le facteur 2 prend en compte le canal conjugué.

Ainsi l'on prédit un nombre moyen d'événements $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ produits par an dans LHCb de $724 \cdot 10^3$. Compte tenu des efficacités de sélection précédemment calculées le nombre moyen d'événements $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ reconstruits par an est de 1000 ± 58 avant trigger et de 239 ± 29 après trigger. Pour les événements $b\bar{b}$ inclusifs, l'analyse sélectionne entre 3800 et 20700 événements par an avant trigger. Le tableau 7.5 résume le nombre d'événements reconstruits en une année de prises de données LHCb.

7.5.3 Rapport Bruit/Signal

Le rapport bruit de fond sur signal, B/S , est calculé à partir du rapport d'embranchement moyen du $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ et avant trigger, les efficacités de ce dernier étant supposées identiques pour le signal et pour $b\bar{b} \rightarrow X$. Nous obtenons ainsi un B/S compris dans l'intervalle [3.8; 20.7].

7.5.4 Estimation de l'incertitude relative minimale sur le rapport d'embranchement et l'asymétrie

Rapport d'embranchement

Expérimentalement, le rapport d'embranchement \mathcal{B} est calculé par :

$$\mathcal{B} = \frac{S}{\epsilon 2N_{b\bar{b}}}, \quad (7.3)$$

S étant le nombre d'événements de signal reconstruits, ϵ_{tr} l'efficacité de reconstruction du canal et $N_{b\bar{b}}$ le nombre de paires $b\bar{b}$ produites et ϵ l'efficacité totale pour le signal. Si l'on suppose que $2\epsilon N_{b\bar{b}}$ est bien déterminé et que l'on ne considère que les incertitudes statistiques alors la précision $\frac{\sigma_{\mathcal{B}}}{\mathcal{B}}$ sur le rapport d'embranchement est donnée par :

$$\frac{\sigma_{\mathcal{B}}}{\mathcal{B}} = \frac{\sigma_S}{S}, \quad (7.4)$$

avec

$$S = N_{rec} - B, \quad (7.5)$$

et

$$\sigma_S = \sqrt{\sigma_{N_{rec}}^2 + \sigma_B^2}, \quad (7.6)$$

N_{rec} étant le nombre d'événements reconstruits comme du signal, B étant le bruit de fond, $\sigma_{N_{rec}} = \sqrt{N_{rec}}$ et $\sigma_B = \sqrt{B}$ les incertitudes respectives². A partir des équations (7.4) (7.5) et (7.6) on déduit la précision sur le rapport d'embranchement en fonction du rapport B/S :

$$\frac{\sigma_{\mathcal{B}}}{\mathcal{B}} = \frac{1}{\sqrt{S}} \sqrt{1 + \frac{2B}{S}}. \quad (7.7)$$

Ainsi en considérant le rapport $B/S = 3.4$ le plus favorable, l'incertitude relative obtenue sur le rapport d'embranchement, tracée sur la figure 7.22, serait de 17.5% en un an de prise de donnée LHCb, 7.8% en cinq ans et 5.5% en dix ans.

2. Ceci est vrai si l'on extrait le bruit de fond à partir des événements sélectionnés suivant la méthode des "side-bands".

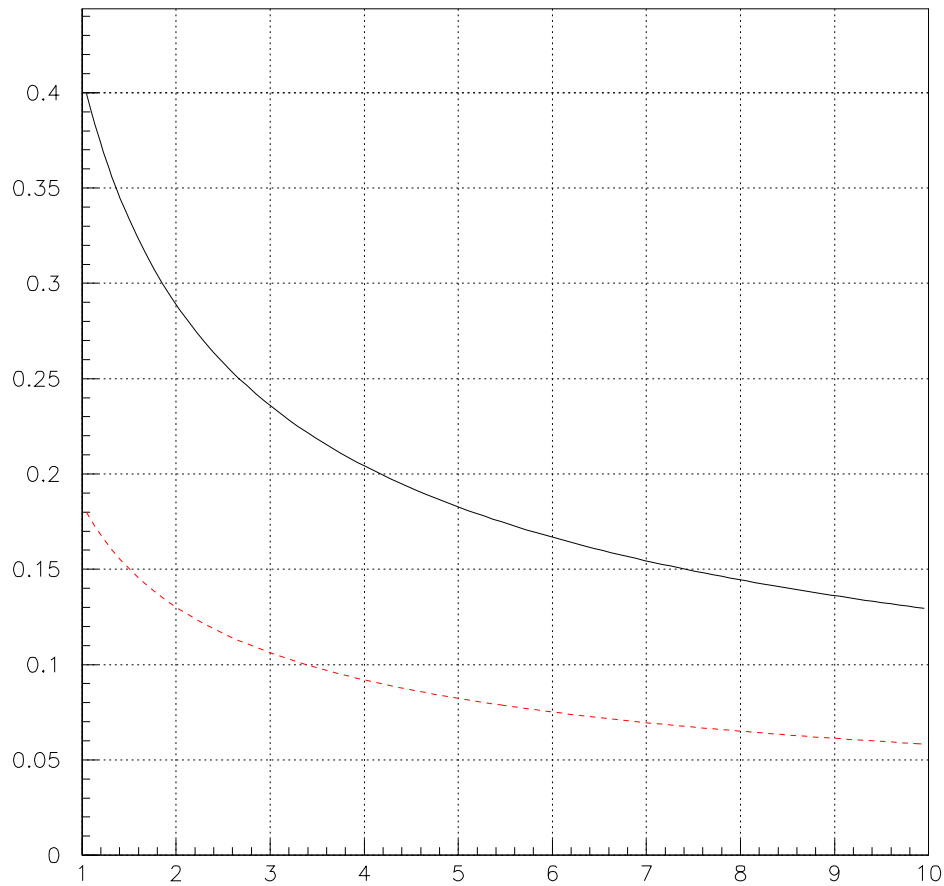


FIG. 7.22: Incertitude relative sur l'estimation du rapport d'embranchement en fonction de la durée (en années) des prises de données LHCb, pour $B/S = 20.7$ en trait plein et pour $B/S = 3.8$ en tirets, avec un nombre moyen d'événements de signal par an de 254.

Asymétrie

L'asymétrie, A , se calcule comme :

$$A = \frac{s - \bar{s}}{s + \bar{s}}, \quad (7.8)$$

$s = S/2$ et \bar{s} étant les nombres d'événements de signal respectivement pour le canal étudié et son conjugué. L'incertitude sur cette asymétrie, σ_A , se détermine très simplement :

$$\sigma_A^2 = \frac{4\bar{s}^2}{(s + \bar{s})^2}\sigma_s^2 + \frac{4s^2}{(s + \bar{s})^2}\sigma_{\bar{s}}^2, \quad (7.9)$$

avec

$$\sigma_s^2 = s\left(1 + 2\frac{B}{S}\right) \quad ; \quad \sigma_{\bar{s}}^2 = \bar{s}\left(1 + 2\frac{B}{S}\frac{s}{\bar{s}}\right), \quad (7.10)$$

et

$$\bar{s} = s\frac{1 - A}{1 + A}. \quad (7.11)$$

Nous avons supposé ici que $B = \bar{B}$, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'asymétrie entre les deux bruits de fond.

La figure 7.23 représente l'incertitude relative sur la mesure de l'asymétrie sur dix ans de données avec l'hypothèse d'une asymétrie de 6%. En considérant un rapport B/S favorable de 3.8, et après quatre années de prise de données LHCb, l'incertitude sur la mesure du signal d'asymétrie serait de 0.10, et de 0.06 en dix ans soit une fois la valeur de l'asymétrie théorique. Pour obtenir une précision de 50% en quatre années de prise de données LHCb, il faudrait, à B/S égal, une statistique dix fois supérieure, ou bien gagner un facteur 4 à la fois sur S et B/S , ou bien encore cinq années de prise de données à statistique égale pour un bruit nul.

Asymétrie différentielle

Le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ présente une asymétrie différentielle de -15% lorsque la masse du système $\pi^+\pi^-$ est au voisinage de 782 MeV . La fenêtre de masse où l'effet du mélange est visible, $[770; 790] \text{ MeV}$, représente moins de 10% du spectre (d'un point de vue statistique). Compte tenu de la faible statistique annuelle (127 événements $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ et 113 $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\rho^0(\omega)$) dans tout le spectre, et en supposant une résolution en masse parfaite, il faudrait 2 décennies LHCb pour observer cette asymétrie différentielle avec une incertitude de 15% (voir Fig. 7.24).

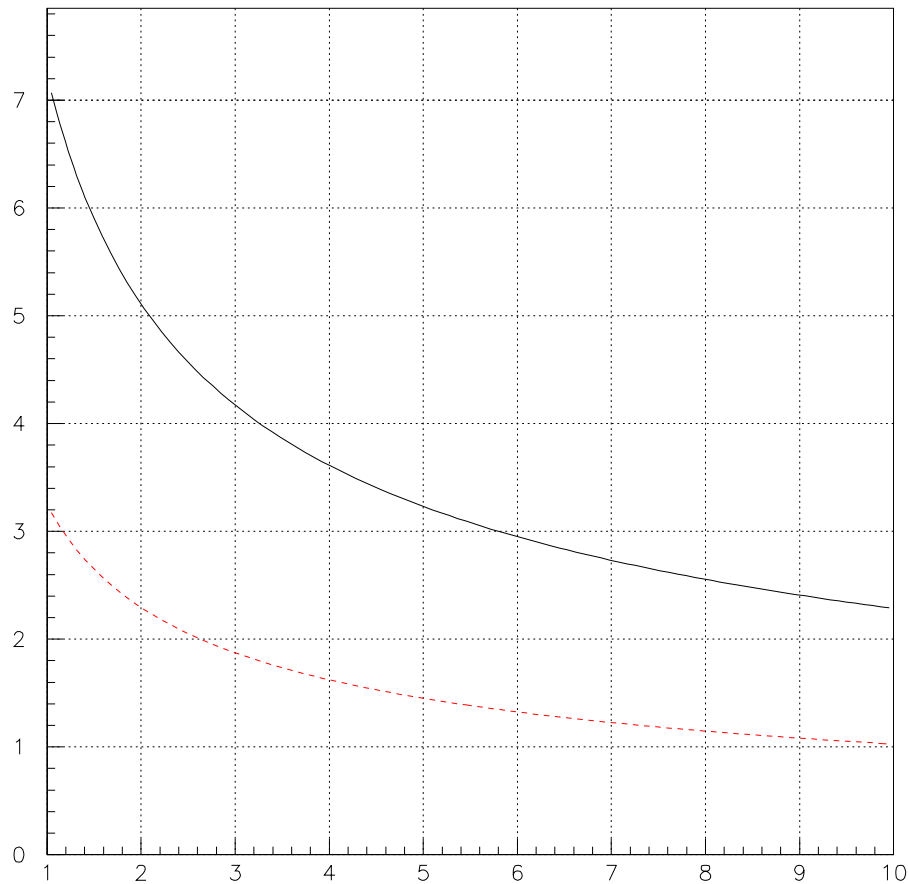


FIG. 7.23: Incertitude relative sur l'estimation de l'asymétrie en fonction de la durée (en années) des prises de données LHCb, en supposant une asymétrie globale de 6%, pour $B/S = 20.7$ en trait plein et pour $B/S = 3.8$ en tirets, avec un nombre moyen d'événements $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ par an de 127.

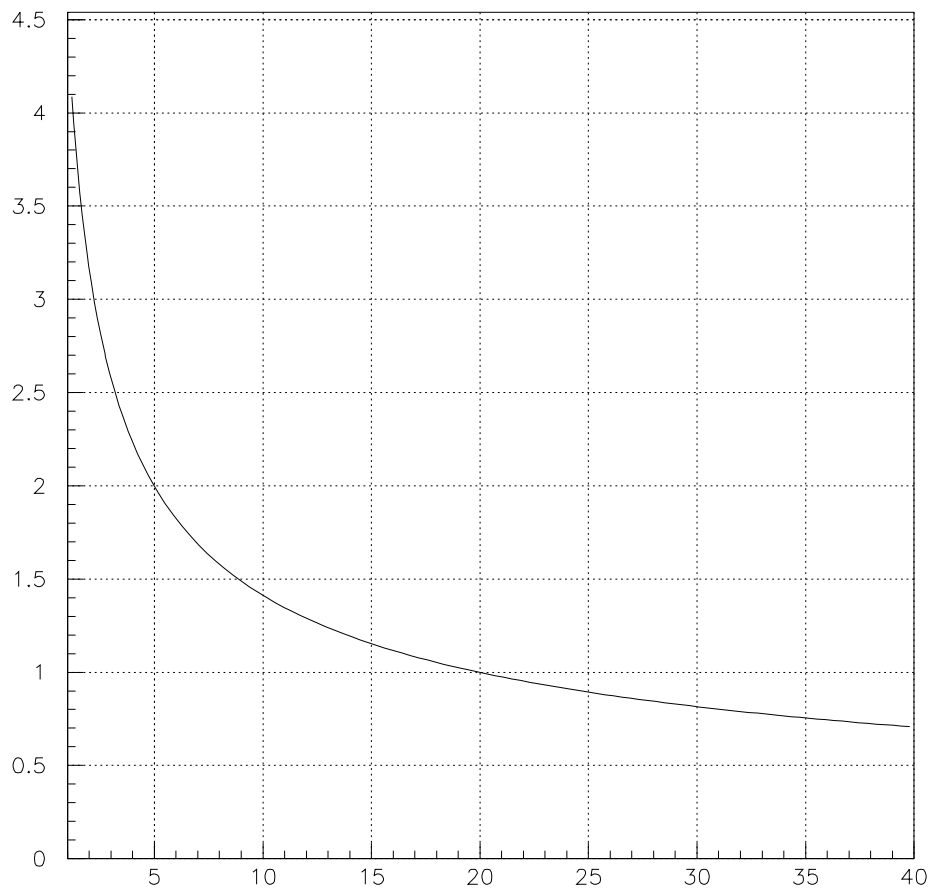


FIG. 7.24: Incertitude relative sur l'estimation de l'asymétrie différentielle au voisinage de 782 MeV en fonction de la durée (en années) des prises de données LHCb, en supposant une asymétrie différentielle maximale de -15% pour $B/S = 3.8$ avec un nombre moyen d'événements $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ par an de 127.

7.6 Résultats d'une analyse préliminaire $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$

Le canal $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$ présente un rapport d'embranchement de 1.2×10^{-5} à 2.3×10^{-5} , soit en moyenne 20 fois plus grand que celui du $B^0 \rightarrow K^{*0}[\rightarrow K^+\pi^-]\rho^0(\omega)$, une asymétrie globale de 1.4% et une asymétrie différentielle pouvant atteindre 23% au voisinage de la masse du ω , d'après les résultats phénoménologiques obtenus dans cette thèse (voir Chapitre 5).

En adaptant l'analyse de $B^+ \rightarrow \rho^+\pi^0$ [74] au canal $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$, on estime à $(9000 \times 2)/\text{an}$ le nombre d'événements $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$ reconstruits après trigger, pour un rapport $B/S < 1.2$ à 90% de niveau de confiance. La précision statistique obtenue sur le rapport d'embranchement après une année LHCb, serait de 1%. Le nombre d'événements attendus par an dans la zone de mélange "visible" $\rho^0-\omega$ est estimé à 4000, et la résolution sur la masse reconstruite du ρ^0 obtenue est de 4 MeV. Ainsi une asymétrie différentielle de 16% pourrait être observée en une année.

7.7 Conclusion

La reconstruction du canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ semblait a priori ne poser aucun problème : pas de pions neutres dans l'état final, une seule résonance large, un tagging immédiat... Le fait est que les mésons vecteurs se désintègrent à faibles angles polaires, le long de leur trajectoire, ainsi les particules finales (kaons et pions) sont produites à faible impulsion transverse. De plus les deux particules pseudoscalaires sont émises "dos à dos" dans le repère du méson vecteur, de ce fait l'impulsion de l'une des deux sera très faible dans le repère du laboratoire. A faible impulsion et impulsion transverse l'identification des kaons et des pions n'est pas optimale et dans notre analyse il suffit qu'une des quatre particules soit mal identifiée pour que l'évènement soit rejeté. Le canal souffre également d'un faible rapport d'embranchement, quelques 10^{-7} en tenant compte de la désintégration forte du K^{*0} en $K^+\pi^-$. De ces faits essentiellement, découle que l'on obtient un faible rapport S/B d'une part et peu de signal d'autre part. Le problème n'est pas tant le bruit de fond résiduel que la faiblesse du signal, puisqu'il eut été possible de supprimer tout bruit de fond en resserrant certaines coupures, comme par exemple la multiplicité, en perdant néanmoins un facteur 2 sur le signal. Suite à cette analyse il semble que le $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ soit peu compétitif pour LHCb. Sans doute serait-il possible de réaliser une analyse plus optimiste en considérant les traces upstream, de faible énergie, déviées par l'aimant en dehors de l'acceptance du détecteur [66]. Les résultats préliminaires du canal $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0(\omega)$ sont

néanmoins très encourageants quant à la possibilité d'observer les effets du mélange $\rho^0 - \omega$ sur la violation de CP directe et de mesurer l'angle α , dans LHCb.

Chapitre 8

Conclusion

Ce travail fut consacré à l'étude de la désintégration du méson B en deux mésons vecteurs d'un point de vue phénoménologique d'une part et plus expérimental d'autre part.

Les canaux $B \rightarrow K^* \rho^0(\omega)$, $B^0 \rightarrow K^{*+} \rho^-$ $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$ ont été modélisés de façon détaillée, à partir de l'approche phénoménologique de la désintégration faible du méson B dans la théorie effective. Dans un premier temps, une formulation exhaustive des éléments de la matrice-densité de polarisation des mésons vecteurs a été effectuée, et ce en fonction de la masse des résonances. Pour cela l'hypothèse de factorisation a été utilisée et deux modèles de facteurs de forme, les modèles BSW et GH, ont été comparés. Ont été également testés les effets du choix de la valeur du nombre de couleurs effectif, N_c^{eff} , et ceux du paramètre q^2/m_b^2 compris entre 0.3 et 0.5.

L'étude de ces canaux a pu mettre en évidence que la violation de CP directe pouvait se manifester à différents niveaux : sur le rapport d'embranchement, très faiblement dans les distributions angulaires des canaux $B \rightarrow K^* \rho^0(\omega)$ et sur le spectre de masse du mélange des résonances ρ^0 et ω , en particulier pour le canal $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$ qui présente une asymétrie différentielle de 20% au voisinage de la masse du ω .

Le modèle utilisé pour le calcul des facteurs de forme joue un rôle essentiel dans l'estimation du rapport d'embranchement qui peut varier d'un facteur 2 suivant que l'on utilise le modèle BSW ou le modèle GH. Pour les canaux étranges incluant le mélange $\rho^0 - \omega$, la valeur choisie pour le nombre de couleurs effectif influence drastiquement les résultats obtenus concernant l'asymétrie différentielle ainsi que l'évaluation des amplitudes de désintégration forte, tandis que le canal $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0$ semble assez peu sen-

sible à ce paramètre.

Le paramètre q^2/m_b^2 joue également un rôle dans l'évaluation de l'asymétrie globale, toujours pour les canaux possédant une particule étrange dans l'état final, alors que l'asymétrie globale sur le canal non-étrange est quasi-indépendante de ce paramètre. Néanmoins, si l'on étudie la phase forte du canal $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$ en fonction de la masse invariante du système $\pi^+ \pi^-$ issu du $\rho^0(\omega)$, l'on constate qu'elle présente une évolution tout à fait singulière au voisinage de la masse du ω pour la valeur $q^2/m_b^2 = 0.5$.

Aussi nous paraît-il intéressant d'investiguer davantage cette étude afin de comprendre l'origine de cette singularité et de pouvoir l'interpréter phénoménologiquement, tout comme nous envisageons d'étudier encore les effets du paramètre N_c^{eff} sur les canaux étranges et non-étranges aux comportements respectifs relativement différents.

Les modélisations réalisées durant cette thèse ont été utilisées pour produire des événements $B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0(\omega)$ dans le cadre de l'expérience LHCb, événements dont l'analyse expérimentale a fait l'objet d'une partie de ce travail. Il s'est avéré que, de la difficulté d'identifier les kaons et les pions de basse énergie et du faible rapport d'embranchement de ce canal, ce dernier ne semble pas présenter d'intérêt particulier pour cette expérience à court et moyen terme. Cependant une analyse préliminaire du canal $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0(\omega)$ ouvre de belles perspectives quant à l'observation possible de l'effet du mélange $\rho^0 - \omega$ sur le signal d'asymétrie. En conséquence de quoi une mesure de l'angle α peut être espérée et c'est la raison pour laquelle nous planifions de poursuivre le travail sur ce canal.

En cours de production, des événements $B^+ \rightarrow K^{*+} \rho^0(\omega)$, générés à partir de nos modélisations, vont être bientôt disponibles afin d'être eux aussi analysés dans le cadre de LHCb.

Annexe A

Polarisations des mésons vecteurs dans le référentiel du méson B

Les mésons vecteurs, particules de spin 1, possèdent trois états de polarisations: un état de polarisation longitudinale

$$\epsilon(0) = \left(\frac{|\vec{k}|}{m}, \frac{E}{m} \hat{k} \right), \quad (\text{A.1})$$

et deux états de polarisation transversale,

$$\epsilon(1) = (0, \vec{\epsilon}(1)), \quad (\text{A.2})$$

et

$$\epsilon(2) = (0, \vec{\epsilon}(2)), \quad (\text{A.3})$$

où m est la masse de la particule, E son énergie et \vec{k} son impulsion. $\hat{k} = \vec{k}/|\vec{k}|$ et le vecteur unitaire le long de la trajectoire de la particule. Ces polarisations satisfont les conditions suivantes:

$$\epsilon(i) \cdot \epsilon(j) = \begin{cases} -1, & \text{pour } i = j, \\ 0, & \text{pour } i \neq j, \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

Les trois vecteurs $\vec{\epsilon}(0)$, $\vec{\epsilon}(1)$ et $\vec{\epsilon}(2)$ forment une base orthogonale. Par combinaison linéaire de ces vecteurs on définit la base d'hélicité:

$$\epsilon(+)=\frac{\epsilon(1)+i\epsilon(2)}{\sqrt{2}} \quad ; \quad \epsilon(-)=\frac{\epsilon(1)-i\epsilon(2)}{\sqrt{2}}, \quad (\text{A.5})$$

$\epsilon(0)$ restant inchangé.

Ces quadri-vecteurs sont des vecteurs propres de l'opérateur hélicité \mathcal{H} , correspondant respectivement aux valeurs propres $\lambda = +1, -1$ et 0 .

Dans le repère du B , les deux mésons vecteurs, V_1 et V_2 , ont des impulsions opposées: $\vec{k}_1 = -\vec{k}_2 = \vec{k}$, et leur polarisation respective sont corrélées. Les impulsions se décomposent de la façon suivante:

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} k \sin \theta \cos \phi \\ k \sin \theta \sin \phi \\ k \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (\text{A.6})$$

θ et ϕ étant respectivement les angles polaire et azimuthal de production du méson V_1 . Les vecteurs de polarisation transversale des deux mésons, $\vec{\epsilon}_{V_1}(1)$ et $\vec{\epsilon}_{V_2}(2)$, s'expriment suivant les coordonnées polaires:

$$\vec{\epsilon}_{V_1}(1) = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi \\ \cos \theta \sin \phi \\ -\sin \theta \end{pmatrix} = \vec{\epsilon}_{V_2}(1), \quad (\text{A.7})$$

et

$$\vec{\epsilon}_{V_1}(2) = \begin{pmatrix} -\sin \phi \\ \cos \phi \\ 0 \end{pmatrix} = -\vec{\epsilon}_{V_2}(2), \quad (\text{A.8})$$

et leur polarisation longitudinale:

$$\epsilon_{V_1}(0) = \left(\frac{|\vec{k}|}{m_{V_1}}, \frac{E_{V_1}}{m_{V_1}} \hat{k} \right), \quad \epsilon_{V_2}(0) = \left(\frac{|\vec{k}|}{m_{V_2}}, \frac{E_{V_2}}{m_{V_2}} (-\hat{k}) \right). \quad (\text{A.9})$$

En appliquant les relations A.5 on exprime alors les vecteurs $\vec{\epsilon}(i)$ dans la base d'hélicité pour obtenir $\vec{\epsilon}(\pm)$:

$$\vec{\epsilon}_{V_1}(+) = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi - i \sin \phi \\ \cos \theta \sin \phi + i \cos \phi \\ -\sin \theta \end{pmatrix} / \sqrt{2} = \vec{\epsilon}_{V_1}^*(-) = \vec{\epsilon}_{V_2}(-), \quad (\text{A.10})$$

$$\vec{\epsilon}_{V_1}(-) = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi + i \sin \phi \\ \cos \theta \sin \phi - i \cos \phi \\ -\sin \theta \end{pmatrix} / \sqrt{2} = \vec{\epsilon}_{V_1}^*(+) = \vec{\epsilon}_{V_2}(+). \quad (\text{A.11})$$

Ces expressions permettent ensuite de développer l'amplitude dans la base d'hélicité.

Annexe B

Amplitudes de désintégration du B en deux mésons vecteurs

B.1 $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \rho^0$

$$\begin{aligned}
H_\lambda = & \frac{G_F}{2} \left\{ f_\rho m_\rho \left[\frac{2V^{B \rightarrow K^*}(m_\rho^2)}{m_B + m_{K^*}} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_\rho^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_{K^*}^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_{K^*}^\delta \right. \right. \\
& \left. \left. + i(m_B + m_{K^*}) A_1^{B \rightarrow K^*}(m_\rho^2) \epsilon_\rho^*(\lambda) \epsilon_{K^*}^*(\lambda) \right. \right. \\
& \left. \left. - i \frac{2A_2^{B \rightarrow K^*}(m_\rho^2)}{m_B + m_{K^*}} (\epsilon_\rho^*(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_{K^*}^*(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \times \left\{ V_{ub} V_{us}^* \underbrace{a_1}_{c_{t1}^\rho} - V_{tb} V_{ts}^* \underbrace{\frac{3}{2}(a_7 + a_9)}_{c_{p1}^\rho} \right\} \\
& + \frac{G_F}{2} \left\{ f_{K^*} m_{K^*} \left[\frac{2V^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_\rho} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_{K^*}^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_\rho^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_\rho^\delta \right. \right. \\
& \left. \left. + i(m_B + m_\rho) A_1^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2) \epsilon_\rho^*(\lambda) \epsilon_{K^*}^*(\lambda) \right. \right. \\
& \left. \left. - i \frac{2A_2^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_\rho} (\epsilon_\rho^*(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_{K^*}^*(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \times \left\{ -V_{tb} V_{ts}^* \underbrace{\left(\frac{a_{10}}{2} - a_4 \right)}_{c_{p2}^\rho} \right\} \quad (\text{B.1})
\end{aligned}$$

$$H(\lambda) = B(\lambda) i \left(V_{ub} V_{us}^* c_{t1}^\rho - V_{tb} V_{ts}^* c_{p1}^\rho \right) + C(\lambda) i \left(-V_{tb} V_{ts}^* c_{p2}^\rho \right) \quad (\text{B.2})$$

Avec

$$\begin{aligned}
B(0) &= \beta_2 \frac{m_B^2 - (m_{K^*}^2 + m_\rho^2)}{2m_{K^*}m_\rho} - \beta_3 \frac{|\vec{p}|^2 m_B^2}{m_{K^*}m_\rho} \\
C(0) &= \beta_5 \frac{m_B^2 - (m_{K^*}^2 + m_\rho^2)}{2m_{K^*}m_\rho} - \beta_6 \frac{|\vec{p}|^2 m_B^2}{m_{K^*}m_\rho} \\
B(\pm 1) &= \mp \beta_1 m_B |\vec{p}| - \beta_2 \\
C(\pm 1) &= \mp \beta_4 m_B |\vec{p}| - \beta_5
\end{aligned} \tag{B.3}$$

et

$$\begin{aligned}
\beta_{1,4} &= \frac{G_F}{2} f_{\rho, K^*} m_{\rho, K^*} \frac{2}{m_B + m_{K^*, \rho}} V^{B \rightarrow K^*, \rho}(m_{\rho, K^*}^2) \\
\beta_{2,5} &= \frac{G_F}{2} f_{\rho, K^*} m_{\rho, K^*} (m_B + m_{K^*, \rho}) A_1^{B \rightarrow K^*, \rho}(m_{\rho, K^*}^2) \\
\beta_{3,6} &= \frac{G_F}{2} f_{\rho, K} m_{\rho, K^*} \frac{2}{m_B + m_{K^*, \rho}} A_2^{B \rightarrow K^*, \rho}(m_{\rho, K^*}^2)
\end{aligned} \tag{B.4}$$

En développant les coefficients de la matrice CKM suivant la paramétrisation de Wolfenstein, on obtient l'expression finale suivante:

$$\begin{aligned}
H \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} &= A \lambda_c^2 \left\{ \left[\left(\eta \lambda_c^2 c_{t_1}^\rho - \Im m(c_{p_1}^\rho) \right) B \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} - \Im m(c_{p_2}^\rho) C \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \right] \right. \\
&\quad \left. + i \left[\left(\rho \lambda_c^2 c_{t_1}^\rho + \Re e(c_{p_1}^\rho) \right) B \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} + \Re e(c_{p_2}^\rho) C \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \right] \right\}. \tag{B.5}
\end{aligned}$$

B.2 $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\omega$

$$\begin{aligned}
H_\lambda = & \frac{G_F}{2} \left\{ f_\omega m_\omega \left[\frac{2V^{B \rightarrow K^*}(m_\omega^2)}{m_B + m_{K^*}} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_\omega^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_{K^*}^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_{K^*}^\delta \right. \right. \\
& \left. \left. + i(m_B + m_{K^*}) A_1^{B \rightarrow K^*}(m_\omega^2) \epsilon_\omega^*(\lambda) \epsilon_{K^*}^*(\lambda) - i \frac{2A_2^{B \rightarrow K^*}(m_\omega^2)}{m_B + m_{K^*}} (\epsilon_\omega^*(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_{K^*}^*(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \\
& \times \left\{ V_{ub} V_{us}^* \underbrace{a_1}_{c_{t1}^\omega} - V_{tb} V_{ts}^* \underbrace{2(a_3 + a_5) + \frac{1}{2}(a_7 + a_9)}_{c_{p1}^\omega} \right\} \\
& + \frac{G_F}{2} \left\{ f_{K^*} m_{K^*} \left[\frac{2V^{B \rightarrow \omega}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_\omega} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_{K^*}^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_\omega^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_\omega^\delta \right. \right. \\
& \left. \left. + i(m_B + m_\omega) A_1^{B \rightarrow \omega}(m_{K^*}^2) \epsilon_\omega^*(\lambda) \epsilon_{K^*}^*(\lambda) - i \frac{2A_2^{B \rightarrow \omega}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_\omega} (\epsilon_\omega^*(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_{K^*}^*(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \\
& \times \left\{ -V_{tb} V_{ts}^* \underbrace{\left(-\frac{a_{10}}{2} + a_4\right)}_{c_{p2}^\omega} \right\}. \quad (\text{B.6})
\end{aligned}$$

Le développement est similaire à celui du canal $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\rho$ en remplaçant les indices ρ par les indices ω .

B.3 $B^- \rightarrow K^{*-} \rho^0$

$$\begin{aligned}
H_\lambda = & \frac{G_F}{2} \left\{ f_\rho m_\rho \left[\frac{2V^{B \rightarrow K^*}(m_\rho^2)}{m_B + m_{K^*}} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_\rho^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_{K^*}^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_{K^*}^\delta \right. \right. \\
& \left. \left. + i(m_B + m_{K^*}) A_1^{B \rightarrow K^*}(m_\rho^2) \epsilon_\rho^*(\lambda) \epsilon_{K^*}^*(\lambda) - i \frac{2A_2^{B \rightarrow K^*}(m_\rho^2)}{m_B + m_{K^*}} (\epsilon_\rho^*(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_{K^*}^*(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \\
& \times \left\{ V_{ub} V_{us}^* \underbrace{a_1}_{c_{t1}^\rho} - V_{tb} V_{ts}^* \underbrace{\frac{3}{2}(a_7 + a_9)}_{c_{p1}^\rho} \right\} \\
& + \frac{G_F}{2} \left\{ f_{K^*} m_{K^*} \left[\frac{2V^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_\rho} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_{K^*}^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_\rho^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_\rho^\delta \right. \right. \\
& \left. \left. + i(m_B + m_\rho) A_1^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2) \epsilon_\rho^*(\lambda) \epsilon_{K^*}^*(\lambda) \right. \right. \\
& \left. \left. - i \frac{2A_2^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_\rho} (\epsilon_\rho^*(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_{K^*}^*(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \times \left\{ V_{ub} V_{us}^* \underbrace{a_2}_{c_{t2}^\rho} - V_{tb} V_{ts}^* \underbrace{(a_{10} + a_4)}_{c_{p2}^\rho} \right\} \\
& \tag{B.7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} = & A \lambda_c^2 \left\{ \left[(\eta \lambda_c^2 c_{t1}^\rho - \Im m(c_{p1}^\rho)) B \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} + (\eta \lambda_c^2 c_{t2}^\rho - \Im m(c_{p2}^\rho)) C \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \right] \right. \\
& \left. + i \left[(\rho \lambda_c^2 c_{t1}^\rho + \Re e(c_{p1}^\rho)) B \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} + (\rho \lambda_c^2 c_{t2}^\rho + \Re e(c_{p2}^\rho)) C \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \right] \right\}. \tag{B.8}
\end{aligned}$$

Les paramètres $B(\lambda)$, $C(\lambda)$, et β_i sont identiques à ceux du canal $\bar{B}^0 \rightarrow K^{*0} \rho$.

B.4 $B^- \rightarrow K^{*-}\omega$

$$\begin{aligned}
H_\lambda = & \frac{G_F}{2} \left\{ f_\omega m_\omega \left[\frac{2V^{B \rightarrow K^*}(m_\omega^2)}{m_B + m_{K^*}} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_\omega^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_{K^*}^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_{K^*}^\delta \right. \right. \\
& \left. \left. + i(m_B + m_{K^*}) A_1^{B \rightarrow K^*}(m_\omega^2) \epsilon_\omega^*(\lambda) \epsilon_{K^*}^*(\lambda) - i \frac{2A_2^{B \rightarrow K^*}(m_\omega^2)}{m_B + m_{K^*}} (\epsilon_\omega^*(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_{K^*}^*(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \\
& \times \left\{ V_{ub} V_{us}^* \underbrace{a_1}_{c_{t1}^\omega} - V_{tb} V_{ts}^* \underbrace{2(a_3 + a_5) + \frac{1}{2}(a_7 + a_9)}_{c_{p1}^\omega} \right\} \\
& + \frac{G_F}{2} \left\{ f_{K^*} m_{K^*} \left[\frac{2V^{B \rightarrow \omega}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_\omega} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_{K^*}^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_\omega^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_\omega^\delta \right. \right. \\
& \left. \left. + i(m_B + m_\omega) A_1^{B \rightarrow \omega}(m_{K^*}^2) \epsilon_\omega^*(\lambda) \epsilon_{K^*}^*(\lambda) \right. \right. \\
& \left. \left. - i \frac{2A_2^{B \rightarrow \omega}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_\omega} (\epsilon_\omega^*(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_{K^*}^*(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \times \left\{ V_{ub} V_{us}^* \underbrace{a_2}_{c_{t2}^\omega} - V_{tb} V_{ts}^* \underbrace{(a_{10} + a_4)}_{c_{p2}^\omega} \right\}
\end{aligned} \tag{B.9}$$

Le développement est identique à celui du canal $B^- \rightarrow K^{*-}\rho^0$.

B.5 $\bar{B}^0 \rightarrow K^{*-} \rho^+$

$$\begin{aligned}
H_\lambda = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ f_{K^*} m_{K^*} \left[\frac{2V^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_\rho} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_\rho^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_{K^*}^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_{K^*}^\delta \right. \right. \\
\left. \left. + i(m_B + m_\rho) A_1^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2) \epsilon_{K^*}^*(\lambda) \epsilon_\rho^*(\lambda) - i \frac{2A_2^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2)}{m_B + m_\rho} (\epsilon_{K^*}^*(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_\rho^*(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \\
\times \left\{ V_{ub} V_{us}^* \underbrace{a_2}_{c_t} - V_{tb} V_{ts}^* \underbrace{(a_4 + a_{10})}_{c_p} \right\} \quad (\text{B.10})
\end{aligned}$$

$$H(\lambda) = B(\lambda) i \left(V_{ub} V_{us}^* c_t - V_{tb} V_{ts}^* c_p \right) \quad (\text{B.11})$$

Avec

$$\begin{aligned}
B(0) &= \beta_2 \frac{m_B^2 - (m_{K^*}^2 + m_\rho^2)}{2m_{K^*} m_\rho} - \beta_3 \frac{|\vec{p}|^2 m_B^2}{m_{K^*} m_\rho} \\
B(\pm 1) &= \mp \beta_1 m_B |\vec{p}| - \beta_2 \quad (\text{B.12})
\end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
\beta_1 &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{K^*} m_{K^*} \frac{2}{m_B + m_\rho} V^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2) \\
\beta_2 &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{K^*} m_{K^*} (m_B + m_\rho) A_1^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2) \\
\beta_3 &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{K^*} m_{K^*} \frac{2}{m_B + m_\rho} A_2^{B \rightarrow \rho}(m_{K^*}^2) . \quad (\text{B.13})
\end{aligned}$$

Après developpement des éléments de la matrice CKM , l'amplitude s'écrit:

$$H \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} = A \lambda_c^2 B \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \left[\left(\eta \lambda_c^2 c_t - \Im m(c_p) \right) + i \left(\rho \lambda_c^2 c_t + \Re e(c_p) \right) \right] . \quad (\text{B.14})$$

B.6 $B^- \rightarrow \rho^- \rho^0$

$$\begin{aligned}
H_\lambda = \frac{G_F}{2} \left\{ f_\rho m_\rho \left[\frac{2V^{B \rightarrow \rho}(m_\rho^2)}{m_B + m_\rho} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_-^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_0^{*\beta}(\lambda) P_B^\gamma P_0^\delta \right. \right. \\
\left. \left. + i(m_B + m_\rho) A_1^{B \rightarrow \rho}(m_\rho^2) \epsilon_0^{*\alpha}(\lambda) \epsilon_-^{*\alpha}(\lambda) - i \frac{2A_2^{B \rightarrow \rho}(m_\rho^2)}{m_B + m_\rho} (\epsilon_0^{*\alpha}(\lambda) \cdot P_B) (\epsilon_-^{*\alpha}(\lambda) \cdot P_B) \right] \right\} \\
\times \left\{ V_{ub} V_{ud}^* \underbrace{(a_1 + a_2)}_{c_t^\rho} - V_{tb} V_{td}^* \underbrace{\frac{3}{2}(a_7 + a_9 + a_{10})}_{c_p^\rho} \right\} \quad (\text{B.15})
\end{aligned}$$

$$H(\lambda) = B(\lambda) i \left(V_{ub} V_{ud}^* c_t^\rho - V_{tb} V_{td}^* c_p^\rho \right) \quad (\text{B.16})$$

Avec

$$\begin{aligned}
B(0) &= \beta_2 \frac{m_B^2 - 2m_\rho^2}{2m_\rho^2} - \beta_3 \frac{|\vec{p}|^2 m_B^2}{m_\rho^2} \\
B(\pm 1) &= \mp \beta_1 m_B |\vec{p}| - \beta_2 \quad (\text{B.17})
\end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
\beta_1 &= \frac{G_F}{2} f_\rho m_\rho \frac{2}{m_B + m_\rho} V^{B \rightarrow \rho}(m_\rho^2) \\
\beta_2 &= \frac{G_F}{2} f_\rho m_\rho (m_B + m_\rho) A_1^{B \rightarrow \rho}(m_\rho^2) \\
\beta_3 &= \frac{G_F}{2} f_\rho m_\rho \frac{2}{m_B + m_\rho} A_2^{B \rightarrow \rho}(m_\rho^2) \quad (\text{B.18})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} &= A \lambda_c^3 B \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \left[\left(\eta \left(1 - \frac{\lambda_c^2}{2} \right) c_t^\rho + \eta \Re e(c_p^\rho) + (1 - \rho) \Im m(c_p^\rho) \right) \right. \\
&\quad \left. + i \left(\rho \left(1 - \frac{\lambda_c^2}{2} \right) c_t^\rho - (1 - \rho) \Re e(c_p^\rho) + \eta \Im m(c_p^\rho) \right) \right]. \quad (\text{B.19})
\end{aligned}$$

B.7 $B^- \rightarrow \rho^- \omega$

$$\begin{aligned}
H_\lambda = & \frac{G_F}{2} \left\{ f_\rho m_\rho \left[\frac{2V^{B \rightarrow \omega}(m_\rho^2)}{m_B + m_\omega} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_{\rho,\lambda}^{*\alpha} \epsilon_{\omega,\lambda}^{*\beta} P_B^\gamma P_\omega^\delta \right. \right. \\
& \left. \left. + i(m_B + m_\omega) A_1^{B \rightarrow \omega}(m_\rho^2) \epsilon_{\rho,\lambda}^* \epsilon_{\omega,\lambda}^* \right. \right. \\
& \left. \left. - i \frac{2A_2^{B \rightarrow \omega}(m_\rho^2)}{m_B + m_\omega} (\epsilon_{\rho,\lambda}^* \cdot P_B) (\epsilon_{\omega,\lambda}^* \cdot P_B) \right] \right\} \times \left\{ V_{ub} V_{ud}^* \underbrace{a_2}_{c_{t1}^\omega} - V_{tb} V_{td}^* \underbrace{(a_4 + a_{10})}_{c_{p1}^\omega} \right\} \\
& + \frac{G_F}{2} \left\{ f_\omega m_\omega \left[\frac{2V^{B \rightarrow \rho}(m_\omega^2)}{m_B + m_\rho} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_{\omega,\lambda}^{*\alpha} \epsilon_{\rho,\lambda}^{*\beta} P_B^\gamma P_\rho^\delta \right. \right. \\
& \left. \left. + i(m_B + m_\rho) A_1^{B \rightarrow \rho}(m_\omega^2) \epsilon_{\rho,\lambda}^* \epsilon_{\omega,\lambda}^* - i \frac{2A_2^{B \rightarrow \rho}(m_\omega^2)}{m_B + m_\rho} (\epsilon_{\rho,\lambda}^* \cdot P_B) (\epsilon_{\omega,\lambda}^* \cdot P_B) \right] \right\} \\
& \times \left\{ V_{ub} V_{ud}^* \underbrace{a_1}_{c_{t2}^\omega} - \underbrace{V_{tb} V_{td}^* (a_4 + 2(a_3 + a_5) + \frac{1}{2}(a_7 + a_9 - a_{10}))}_{c_{p2}^\omega} \right\}
\end{aligned} \tag{B.20}$$

$$H(\lambda) = B(\lambda) i(V_{ub} V_{ud}^* c_{t1}^\omega - V_{tb} V_{td}^* c_{p1}^\omega) + C(\lambda) i(V_{ub} V_{ud}^* c_{t2}^\omega - V_{tb} V_{td}^* c_{p2}^\omega) \tag{B.21}$$

Avec

$$\begin{aligned}
B(0) &= \beta_2 \frac{m_B^2 - (m_\omega^2 + m_\rho^2)}{2m_\omega m_\rho} - \beta_3 \frac{|\vec{p}|^2 m_B^2}{m_\omega m_\rho} \\
C(0) &= \beta_5 \frac{m_B^2 - (m_\omega^2 + m_\rho^2)}{2m_\omega m_\rho} - \beta_6 \frac{|\vec{p}|^2 m_B^2}{m_\omega m_\rho} \\
B(\pm 1) &= \mp \beta_1 m_B |\vec{p}| - \beta_2 \\
C(\pm 1) &= \mp \beta_4 m_B |\vec{p}| - \beta_5
\end{aligned} \tag{B.22}$$

et

$$\begin{aligned}
\beta_{1,4} &= \frac{G_F}{2} f_{\rho,\omega} m_{\rho,\omega} \frac{2}{m_B + m_{\omega,\rho}} V^{B \rightarrow \omega,\rho}(m_{\rho,\omega}^2) \\
\beta_{2,5} &= \frac{G_F}{2} f_{\rho,\omega} m_{\rho,\omega} (m_B + m_{\omega,\rho}) A_1^{B \rightarrow \omega,\rho}(m_{\rho,\omega}^2) \\
\beta_{3,6} &= \frac{G_F}{2} f_{\rho,\omega} m_{\rho,\omega} \frac{2}{m_B + m_{\omega,\rho}} A_2^{B \rightarrow \omega,\rho}(m_{\rho,\omega}^2) .
\end{aligned} \tag{B.23}$$

Après développement des coefficients de la matrice CKM on obtient:

$$H \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} = A\lambda_c^3 \left\{ \left[R_1 B \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} + R_2 C \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \right] + i \left[I_1 B \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} + I_2 C \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \right] \right\} \quad (\text{B.24})$$

où

$$\begin{aligned} R_{1,2} &= \left(1 - \frac{\lambda_c^2}{2}\right) \eta C_{t1,2}^\omega + \eta \Re(C_{p1,2}^\omega) + (1 - \rho) \Im(C_{p1,2}^\omega) \\ I_{1,2} &= \left(1 - \frac{\lambda_c^2}{2}\right) \rho C_{t1,2}^\omega + \eta \Im(C_{p1,2}^\omega) - (1 - \rho) \Re(C_{p1,2}^\omega) \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

Bibliographie

- [1] P. Curie, Journal de physique **III**, 393 (1894).
- [2] T. D. Lee and C.-N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
- [3] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
- [4] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [5] I. I. Y. Bigi and A. I. Sanda, Cambridge Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. **9**, 1 (2000).
- [6] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [7] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [8] C. Jarlskog, Phys. Rev. Lett. **55**, 1039 (1985).
- [9] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **13**, 562 (1964).
- [10] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
- [11] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. **D66**, 010001 (2002).
- [12] K. G. Wilson, Phys. Rev. **179**, 1499 (1969).
- [13] G. Buchalla, A. J. Buras, and M. E. Lautenbacher, Rev. Mod. Phys. **68**, 1125 (1996), hep-ph/9512380.
- [14] G. Buchalla, (2002), hep-ph/0202092.
- [15] A. J. Buras, (1998), hep-ph/9806471.
- [16] A. J. Buras, Lect. Notes Phys. **558**, 65 (2000), hep-ph/9901409.

- [17] A. J. Buras, (2001), hep-ph/0101336.
- [18] M. Neubert and B. Stech, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **15**, 294 (1998), hep-ph/9705292.
- [19] M. B. Wise, (1997), hep-ph/9805468.
- [20] M. Neubert, (2000), hep-ph/0001334.
- [21] N. G. Deshpande and X.-G. He, Phys. Rev. Lett. **74**, 26 (1995), hep-ph/9408404.
- [22] R. Fleischer, Int. J. Mod. Phys. **A12**, 2459 (1997), hep-ph/9612446.
- [23] G. Kramer, W. F. Palmer, and H. Simma, Nucl. Phys. **B428**, 77 (1994), hep-ph/9402227.
- [24] R. Enomoto and M. Tanabashi, Phys. Lett. **B386**, 413 (1996), hep-ph/9606217.
- [25] S. Gardner, H. B. O'Connell, and A. W. Thomas, Phys. Rev. Lett. **80**, 1834 (1998), hep-ph/9705453.
- [26] J. D. Bjorken, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **11**, 325 (1989).
- [27] H. Quinn, (2001), hep-ph/0111177.
- [28] A. Ali and C. Greub, Phys. Rev. **D57**, 2996 (1998), hep-ph/9707251.
- [29] O. Leitner, X. H. Guo, and A. W. Thomas, Phys. Rev. **D66**, 096008 (2002), hep-ph/0208198.
- [30] O. Leitner, Thèse de Doctorat (2003).
- [31] W. N. Cottingham, H. Mehrban, and I. B. Whittingham, J. Phys. **G28**, 2843 (2002), hep-ph/0102012.
- [32] M. Wirbel, B. Stech, and M. Bauer, Z. Phys. **C29**, 637 (1985).
- [33] M. Bauer, B. Stech, and M. Wirbel, Z. Phys. **C34**, 103 (1987).
- [34] X.-H. Guo and T. Huang, Phys. Rev. **D43**, 2931 (1991).
- [35] M. Bander, D. Silverman, and A. Soni, Phys. Rev. Lett. **43**, 242 (1979).
- [36] D.-S. Du, X.-Q. Li, Z.-T. Wei, and B.-S. Zou, Eur. Phys. J. **A4**, 91 (1999), hep-ph/9805260.

- [37] A. F. Falk, (1998), hep-ph/9806538.
- [38] J. F. Donoghue, (1996), hep-ph/9607352.
- [39] M. Suzuki, (1998), hep-ph/9807414.
- [40] R. N. Cahn and M. Suzuki, (1997), hep-ph/9708208.
- [41] M. Suzuki and L. Wolfenstein, Phys. Rev. **D60**, 074019 (1999), hep-ph/9903477.
- [42] L. Wolfenstein, Phys. Rev. **D43**, 151 (1991).
- [43] J. J. Sakurai, University of Chicago Press (1969).
- [44] H. B. O'Connell, B. C. Pearce, A. W. Thomas, and A. G. Williams, Prog. Part. Nucl. Phys. **39**, 201 (1997), hep-ph/9501251.
- [45] X. H. Guo and A. W. Thomas, Phys. Rev. **D58**, 096013 (1998), hep-ph/9805332.
- [46] H. B. O'Connell, A. W. Thomas, and A. G. Williams, Nucl. Phys. **A623**, 559 (1997), hep-ph/9703248.
- [47] K. Maltman, H. B. O'Connell, and A. G. Williams, Phys. Lett. **B376**, 19 (1996), hep-ph/9601309.
- [48] S. Gardner and H. B. O'Connell, Phys. Rev. **D57**, 2716 (1998), hep-ph/9707385.
- [49] A. G. Williams, H. B. O'Connell, and A. W. Thomas, Nucl. Phys. **A629**, 464c (1998), hep-ph/9707253.
- [50] H. B. O'Connell, B. C. Pearce, A. W. Thomas, and A. G. Williams, Phys. Lett. **B354**, 14 (1995), hep-ph/9503332.
- [51] M. Jacob and G. C. Wick, Annals of Physics **7**, 401 (1959).
- [52] J. D. Jackson, Les Houches, Gordon and Breach/Dunod (1965).
- [53] M. E. Rose, Elementary theory of angular momentum, Dover Publications (1995).
- [54] G. Kramer and W. F. Palmer, Phys. Rev. **D45**, 193 (1992).
- [55] A. Ali, G. Kramer, and C.-D. Lu, Phys. Rev. **D58**, 094009 (1998), hep-ph/9804363.

- [56] J. D. Jackson, *Nuovo Cim.* **34**, 1644 (1964).
- [57] O. Nachtmann, *Elementary Particles Physics*, Springer-Verlag (1990).
- [58] P. Langacker, *Phys. Rev.* **D20**, 2983 (1979).
- [59] H.-Y. Cheng and A. Soni, *Phys. Rev.* **D64**, 114013 (2001), hep-ph/0105246.
- [60] ALEPH, D. Abbaneo *et al.*, (2001), hep-ex/0112028.
- [61] M. Battaglia *et al.*, (2003), hep-ph/0304132.
- [62] CLEO, R. Godang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 021802 (2002), hep-ex/0101029.
- [63] BABAR, B. Aubert *et al.*, (2003), hep-ex/0307026.
- [64] BELLE, J. Zhang *et al.*, (2003), hep-ex/0306007.
- [65] Z. J. Ajaltouni, O. Leitner, P. Perret, C. Rimbault, and A. W. Thomas, *Eur. Phys. J.* **C29**, 215 (2003), hep-ph/0302156.
- [66] LHCb, S. Amato *et al.*, LHCb technical design report: Reoptimized detector design and performance, CERN-LHCC-2003-030.
- [67] LHCb, S. Amato *et al.*, LHCb: VELO technical design report, CERN-LHCC-2001-011.
- [68] LHCb, S. Amato *et al.*, LHCb: Inner tracker technical design report, CERN-LHCC-2002-029.
- [69] LHCb, P. Barbosa Marinho *et al.*, LHCb: Outer tracker technical design report, CERN-LHCC-2001-024.
- [70] LHCb, S. Amato *et al.*, LHCb: RICH technical design report, CERN-LHCC-2000-0037.
- [71] LHCb, S. Amato *et al.*, LHCb: Calorimeters technical design report, CERN-LHCC-2000-0036.
- [72] LHCb, P. Barbosa Marinho *et al.*, LHCb: Muon system technical design report, CERN-LHCC-2001-010.
- [73] LHCb, S. Amato *et al.*, LHCb: Trigger system technical design report, CERN-LHCC-2003-31.

- [74] A. Robert, Thèse en préparation, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Clermont-Ferrand .

Résumé

L'effet du mélange $\rho^0 - \omega$ dans l'observation de la violation directe de CP dans la désintégration du méson B en mésons vecteurs constitue l'une des études principales de ce travail. Dans une première partie nous calculons les amplitudes de désintégrations de canaux $B \rightarrow V\rho^0(\omega)$ à partir de leur modélisation en utilisant pour cela le formalisme d'hélicité. A partir de ces amplitudes nous pouvons prédire les rapports d'embranchement et les asymétries auxquels on s'attend, compte tenu des différents facteurs de forme et paramètres ajustables introduits. Ce travail a mis en évidence que la violation directe de CP se manifeste à la fois au niveau des rapports d'embranchement, des distributions angulaires et du spectre de masse du $\rho^0 - \omega$. La prédominance de la polarisation longitudinale mise en avant dans cette thèse est appuyée par les données expérimentales des expériences Babar et Belle. Les phases fortes ont ensuite été déduites en fonction de la masse de la résonance $\rho^0 - \omega$ ainsi que le rapport des amplitudes Penguin et Tree.

Dans une seconde partie, nous introduisons l'étude précédemment décrite dans le cadre de l'expérience LHCb, consacrée à l'étude de la beauté et de la violation de CP, qui débutera en 2007. L'analyse de la réponse simulée du détecteur à l'un des canaux modélisés, le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ a été réalisée dans le but d'estimer l'intérêt de ce canal pour une telle expérience. Il s'est avéré que l'effet du mélange $\rho^0 - \omega$ dans ce canal n'est a priori pas observable à court terme dans LHCb. En revanche, le canal $\rho^+\rho^0(\omega)$, dont le rapport d'embranchement prédit dans ce travail est confirmé par Babar et Belle, semble être un terrain d'investigation prometteur pour l'observation d'une asymétrie différentielle.

Mots clefs: Violation CP, Mélange rho-omega, asymétrie, hélicité, phase forte, LHCb.

Abstract

$\rho^0 - \omega$ mixing effect on direct CP violation in B decay into vector mesons is one of the main studies of this work. The first part is dedicated to the calculation of the decay amplitudes of the channels $B \rightarrow V\rho^0(\omega)$ which have been modeled. We used for that the helicity formalism. In such a way branching ratios and asymmetries depending on form factor models and other parameters are predicted. Direct CP violation appears at several levels: in branching ratios, in angular distributions and in differential asymmetry as a function of $\rho^0 - \omega$ mass. The dominance of the longitudinal polarization in the studied channels is confirmed by Babar and Belle experimental results. We calculated too the strong phase and the ratio of Penguin to Tree amplitudes for each modeled channel. In a second part, was developed an analysis of the channel $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0(\omega)$ in the framework of LHCb experiment. It will start in 2007 and is dedicated to b flavor study and CP violation. The realistic analysis which has been performed shows that this channel is not appropriated to observe $\rho^0 - \omega$ mixing effect on asymmetry in LHCb, while the $\rho^+\rho^0(\omega)$ channel, for which we have predicted a branching ratio value confirmed by Babar and Belle, is much more promising.

Keywords: CP Violation, rho-omega mixing, asymmetry, helicity, strong phase, LHCb.