



HAL
open science

Etude des désintégrations charmonium des mésons B dans l'expérience BABAR

P. Grenier

► **To cite this version:**

P. Grenier. Etude des désintégrations charmonium des mésons B dans l'expérience BABAR. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2006. tel-00112172

HAL Id: tel-00112172

<https://theses.hal.science/tel-00112172>

Submitted on 7 Nov 2006

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. Sciences et Technologies

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

présentée par

Philippe GRENIER

Docteur d'Université
Chargé de Recherche au CNRS

**Etude des désintégrations charmonium des mésons B
dans l'expérience *BABAR***

Soutenue le 28 Avril 2006 devant la Commission d'examen :

Examineurs :	Alain	Baldit	Président
	Denis	Bernard	
	Ana	Henriques	Rapporteur
	Dominique	Pallin	Rapporteur
	Georges	Vasseur	Rapporteur

Avant-propos

Ma carrière scientifique a débuté en 1993 avec ma thèse de doctorat, soutenue en septembre 1995 et passée au Commissariat à l’Energie Atomique de Saclay sur l’étude des fonctions de structure en spin du nucléon. L’expérience E143 s’était déroulée au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) situé en Californie, aux USA. Au cours de la première année, passée entièrement au SLAC, j’avais pris une part très active dans la préparation de l’expérience, la prise des données, et une extraction préliminaire de la fonction de structure g_1 sur le proton et le deutérium. J’avais ensuite détaillé cette analyse rapide puis effectué la toute première mesure de g_2 . Nous avons pu confirmer la règle de somme de Bjorken, règle fondamentale de la QCD, et déterminer la fraction du spin du nucléon portée par les quarks. Mes principales contributions à l’expérience sont publiées dans les références [1].

J’ai été recruté par le CNRS en octobre 1996 comme chargé de recherche dans le groupe ATLAS du Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC) de Clermont-Ferrand. Le groupe participe à la construction du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes (TILECAL [2]). Les implications clermontoises sont très nombreuses et sont centrées essentiellement sur l’électronique frontale de lecture. Nous avons développé de nouveaux photomultiplicateurs (10000 PMs, pour la lecture de la lumière issue des tuiles scintillantes du calorimètre) en collaboration avec la compagnie Hamamatsu, ainsi que le système d’alimentation en haute tension de ces photomultiplicateurs. La stabilité de l’ensemble de l’électronique de lecture sera contrôlée par un système basé sur un laser construit à Clermont-Ferrand. A l’aide de données prises en faisceau, nous avons démontré que le système pouvait mesurer la stabilité et la linéarité de l’électronique à quelques pour mille près. Les photomultiplicateurs, toute l’électronique de lecture et le système haute tension sont contenus dans des tiroirs amovibles situés au coeur du détecteur. Clermont-Ferrand a eu en charge le développement et la construction de la partie mécanique, ainsi que l’intégration de l’électronique dans les tiroirs, leur assemblage et leur certification finale. D’un point de vue personnel, j’ai participé activement à la plupart de ces tâches. Pendant près de deux ans, j’ai été le correspondant du TILECAL dans le groupe de travail ATLAS sur la tenue aux radiations des composants électroniques.

En mai 2000, je suis parti en détachement pour une durée de deux ans au CERN où j’ai continué mes travaux dans TILECAL mais dans des domaines différents. En particulier, j’ai été coordinateur de l’instrumentation optique des modules du tonneau central du calorimètre. L’instrumentation des 64 modules a duré au total près de trois ans. J’ai également été responsable de la mise en place de l’infrastructure nécessaire aux calibrations des modules avec faisceaux de particules.

En parallèle avec mes activités techniques, j’ai rejoint en 1998 le groupe de travail

ATLAS sur la Physique du quark top. Avec un physicien du groupe de Clermont-Ferrand, nous avons démontré que la masse du quark top pouvait être mesurée avec une incertitude de l'ordre de 2 GeV, ce qui serait un gain très important par rapport aux valeurs actuelles venant du Tevatron. Cette étude a fait partie du Technical Design Report sur le potentiel de Physique d'ATLAS [3]. Par la suite, j'ai travaillé sur une nouvelle étude de la masse du top qui sera plus particulièrement applicable lorsque le LHC fonctionnera à haute luminosité. Ces deux études de la masse du top ainsi que toutes les autres méthodes développées dans le groupe de travail ont été résumées dans une note scientifique dont j'ai été le rédacteur principal [4].

J'ai pris une orientation de recherche différente en mai 2002 en rejoignant la collaboration *BABAR* dont le détecteur est implanté auprès des anneaux de stockage PEP-II du SLAC. J'ai été détaché au SLAC pendant trois ans. Pendant deux ans et demi, j'ai eu la responsabilité des opérations du sous-détecteur DIRC ; ce qui consistait essentiellement à veiller, avec l'aide d'un groupe d'étudiants placé sous ma responsabilité, au bon fonctionnement du DIRC pendant les prises de données, mais aussi à gérer les différentes réparations et les améliorations techniques apportées au détecteur. J'ai terminé mon séjour au SLAC en étant pendant 5 mois le coordinateur général des prises de données de *BABAR*. J'ai aussi assuré pendant cette période la maintenance des éléments du DIRC construits par les groupes français de l'IN2P3 et du CEA.

En parallèle, j'ai eu une très forte implication dans les analyses de physique. Au sein du groupe de physique Charmonium de *BABAR*, je me suis intéressé, en collaboration avec mes collègues du Laboratoire Leprince-Ringuet de l'Ecole Polytechnique, à l'étude des désintégrations des mésons B en kaon $K^{(*)}$ et en résonance charmonium (J/ψ , $\psi(2S)$, χ_{c1}).

J'ai délibérément choisi de présenter, dans ce document, mes activités de recherche développées dans le cadre de la collaboration *BABAR* et non de synthétiser l'ensemble de mes travaux de recherche. Mes principales activités au sein de *BABAR*, autant du point de vue du détecteur que des analyses de physique, sont illustrées dans quatre publications, dont une en cours de finalisation, jointes en annexe.

Table des matières

Introduction	7
1 L'expérience <i>BABAR</i>	9
1.1 Violation de symétrie <i>CP</i>	9
1.1.1 Introduction au Modèle Standard	9
1.1.2 La Matrice CKM	11
1.1.3 Système des mésons B	13
1.1.4 Violation de <i>CP</i> dans le système des mésons B	14
1.2 L'usine à mésons <i>B</i> du SLAC	17
1.2.1 Les anneaux de stockage PEP-II	17
1.2.2 Le détecteur <i>BABAR</i>	19
1.3 Résultats principaux	24
1.4 Bruit de fond et injection des faisceaux	26
1.4.1 Bruit de fond de la machine	26
1.4.2 Injection des faisceaux	30
2 Le DIRC	33
2.1 Introduction et description	33
2.2 Reconstruction	33
2.3 Electronique de lecture et système de calibration	35
2.3.1 Description de l'électronique de lecture	35
2.3.2 Calibration du temps	38
2.4 Opération et contrôle des données	40
2.5 Injection des faisceaux	42
3 Désintégrations hadroniques des mésons B	45
3.1 Théorie et Hamiltonien effectifs	45
3.1.1 Expansion en Produit d'Opérateur et Hamiltonien effectif	45
3.1.2 Amplitude de désintégration	46
3.2 Interaction forte et ordres supérieurs	47
3.3 Factorisation	50
3.3.1 Introduction	50
3.3.2 Transformation de Fierz	51
3.3.3 Classification des désintégrations	51
3.4 Canaux de désintégration Charmonium-Kaon	52
3.4.1 Amplitude et éléments de matrice	52
3.4.2 Contributions non factorisables	54
3.4.3 Factorisation généralisée	55

3.4.4	Interactions dans l'état final	56
3.5	Amplitudes angulaires	56
3.5.1	Introduction et distributions angulaires	56
3.5.2	Canaux $B \rightarrow J/\psi K^*$ et $B \rightarrow \psi(2S)K^*$	58
3.5.3	Canal $B \rightarrow \chi_{c1} K^*$	59
3.6	Tests de factorisation dans les canaux Charmonium-Kaon	60
3.7	Spectre Charmonium	63
4	Mesures des désintégrations Charmonium des mésons B	65
4.1	Reconstruction et sélection des événements	66
4.1.1	Reconstruction des traces chargées et des agrégats neutres	66
4.1.2	Présélection des événements $B\bar{B}$	66
4.1.3	Identification des particules	67
4.1.4	Sélection des candidats	67
4.2	Mesure des rapports d'embranchement	67
4.2.1	Réjection du bruit de fond et optimisation	68
4.2.2	Extraction du signal	69
4.2.3	Efficacité de reconstruction	72
4.2.4	Estimation des erreurs systématiques	72
4.2.5	Résultats des rapports d'embranchement	74
4.2.6	Discussion et extraction du paramètre a_2	74
4.2.7	Mesure des rapports de production vecteur pseudoscalaire R_ψ	77
4.2.8	Asymétries de charge et rapport $R^{+/0}$	78
4.3	Recherche des modes supprimés par factorisation	79
4.3.1	Analyse des événements	80
4.3.2	Bruit de fond non résonant et erreurs systématiques	81
4.3.3	Recherche des signaux	82
4.4	Mesure des amplitudes angulaires	82
4.4.1	Effets expérimentaux	83
4.4.2	Validation de l'ajusteur	85
4.4.3	Erreurs expérimentales	86
4.4.4	Amplitudes angulaires	88
4.4.5	Recherche de violation CP directe	89
4.5	Conclusion	91
	Conclusion	93
	A Tables d'erreurs systématiques des amplitudes angulaires	95
	Bibliographie	99
	Curriculum Vitae et liste des publications	103
	Publications	107

Introduction

L'un des concepts fondamentaux de la Physique est le lien entre lois de conservation et propriétés d'invariance ou principes de symétrie. Le théorème de Noether indique entre autre que l'invariance sous translation, le déplacement dans le temps, et la rotation mènent respectivement à la conservation de l'impulsion, de l'énergie et du moment angulaire. Les trois transformations ou symétries discrètes : conjugaison de charge (C), parité (P) et renversement du temps (T) sont d'un intérêt majeur en physique de l'infiniment petit.

On a pensé pendant de longues années que ces trois symétries étaient conservées. Or Wu et ses collaborateurs [5] ont effectué la première mise en évidence expérimentale de la violation de la parité dans l'interaction faible en 1957. Cette hypothèse avait été suggérée l'année précédente par Lee et Yang [6]. La violation de la conjugaison de charge dans l'interaction faible fut mesurée l'année suivante par Goldhaber, Grodzins et Sunyar[7]. On notera que ces deux symétries sont respectées dans les interactions fortes et électromagnétiques. Si tout semblait montrer que la symétrie combinée CP était conservée, une expérience [8] montra en 1964, par la mesure non attendue de désintégrations $K_L \rightarrow \pi\pi$, que l'interaction faible violait faiblement la symétrie CP . La violation de la symétrie CP implique nécessairement la violation du renversement du temps T , par conservation de CPT . Selon Sakharov [9] c'est une des trois conditions pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'univers.

La violation de symétrie CP est naturellement incluse dans le Modèle Standard, par la présence d'une phase dans la matrice de Cabbibo, Kobayashi et Maskawa de mélange des quarks. Le système des mésons B est le laboratoire le plus approprié à l'étude de la violation CP car on s'attend à ce que ses effets soient maximaux dans les désintégrations de particules contenant un quark b .

Les usines à mésons B , à SLAC aux Etats-Unis avec le détecteur *BABAR* et l'accélérateur PEP-II, et à KEK au Japon avec le détecteur *BELLE* et l'accélérateur KEK-B, ont en 2001 mis en évidence la violation de CP dans le système des mésons B par la mesure du paramètre $\sin 2\beta$. Cette mesure a confirmé l'excellente description du Modèle Standard des interactions électrofaibles. Les deux expériences ont par ailleurs contribué à l'amélioration de nombreuses mesures et ont permis de mesurer entièrement le triangle d'unitarité avec la détermination des angles α et γ .

Si l'étude de la violation de la symétrie CP est le programme phare des usines à B , la haute luminosité mise en jeu a permis l'ouverture de nouveaux terrains d'investigation. Les désintégrations hadroniques des mésons B font partie de ces domaines. La description phénoménologique de ce type de désintégration est rendue difficile par l'échange de gluons entre les particules de l'état final. Mieux comprendre les effets de l'interaction forte dans les désintégrations faibles exclusives des mésons est une condition préalable à une meilleure extraction des éléments de la matrice de mélange

ainsi qu'à une mise en évidence de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. En outre, la dynamique de ces effets fournit des informations sur l'interaction forte elle-même, notamment à une échelle proche de la masse du quark b . L'approximation de factorisation a été fréquemment utilisée pour décrire, avec succès généralement, ce type de processus. Il existe cependant un certain nombre de cas où l'approximation dans sa forme la plus simple (factorisation naïve) a échoué et où des améliorations phénoménologiques ont dû être apportées. Un exemple est la désintégration des mésons B en résonance charmonium et kaon que nous allons analyser dans ce mémoire.

Ce document est divisé en quatre parties. La première partie est consacrée à la description de l'expérience *BABAR*. D'abord nous trouverons une introduction au formalisme du Modèle Standard et de la violation de CP dans le système des mésons B . Ensuite, viendront quelques mots sur les conditions de prise des données dans lesquelles j'ai été très impliqué.

Dans la deuxième partie, le DIRC ("Detector of Internally Reflected Cherenkov light"), détecteur utilisé pour l'identification des particules, est abordé de manière plus détaillée.

La phénoménologie des désintégrations hadroniques des mésons B est décrite dans la troisième partie où en particulier l'hypothèse de factorisation est explicitée. Nous verrons ce que l'étude des désintégrations charmonium-kaon peut apporter à la description de l'approximation de factorisation.

Enfin, dans une dernière partie sont présentés les résultats expérimentaux de ces désintégrations (mesure de rapports d'embranchement, recherche de modes supprimés et détermination d'amplitudes angulaires) ainsi que les comparaisons avec différents modèles et expériences.

Chapitre 1

L'expérience *BABAR*

Le détecteur *BABAR* est installé sur le collisionneur e^+e^- de PEP-II au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) en Californie. Dans une première partie nous ferons une introduction succincte du sujet de physique phare de l'expérience : la violation de symétrie CP dans le Modèle Standard. L'accélérateur et le détecteur sont brièvement présentés dans la deuxième partie. Enfin, dans une dernière partie, les résultats principaux de l'expérience seront mentionnés.

1.1 Violation de symétrie CP

Les désintégrations des mésons B offrent un environnement idéal pour étudier le modèle standard et en effectuer des tests précis.

En particulier, les éléments de la matrice de Cabbibo, Kobayashi et Maskawa (CKM) de mélange des quarks peuvent en être extraits avec grande précision. Dans le modèle standard, la violation de CP provient essentiellement de la présence d'éléments complexes dans la matrice CKM ; celle-ci peut se manifester de trois manières différentes dans le système des mésons B .

1.1.1 Introduction au Modèle Standard

Le modèle standard [10, 11] des particules élémentaires est décrit par une symétrie de jauge basée sur le groupe local $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, qui comprend le groupe de symétrie de l'interaction forte $SU(3)_C$ et celui de l'interaction électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les particules du modèle standard sont de deux types :

1. les particules de matière (fermions) : les quarks et les leptons qui font partie de trois familles identiques.
2. les particules de jauge (bosons) qui sont les particules médiatrices des interactions. Il y a huit gluons, bosons de jauge de l'interaction forte. Les gluons portent la charge de couleur, ils peuvent ainsi interagir entre eux. Les bosons de l'interaction faible sont les trois particules massives W^\pm et Z^0 qui peuvent interagir entre eux et le boson de l'interaction électromagnétique est le photon γ qui ne peut pas interagir avec lui-même.

Bien sûr, il convient de mentionner un troisième champ (scalaire) de particules, celui du boson de Higgs. Dans le modèle standard, les particules acquièrent de la masse via le couplage de Yukawa entre les champs de matière et le champ de Higgs.

Le secteur électrofaible du modèle standard consiste en un isotriplet de vecteurs champs W_μ^i , champs de jauge du groupe $SU(2)$ couplés avec la constante g à trois courants d'isospin faible, et en un vecteur champ B_μ , champ de jauge du groupe $U(1)$ couplé avec la constante g' au courant d'hypercharge faible. Au cours du processus de génération de la masse par brisure spontanée de la symétrie, les quatre vecteurs champs se mélangent pour former les états physiques :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \sqrt{\frac{1}{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ A_\mu &= B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^3 \sin\theta_W \\ Z_\mu &= -B_\mu \sin\theta_W + W_\mu^3 \cos\theta_W \end{aligned}$$

A ce point, il est bon de rappeler un point fondamental de la théorie électrofaible : les champs de jauge W_μ du groupe de symétrie $SU(2)_L$ ne couplent que la partie gauche des champs fermioniques alors que le champ de jauge B_μ du groupe $U(1)_{em}$ couple la partie gauche et droite.

Le lagrangien de la partie électrofaible peut se décomposer de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{cinétique} + \mathcal{L}_{Jauge} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.1)$$

La partie cinétique contient un terme d'énergie cinétique des champs fermioniques ainsi qu'un terme d'interaction avec les champs de jauge. Ce deuxième terme est somme de deux contributions d'interactions via courants chargés (CC) et neutres (NC) : $\mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_{NC}$, avec :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}}(J_\mu^+ W^{+\mu} + J_\mu^- W^{-\mu}) \quad (1.2)$$

$$\mathcal{L}_{NC} = e J_\mu^{em} A^\mu + \frac{g}{\cos\theta_W}(J_\mu^3 - \sin^2\theta_W J_\mu^{em}) Z^\mu \quad (1.3)$$

où J_μ^+ , J_μ^3 et J_μ^{em} sont respectivement les courants chargés et neutres. Le deuxième terme du lagrangien électrofaible \mathcal{L}_{Jauge} décrit la dynamique des champs de jauge comprenant des termes d'énergie cinétique et d'auto-interaction :

$$\mathcal{L}_{Jauge} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (1.4)$$

avec $W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - g\epsilon_{abc}W_\mu^b W_\nu^c$ et $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$. On retrouve ici le comportement non-abélien du groupe de symétrie $SU(2)_L$ (auto-interaction entre champs de jauge).

La troisième partie du lagrangien exprime la dynamique du champ de Higgs que l'on peut écrire sous la forme :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D^\mu\phi)(D_\mu\phi) - V(\phi) \quad (1.5)$$

où ϕ est un doublet de champs scalaires de Higgs, et la forme générale du potentiel de Higgs : $V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2$. Nous introduisons la dérivée covariante :

$$D^\mu = \partial^\mu + igW_a^\mu T^a + ig'\frac{1}{2}YB^\mu \quad (1.6)$$

où T et Y sont les opérateurs d'isospin faible du groupe $SU(2)$ ($T = \tau/2$ où τ sont les matrices Pauli) et d'hypercharge du groupe $U(1)$. On rappelle que la charge électrique Q est reliée à la troisième composante de l'isospin T_3 et à l'hypercharge Y par : $Q = T_3 + Y/2$.

Aucune des trois composantes du lagrangien ne contient de termes de masse de fermion du type : $\bar{\Psi}_R \Psi_L$. En effet ce type de terme est incompatible avec la symétrie $SU(2)_L$. Cependant, il est possible d'introduire dans le lagrangien ce type de termes par couplage des champs de fermions avec le champ de Higgs. C'est le couplage de Yukawa qui donne au terme de masse la forme générale :

$$-\bar{\Psi}_L \Gamma \Psi_R \Phi - \bar{\Psi}_R \Gamma \Psi_L \Phi \quad (1.7)$$

Les matrices 3×3 Γ contiennent les constantes de Yukawa qui détermine la force du couplage entre les champs fermioniques et de Higgs. La matrice de masse \mathcal{M} est ainsi définie à l'aide de la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs $v = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle$:

$$\mathcal{M} = \Gamma v \quad (1.8)$$

On notera que les neutrinos n'existant que dans un état de chiralité gauche, le lagrangien ne contiendra donc pas de termes de couplage de Yukawa. Le modèle standard prédit une masse nulle pour les neutrinos.

1.1.2 La Matrice CKM

Pour obtenir le spectre en masse des champs de quark, il est nécessaire de diagonaliser la matrice de masse. Je me borne ici à en donner les grandes lignes. Cette opération introduit de nouveaux termes, dans la structure des courants électrofaibles chargés, qui décrivent les transitions entre quarks de types *up* et *down*. Ces coefficients sont les éléments de la matrice de Cabbibo, Kobayashi et Maskawa [12]. Cette matrice, unitaire, relie les états propres de masse aux états propres faibles :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

On pourrait montrer que pour trois familles de quarks, le nombre de paramètres de la matrice CKM est de quatre : trois angles et une phase. C'est la présence de cette phase qui est responsable de la violation de la symétrie CP. Dans un modèle à seulement deux familles de quarks (travail original de Cabbibo [13]), il n'existerait qu'un seul paramètre (un angle) et la symétrie serait donc conservée. Ceci implique que la violation de CP dans le système des mésons K est faible (cela a été confirmé par l'expérience).

A partir de quatre paramètres (λ, A, ρ, η), Wolfenstein [14] a proposé une paramétrisation de la matrice CKM :

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.10)$$

On remarque que η est le paramètre représentant la phase de violation de CP. Ainsi, on aura violation de CP si $\eta \neq 0$.

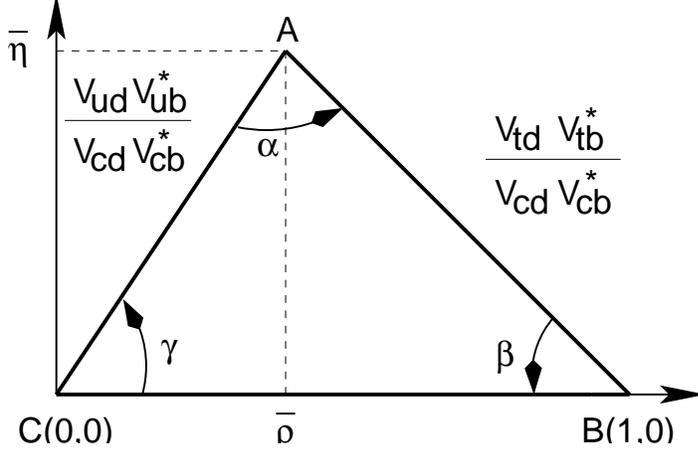
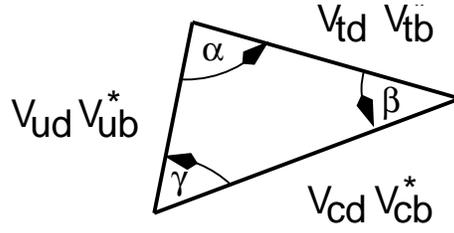


FIG. 1.1: Triangle d'unitarité et définition des angles.

La condition d'unitarité de la matrice CKM ($V^\dagger V = 1$) se traduit par des relations de normalisation et d'orthogonalité entre les rangées et colonnes. Trois sont particulièrement intéressantes pour l'étude de la violation CP :

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \\
 (2) \quad & V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \\
 (3) \quad & V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0
 \end{aligned} \tag{1.11}$$

Dans le plan complexe des paramètres ρ et η , ces relations sont représentées par des triangles. Ce sont les triangles d'unitarité. L'aire de ces triangles sera non nulle si la symétrie CP est violée. Le troisième relation est la plus intéressante ; en effet ses trois termes sont du même ordre en λ ($\mathcal{O}(\lambda^3)$) ce qui laisse entrevoir la possibilité de mesurer des effets importants de violation de CP.

En posant $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$, et en normalisant par $V_{cd}V_{cb}^*$ ($-\mathcal{A}\lambda^3$), la relation d'orthogonalité devient :

$$-(\bar{\rho} + i\bar{\eta}) + 1 - (1 - (\bar{\rho} + i\bar{\eta})) = 0 \tag{1.12}$$

Ainsi, dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, cette relation représente un triangle dont les sommets sont $C(0, 0)$, $B(1, 0)$ et $A(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Ce triangle ainsi que celui représenté par la relation initiale est montré sur la figure 1.1.

Les côtés et les angles du triangle d'unitarité sont définis de la manière suivante :

$$R_u = \frac{|V_{ud}V_{ub}^*|}{|V_{cd}V_{cb}^*|} = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} \quad R_t = \frac{|V_{td}V_{tb}^*|}{|V_{cd}V_{cb}^*|} = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} \tag{1.13}$$

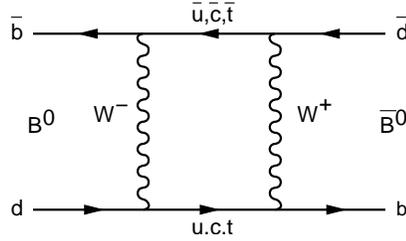


FIG. 1.2: Diagramme en boîte de mélange des mésons B^0 et \bar{B}^0 .

$$\alpha = \arg \left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right] \quad \beta = \arg \left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right] \quad \gamma = \arg \left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right] \quad (1.14)$$

1.1.3 Système des mésons B

Nous considérons ici le système des mésons B neutres B_d^0 et \bar{B}_d^0 . Par convention le contenu en quark du $B_d^0(d\bar{b})$ a été choisi de telle façon que le B_d^0 soit le partenaire d'isospin du B^+ . B_d^0 et \bar{B}_d^0 sont stables vis-à-vis des interactions fortes et électromagnétiques et se désintègrent via interaction faible avec des transitions $\Delta B = 2$. Ainsi les mésons peuvent osciller l'un vers l'autre avant de se désintégrer : c'est le phénomène de mélange (figure 1.2).

L'évolution du système $B^0\bar{B}^0$ en fonction du temps n'est pas une chose aisée à expliciter car il faut pouvoir tenir compte du processus d'oscillation ainsi que l'ensemble des états dans lesquels les mésons B peuvent se désintégrer. Si l'état du système est $\Psi(t)$, l'évolution est alors donnée par l'équation de Schrodinger :

$$i\frac{\partial|\Psi(t)\rangle}{\partial t} = \mathcal{H}|\Psi(t)\rangle \quad (1.15)$$

Weisskopf et Wigner [15] ont proposé de simplifier le problème en supposant que le système initial est la superposition des états propres de saveur et que le système est étudié à un temps plus grand que l'échelle de temps de l'interaction forte. Ainsi le système s'écrit :

$$|\Psi(t)\rangle = B^0(t)|B^0\rangle + \bar{B}^0(t)|\bar{B}^0\rangle \quad (1.16)$$

On a alors :

$$i\hbar\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} B^0(t) \\ \bar{B}^0(t) \end{pmatrix} = \mathcal{H}_{eff} \begin{pmatrix} B^0(t) \\ \bar{B}^0(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^0(t) \\ \bar{B}^0(t) \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

avec :

$$\begin{aligned} H_{11} &= \langle B^0|\mathcal{H}_{eff}|B^0\rangle & H_{12} &= \langle B^0|\mathcal{H}_{eff}|\bar{B}^0\rangle \\ H_{21} &= \langle \bar{B}^0|\mathcal{H}_{eff}|B^0\rangle & H_{22} &= \langle \bar{B}^0|\mathcal{H}_{eff}|\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (1.18)$$

La matrice H n'est pas hermitienne, mais elle peut être décomposée comme une combinaison de deux matrices hermitiennes M (matrice de masse) et Γ (matrice de désintégration) : $H = M - i/2\Gamma$:

$$\begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} - i/2 \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

Si la symétrie CPT est conservée, alors $M_{11} = M_{22} = M_0$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma_0$, respectivement la masse et la largeur de désintégration des états propres de saveurs.

Les valeurs propres de H sont $\lambda_{\pm} = H_{11} \pm (H_{12}H_{21})^{1/2}$. On a ainsi deux états propres qui diagonalisent la matrice : $|B_L\rangle$ et $|B_H\rangle$ pour lesquels on peut définir $\Delta m = M_H - M_L$ et $\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L$. On a :

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle \\ |B_H\rangle &= p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (1.20)$$

Les équations aux valeurs propres mènent à :

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{H_{21}}{H_{12}}} \pm \sqrt{\frac{M_{12}^* - i/2\Gamma_{12}^*}{M_{12} - i/2\Gamma_{12}}} \quad (1.21)$$

Si la symétrie CP est conservée, alors : $|H_{12}| = |H_{21}|$, soit $q/p = 1$. L'évolution temporelle du système est donné par :

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= \frac{1}{2p}(|B_L\rangle + |B_H\rangle) = g_+(t)|B^0\rangle + \frac{p}{q}g_-(t)|\bar{B}^0\rangle \\ |\bar{B}^0(t)\rangle &= \frac{1}{2q}(|B_L\rangle - |B_H\rangle) = \frac{p}{q}g_-(t)|B^0\rangle + g_+(t)|\bar{B}^0\rangle \end{aligned}$$

avec :

$$g_+(t) = e^{-iMt}e^{\Gamma t} \cos(\Delta M \frac{t}{2}) \text{ et } g_-(t) = e^{-iMt}e^{\Gamma t} \sin(\Delta M \frac{t}{2}) \quad (1.22)$$

1.1.4 Violation de CP dans le système des mésons B

De manière générale, l'amplitude de transition A_f d'un méson B vers l'état final f et celle d'un méson \bar{B} vers \bar{f} sont :

$$A_f = \langle f|H_{eff}|B\rangle \text{ et } \bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f}|H_{eff}|\bar{B}\rangle \quad (1.23)$$

Si plusieurs amplitudes contribuent aux transitions, alors A_f et $\bar{A}_{\bar{f}}$ seront données par :

$$A_f = \sum_i |A_i|e^{i(\delta_i + \phi_i)} \quad \bar{A}_{\bar{f}} = \sum_i |A_i|e^{i(\delta_i - \phi_i)} \quad (1.24)$$

Il y a ainsi deux types de phases qui apparaissent dans les amplitudes de transitions. Les phases faibles ϕ_i ont pour origine les éléments complexes du lagrangien. Dans le modèle standard elles sont engendrées par le secteur électrofaible et proviennent de la matrice CKM. Elles interviennent avec des signes opposés dans A_f et $\bar{A}_{\bar{f}}$. Ces phases violent CP . Les phases fortes δ_i ne violent pas CP . Elles sont dues à des états intermédiaires, contrôlés par l'interaction forte, qui se recombinent afin de former l'état final.

Les manifestations possibles de la violation de symétrie CP peuvent être classées en trois catégories :

1- Violation de CP directe ou dans la désintégration.

Elle s'opère lorsque l'amplitude d'un canal de désintégration et celle de son CP conjugué sont différentes :

$$\text{si } \frac{|A_f|}{|\bar{A}_f|} \neq 1 \quad \text{Violation CP} \quad (1.25)$$

Expérimentalement, on mesure l'asymétrie suivante :

$$a_f = \frac{|A_f|^2 - |\bar{A}_f|^2}{|A_f|^2 + |\bar{A}_f|^2} \propto \sum_{i,j} A_i A_j \sin(\phi_i - \phi_j) \sin(\delta_i - \delta_j) \quad (1.26)$$

On remarque donc que ce type de violation CP requiert qu'au moins deux amplitudes aient des phases faibles et fortes différentes. En 2004, les expériences *BABAR* [22] et *Belle* [16] ont pour la première fois mis en évidence la violation de CP directe dans le système des mésons B par les mesures d'asymétries suivantes :

$$\frac{n(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) - n(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{n(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) + n(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)} = \begin{cases} -0.133 \pm 0.030 \pm 0.009 & (BABAR) \\ -0.101 \pm 0.025 \pm 0.005 & (Belle) \end{cases} \quad (1.27)$$

2- Violation de CP dans le mélange

La violation de CP dans le mélange est observée si $p/q \neq 1$. Ceci se produit lorsque les états de masse sont différents des états propres de CP . Elle peut être mesurée dans les désintégrations semi-leptoniques, via l'asymétrie :

$$a = \frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow l^+ \nu X) - \Gamma(B^0 \rightarrow l^- \nu X)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow l^+ \nu X) + \Gamma(B^0 \rightarrow l^- \nu X)} = \frac{|p/q|^2 - |q/p|^2}{|p/q|^2 + |q/p|^2} \quad (1.28)$$

Les modèles prédisent une asymétrie faible [17]. Cependant, dû aux grandes incertitudes théoriques, si le facteur $|p/q|$ était mesuré, il serait très difficile d'en extraire des informations sur les paramètres de la matrice CKM.

3- Violation de CP dans l'interférence dans les désintégrations avec et sans mélange.

Un troisième type de violation CP peut se manifester dans les désintégrations des mésons B^0 et \bar{B}^0 dans le même état final f_{CP} , état propre de CP avec la valeur propre $\eta_{f_{CP}}$. A partir du même état initial, par exemple un B^0 , l'état final f peut être atteint directement ou après oscillation du B^0 en \bar{B}^0 (voir figure 1.3).

Les amplitudes de transition peuvent s'écrire (à l'aide des relations 1.23 et 1.22) :

$$A_{f_{CP}} = g_+(t)A_{f_{CP}} + \frac{q}{p}g_-(t)\bar{A}_{f_{CP}} \quad \text{et} \quad \bar{A}_{f_{CP}} = \frac{q}{p}g_-(t)A_{f_{CP}} + g_+(t)\bar{A}_{f_{CP}} \quad (1.29)$$

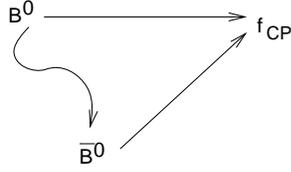


FIG. 1.3: Principe de la dynamique de la violation de CP dans l'interférence dans la désintégration avec et sans mélange. Le méson B^0 peut se désintégrer dans l'état final f , état propre de CP ou osciller en \bar{B}^0 qui à son tour se désintègre en f .

La probabilité de transition de B^0 vers l'état final f_{CP} $\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})$ est proportionnelle au carré de l'amplitude :

$$\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) \propto |A_{f_{CP}}|^2 e^{-\Gamma t} \left[\frac{1 + |\lambda|^2}{2} + \frac{1 - |\lambda|^2}{2} \cos(\Delta Mt) - \text{Im}(\lambda) \sin(\Delta Mt) \right] \quad (1.30)$$

De manière similaire, on obtiendrait :

$$\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) \propto |A_{f_{CP}}|^2 e^{-\Gamma t} \left[\frac{1 + |\lambda|^2}{2} - \frac{1 - |\lambda|^2}{2} \cos(\Delta Mt) + \text{Im}(\lambda) \sin(\Delta Mt) \right] \quad (1.31)$$

avec λ défini comme :

$$\lambda = \eta_{f_{CP}} \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{f_{CP}}}{A_{f_{CP}}} \quad (1.32)$$

Il est important de noter que si CP est conservée alors $q/p = 1$ et $\bar{A}_{f_{CP}}/A_{f_{CP}} = 1$. Ainsi la symétrie CP sera violée si $\lambda \neq \pm 1$. Expérimentalement, nous mesurons l'asymétrie dépendante du temps :

$$\begin{aligned} a_{f_{CP}}(t) &= \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})} \\ &= \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2} \cos(\Delta Mt) - \frac{2\text{Im}(\lambda)}{1 + |\lambda|^2} \sin(\Delta Mt) \end{aligned}$$

On remarque que le premier terme signe la violation de CP directe. Effectivement, en l'absence de violation de CP directe, soit $|\lambda| = 1$, l'asymétrie devient :

$$a_{f_{CP}}(t) = -\text{Im}(\lambda) \sin(\Delta Mt) \quad (1.33)$$

Ainsi, l'étude des désintégrations des mésons B neutres avec et sans mélange fait apparaître des phases faibles, provenant du processus d'oscillation et de la désintégration, et aucune phase forte; ce qui rend les prédictions théoriques plus précises. Suivant l'état final étudié, l'analyse des asymétries dépendantes du temps permettent de déterminer les angles du triangle d'unitarité. L'angle β est déterminé à l'aide des canaux $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow (c\bar{c})K_s^0$, l'angle α à partir des désintégrations $\rho^+\rho^-$ et l'angle γ par exemple à partir de désintégrations $B^- \rightarrow D^{(*)0}K^{(*)-}$. Les principaux résultats de *BABAR*, y compris les angles, sont résumés à la fin de ce chapitre.

1.2 L'usine à mésons B du SLAC

Le détecteur *BABAR* est installé sur les anneaux de stockage de PEP-II. L'ensemble a été optimisé pour l'étude du sujet de physique principal de *BABAR*, la violation de CP dans les désintégrations des mésons B neutres. De nombreux autres sujets sont bien sûr abordés, comme la détermination des paramètres de la matrice CKM, la physique des mésons beaux et charmés, la recherche de désintégrations rares, et la physique au-delà du modèle standard. Trois caractéristiques essentielles sont à retenir :

1. La plupart des canaux de physique étudiés ont des rapports d'embranchement faibles, de l'ordre de 10^{-4} ou moins. Il a fallu ainsi compenser avec une luminosité intégrée élevée afin de pouvoir effectuer des mesures de précision.
2. La mesure des asymétries dépendantes du temps requièrent la détermination précise de la différence de temps de désintégration entre les deux mésons B . Ceci a été réalisé à l'aide de faisceaux d'énergies différentes.
3. L'extraction du signal de nombreux canaux nécessite une excellente identification des particules. Le système d'identification des particules est basé sur un détecteur Cherenkov de conception originale très performant.

1.2.1 Les anneaux de stockage PEP-II

L'usine à mésons B PEP-II est un collisionneur e^+e^- asymétrique en énergie dans lequel les faisceaux d'électrons (HER) et de positrons (LER) ont respectivement une énergie de 9.0 GeV et de 3.1 GeV. L'énergie disponible dans le centre de masse est donc de 10.58 GeV correspondant à la résonance $\Upsilon(4S)$, située juste au-dessus du seuil de production $B\bar{B}$, qui se désintègre en proportion identique en $B^0\bar{B}^0$ et en B^+B^- (le rapport de production chargé sur neutre $R^{+/0}$ est déterminé dans ce travail). L'asymétrie en énergie crée un boost de Lorentz $\langle\beta\gamma = 0.56\rangle$ grâce auquel les vertex de désintégration des mésons B sont spatialement bien séparés permettant ainsi de déterminer précisément l'intervalle de temps Δt entre les deux désintégrations. La séparation spatiale Δz moyenne étant de l'ordre de 250 μm .

$$\Delta t \approx \frac{\Delta z}{\beta\gamma c} \quad (1.34)$$

Les électrons et positrons sont produits par le Linac du SLAC, accélérateur linéaire long de 3 km, puis sont injectés dans les anneaux de stockage de PEP-II (voir figure 1.4), ces derniers ayant une circonférence de 2.2 km. Les anneaux contiennent un certain nombre de cavités accélératrices qui sont utilisées afin de compenser la perte d'énergie des faisceaux par rayonnement synchrotron. Les collisions e^+e^- se produisent avec un angle nul au seul point d'interaction autour duquel le détecteur a été placé. Pour obtenir un angle nul, les faisceaux sont séparés dans le plan horizontal à l'aide de deux dipôles magnétiques permanents. Il y a 1700 paquets d'électrons et positrons qui circulent simultanément, les paquets étant séparés d'environ 130 cm.

La section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ est de l'ordre de 1.05 nb ce qui représente environ 0.3% de la section efficace totale dominée par la diffusion *Bhabha*. Les processus $e^+e^- \rightarrow u, d, c, s$ sont une source de bruit de fond importante dans la plupart des canaux de physiques. Pour les étudier, des données (environ 10% du total) ont été collectées à une énergie situé 40 MeV au-dessous de la masse de la

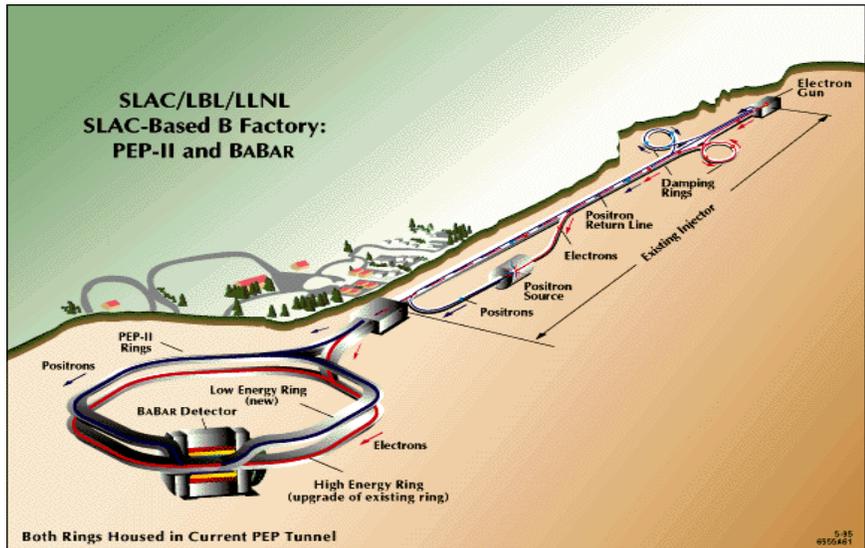


FIG. 1.4: Vue schématique de l'accélérateur linéaire et des anneaux de stockage PEP-II.

2005/04/07 10.10

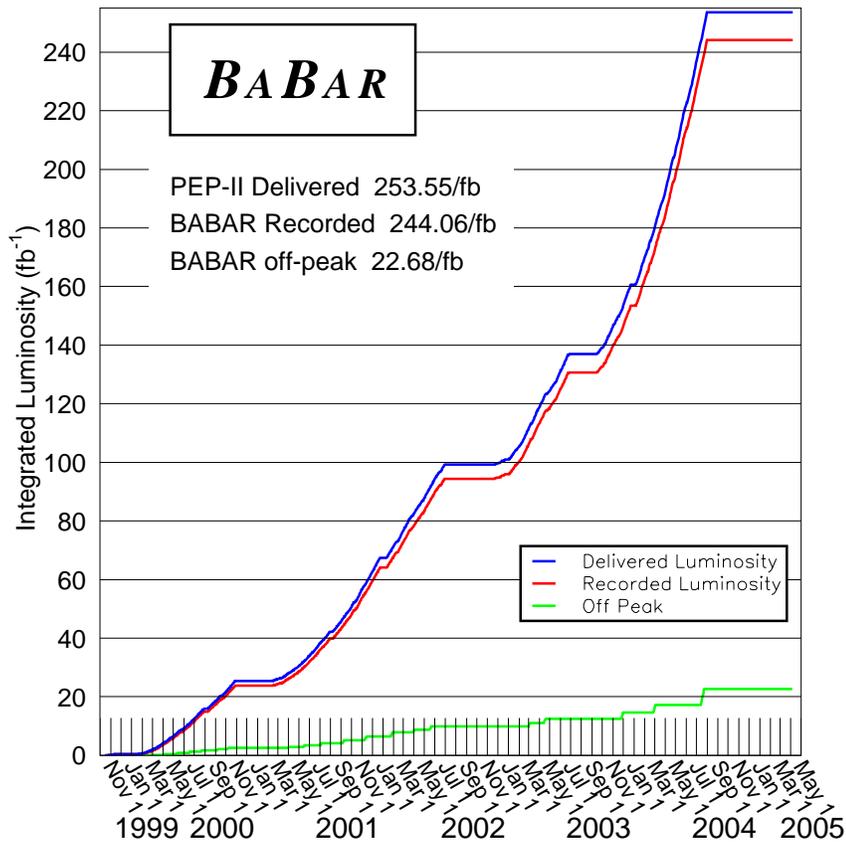


FIG. 1.5: Luminosité accumulée par BABAR entre 1999 et 2005.

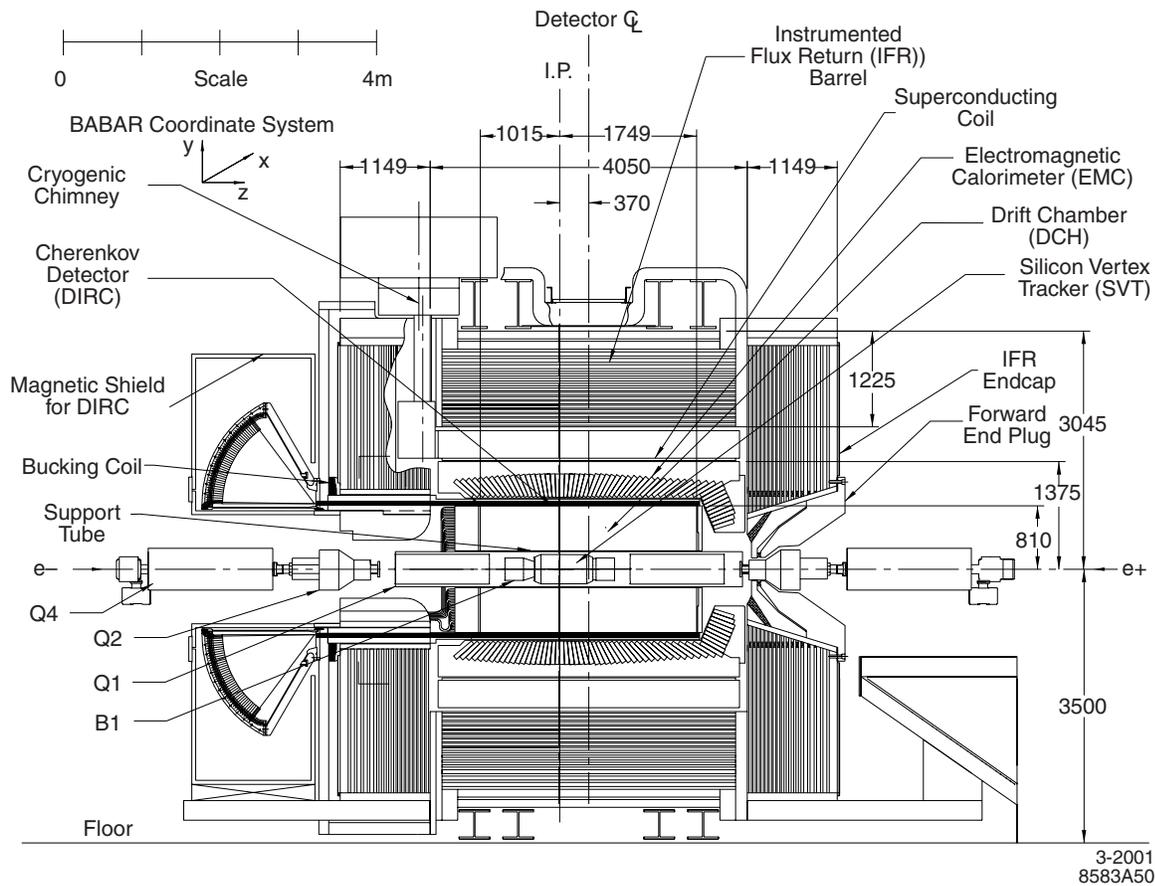


FIG. 1.6: Vue longitudinale du détecteur *BABAR*.

résonance $\Upsilon(4S)$ et sous le seuil de production $B\bar{B}$. La luminosité est déterminée à l'aide des processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ dont les sections efficaces sont mesurées avec le détecteur.

Par rapport à ses caractéristiques initiales, l'accélérateur a été constamment amélioré grâce à des efforts considérables, ceci ayant d'ailleurs demandé des modifications imprévues de l'électronique d'une partie du détecteur. En effet une luminosité instantanée $\mathcal{L} = 9.2 \times 10^{33}$ fb a été atteinte alors que la valeur initiale était $\mathcal{L}_{init} = 3.0 \times 10^{33}$ fb. Ainsi, au 30 avril 2005, la luminosité totale accumulée par *BABAR*/ est de 244 fb^{-1} (voir figure 1.5).

1.2.2 Le détecteur *BABAR*

A cause de la nature des collisions asymétriques en énergie, le détecteur a dû être conçu avec une asymétrie avant/arrière afin d'avoir la plus grande et la plus uniforme acceptation possible. Ceci a donc mené à une conception originale ; par exemple, le centre du détecteur est décalé de 37 cm par rapport au point d'interaction, et l'électronique embarquée de certains sous-détecteurs a été positionnée sur l'arrière. Pour remplir les objectifs de physique, le détecteur a été conçu avec les contraintes suivantes : excellente efficacité de reconstruction et résolution en impulsion des particules chargées entre 60 MeV et 4.5 GeV, excellente reconstruction des particules neutres entre 20 MeV et 4 GeV, et excellente identification des particules.

Le détecteur [23] est représenté sur la figure 1.6. Autour du point d'interaction,

se trouvent le détecteur de vertex (SVT), la chambre à dérivation (DCH), le détecteur de lumière Cherenkov (DIRC) et le calorimètre électromagnétique (EMC). Tous ces détecteurs sont entourés dans un aimant solénoïdal supra-conducteur produisant un champ magnétique de 1.5T. Enfin, le retour du champ magnétique a été instrumenté pour la détection des muons et hadrons neutres.

1- Le détecteur de vertex SVT.

Avec la chambre à dérivation, le SVT (“Silicon Vertex Tracker”) [24] fait partie du système de reconstruction des traces chargées. Le SVT a été conçu de manière à fournir des informations précises pour la reconstruction des traces des particules chargées et pour la détermination des vertex de désintégrations, près du point d’interaction. De plus, il devait aussi être capable d’effectuer seul (sans l’aide de la DCH) la reconstruction des traces de faible impulsion transverse, avec $p_T \leq 120 \text{ MeV}/c$.

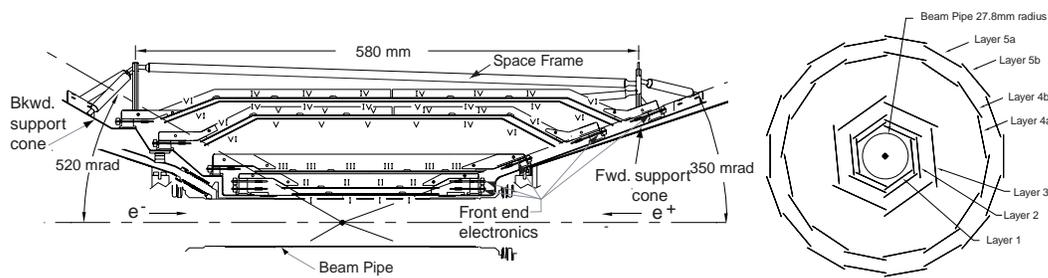


FIG. 1.7: Vues longitudinale et de face du SVT.

Le SVT est constitué de 5 couches à 2 faces de détecteurs de semi-conducteurs, une face pour la mesure de z et une pour la mesure de ϕ . Le SVT est représenté sur la figure 1.7. La première couche est située à un rayon de 32 mm et la cinquième à un rayon de 144 mm. Les contraintes de physique ont nécessité d’avoir une résolution spatiale de 10-15 μm pour les 3 premières couches et de 40 μm pour les deux dernières. Il y a au total 340 détecteurs semi-conducteurs, ayant une épaisseur de 300 μm et une taille variant de 41 à 71 mm. Le nombre total de voies est de près de 150000.

Une contrainte importante lors de la conception a été la tenue aux rayonnements. En effet, le SVT devait être capable de soutenir les mêmes performances avec une dose accumulée allant jusqu’à 2 MRad. Le système de mesure de dose de rayonnements sera explicité plus loin.

2- La chambre à dérivation DCH.

La chambre à dérivation [25] est le deuxième élément du système de reconstruction des traces de *BABAR*. La mesure de précision de l’impulsion et de l’angle des traces des particules chargées est son but principal. Dans la majeure partie de la cinématique de l’expérience, ses informations complètent celles du SVT. Cependant, la reconstruction des vertex de désintégration qui ont lieu à l’extérieur du SVT ne dépendent que de la DCH. La DCH fait aussi partie du système d’identification des particules par la mesure de la perte d’énergie par ionisation dE/dx . Elle aide en particulier à la séparation π/K pour des impulsions inférieures à 700 MeV/c .

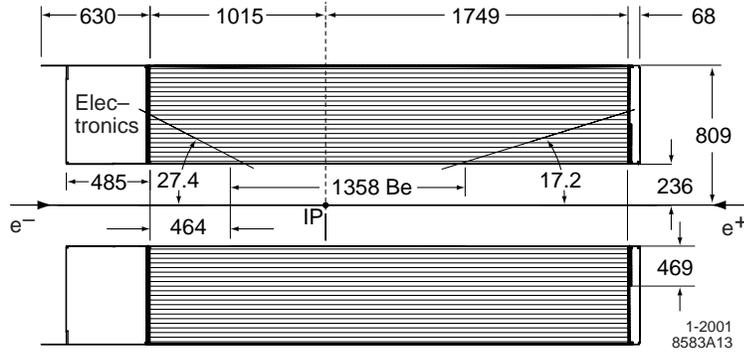


FIG. 1.8: Vues longitudinale de la DCH.

La chambre est un cylindre long de 2.80 m, dont le diamètre mesure 23.6 cm à l'intérieur et 80.9 cm à l'extérieur (voir figure 1.8). Elle est composée de 40 couches de cellules de dérive. Il y a au total près de 7104 cellules de forme hexagonale de dimension typique $1.2 \times 1.9 \text{ cm}^2$ dans les directions radiales et azimutales. Chaque cellule consiste en un fil de signal, d'une épaisseur de $20 \mu\text{m}$ fait d'un alliage de tungstène-rhénium entouré d'une fine couche d'or, et 6 fils de champ, d'une épaisseur de 80 et $120 \mu\text{m}$ faits d'aluminium entouré d'or. Les fils de champ sont soumis à une haute tension de l'ordre de 1900V et les fils de signal sont au potentiel de masse, entraînant une avalanche d'un gain de l'ordre de 5×10^4 . La chambre est arrangée en 10 super-couches qui mesurent les coordonnées z et ϕ , avec une résolution globale de $100 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et 1 mm en z . La chambre est remplie d'un mélange gazeux, 80% d'hélium et 20% d'isobutane, plus une très faible proportion d'eau. L'électronique frontale est située à l'arrière de la chambre.

L'efficacité de reconstruction des traces chargées par la DCH est de 98% par trace pour des impulsions supérieures à 200 MeV/c. Les résolutions spatiales des paramètres d'impacts obtenus par le système complet de reconstruction de traces (incluant donc le SVT et la DVH), sont :

$$\sigma_{d_0} = 23 \mu\text{m} \quad \sigma_{z_0} = 29 \mu\text{m} \quad \sigma_{\phi_0} = 0.43 \text{ mrad} \quad (1.35)$$

Enfin, la résolution de l'impulsion transverse, mesurée à l'aide de rayons cosmiques est :

$$\sigma_{p_T} = (0.13 \pm 0.01)\% \times p_T + (0.45 \pm 0.03)\% \quad (1.36)$$

3- Le détecteur Cherenkov DIRC.

Le chapitre suivant est entièrement consacré à la description détecteur Cherenkov DIRC.

4- Le calorimètre électromagnétique EMC.

Le calorimètre électromagnétique [26] a été conçu afin de détecter et de mesurer les gerbes électromagnétiques avec la meilleure efficacité et résolutions angulaire et en énergie possible, pour des énergies allant de 20 MeV (pour les photons peu énergétiques venant de la désintégration de π^0 et η) jusqu'à 4 GeV correspondant à des

l'étiquetage des mésons B via leurs désintégrations leptoniques, la reconstruction des mésons vecteur J/ψ et nombre de canaux de désintégration de mésons B et D . La détection des K_L^0 est importante pour la mesure de $\sin(2\beta)$ dans le canal $B \rightarrow J/\psi K_L^0$.

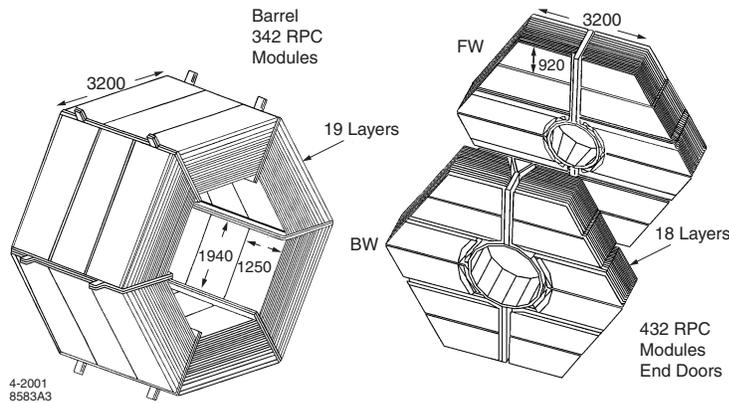


FIG. 1.10: Vue d'ensemble du retour de champ instrumenté).

L'IFR est composé d'une partie centrale avec 6 secteurs et de deux parties bouchons avec 4 secteurs chacun (voir la figure 1.10). Il utilise le fer du retour de champ du solénoïde comme un filtre à muons et un absorbeur de hadrons neutres. Le fer est segmenté en plaques d'épaisseur variable (de 2 cm à 10 cm) entre lesquelles sont intercalés les éléments actifs, des chambres résistives (RPC). L'espace entre les plaques de fer est de 3.2 cm. Il y a 19 couches de chambres dans la partie centrale et 18 dans les bouchons.

Une RPC est composée de 2 feuilles de bakélite de 2 mm d'épaisseur séparées par un espace de 2 mm rempli d'un gaz non-inflammable (mélange de 56.7% d'argon, de 38.8% de fréon et de 4.5% d'isobutane). Les faces extérieures des feuilles de bakélite ont été couvertes d'une fine couche de graphite connectée à un potentiel de haute tension (de l'ordre de 7600 V) et de masse. En contact avec les couches de graphite viennent les électrodes d'aluminium, sous forme de bandes orientées perpendiculairement afin d'effectuer une mesure bi-dimensionnelle de la position de la trace. Cet ensemble est positionné entre 2 couches de mousse, épaisses de 4 mm chacune, elles-mêmes comprises entre 2 plaques d'aluminium.

L'efficacité des chambres RPC était originellement de l'ordre de 87%. Cependant une très nette dégradation du fonctionnement des chambres a été observée dans le temps, puisque l'efficacité de reconstruction des muons est passée au-dessous de 50% après quelques années de prises de données. La raison de cette dégradation n'est pas réellement comprise. Ceci a eu un effet fortement négatif sur la physique, et la collaboration a ainsi décidé de remplacer les chambres RPC par une nouvelle technologie : des chambres LST (pour "Limited Streamer Tube"). Seule la partie tonneau de l'IFR sera équipée des nouvelles chambres. Deux secteurs ont été modifié pendant l'été 2004, et les 4 autres le seront en 2006. Les valeurs préliminaires d'efficacité des nouvelles chambres sont de l'ordre de 90%.

6- Déclenchement, acquisition et contrôle lent.

Le système de déclenchement avait été initialement conçu de façon à pouvoir opérer dans un environnement de bruit de fond dix fois plus grand que celui attendu

à la luminosité de construction. Il est composé d’une architecture classique, avec un déclenchement de niveau 1 rapide et utilisant les données brutes de certains détecteurs, et un déclenchement de niveau 3 basé sur une reconstruction partielle ou complète des événements. La contrainte principale était d’obtenir une efficacité de déclenchement supérieure à 99% pour les événements $B\bar{B}$.

Les déclenchements de niveau 1 s’opèrent à un taux d’environ 2.5 kHz (à une luminosité instantanée de $8-9 \times 10^{33} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ obtenue en 2004) et sont produits pendant une fenêtre de 10-11 μs suivant une collision e^+e^- . Ils sont basés sur les informations de la DCH, de l’EMC et de l’IFR qui sont regroupées dans le système global (GLT). La DCH active le déclenchement de niveau 1 pour toutes traces ayant une impulsion transverse d’au moins 120 MeV/c, le calorimètre pour des dépôts d’énergie d’au moins 100 MeV et l’IFR pour des paires $\mu^+\mu^-$ ou des rayons cosmiques. Il y a au total 24 configurations possibles.

Le déclenchement de niveau 3 prend les événements sélectionnés par le niveau 1 et effectue une deuxième réduction. Il sélectionne les événements de physique mais aussi ceux utilisés pour la détermination de la luminosité et pour différentes calibrations. A la luminosité de 2004, le taux de niveau 3 était de l’ordre de 300 Hz.

Les données sont enregistrées dans l’électronique frontale de chaque sous-détecteur et sont transmises par fibre optique à des modules d’acquisition centraux (ROM pour “Read-Out Modules”). Il y a 157 modules pour toute l’expérience. Ils reçoivent l’ordre de lecture du déclenchement de niveau 1, le distribuent aux systèmes d’électronique frontale, lisent les données et les assemblent pour former un événement. L’événement est ensuite soumis à l’algorithme du déclenchement de niveau 3 puis éventuellement enregistré.

Le contrôle lent du détecteur est assuré par le système EPICS [28] (“Experimental Physics and Industrial Control System”). Il permet de mesurer et de contrôler un très grand nombre de composants du détecteur, et en particulier d’avoir un diagnostic en temps réel de l’état du détecteur.

1.3 Résultats principaux

Au début de l’année 2006 après six années de prises de donnée, la collaboration *BABAR* a publié près de 180 papiers dans des revues avec comité de lecture. Ce n’est pas le propos de ce mémoire mais je voudrais rappeler ici les principaux résultats de l’expérience. En termes de qualité, de quantité et de diversité, *BABAR* est allé bien au-delà des résultats attendus il y a quelques années, et cela pour essentiellement deux raisons. Tout d’abord les performances de la machine sont bien meilleures par rapport aux caractéristiques initiales, ce qui fait que l’on a pu acquérir beaucoup plus de données que nous ne l’espérions. La deuxième raison est que les techniques de mesure et d’extraction des quantités physiques ont énormément progressé en quelques années. Ceci est particulièrement vrai pour la mesure des angles α et γ .

Le but initial et principal de l’expérience était la mise en évidence de la violation de symétrie CP dans le système des mésons B. Ceci a été accompli avec la mesure de $\sin(2\beta)$, qui depuis est devenu une mesure de précision du Modèle Standard. La valeur actuelle à partir des modes charmonium est :

$$\sin(2\beta) = 0.722 \pm 0.040 \pm 0.023 \quad (1.37)$$

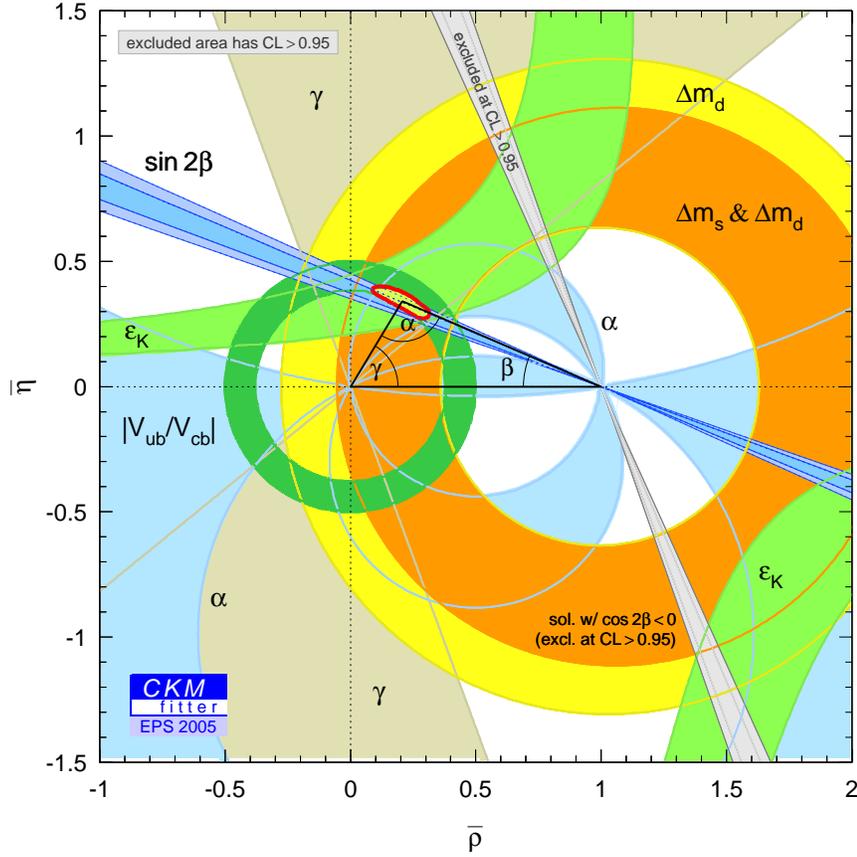


FIG. 1.11: Image actuelle du Triangle d'Unitarité.

La deuxième grande catégorie de résultats concernent la mesure du triangle d'unitarité. En effet, les mesures de *BABAR* permettent de tester l'intégralité du triangle : à la fois les angles et les côtés. Les angles α et γ sont déterminés respectivement à partir de désintégrations du type $B \rightarrow \rho\rho, \rho\pi, \pi\pi$ [18] et $B \rightarrow D^{(*)}K^{(*)}$ [19] :

$$\alpha = (103_{-9}^{+11})^\circ \quad \text{et} \quad \gamma = (52_{-18}^{+23})^\circ \quad (1.38)$$

Les désintégrations semileptoniques des mésons B ($b \rightarrow ul\nu$ et $b \rightarrow cl\nu$) permettent d'accéder à $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$, avec une précision relative de l'ordre de 7.6% et 2% respectivement [20].

Un autre aspect est la recherche de Nouvelle Physique, essentiellement via l'étude de modes de désintégrations rares, dont les rapports d'embranchement dans le Modèle Standard sont estimés inférieurs à 10^{-5} . Ce sont soit des processus dominés par des diagrammes Penguin, soit des processus supprimés dans la matrice CKM, soit des désintégrations purement leptoniques. Les observables sont des rapports d'embranchement, des asymétries CP intégrées dans ou indépendantes du temps. Tous les résultats obtenus jusqu'à présent sont compatibles avec les prédictions du Modèle Standard [21]. *BABAR* a effectué plusieurs premières observations de désintégrations rares.

La physique Charmonium est étudiée de manière intensive. Un bref résumé est donné dans le chapitre III.

L'ensemble des mesures de *BABAR* a beaucoup apporté à notre connaissance de la description de la matrice CKM et du triangle d'unitarité. Une image de notre

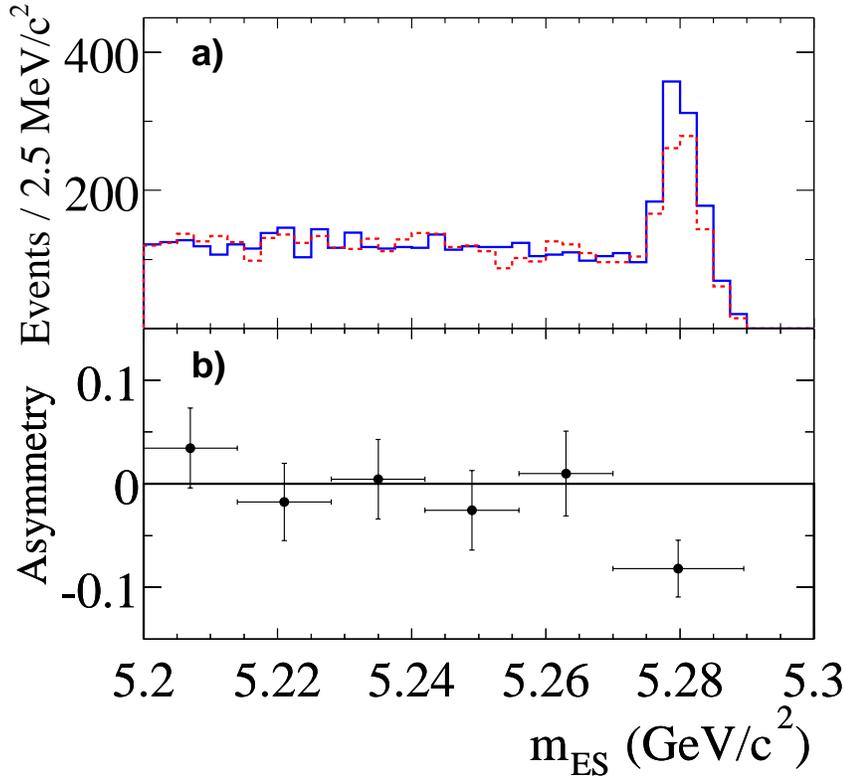


FIG. 1.12: (a) Distribution m_{ES} des événements $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ (ligne solide) et $\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (ligne pointillée). (b) Asymétrie $\mathcal{A}_{K\pi}$ calculé par tranches de m_{ES} .

connaissance actuelle du triangle d'unitarité est donnée sur la figure 1.11. Enfin, *BABAR* a été la première expérience à mettre en évidence la violation de CP directe dans le système des mésons B à l'aide des processus $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ [22].

L'asymétrie suivante a été mesurée (voir figure 1.12) :

$$\mathcal{A}_{K\pi} = \frac{n_{K^+\pi^-} - n_{K^-\pi^+}}{n_{K^+\pi^-} + n_{K^-\pi^+}} = 0.133 \pm 0.030(\text{stat}) \pm 0.009(\text{syst}) \quad (1.39)$$

1.4 Bruit de fond et injection des faisceaux

Je voudrais aborder dans cette partie deux points fondamentaux du fonctionnement de l'usine à mésons B : le bruit de fond dans le détecteur induit par la machine et l'injection des faisceaux dans les anneaux. Ce sont deux aspects dans lesquels j'ai été particulièrement impliqué, en tant que responsable des opérations du DIRC et surtout en tant que coordinateur général des prises de données de *BABAR*.

1.4.1 Bruit de fond de la machine

Il existe essentiellement trois sources de bruit de fond lié à la machine. La première vient de rayonnement synchrotron créée près du point d'interaction. L'optique magnétique des faisceaux génère beaucoup de rayonnement dont l'effet a été minimisé par

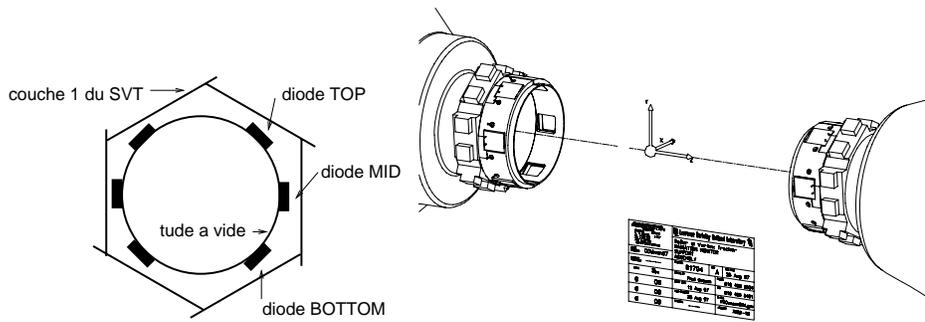


FIG. 1.13: Location des diodes du système SVTRAD.

une conception adaptée du tube à vide et par l'utilisation d'écran de rayonnement. La deuxième source provient des interactions entre particules des faisceaux et molécules de gaz dans les anneaux. Le taux d'interaction est directement proportionnel à l'intensité des faisceaux et à la pression résiduelle dans les tubes à vide. C'est la source principale de bruit de fond. Enfin, la troisième source est due aux collisions Bhabha qui produisent des gerbes électromagnétiques par interaction avec les parois des tubes à vide qui pénètrent en partie dans le détecteur. Ce bruit de fond est proportionnel à la luminosité instantanée.

Les effets des bruits de fond des faisceaux sont de plusieurs types. Ils sont responsables des dommages dus aux rayonnements infligés aux éléments des détecteurs dont les performances se dégradent avec l'accumulation de la dose de rayonnement. Ainsi la durée de vie de certaines composantes est limitée. Des taux très élevés de rayonnements instantanés peuvent créer des cassures irréparables. De plus, les bruits de fond ont aussi pour effet d'augmenter le taux d'occupation dans le détecteur entraînant ainsi une perte d'efficacité d'acquisition des données et de qualité des données.

Ces effets et conséquences sont différents suivant les détecteurs. Les détecteurs les plus sensibles sont l'EMC, la DCH et le SVT. Dans le calorimètre, l'accumulation de la dose a pour effet de diminuer la lumière collectée dans les cristaux et d'en dégrader l'uniformité, entraînant une augmentation de la résolution. Cependant ces effets ne devraient pas être visibles pendant la durée de vie prévue de *BABAR*. Pour la chambre à dérive, les pics de rayonnements peuvent avoir pour effet d'augmenter le courant passant dans les fils ce qui pourrait mener à des conséquences désastreuses. Un système de sécurité a été mis en place qui automatiquement abaisse la haute tension appliquée aux fils en cas d'augmentation drastique du courant. Le SVT est le détecteur le plus sensible aux effets du bruit de fond, en particulier vis-à-vis de la dose de rayonnement intégrée (voir plus loin).

La luminosité initiale était de $3 \times 10^{33} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$. Elle a été constamment accrue jusqu'à une valeur de $9 \times 10^{33} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ en 2004, et le sera encore jusqu'à $23 \times 10^{33} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ en 2008, soit près de 8 fois la valeur de la conception initiale. Cette croissance s'est bien sûr accompagnée d'une forte augmentation du bruit de fond de la machine. Pour en limiter les effets, l'électronique frontale de la DCH et du DIRC a été modifiée. En effet, sans amélioration, le temps mort d'acquisition de la DCH aurait été de 50% en 2008. Initialement, la dose intégrée maximale pour le SVT avait été estimée à 2 MRad, valeur qui a été atteinte en 2004. Des études supplémentaires ont montré que le SVT pourrait résister à une dose intégrée de plus de 5 MRad sans dégradation significative de ses performances. Les projections montrent que cette valeur ne devrait pas être

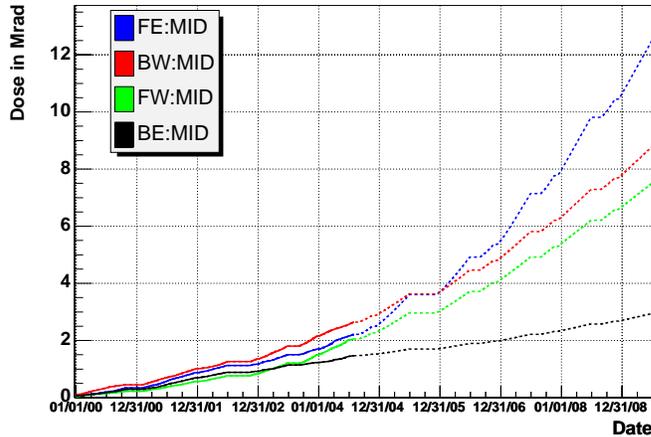


FIG. 1.14: Dose accumulée par les quatre diodes du plan médian en fonction du temps.

atteinte avant 2008.

Principalement à cause de sa proximité du tube à vide, le SVT est le détecteur le plus soumis aux effets de rayonnements. Ainsi un système, le SVTRAD, a été développé d’une part pour mesurer la dose accumulée par le SVT et d’autre part pour protéger le détecteur contre des taux très élevés de rayonnements instantanés. Il est constitué de 12 diodes PIN de surface active $1\text{ cm} \times 1\text{ cm} \times 300\ \mu\text{m}$, et de deux diamants. Elle sont positionnées entre le tube à vide et la première couche du SVT, sur 2 anneaux contenant chacun 6 diodes (3 diodes “TOP”, “MID” et “BOTTOM” de chaque côté du SVT orientés est et ouest, voir figure 1.13), un à l’arrière du SVT et l’autre à l’avant.

En période de prise de données classiques, le taux de rayonnement reçu par les diodes est de l’ordre de 25 mrad/s pour celles placées dans le plan médian horizontal (4 diodes MID) et de 5 mrad/s pour les autres. Afin d’avoir un angle de croisement nul, les deux faisceaux sont courbés dans le plan horizontal par des aimants permanents situés très près du point d’interaction (à une trentaine de centimètres) créant ainsi un taux important de rayonnement synchrotron. C’est pour cela que le plan médian du SVT est le plus soumis aux rayonnements. Généralement les diodes orientées à l’est sont plus sensibles aux rayonnements induits par le faisceau de positrons et celles orientées à l’ouest par le faisceau d’électrons. Les doses de rayonnements accumulés et projetées dans le temps par les quatre diodes du plan médian sont montrées sur la figure 1.14.

Si toutes les diodes mesurent la dose de rayonnement accumulé, seules les quatre du plan médian participent au système de protection. Le système est capable de couper les faisceaux sous l’effet d’une dose de rayonnement instantané (si la dose reçue par une diode dépasse un seuil généralement de l’ordre de 1 rad/ms) ou chronique (si une diode reçoit une dose de plus de 50 mrad/s pendant 10 minutes consécutives). Les valeurs des seuils dépendent des diodes et ont varié avec le temps. En 2004, le taux moyen d’avortement des faisceaux par le SVTRAD était de 2 ou 3 par jour, alors que

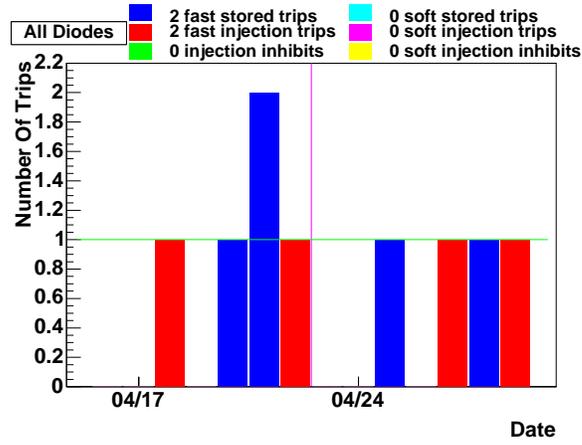


FIG. 1.15: Taux d'avortement journalier des faisceaux pour les 15 premiers jours du Run-V.

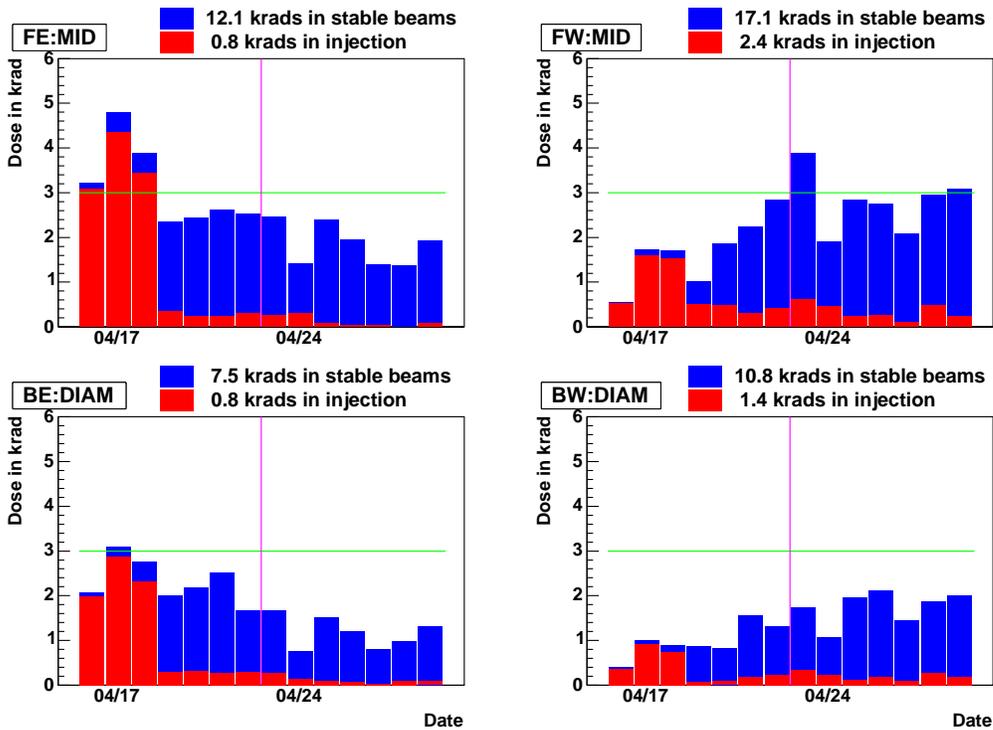


FIG. 1.16: Dose journalière accumulée par les quatre diodes et diamants du plan médian pour les deux premières semaines du Run-V : en rouge pour les périodes d'injection et en bleu pendant celles de faisceaux stables.

pour de début du Run-V il était plus faible (voir figure 1.15).

Pendant les périodes d'injection des faisceaux dans les anneaux, les taux de rayonnements sont beaucoup plus grands qu'en période de prise de données (faisceaux stables). Afin d'en limiter les dégâts, les détecteurs (sauf le calorimètre) sont mis dans un état "injectable" avec les tensions d'alimentation abaissées. La dose de rayonnement accumulé est précisément contrôlée. La figure 1.16 montre la dose intégrée journalière pour les 15 premiers jours du Run-V en période de faisceaux stables et d'injection pour les quatre diodes et diamants du plan médian. Elle est de l'ordre de 2krad/jour. Au-delà de 3 krad/jour, le SVT subirait un vieillissement prématuré. Les tous premiers jours ont été consacrés au réglage des faisceaux, nous étions donc la plupart du temps en période d'injection.

1.4.2 Injection des faisceaux

Jusqu'à l'automne 2003, le mode opératoire de la machine était le suivant : électrons et positrons étaient injectés dans les anneaux jusqu'à atteindre la valeur nominale des faisceaux et de luminosité, et la prise des données pouvait débuter. Cependant, les courants qui ont une durée de vie limitée perdaient environ 30% de leur intensité en 1 heure et il fallait donc remplir à nouveau les anneaux, ce qui prenait 15 minutes environ. Bien sûr pendant cette période, les détecteurs étaient en position "injectable" et la prise des données était arrêtée, ceci entraînant une perte d'efficacité.

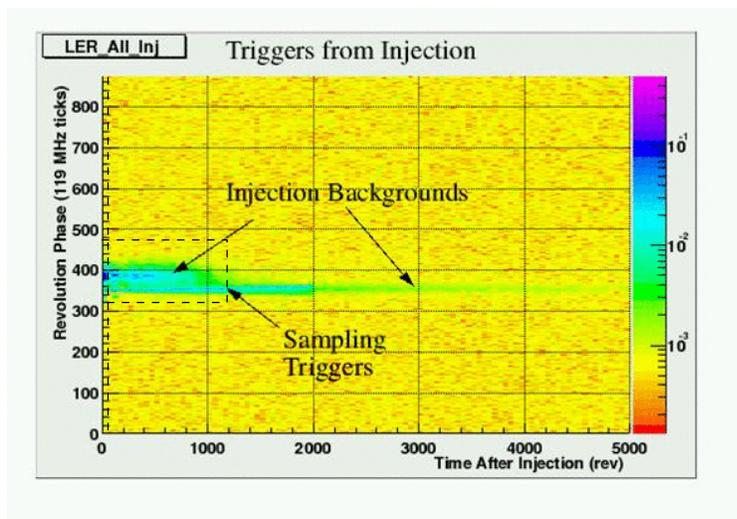


FIG. 1.17: Taux de déclenchement de niveau 1 pour l'injection goutte-à-goutte dans le faisceau de positrons, dans le plan de la phase du paquet injecté en fonction du nombre de révolutions. On constate une forte augmentation autour du paquet injecté (phase 360). Les fenêtres d'inhibition sont montrées en ligne pointillée.

En décembre 2003 pour le faisceau de positrons puis en en mars 2004 pour le faisceau d'électrons, la machine est passée en injection quasi-continue. Le principe est de combler les paquets de particules afin de compenser la perte d'intensité. L'injection se fait au goutte-à-goutte à une fréquence variant de 1 Hz et 10 Hz. De ce fait la prise des données n'est jamais interrompue. Le résultat du passage à l'injection continue a été spectaculaire sur la luminosité intégrée avec un gain de 30%.

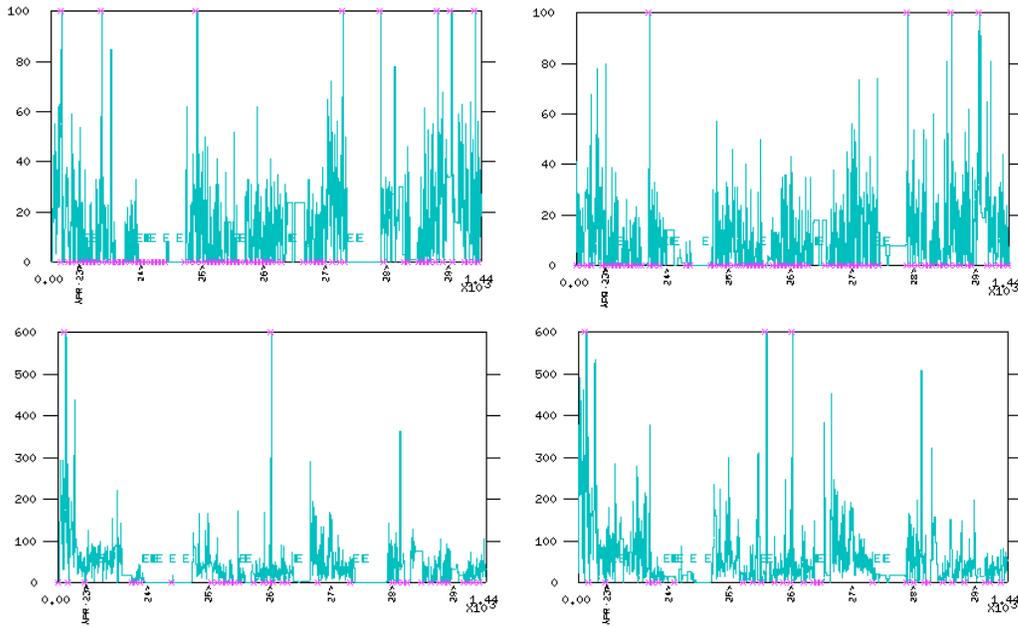


FIG. 1.18: Déclenchements d'échantillonnages dans la DCH et l'EMC pendant les 15 premiers jours du Run V.

Comme pour une injection classique, un paquet de particules injecté en mode goutte-à-goutte génère du bruit de fond dans le détecteur, mais a priori beaucoup moins car son intensité est de l'ordre de $80 \mu\text{A/s}$ au lieu de $3000 \mu\text{A/s}$. La première préoccupation a été ainsi de s'assurer que le détecteur n'était pas mis en danger par cette méthode d'injection. Les taux de rayonnements mesurés dans le SVT et les courants mesurés dans les alimentations de la DCH et de l'IFR avaient rapidement montré que le détecteur pouvait être exploité de manière tout à fait sécurisée. Il a fallu aussi s'assurer de pouvoir conserver les performances des sous-détecteurs. En effet, le bruit de fond entourant le paquet injecté accroît le taux d'occupation et le temps mort d'acquisition (jusqu'à 30% dans les tous premiers instants suivant l'injection). Ceci est montré sur la figure 1.17 qui représente le nombre de déclenchements d'acquisition de niveau 1 en fonction de la phase (position) et du temps (ou nombre de révolutions) après injection dans les anneaux. On remarque très clairement une forte augmentation du taux d'occupation autour du paquet injecté, avec une phase de 360 au point d'interaction. De manière à garantir la qualité des données, 4 fenêtres de veto ont été définies et optimisées :

- Fenêtre d'inhibition des déclenchements d'acquisition de niveau 1, qui permet de ne pas enregistrer les événements avec un fort temps mort. Cette fenêtre ne peut plus être modifiée une fois les données acquises. C'est la fenêtre principale.
- Fenêtre utilisée pour le contrôle de qualité en temps réel des données, afin que ce dernier ne soit pas affecté par des événements à haut bruit de fond dus à l'injection goutte-à-goutte et situés à l'extérieur de la fenêtre d'inhibition.
- Pour les calibrations courantes des sous-détecteurs, les événements sont sélectionnés à l'aide d'une plus grande fenêtre (la plus grande) afin de ne conserver qu'un lot très pur.
- Fenêtre utilisée dans le programme de reconstruction des événements physiques.

En plus du contrôle en temps réel, les données sont vérifiées après passage par le

TAB. 1.1: Définition des différentes fenêtres d’inhibition pour l’injection goutte-à-goutte, où “Rev” et “ph” correspondent à “Time after injection” et “Revolution phase” de la figure 1.17 respectivement.

	Faisceau e^+ (LER)	Faisceau e^- (HER)
Niveau 1	$0 < \text{Rev} < 350 ; 350 < \text{Ph} < 700$	$0 < \text{Rev} < 350 ; 350 < \text{Ph} < 700$
Contrôle	$0 < \text{Rev} < 350 ; 350 < \text{Ph} < 700$	$0 < \text{Rev} < 350 ; 350 < \text{Ph} < 700$
Calibration	$0 < \text{Rev} < 4089 ; \text{toutes phases}$	$0 < \text{Rev} < 4089 ; \text{toutes phases}$
Physique	$0 < \text{Rev} < 350 ; 350 < \text{Ph} < 700$	$0 < \text{Rev} < 2000 ; 592 < \text{Ph} < 700$

programme de reconstruction des événements. Aucune des quantités, en particulier celles de physiques, n’a montré de dégradation après le passage à l’injection goutte-à-goutte.

Afin de bien maîtriser la qualité de l’injection, des déclenchements de niveau 1 provenant du calorimètre et de la chambre à dérive par paquet de particules injecté sont permis à l’intérieur de la fenêtre d’inhibition (déclenchements d’échantillonnage), pour les deux faisceaux. Ce sont des quantités qui nous renseignent directement sur le bruit de fond généré et aident à obtenir un meilleur réglage de l’injection. Si le taux de ces déclenchements est trop élevé, l’injection peut être éventuellement bloquée temporairement. Un taux inférieur à 50 est généralement signe d’une bonne qualité d’injection. Les taux de déclenchements d’échantillonnage pour les deux premières semaines du Run V sont présentés sur la figure 1.18.

Chapitre 2

Le DIRC

Jusqu'à une impulsion de 700 MeV/c, l'identification des particules repose essentiellement sur la mesure de dE/dx dans la DCH et le SVT. Au-delà, l'identification est assurée par un détecteur Cherenkov, le DIRC [29] ("Detector of Internally Reflected Light") de conception originale, le milieu radiateur étant aussi utilisé comme guide de la lumière Cherenkov. Une vue générale du DIRC est montrée sur la figure 2.1.

2.1 Introduction et description

Le matériau actif du DIRC est composé de barres de quartz synthétique, de forme rectangulaire. Lorsqu'une particule chargée traverse une barre, si sa vitesse est assez grande, elle produit de la lumière Cherenkov émise à un angle θ_C tel que $\cos \theta_C = 1/\beta n$, n étant l'indice optique du quartz ($n = 1.473$). La lumière est transportée par réflexion totale interne à la surface des barres jusqu'à un système de détection. La nature de la particule est alors déterminée par la mesure de l'angle Cherenkov et son impulsion.

Une des extrémités des barres est équipée de prisme de quartz qui projettent la lumière dans une cuve remplie d'eau dont les parois internes sont instrumentées par une matrice de 10752 photomultiplicateurs (situés à 1.17 m de l'extrémité des barres) qui mesurent la position et le temps d'arrivée des photons (voir figure 2.2). Cet ensemble de détection est positionné sur la partie arrière du détecteur. Afin d'éviter d'instrumenter les deux extrémités des barres, un miroir a été placé à l'extrémité avant afin de réfléchir la lumière et la renvoyer vers l'arrière. L'association prisme-cuve permet de réduire la surface de détection.

La reconstruction utilise l'impulsion fournie par le système de reconstruction des traces et la position des photomultiplicateurs touchés par les photons Cherenkov. L'information temporelle est utilisée afin de réduire les ambiguïtés et le bruit de fond.

2.2 Reconstruction

Lorsqu'une particule chargée traverse une barre, on prévoit le temps d'arrivée des photons sur chaque photomultiplicateur touché à l'intérieur d'une fenêtre de ± 300 ns par rapport au temps du déclenchement. Pour une trace donnée, il existe 16 différentes

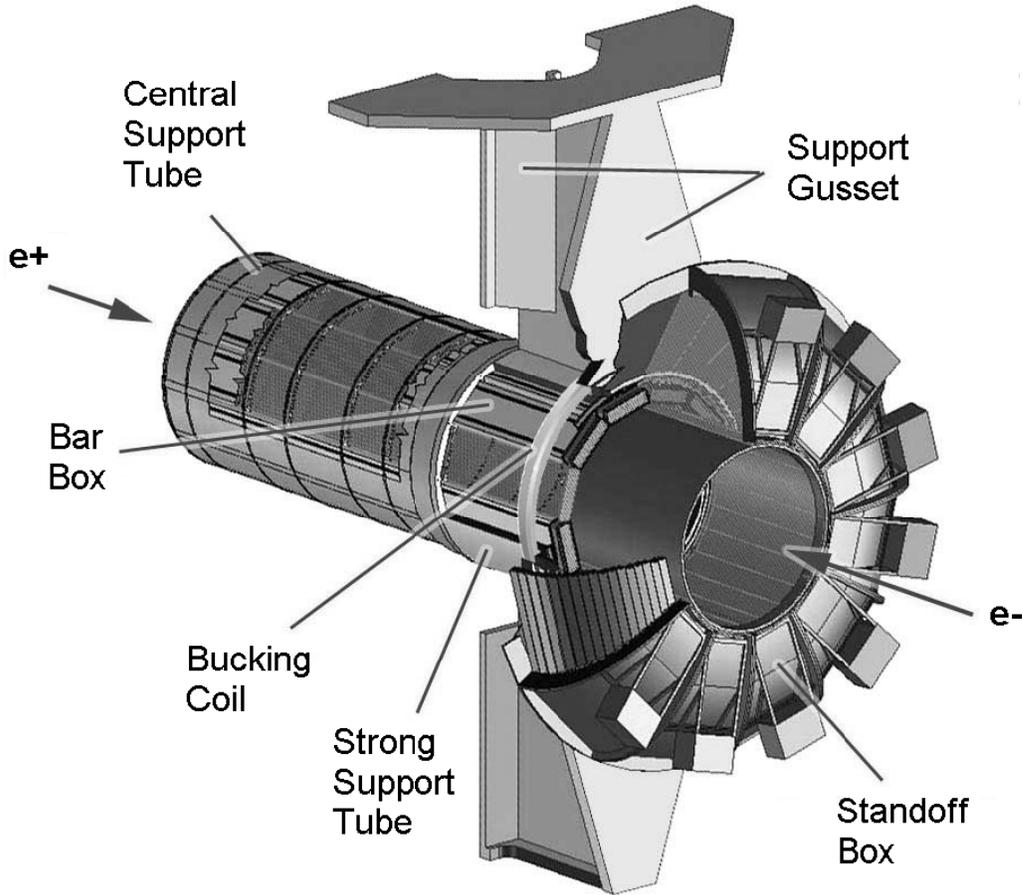


FIG. 2.1: Vue générale du DIRC.

associations possibles avec un photomultiplicateur selon les réflexions subies sur la surface intérieure des barres, dans le prisme et sur le miroir. La différence Δt entre le temps mesuré et le temps estimé permet de réduire fortement les événements de bruit de fond ou venant des traces différentes, et surtout de réduire le nombre d'ambiguïtés à trois en moyenne. Suivant la trajectoire de la particule, le nombre de photons varie entre 17 et 60. La résolution de l'angle Cherenkov est de l'ordre de 2.5 mrad. La séparation entre kaons et pions est de l'ordre de 4σ pour une impulsion de 3 GeV/c et de 2.5σ à 4.1 GeV/c. Le pouvoir de séparation du DIRC est montré sur la figure 2.3. Les figures 2.4 montrent la reconstruction dans le DIRC d'un événement $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, avec l'ensemble des photomultiplicateurs touchés dans une fenêtre de ± 300 ns par rapport au temps de déclenchement de l'acquisition et de ± 8 ns par rapport au temps estimé.

La reconstruction des informations du DIRC est effectuée suivant deux algorithmes indépendants. Le premier est basé sur l'extraction trace par trace de l'angle Cherenkov par un ajustement de maximum de vraisemblance. Le nombre de photons reliés au signal et au bruit de fond est également extrait par l'ajustement. La probabilité de chaque hypothèse de trace (e , μ , π , K et p) est obtenue après ajustement en calculant les fonctions de densité de probabilité pour chaque hypothèse et en la comparant avec

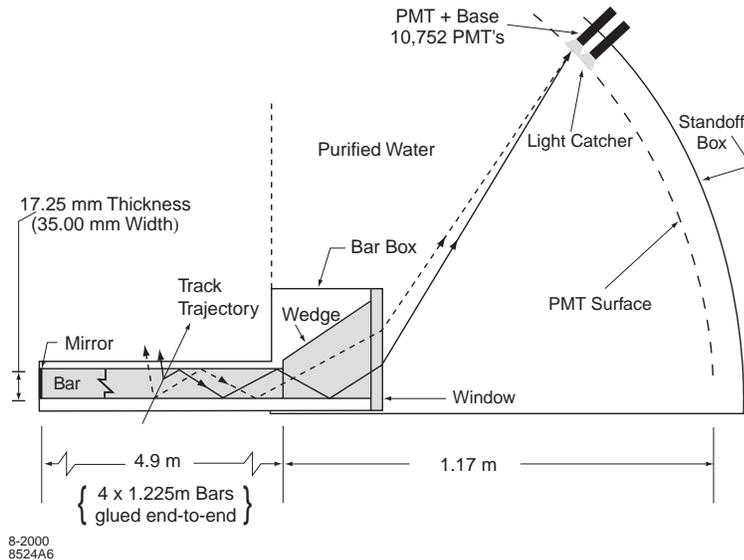


FIG. 2.2: Schéma du principe du DIRC avec une barre de quartz attachée au prisme et système de détection.

les valeurs de l'angle Cherenkov et du nombre de photons extraits de l'ajustement. Le deuxième algorithme qui repose sur un ajustement de maximum de vraisemblance de l'événement global, est basé sur la prise en compte de l'ensemble des informations du DIRC. Toutes les traces d'un événement sont donc traitées simultanément par l'algorithme. L'ajustement fournit une valeur de vraisemblance pour les cinq particules e , μ , π , K et p .

Les informations du DIRC sont alors combinées à celles des autres sous-détecteurs qui participent à l'identification des particules afin de générer, pour chaque trace, la probabilité d'une hypothèse de particule donnée. Il existe plusieurs combinaisons qui sont classées suivant des critères plus ou moins stricts d'identification.

2.3 Electronique de lecture et système de calibration

2.3.1 Description de l'électronique de lecture

Les barres ont une longueur de 4,9 m, et sont positionnées dans des boîtes contenant chacune 12 barres. Il y a 12 boîtes au total, correspondant donc à 144 barres, qui sont arrangées sur les côtés d'un polygone situé à environ 84 cm de l'axe des faisceaux.

La matrice de photomultiplicateurs est séparée en 12 secteurs indépendants, regroupant ainsi 896 PMs. Les PMs sont des ETL 9125FLB17 [30]. Ils ont été choisis après de nombreux tests en fonction des critères suivants : haut gain et grande efficacité quantique, bonne résolution en temps et faible courant à l'obscurité. Ils ont une forme cylindrique avec un diamètre de 28,2 mm, possèdent 11 étages d'amplification et fonctionnent à un gain de 10^5 . L'alimentation de haute tension (les PMs fonctionnent à une valeur moyenne de 1100V) est assurée par 6 châssis CAEN comprenant 112 voies chacun, chaque voie alimentant 16 photomultiplicateurs.

L'électronique de lecture des photomultiplicateurs est installée dans des châssis

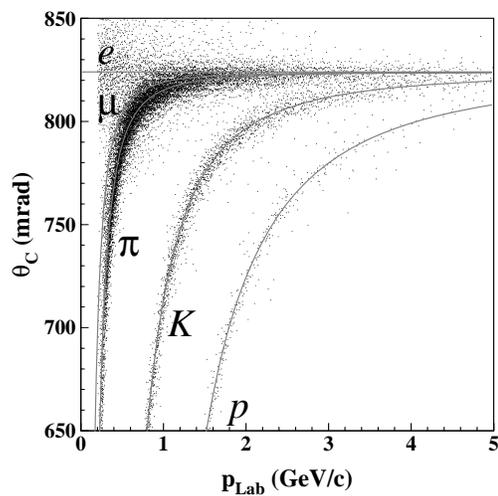


FIG. 2.3: Angle Cherenkov déterminé pour les traces d'un échantillon d'événements multihadrons. Les courbes représentent les valeurs prédites de l'angle pour les différentes natures de particules e, μ, π, K, p .

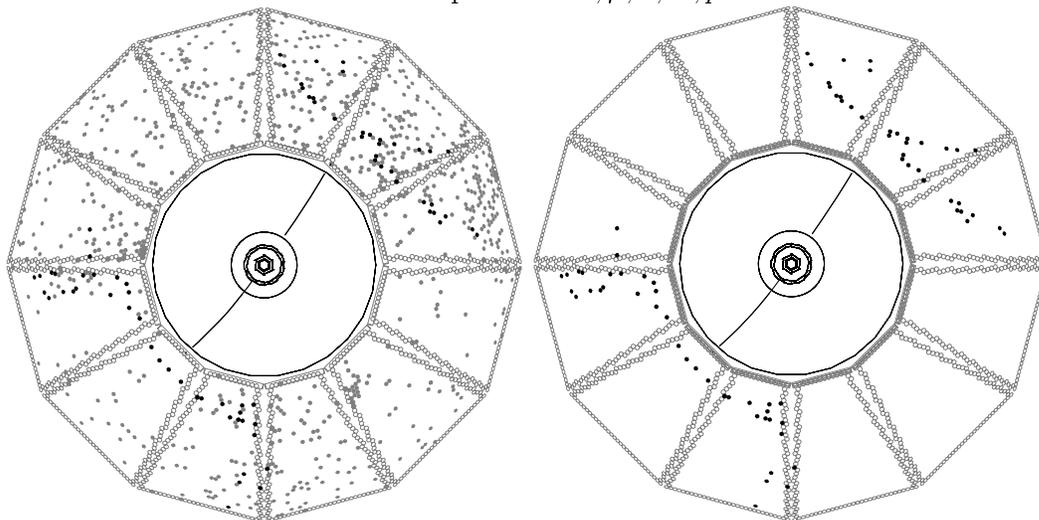


FIG. 2.4: Événement $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans le DIRC. Les points représentent les photomultiplicateurs touchés dans une fenêtre de ± 300 ns par rapport au temps de déclenchement de l'acquisition, et de ± 8 ns par rapport au temps estimé pour la figure de droite..

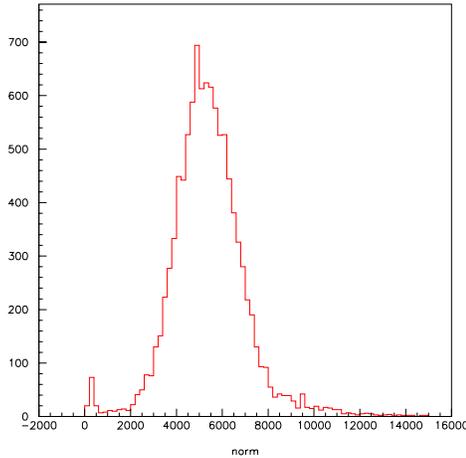


FIG. 2.5: Taux d'occupation en photo-électrons pour l'ensemble des PMs du DIRC pour une calibration de diodes. Les faibles valeurs correspondent à des PMs très inefficaces ou ne fonctionnant plus.

positionnés à l'extérieur de la cuve d'eau. Il y a un châssis par secteur comprenant 14 cartes de lecture (DFB pour DIRC Front-end Board) et une carte de contrôle et de communication (DCC pour DIRC Control Card). Les DFBs reçoivent et traitent les signaux de 64 PMs. Les deux éléments centraux des cartes sont un circuit analogique intégré [31] qui effectue l'amplification et la mise en forme des signaux de 8 PMs passant un seuil individuel ajustable (de l'ordre de 3 mV), et un circuit intégré TDC [32] à 16 voies placé juste en aval du circuit analogique. Le temps mesuré par le TDC est pris en phase sur une horloge externe de 59.5 MHz et est échantillonné par intervalle de 520 ps sur une échelle totale de 32 μ s dans un mot de 16 bits. Les données sont mises en attente dans une fenêtre dont les paramètres sont programmables entre 64 ns et 16 μ s pour le retard et entre 64 ns et 2 μ s pour la largeur, ceci afin de pouvoir être mis en phase avec le signal de déclenchement de niveau 1 qui nécessite environ 12 ± 1 μ s pour être formé. Le TDC est la pièce centrale de l'électronique du DIRC.

Afin de conserver les performances de l'électronique vis-à-vis de l'augmentation attendue de la luminosité et donc du bruit de fond, les TDC ont été remplacés à l'automne 2002 par une version pouvant traiter des taux d'occupation de 1 MHz avec un temps mort inférieur à 1%. Cette opération délicate a nécessité le démontage de toutes les cartes DFBs. Après réinstallation sur les cartes, les TDCs avaient été testés de manière intensive d'abord sur banc de tests puis in-situ à l'aide de plusieurs types de calibrations dont nous parlerons plus loin.

Pour chaque châssis, les données recueillies par les DFBs sont transmises par une carte de bus spéciale située au fond du châssis à une carte de contrôle DCC qui communique avec les modules d'acquisitions (les ROMs, situés à l'extérieur du détecteur) selon un protocole optique G-LINK fonctionnant à 60MHz. Les DCCs et ROMs sont équipés de transmetteurs et receveurs Finisar qui convertissent les signaux optiques en signaux électriques. En plus de la fonction de transmission des données, les DCC véhiculent les signaux de déclenchement d'acquisitions et les diverses commandes de configuration des cartes DFBs.

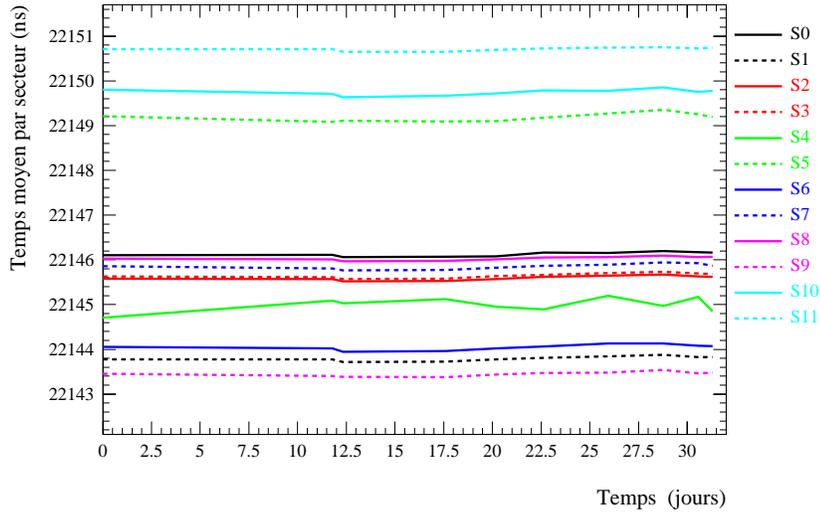


FIG. 2.6: Valeurs moyennes par secteur des constantes de calibration pour le mois d'avril 2005, début du RUN-V.

On notera que la plupart des paramètres de fonctionnement des châssis et des cartes (alimentation basse tension, courant, température, etc...) sont lus et contrôlés par EPICS.

2.3.2 Calibration du temps

Nous avons vu que les PMs donnent deux types d'informations pour la reconstruction de l'angle Cherenkov : la position des photons sur la surface de détection et le temps d'arrivée des photons. Il est ainsi très important de calibrer précisément la mesure du temps, et régulièrement afin de corriger les effets extérieurs tels que des changements des conditions de prises de données, de cartes et d'environnement.

L'association des photons Cherenkov à une trace est basée sur la différence Δt entre le temps mesuré t_m et le temps attendu t_a :

$$\Delta t = t_m - t_a \quad (2.1)$$

Le temps attendu est calculé à partir du temps de vol de la particule chargée du point d'interaction jusqu'aux barres de quartz et du temps de propagation des photons dans la barre, le prisme, la cuve, jusqu'au photomultiplicateur. Le temps mesuré se décompose comme :

$$t_m = t_{TDC} - t_{DEC} - t_{CRO} - t_1 - t_0 \quad (2.2)$$

où t_{TDC} est le temps mesuré par le TDC, t_{DEC} est le temps du déclenchement de niveau 1 associé à l'événement, t_{CRO} est le temps du croisement entre les paquets d'électrons et de positrons déterminé par la DCH, et t_1 et t_0 sont des constantes de correction, commune à toutes les voies du DIRC pour t_1 (écart global) et dépendante des voies pour t_0 .

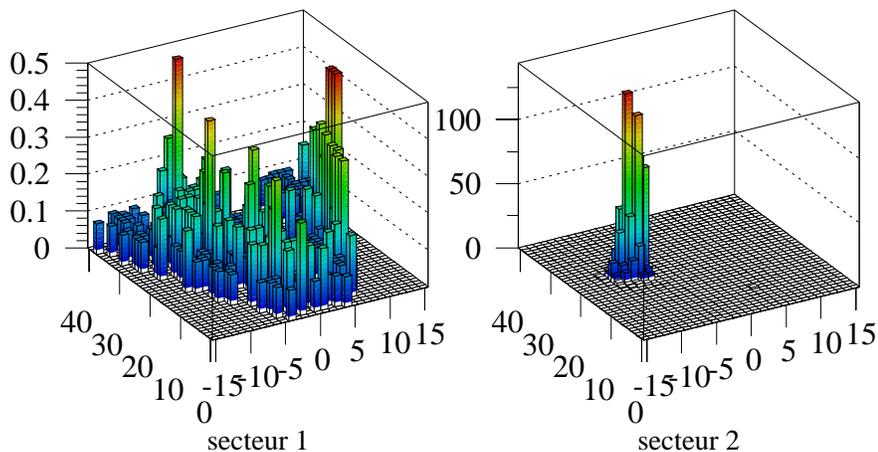


FIG. 2.7: Taux de comptage aléatoire en kHz dans deux secteurs du DIRC, en fonction du numéro de rangée et de colonne des PMs. La figure de gauche montre un secteur sain avec un taux de comptage de l'ordre de quelques centaines de hertz, alors que celle de droite montre un secteur avec un PM illuminant ses voisins.

La première étape de la calibration se fait voie par voie. Elle est réalisée à l'aide d'un système de 12 diodes (une par secteur) pulsées à 2 kHz qui envoient de la lumière bleue ($\lambda \simeq 460$ nm) vers les photomultiplicateurs au travers de la SOB (calibration LED). Les diodes se trouvant physiquement à l'extérieur du détecteur, la lumière est transmise par 47 m de fibres optiques. Par calibration, environ 65000 pulses de lumière sont générés et produisent un taux d'occupation en nombre de photo-électrons d'environ 8.5% dans toute la SOB (voir la figure 2.5). Cette procédure permet de déterminer le temps moyen, par PM, avec une erreur de 0.1 ns. Cette calibration est effectuée environ tous les deux jours. Les constantes de calibration sont très stables avec une dispersion meilleure que 0.1 ns au cours d'une année de prises de données (voir la figure 2.6 qui montre la valeur des temps moyennés par secteur en fonction du temps). À chaque changement de carte d'électronique DCC ou DFB, une calibration est nécessaire pour recalculer les constantes et compenser les retards intrinsèques des cartes. Les calibrations LED sont aussi un outil extrêmement utile pour le diagnostic de toute la chaîne électronique de lecture. En effet, la réponse de chaque voie pouvant être contrôlée individuellement, il est facile d'isoler dans la chaîne le composant en panne (circuit analogique, TDC, etc...). Cette procédure avait été utilisée intensément pendant le remplacement des TDCs en 2002.

La deuxième étape de la calibration est la détermination de l'écart global sur les données de physique, à partir de traces de particules reconstruites dans le détecteur, en sommant la réponse de toutes les voies du DIRC. Il est obtenu au cours d'un premier passage du programme de reconstruction (dit rapide) dans lequel une partie restreinte des événements est sélectionnée. La reconstruction finale se fait après un second passage au cours duquel les constantes de calibration déterminées par le premier passage sont appliquées. Cette constante est déterminée toutes les heures environ à partir d'un lot de 100000 traces environ avec une précision meilleure que 10 ps [33].

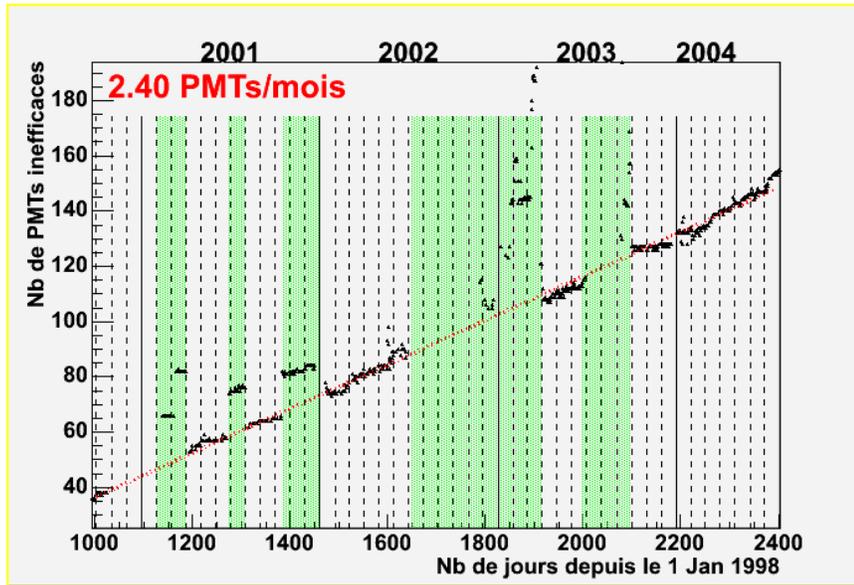


FIG. 2.8: Nombre de PMs défaillants en fonction du temps. Les zones vertes représentent des périodes où certaines voies haute tension étaient abaissées.

2.4 Opération et contrôle des données

Les photomultiplicateurs ont une durée de vie limitée. Le mode principal de défaillance des PMs vient de la cassure du vide qui vient notamment des contraintes mécaniques. Dans la plupart des cas, les photomultiplicateurs cessent de fonctionner lentement dans le temps. Plus rarement, un tous les deux mois environ cesse de fonctionner de manière assez spectaculaire : quand un gaz pénètre à l'intérieur du PM, il est ionisé par les électrons passant entre deux dynodes, ce qui entraîne la production de lumière dans le PM mais qui peut éventuellement aussi illuminer des photomultiplicateurs voisins. Ceci entraîne une augmentation significative du taux de comptage pour le PM fautif (jusqu'à des niveaux de plusieurs MHz) et ceux environnants. Ceci pouvant mener à une détérioration des performances du DIRC, une procédure abaisse automatiquement la haute tension d'un groupe de PMs dont le courant devient significativement plus élevé que dans les conditions normales. Dès que possible, le PM fautif est déconnecté du groupe de haute tension, ce qui permet de pouvoir réactiver 15 PMs. Ce type d'événement est illustré sur la figure 2.7. Depuis la mise en route du détecteur seulement 150 voies du DIRC (uniformément distribuées) ont cessé de fonctionner (voir figure 2.8).

La qualité des données du DIRC est vérifiée en deux étapes. Tout d'abord les quantités fondamentales que sont les distributions en temps moyen, les taux d'occupation par cartes DFB et par voie haute-tension sont examinées en temps réel pendant les prises de données. La deuxième vérification se fait après passage des données dans le programme de reconstruction. A ce niveau, des quantités physiques (le nombre total de photons associés par événement, en fonction du secteur et par trace, l'angle Cherenkov, le nombre de types de particules et d'autres) sont comparées à des valeurs de référence. La figure 2.9 montre un exemple de distributions des variables contrôlées du DIRC.

Grâce à une conception initiale astucieuse et robuste et aussi à un suivi minutieux, le DIRC dans son ensemble a fait preuve depuis les premières prises de données en

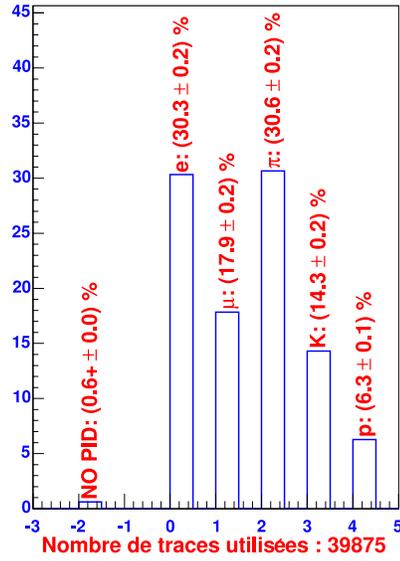
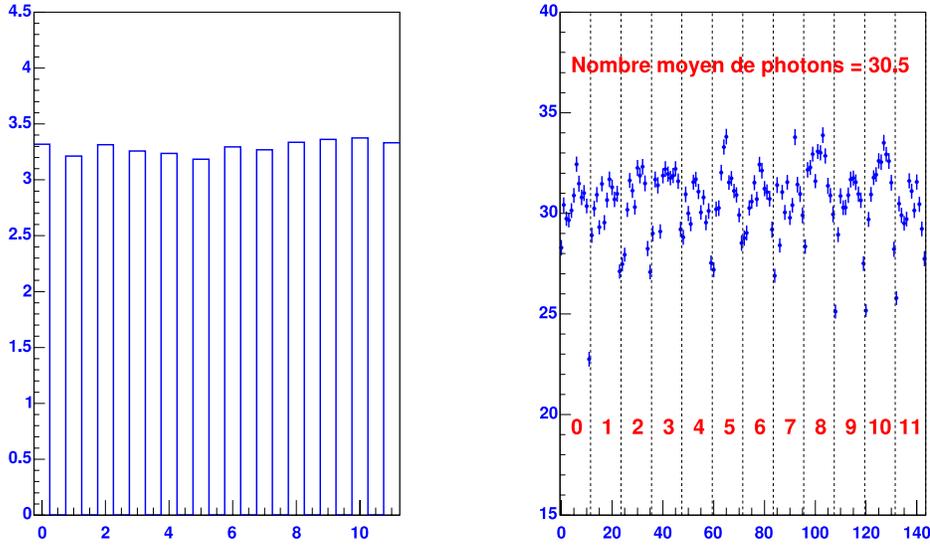


FIG. 2.9: Exemple de distributions de variables contrôlées du DIRC. La première figure (en haut et à gauche) représente le nombre de PMS touchés par événement et par secteur. La deuxième (en haut et à droite) montre le nombre moyen de photons par trace en fonction du numéro de barre de quartz. Enfin, la dernière figure représente la distribution des hypothèses d'identification des particules en utilisant seulement les informations du DIRC.

1999 d'une très grande fiabilité. De rares pannes ont été enregistrées au niveau des différents châssis d'alimentation basse et haute tension, et seules quelques cartes DFB (principalement voies électroniques bruyantes, circuits analogiques, TDC) et DCC ont dû être remplacées. Au cours des runs III, IV et V de *BABAR* (soit sur une période de trois ans entre l'été 2002 et 2005), le DIRC a été la cause de seulement une vingtaine d'heures d'arrêt des prises de données ou de données inutilisables. Ceci fait du DIRC le sous-détecteur de très loin le plus stable et le plus fiable de *BABAR*.

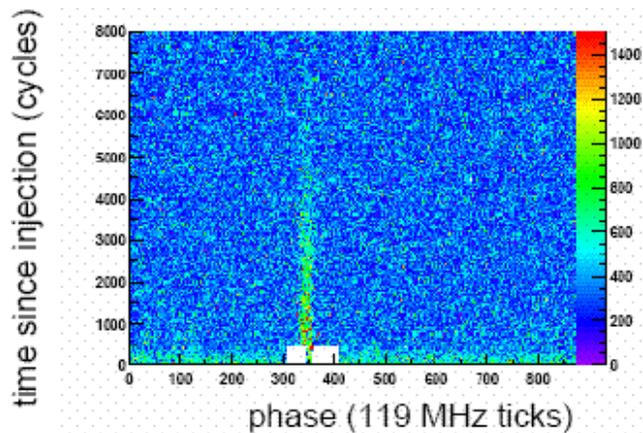


FIG. 2.10: Injection goutte-à-goutte dans le faisceau de positrons : taux d'occupation dans le DIRC en fonction de la phase et du nombre de révolutions (ou de cycles) des paquets injectés.

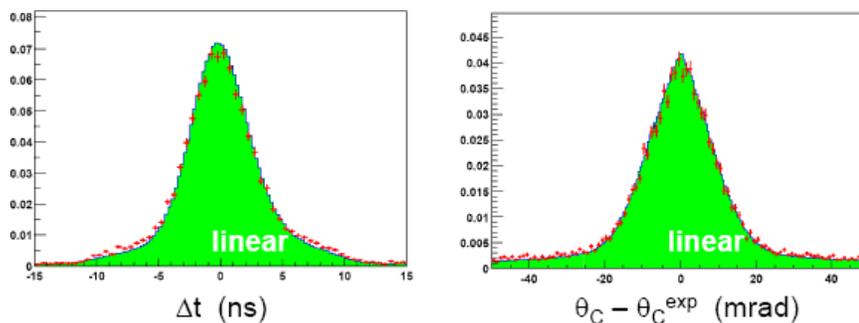


FIG. 2.11: Différence entre valeur mesurée et valeurs attendues pour le temps d'arrivée des photons et l'angle Cherenkov, pour des événements situés près (points rouges) ou loin (histogramme vert) de la fenêtre d'inhibition. Les distributions sont en très bon accord.

2.5 Injection des faisceaux

Au moment de son passage sur le faisceau de positrons, l'impact de l'injection goutte-à-goutte sur la reconstruction des données dans le DIRC a été étudié de manière détaillée, en fonction de la phase et du nombre de révolutions du paquet de particules injecté. Un effet sur les données brutes du DIRC, en particulier sur le taux d'occupation, est clairement visible pour le paquet injecté et ceux l'entourant, à l'extérieur de la fenêtre d'inhibition, et décroît avec le nombre de révolutions (voir la figure

2.10). Cependant, la plupart de ces événements sont ensuite éliminés par la fenêtre de physique. Pour ceux restants, aucun signe de dégradation de la reconstruction n'a été décelé. La distribution du nombre de photons Cherenkov reconstruits par trace est très stable [34]. La figure 2.11 représente les distributions de la différence entre valeurs mesurée et valeurs attendues, pour le temps d'arrivée des photons sur les PMs pour l'angle Cherenkov, pour des événements situés près ou loin de la fenêtre d'inhibition. Les distributions sont tout à fait semblables. La qualité de l'injection goutte-à-goutte est contrôlée de manière régulière lors de la deuxième étape de vérification, par des variables spécifiques mais aussi par des quantités reliées aux sous-détecteurs comme le DIRC (voir figure 2.12).

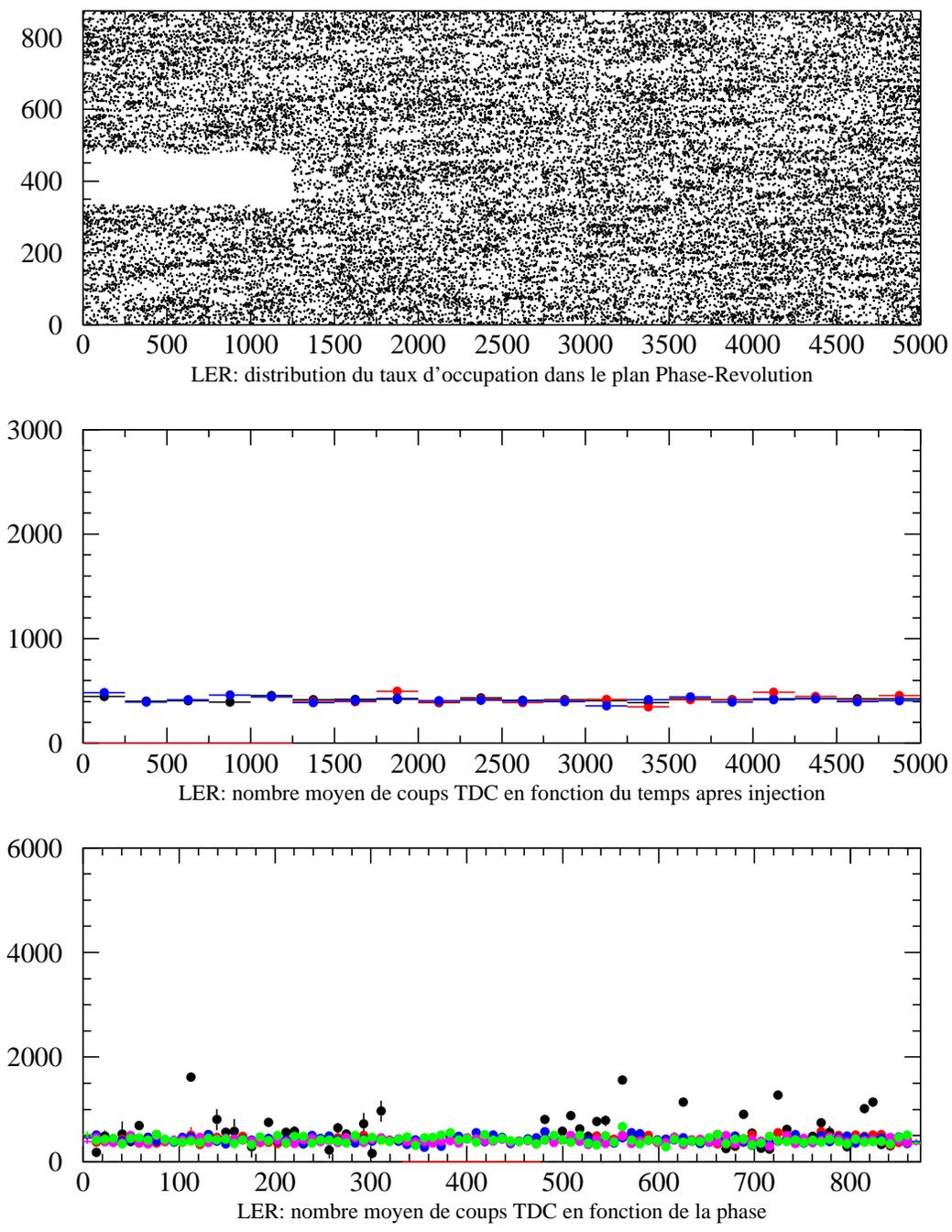


FIG. 2.12: Variables liées à l'injection goutte-à-goutte pour le faisceau de positrons : taux d'occupation en fonction de la phase et du nombre de révolutions du paquet injecté où l'on voit clairement la fenêtre d'inhibition, et projections sur les deux axes.

Chapitre 3

Désintégrations hadroniques des mésons B

Depuis de nombreuses années, beaucoup d'efforts ont été dépensés, tant au niveau phénoménologique qu'expérimental, afin d'améliorer nos connaissances et notre compréhension des désintégrations faibles des mésons. En effet, une description précise de ces désintégrations est nécessaire afin de tester encore plus profondément le Modèle Standard. En particulier, mieux comprendre les effets de l'interaction forte dans les désintégrations faibles des hadrons est une condition préalable à l'amélioration de notre connaissance de la matrice de mélange de quarks. Les désintégrations hadroniques des mésons B est un laboratoire idéal pour cela.

Dans une première partie on rappellera de manière simple les notions théoriques fondamentales de ces processus et nous introduirons à la suite l'hypothèse de Factorisation. Dans une troisième partie, le cas particulier des canaux charmonium kaon sera présenté. Enfin, viendront quelques mots sur l'image actuelle du spectre charmonium.

3.1 Théorie et Hamiltonien effectifs

3.1.1 Expansion en Produit d'Opérateur et Hamiltonien effectif

Dans la théorie des interactions faibles, décrite en termes de propagateurs, l'Hamiltonien de la transition $c \rightarrow s\bar{u}d$ représentée sur la figure 3.1 à l'ordre des arbres s'écrit :

$$\mathcal{H} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} V_{cs}^* (\bar{s}c)_{(V-A)} (\bar{u}d)_{(V-A)} \frac{M_W^2}{k^2 - M_W^2} \quad (3.1)$$

Ici, G_F est la constante de Fermi, V_{ud} et V_{cs}^* sont les éléments de la matrice CKM, k est la quadri-impulsion transférée par le propagateur, $(\bar{s}c)_{(V-A)}$ et $(\bar{u}d)_{(V-A)}$ symbolisent les structures de Lorentz $\bar{s}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)c$ et $\bar{u}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)d$ respectivement.

Cette représentation des interactions faibles n'est réellement valable qu'à des échelles de très courte distance $\mathcal{O}(M_W, M_Z, M_{top})$. Or, les désintégrations hadroniques se produisent à des échelles de plus basse énergie, de l'ordre de la masse des mésons, soit de l'ordre du GeV. Une théorie effective de basse énergie semble plus appropriée pour décrire ces processus [35]. La transition $c \rightarrow s\bar{u}d$ sera alors illustrée par le

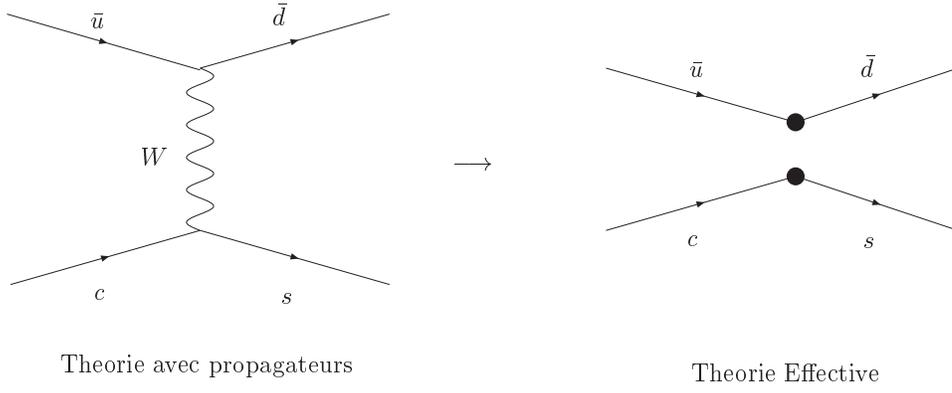


FIG. 3.1: Transition $c \rightarrow s u \bar{d}$ représentée au niveau des quarks, dans la théorie classique avec propagateurs et dans la théorie effective.

diagramme de droite de la figure 3.1.

L'Hamiltonien faible effectif prend la forme générale :

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM}^i C_i(\mu) Q_i(\mu) \quad (3.2)$$

L'Hamiltonien se développe en une série de vertex effectifs représentés par des opérateurs locaux Q_i multipliés par des constantes de couplage effectives (coefficients de Wilson) C_i . C'est l'Expansion en Produits d'Opérateurs (OPE) [36]. Le produit de deux opérateurs de courants chargés est ainsi étendu en une série d'opérateurs locaux. Ces constantes décrivent ainsi le poids avec lequel un opérateur (vertex) intervient dans l'amplitude d'un processus. Ces opérateurs locaux dépendent de la désintégration étudiée, des quarks et leptons mis en jeu.

3.1.2 Amplitude de désintégration

L'amplitude de désintégration d'un hadron H dans un état final donné F s'écrit alors :

$$\mathcal{A}(H \rightarrow F) = \langle F | \mathcal{H}_{eff} | H \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM}^i C_i(\mu) \langle F | Q_i(\mu) | H \rangle \quad (3.3)$$

où $\langle F | Q_i(\mu) | H \rangle$ sont les éléments de matrice hadroniques des $Q_i(\mu)$. Le choix de la valeur de l'échelle μ est utile pour séparer les contributions de courte distance (échelle $> \mu$) et de longue distance (échelle $< \mu$). Généralement, l'échelle μ est choisie de l'ordre de grandeur de la particule qui se désintègre ($\mathcal{O}(m_B)$ pour les désintégrations des mésons B). Les $C_i(\mu)$ regroupent les contributions de physique de courte distance (effets perturbatifs) et les $Q_i(\mu)$ les contributions de longue distance (effets non-perturbatifs).

C'est la qualité essentielle de l'OPE : le calcul des amplitudes de désintégrations en deux parties distinctes :

1. partie perturbative à courte distance : couplages effectifs $C_i(\mu)$.
2. partie non-perturbative à grande distance : éléments de matrice $\langle F | Q_i(\mu) | H \rangle$.

Il est important de noter que les constantes de couplage et les opérateurs locaux dépendent de l'échelle μ mais aussi du schéma de renormalisation. Ces dépendances doivent s'annuler afin que les amplitudes physiques soient indépendantes de l'échelle et du groupe de renormalisation. Ceci peut entraîner l'introduction de termes supplémentaires dans l'expression de l'amplitude [35].

Si l'échelle μ est assez grande, les $C_i(\mu)$ peuvent être calculés dans la théorie des perturbations, à l'aide de la procédure dite de "matching" dans laquelle on suppose que les amplitudes déterminées dans la théorie classique et dans la théorie effective sont égales. Les $C_i(\mu)$ sont alors généralement déterminés à l'ordre $\mathcal{O}(m_W)$ puis sont évalués à l'échelle $\mu = m_b$ à l'aide des techniques du groupe de renormalisation. Les éléments de matrice $\langle Q_i(\mu) \rangle$ décrivant les effets de longue distance sont déterminés à l'aide de méthode non-perturbative (QCD sur réseau, règles de somme de QCD, etc...). La Théorie Effective des Quarks Lourds (HQET) est très utilisée dans le domaine des désintégrations des mésons B. Ces méthodes ne permettent pas de déterminer précisément les éléments de matrice ce qui fait de leur estimation la source d'erreur théorique la plus grande des prédictions des amplitudes de désintégration.

Une de ces méthode est basée sur l'hypothèse de Factorisation que nous allons expliciter plus loin. Mais d'abord, rentrons un peu plus dans les détails des désintégrations non-leptoniques à deux corps des mésons B.

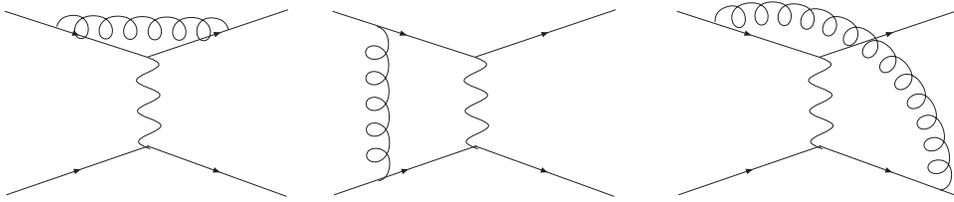


FIG. 3.2: Processus QCD à une boucle.

3.2 Interaction forte et ordres supérieurs

Jusqu'à présent, nous avons traité d'un Hamiltonien développé dans le cas le plus simple d'un processus à l'ordre des arbres. Si maintenant nous tenons compte de l'interaction forte et introduisons des corrections de QCD à une boucle, schématisées sur la figure 3.2, l'Hamiltonien effectif prend la forme (il est construit ainsi pour reproduire l'approximation de basse énergie de la théorie [37]) :

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} [C_1 Q_1 + C_2 Q_2] \quad (3.4)$$

Avec les opérateurs :

$$Q_1 = (\bar{s}_\alpha c_\beta)_{(V-A)} (\bar{u}_\beta d_\alpha)_{(V-A)} \quad (3.5)$$

$$Q_2 = (\bar{s}_\alpha c_\alpha)_{(V-A)} (\bar{u}_\beta d_\beta)_{(V-A)} \quad (3.6)$$

Les points importants à noter sur le nouvel Hamiltonien :

- les indices α et β sont les indices de couleur.

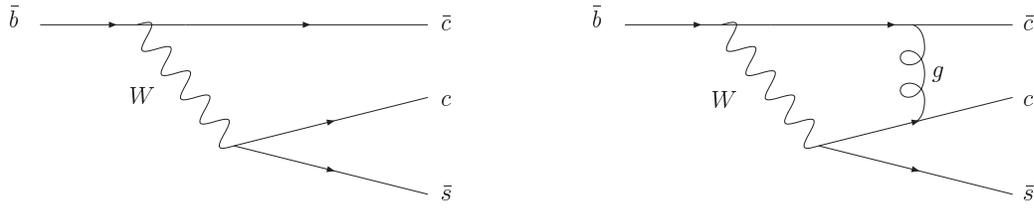


Diagramme Courant – Courant

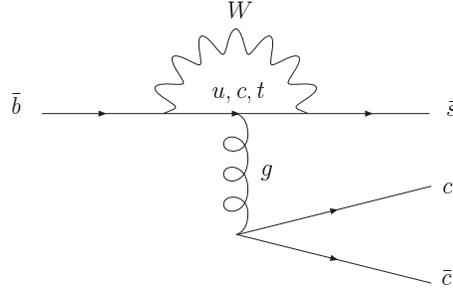
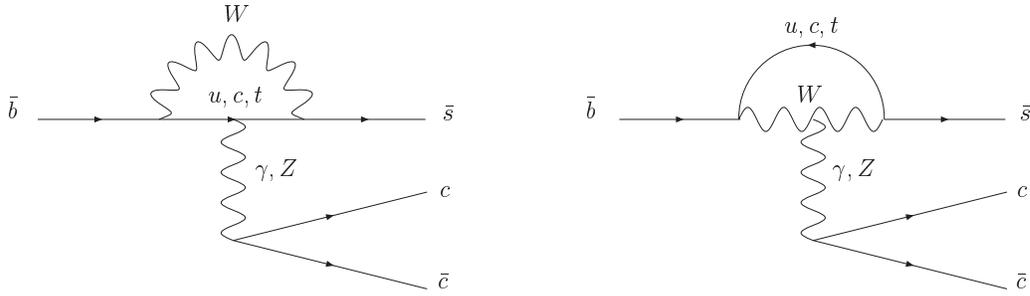


Diagramme Penguin QCD



Diagrammes Penguins EW

FIG. 3.3: Diagrammes contribuant à la transition $\bar{b} \rightarrow c\bar{c}\bar{s}$.

- un nouvel opérateur Q_1 (Q_2 étant l’opérateur original, noté avec l’indice 2 pour des raisons historiques) est introduit avec la même structure de saveur que Q_2 mais avec une structure de couleur différente. En effet, les gluons reliant les deux lignes de courants faibles singlet de couleur peuvent en quelque sorte mélanger les couleurs, et ceci via les charges de couleurs :

$$T_{\alpha\beta}^a T_{\omega\rho}^a = 1 \frac{1}{2N} \delta_{\alpha\beta} \delta_{\omega\rho} + \frac{1}{2} \delta_{\alpha\rho} \delta_{\omega\beta} \quad (3.7)$$

- en plus de l’échelle de renormalisation μ , les constantes de couplage C_1 et C_2 deviennent fonction de α_s , m_W . En l’absence de corrections QCD, nous aurions simplement : $C_1 = 0$ et $C_2 = 1$.

A ce point de la discussion, la représentation de l’Hamiltonien effectif n’est pas complète. Nous devons en effet tenir compte des diagrammes de penguins de l’interac-

tion forte (QCD) et électromagnétique (EW) montrés sur la figure 3.3. L'Hamiltonien est généralisé avec l'introduction d'opérateurs penguins. Afin de préparer la suite, regardons comment s'écrivent l'Hamiltonien et les opérateurs locaux dans le cas d'une transition $\bar{b} \rightarrow c\bar{c}s$:

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{V_{cs}V_{cb}^*[C_1Q_1 + C_2Q_2] - V_{ts}V_{ts}^* \sum_{i=3}^{10} C_iQ_i\} \quad (3.8)$$

Les opérateurs locaux sont classés suivant 3 catégories :

1- Opérateurs courant-courant :

$$Q_1 = (\bar{c}_\alpha s_\beta)_{V-A} (\bar{b}_\beta c_\alpha)_{V-A} \quad (3.9)$$

$$Q_2 = (\bar{c}_\alpha s_\alpha)_{V-A} (\bar{b}_\beta c_\beta)_{V-A} \quad (3.10)$$

2- Opérateurs penguins de QCD :

$$Q_3 = (\bar{b}_\alpha s_\alpha)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_\beta q_\beta)_{V-A} \quad (3.11)$$

$$Q_4 = (\bar{b}_\alpha s_\beta)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V-A} \quad (3.12)$$

$$Q_5 = (\bar{b}_\alpha s_\alpha)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_\beta q_\beta)_{V+A} \quad (3.13)$$

$$Q_6 = (\bar{b}_\alpha s_\beta)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V+A} \quad (3.14)$$

3- Opérateurs penguins électrofaibles :

$$Q_7 = (\bar{b}_\alpha s_\alpha)_{V-A} \sum_q e_q (\bar{q}_\beta q_\beta)_{V+A} \quad (3.15)$$

$$Q_8 = (\bar{b}_\alpha s_\beta)_{V-A} \sum_q e_q (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V+A} \quad (3.16)$$

$$Q_9 = (\bar{b}_\alpha s_\alpha)_{V-A} \sum_q e_q (\bar{q}_\beta q_\beta)_{V-A} \quad (3.17)$$

$$Q_{10} = (\bar{b}_\alpha s_\beta)_{V-A} \sum_q e_q (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V-A} \quad (3.18)$$

Pour être complet on notera qu'il existe au total 6 catégories différentes d'opérateurs nécessaires pour couvrir l'ensemble des désintégrations faibles.

3.3 Factorisation

Nous allons présenter les points essentiels de l'hypothèse de Factorisation dans le cas général et le plus simple. Le principe de calcul des éléments de matrice hadronique via les facteurs de forme ainsi que les extensions et corrections à la factorisation naïve, comme le traitement des effets non factorisables ou la prise en compte des interactions dans l'état final, seront présentés dans le cas particulier des désintégrations en charmonium et kaon des mésons B dans la section suivante.

3.3.1 Introduction

Nous avons vu qu'il est nécessaire de faire un certain nombre d'approximations afin de pouvoir déterminer les éléments de matrices hadroniques. Dans l'hypothèse de factorisation, on suppose que l'amplitude de désintégration d'un méson B en deux mésons s'exprime en un produit de deux courants hadroniques indépendants. Un des courants décrit la formation d'un méson à partir du quark spectateur et du quark b converti, et le second la formation d'un méson venant de l'hadronisation du boson vecteur W . Cette hypothèse repose sur le principe de transparence de couleur dans lequel on suppose qu'un doublet de quarks dans un état singlet de couleur ne se couple pas de manière effective à des gluons mous [38].

Nous verrons plus loin qu'il convient de séparer les processus avec émission d'un W externe (modes autorisés de couleur) pour lesquels les produits d'hadronisation du W ont une moins grande probabilité d'interagir avec le reste du système, des processus avec émission interne d'un W (modes supprimés de couleur) où la probabilité est bien plus importante (voir figure 3.4). On notera de plus que pour respecter la condition de confinement de couleur, les indices de couleur des quarks issus du W doivent être compatibles avec ceux des autres quarks du système. Si N_C est le nombre d'indice de couleurs, ces modes sont supprimés par un facteur $1/N_C$.

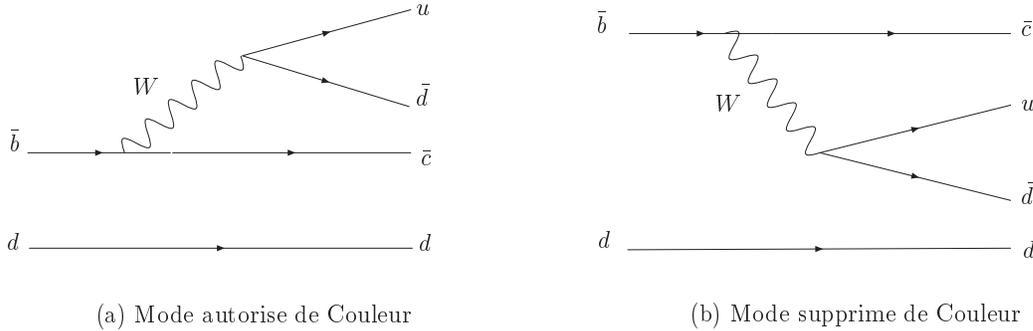


FIG. 3.4: Désintégration d'un méson B^0 en deux hadrons, via un processus autorisé de couleur (a), et supprimé de couleur (b).

Ainsi, pour une désintégration $B^+ \rightarrow \Psi K^+$, les éléments de matrice hadronique $\langle \psi K^+ | Q_i | B^+ \rangle$ s'écrivent dans l'hypothèse de Factorisation :

$$\langle \psi K^+ | Q_i | B^+ \rangle = \langle K^+ | J_{1i} | B^+ \rangle \langle \psi | J_{2i} | 0 \rangle \quad (3.19)$$

$$\text{ou bien} \quad (3.20)$$

$$= \langle \psi | J_{1i} | B^+ \rangle \langle K^+ | J_{2i} | 0 \rangle \quad (3.21)$$

3.3.2 Transformation de Fierz

Le contenu en quark d'un processus doit bien sûr reproduire celui des mésons présents dans l'état final. Ainsi dans certains cas une réorganisation des quarks via une transformation de Fierz est nécessaire [39] :

$$(\bar{\Psi}_1 \Psi_2)_{V-A} (\bar{\Psi}_3 \Psi_4)_{V-A} = (\bar{\Psi}_1 \Psi_4)_{V-A} (\bar{\Psi}_3 \Psi_2)_{V-A} \quad (3.22)$$

Prenons l'exemple des diagrammes de la figure 3.4. L'opérateur à l'ordre des arbres Q_2 qui contribue au diagramme externe (a) a la forme :

$$(\bar{d}_\alpha u_\alpha)_{V-A} (\bar{c}_\beta b_\beta)_{V-A} \quad (3.23)$$

Cet opérateur contribue aussi au diagramme interne (b) après transformation de Fierz :

$$(\bar{d}_\alpha u_\alpha)_{V-A} (\bar{c}_\beta b_\beta)_{V-A} = (\bar{d}_\beta b_\alpha)_{V-A} (\bar{c}_\alpha u_\beta)_{V-A} \quad (3.24)$$

Dans ce dernier cas, des mésons dans un état singlet de couleur ne sont produits que si $\alpha = \beta$. Ces processus sont ainsi supprimés par un facteur $1/N_C$, avec N_C étant le nombre de couleur. Nous verrons plus loin que N_C peut être pris comme un paramètre effectif de la théorie pour tenir compte de certaines corrections.

3.3.3 Classification des désintégrations

La procédure de factorisation mène naturellement à trois classes de modes de désintégrations :

1- Désintégrations de type I :

La première classe contient les désintégrations dans lesquelles les mésons chargés peuvent être produits directement à partir d'un courant singlet de couleur. Ce sont des modes autorisés de couleur. Par exemple, l'amplitude factorisée du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ est donnée par :

$$\mathcal{A}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* a_1 \langle \pi^- | (\bar{d}u) | 0 \rangle \langle D^+ | (\bar{c}b) | \bar{B}^0 \rangle \quad (3.25)$$

le coefficient a_1 est alors donné par :

$$a_1 = C_1 + \frac{1}{N_C} C_2 \quad (3.26)$$

2- Désintégrations de type II :

Dans cette deuxième classe, le méson généré à partir du courant est neutre. Ce sont les modes supprimés de couleur. Les canaux de désintégration $\bar{B} \rightarrow \psi \bar{K}$, où ψ est une résonance charmonium $c\bar{c}$ font partie de cette classe. L'amplitude s'écrit :

$$\mathcal{A}(\bar{B} \rightarrow \psi \bar{K}) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{cs}^* a_2 \langle \psi | (\bar{c}c) | 0 \rangle \langle \bar{K} | (\bar{s}b) | \bar{B} \rangle \quad (3.27)$$

avec a_2 :

$$a_2 = C_2 + \frac{1}{N_C} C_1 \quad (3.28)$$

Compte tenu des ordres de grandeur des constantes de couplage C_1 et C_2 , le coefficient a_2 est particulièrement sensible à leur évaluation (choix de l'échelle de factorisation et évolution vers cette échelle) ainsi qu'à des contributions non-perturbatives supplémentaires [40].

3- Désintégrations de type III :

La dernière classe regroupe les désintégrations décrites par des diagrammes autorisés et supprimés de couleur, où les amplitudes a_1 et a_2 interfèrent. C'est par exemple le cas du mode $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$. L'amplitude de ce mode est alors une combinaison de type :

$$a_1 + x a_2 \quad (3.29)$$

3.4 Canaux de désintégration Charmonium-Kaon

Entrons maintenant plus profondément dans la phénoménologie des désintégrations des mésons B en mésons charmonium et kaon : $B \rightarrow (c\bar{c}) K^{(*)}$, où la résonance $(c\bar{c})$ est notée ψ dans la suite.

Si le phénomène de transparence de couleur paraît fondé et donc justifie l'hypothèse de factorisation pour des processus autorisés de couleur, rien ne permet de penser qu'il en est de même pour les processus supprimés de couleur. Ainsi, l'étude de ces processus, en particulier des désintégrations $B \rightarrow \psi K^{(*)}$ peut apporter des éléments pour améliorer notre compréhension et notre description de l'hypothèse de factorisation.

3.4.1 Amplitude et éléments de matrice

Ces désintégrations sont produites par des transitions fondamentales $b \rightarrow c\bar{c}s$. Une transformation de Fierz est nécessaire pour réarranger les lignes de quarks. L'hamiltonien effectif dépend alors d'un opérateur singlet de couleur Q_1 et d'un opérateur octet de couleur Q_8 :

$$Q_1 = (\bar{c}_\alpha c_\alpha)_{V-A} (\bar{b}_\beta s_\beta)_{V-A} \quad (3.30)$$

$$Q_8 = (\bar{c}_\alpha \frac{\lambda_{\alpha\beta}^a}{2} c_\beta)_{V-A} (\bar{b}_\gamma \frac{\lambda_{\gamma\delta}^a}{2} s_\delta)_{V-A} \quad (3.31)$$

où λ^a sont les matrices de Gell-Mann. L'amplitude s'écrit comme [41] :

$$\mathcal{A}(B \rightarrow \psi K) = \langle K\psi | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle \quad (3.32)$$

$$= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} V_{cb}^* a_2(\mu) \{ \langle K\psi | Q_1 | B \rangle + \zeta \langle K\psi | Q_8 | B \rangle \} \quad (3.33)$$

où $a_2(\mu) = C_2(\mu) + C_1(\mu)/N_C$, $\zeta = 2C_1(\mu)/a_2(\mu)$ et $K = K$ ou K^* . Les éléments de matrice peuvent être scindés en une somme de termes factorisables et non factorisables (NF) :

$$\langle K\psi|Q_1|B \rangle = \langle \psi|(\bar{c}c)_{V-A}|0 \rangle \langle K|(\bar{b}s)_{V-A}|B \rangle + \langle K\psi|Q_1|B \rangle_{NF} \quad (3.34)$$

$$\langle K\psi|Q_8|B \rangle = \langle K\psi|Q_8|B \rangle_{NF} \quad (3.35)$$

Les termes non factorisables proviennent de corrections radiatives de QCD non incluses dans les paramétrisations des facteurs de forme ou des constantes de désintégration [42]. Les corrections factorisables et non factorisables sont représentées sur la figure 3.5

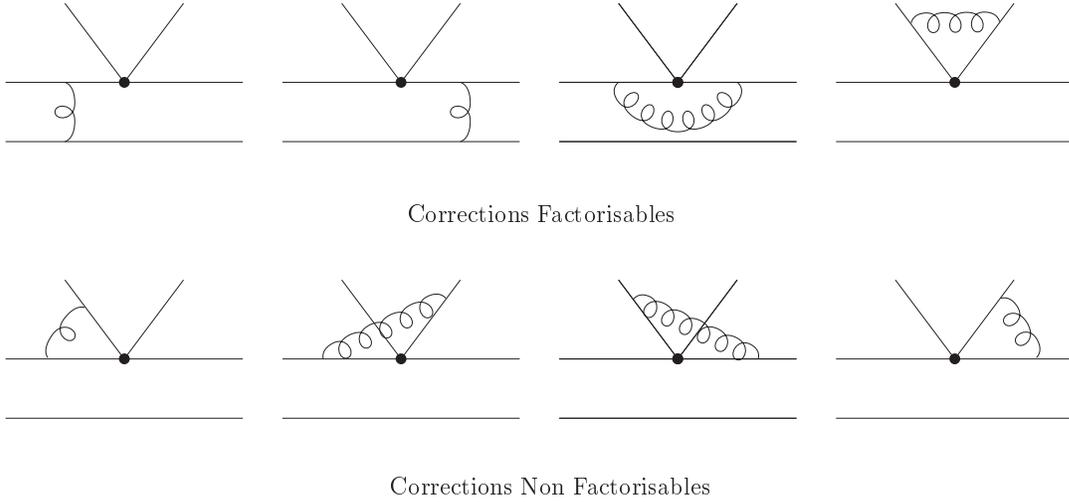


FIG. 3.5: Représentation dans la Théorie Effective des corrections radiatives de QCD factorisables et non factorisables..

Si les termes non factorisables sont négligés, nous sommes alors dans le cadre de la Factorisation Naïve. Retenons les points essentiels de cette approche :

1. pour des petites échelles ($\mu \leq m_b$), les échanges de gluons entre la résonance ψ et le système BK sont négligés.
2. pour de plus grandes échelles, les corrections sont incluses dans les constantes de couplages.
3. les interactions dans l'état final sont négligées.
4. le coefficient a_2 est indépendant du canal de désintégration.

Nous verrons par la suite comment les termes non factorisables peuvent être pris en compte. Les éléments de matrices sont exprimés en fonction de facteurs de forme et de constante de désintégration (expressions données pour les modes $B \rightarrow \psi K$ et $B \rightarrow \psi K^*$) [41] :

$$\begin{aligned}
\langle \psi | (\bar{c}c)_{V-A} | 0 \rangle &= \epsilon^\mu m_\psi f_\psi \\
\langle K | (\bar{b}s)_{V-A} | B \rangle &= (P_B^\mu + P_K^\mu - \frac{m_B^2 - m_K^2}{q^2} q^\mu) F_1(q^2) + \frac{m_B^2 - m_K^2}{q^2} q^\mu F_0(q^2) \\
\langle K^* | (\bar{b}s)_{V-A} | B \rangle &= -[(m_B + m_{K^*}) \eta_\mu^* A_1(q^2) - \frac{\eta^* \cdot q}{m_B + m_{K^*}} (p_B + p_{K^*})_\mu A_2(q^2) \\
&\quad - 2m_{K^*} \frac{\eta^* \cdot q}{q^2} q_\mu (A_3(q^2) - A_0(q^2)) \\
&\quad - \frac{2i}{m_B + m_{K^*}} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \eta^{*\nu} p_B^\rho p_{K^*}^\sigma V(q^2)] \tag{3.36} \\
\langle K\psi | Q_{(1,8)} | B \rangle_{NF} &= 2m_\psi f_\psi (\epsilon \cdot p_B) F_1^{(1,8)NF}(q^2) \\
\langle K^*\psi | Q_{(1,8)} | B \rangle_{NF} &= -m_\psi f_\psi [(m_B + m_{K^*}) (\epsilon \cdot \eta^*) A_1^{(1,8)NF}(q^2) \\
&\quad - \frac{2}{m_B + m_{K^*}} (\epsilon \cdot p_B) (\eta^* \cdot p_B) A_2^{(1,8)NF}(q^2) \\
&\quad - \frac{2i}{m_B + m_{K^*}} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^\mu \eta^{*\nu} p_B^\rho p_{K^*}^\sigma V^{(1,8)NF}(q^2)]
\end{aligned}$$

où ϵ^μ et η^μ sont les vecteurs polarisation des mésons ψ et K ou K^* , $q_\mu = (p_B - p_{K(K^*)}) = (p_\psi)_\mu$, f_ψ est la constante de désintégration du ψ , et les $F_i(q^2)$, $A_i(q^2)$ et $V(q^2)$ sont des facteurs de forme. Il existe plusieurs modèles de facteurs de forme. Dans la pratique, les facteurs de forme sont évalués à une valeur de q^2 donnée (souvent à $q^2 = 0$ puis sont extrapolés à toute valeur de q^2 . Les principaux modèles sont :

- NRSX [43] : Neubert, Rieckert, Stech et Xu.
- CDDFGN [44] : Casalbuoni et collaborateurs.
- ISGW [45] : Isgur, Scora, Grinstein et Wise.
- CT [46] : Cheng et Tseng.
- BSW [47] : Bauer, Stech et Wirbel.
- MS [48] : Melikhov et Stech.

3.4.2 Contributions non factorisables

Le principe de factorisation naïve souffre d'un problème de taille : les éléments de matrice hadronique sont indépendants de l'échelle de renormalisation μ , au contraire des constantes de couplage $C_i(\mu)$. Ainsi l'amplitude $C_i(\mu) \langle Q_i \rangle$ dépend de μ , ce qui est incohérent pour une quantité physique. De plus si la factorisation naïve a donné une bonne description des désintégrations de type I (modes autorisés de couleur), elle n'a jamais donné de prédictions précises pour les désintégrations de type II [49].

Il est évident que des contributions non factorisables doivent être prises en compte et introduites dans les éléments de matrice afin de compenser la dépendance en μ des coefficients de Wilson. Ceci est particulièrement vrai pour les modes supprimés de couleur où l'on s'attend à ce que les termes non factorisables aient une contribution significative à l'amplitude du processus [50].

Une des solutions proposée par Neubert et Stech [40] consiste à remplacer les coefficients $a_1(\mu)$ et $a_2(\mu)$, qui dépendent donc de l'échelle μ , par des paramètres effectifs a_1^{eff} et a_2^{eff} indépendants de μ .

Ces deux paramètres sont fonction des constantes $C_i(\mu)$ et de deux coefficients non-perturbatifs $\epsilon_1(\mu)$ et $\epsilon_8(\mu)$ qui paramétrisent les contributions non factorisables, et dont la dépendance en μ compense celle des $C_i(\mu)$. Les nouveaux paramètres effectifs s'écrivent :

$$a_1^{eff} = [C_1(\mu) + \frac{1}{N_C}C_2(\mu)][1 + \epsilon_1(\mu)] + C_2(\mu)\epsilon_8(\mu) \quad (3.37)$$

$$a_2^{eff} = [C_2(\mu) + \frac{1}{N_C}C_1(\mu)][1 + \epsilon_1(\mu)] + C_1(\mu)\epsilon_8(\mu) \quad (3.38)$$

En utilisant les équations de groupe de renormalisation [40] on pourrait écrire la dépendance en μ des paramètres hadroniques $\epsilon_1(\mu)$ et $\epsilon_2(\mu)$, et l'on pourrait en déduire les ordres de grandeur :

$$\epsilon_1 = \mathcal{O}(1/N_C^2) \quad \text{et} \quad \epsilon_8 = \mathcal{O}(1/N_C) \quad (3.39)$$

Pour être complet, on notera que l'on peut aussi déduire les ordres de grandeur des coefficients de Wilson :

$$C_1(\mu) = 1 + \mathcal{O}(L/N_C^2) \quad \text{et} \quad C_2(\mu) = \mathcal{O}(L/N_C) \quad (3.40)$$

où $L = \ln(m_W/\mu)$. A une échelle $\mu = m_b$, on a $L = \mathcal{O}(1)$.

3.4.3 Factorisation généralisée

L'idée de la factorisation généralisée [51, 52, 53, 54] est aussi la prise en compte des termes non factorisables, mais de manière différente, en déterminant les éléments de matrice hadronique à l'échelle μ par une méthode perturbative. Ces éléments de matrice sont ensuite associés aux constantes de couplage $C_i(\mu)$ afin d'obtenir des constantes de couplage effectives C_i^{eff} indépendantes de l'échelle de renormalisation. Les paramètres effectifs a_i^{eff} sont alors donnés par :

$$a_1^{eff} = C_1^{eff} + \frac{1}{N_C^{eff}}C_2^{eff} \quad \text{et} \quad a_2^{eff} = C_2^{eff} + \frac{1}{N_C^{eff}}C_1^{eff} \quad (3.41)$$

Le nombre de couleur devient un paramètre effectif phénoménologique du modèle. On rappelle que dans la factorisation naive on a $N_C^{eff} = 3$. L'opérateur renormalisé à l'échelle μ est relié au même opérateur à l'ordre des arbres par [55] :

$$\langle Q_i(\mu) \rangle = g(\mu)\langle Q_i \rangle^{\text{arbre}} \quad (3.42)$$

où $g(\mu)$ est une constante de renormalisation. L'Hamiltonien s'écrit alors :

$$\langle \mathcal{H}_{eff} \rangle = C_i(\mu)g(\mu)\langle Q_i \rangle^{\text{arbre}} = C_i^{eff}\langle Q_i \rangle^{\text{arbre}} \quad (3.43)$$

Les constantes $C_i(\mu)$ et $g(\mu)$ dépendent de la même manière de l'échelle μ . Les couplages effectifs C_i^{eff} sont donc indépendants de l'échelle et du schéma de renormalisation.

3.4.4 Interactions dans l'état final

Dans le schéma classique de la factorisation, les particules une fois créées dans l'état final n'interagissent pas entre elles. Après que la transition faible a eu lieu les quarks interagissent de manière forte dont les effets sont encore présents après la formation des hadrons. Les effets sont donc de courte et de longue distance. Dans certains cas les interactions dans l'état final (FSI) peuvent modifier significativement les amplitudes de désintégration d'un processus [40].

Les FSI génèrent des phases fortes qui peuvent jouer un rôle très important dans l'étude de la violation CP dans le système des mésons B [56]. On s'attend à ce que les phases fortes soient plus importantes dans le cas des modes supprimés de couleur car accentuées par les processus de réarrangement des quarks [57]. Elles ne peuvent pas être calculées de manière fiable notamment lorsque les FSI sont importantes mais des estimations existent pour certains modes de désintégration [58].

3.5 Amplitudes angulaires

Nous allons dans cette partie montrer l'intérêt principal des désintégrations $B \rightarrow \psi K^*$, avec $\psi = J/\psi, \psi(2S)$, et χ_{c1} . En effet ces processus sont des désintégrations du méson B en deux mésons vecteur ($B \rightarrow VV$). Le méson B ayant un spin nul et les deux mésons vecteur un spin égal à 1, par conservation du moment cinétique total, le moment relatif L entre les deux mésons dans l'état final peut prendre les valeurs $L = 0, 1, 2$. Ces désintégrations sont donc décrites par trois ondes partielles S, P et D .

L'hypothèse de factorisation peut être testée à l'aide des mesures des amplitudes relatives des trois ondes et des phases fortes présentes dans la désintégration. De plus, les interférences entre les trois ondes génèrent un certain nombre d'observables intéressantes comme par exemple $\cos(2\beta)$ [59, 60, 61] par une analyse angulaire temporelle.

Les différentes observables sont accessibles par l'analyse des distributions angulaires des produits de désintégration du méson B . Nous ne traiterons ici que du cas de l'analyse angulaire intégrée dans le temps. Une dérivation détaillée des distributions angulaires, intégrée ou dépendante du temps, peut être trouvée dans la référence [62].

3.5.1 Introduction et distributions angulaires

Les distributions angulaires peuvent être exprimées dans plusieurs bases :

1. base en ondes partielles : S, P et D .
2. base d'hélicité avec les amplitudes : H_{-1}, H_0 et H_{+1} .
3. base de transversité avec les amplitudes : A_{\parallel}, A_{\perp} et A_0 .

La transversité est définie comme étant la projection du spin perpendiculairement à son impulsion. Dans cette base, $A_0, A_{\parallel}, A_{\perp}$ décrivent respectivement l'amplitude pour des états de polarisation longitudinale des deux mésons vecteurs, transverses parallèles et transverses orthogonaux [63]. Les amplitudes dans les différentes bases sont reliées à l'aide des relations :

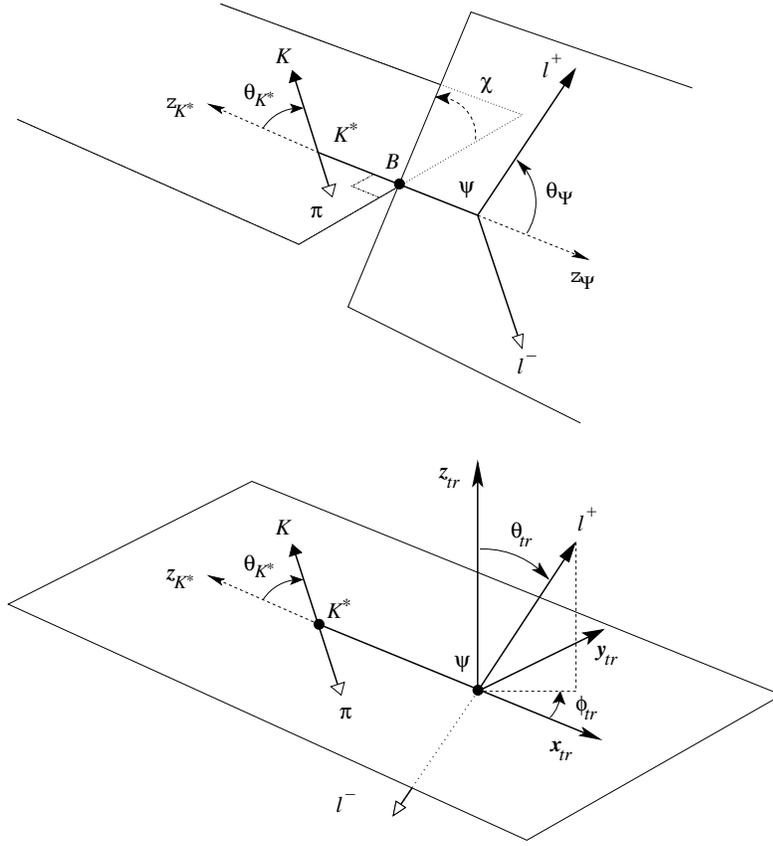


FIG. 3.6: Référentiels dans la base d'hélicité (haut) et de transversité (bas).

$$A_0 = \sqrt{\frac{1}{3}}S + \sqrt{\frac{2}{3}}D \quad (3.44)$$

$$A_{\parallel} = \sqrt{\frac{2}{3}}S + \sqrt{\frac{1}{3}}D \quad (3.45)$$

$$A_{\perp} = P \quad (3.46)$$

et

$$A_0 = H_0 \quad (3.47)$$

$$A_{\parallel} = \frac{H_{+1} + H_{-1}}{\sqrt{2}} \quad (3.48)$$

$$A_{\perp} = \frac{H_{+1} - H_{-1}}{\sqrt{2}} \quad (3.49)$$

Dans l'hypothèse de conservation de l'hélicité du quark s [64], on notera que $H_{-1} = 0$ ce qui mène à $A_{\parallel} = A_{\perp}$. Nous pouvons définir la fraction de polarisation longitudinale, quantité que nous reverrons par la suite :

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma} = \frac{|H_0|^2}{|H_0|^2 + |H_{-1}|^2 + |H_{+1}|^2} = \frac{|A_0|^2}{|A_0|^2 + |A_{\parallel}|^2 + |A_{\perp}|^2} \quad (3.50)$$

Définissons les angles que nous allons utiliser, dans les référentiels d'hélicité $(\theta_{K^*}, \theta_\psi, \chi)$ et de transversité $(\theta_{K^*}, \theta_{tr}, \phi_{tr})$ (voir figure 3.6).

- $\theta_{K^*}(\theta_\psi)$: angle d'hélicité du K^* (ψ). Dans le référentiel du K^* (ψ) au repos, c'est l'angle entre le kaon (l^+) et la direction opposée au B dans ce référentiel.
- χ : angle entre les deux plans de désintégration.
- θ_{tr} et ϕ_{tr} sont les angles polaires du l^+ définis dans le référentiel du ψ au repos, avec la définition des axes suivants : x_{tr} est la direction opposée au B, y_{tr} est perpendiculaire à x_{tr} , dans le plan (x_{tr}, \vec{p}_{K^*}) , avec une direction telle que $\vec{p}_{K^*} \cdot y_{tr} > 0$, et on a z_{tr} tel que $z_{tr} = x_{tr} \times z_{tr}$.

Les relations de passage entre les différents angles sont :

$$\sin \theta_\psi \cdot \sin \chi = -\cos \theta_{tr} \quad (3.51)$$

$$\sin \theta_\psi \cdot \cos \chi = -\sin \theta_{tr} \cdot \sin \Psi_{tr} \quad (3.52)$$

$$\cos \theta_\psi = +\sin \theta_{tr} \cdot \cos \Psi_{tr} \quad (3.53)$$

Par facilité, l'analyse angulaire de ces désintégrations s'effectue dans la base de transversité. Dans cette base, l'amplitude de désintégration peut être décomposée comme [65, 66] :

$$\mathcal{A}(B \rightarrow \psi K^*) = A_0 \epsilon_\psi^{*L} \epsilon_{K^*}^{*L} - \frac{A_\parallel}{\sqrt{2}} \vec{\epsilon}_\psi^{*T} \epsilon_{K^*}^{*T} - i \frac{A_\perp}{\sqrt{2}} \vec{\epsilon}_\psi^{*} \times \epsilon_{K^*}^{*} \cdot \vec{p} \quad (3.54)$$

où $\vec{\epsilon}_\psi$ et ϵ_{K^*} sont les vecteurs polarisation du ψ et du K^* respectivement, et \vec{p} est un vecteur unité dans la direction de propagation de K^* dans système du ψ au repos. La section efficace des processus est proportionnelle à $\mathcal{A}^* \mathcal{A}$. Les auteurs de la référence [65] ont écrit le carré de l'amplitude en termes de fonctions angulaires X_i et Y_i , et des observables K_j et L_l :

$$K_1 = |A_0|^2, \quad K_4 = \text{Re}[A_0^* A_\parallel], \quad L_4 = \text{Im}[A_0^* A_\parallel], \quad (3.55)$$

$$K_2 = |A_\parallel|^2, \quad K_5 = \text{Re}[A_0^* A_\perp], \quad L_5 = \text{Im}[A_0^* A_\perp], \quad (3.56)$$

$$K_3 = |A_\perp|^2, \quad K_6 = \text{Re}[A_\parallel^* A_\perp], \quad L_6 = \text{Im}[A_\parallel^* A_\perp] \quad (3.57)$$

L'amplitude carrée s'écrit alors sous la forme :

$$\mathcal{A}^* \mathcal{A} = K_1 X_1 + K_2 X_2 + K_3 X_3 + K_4 X_4 + L_5 X_5 + L_6 X_6 + L_4 Y_4 + K_5 Y_5 + K_6 Y_6 \quad (3.58)$$

3.5.2 Canaux $B \rightarrow J/\psi K^*$ et $B \rightarrow \psi(2S) K^*$

Pour la désintégration $B \rightarrow \psi K^*$, avec $\psi \rightarrow l^+ l^-$ et $K^* \rightarrow K \pi$, la distribution angulaire intégrée dans le temps est donnée par [62] :

$$\begin{aligned} g(\vec{\omega}, \vec{A}) &= \frac{1}{\Gamma} \frac{d^3 \Gamma(B \rightarrow \psi(l^+ l^-) K^*)}{d \cos \theta_{K^*} d \cos \theta_{tr} d \phi_{tr}} \\ &= f_1(\vec{\omega}) \cdot |A_0|^2 + f_2(\vec{\omega}) \cdot |A_\parallel|^2 + f_3(\vec{\omega}) \cdot |A_\perp|^2 \\ &+ f_4(\vec{\omega}) \cdot \text{Im}(A_\parallel^* A_\perp) + f_5(\vec{\omega}) \cdot \text{Re}(A_\parallel A_0^*) + f_6(\vec{\omega}) \cdot \text{Im}(A_\perp A_0^*) \end{aligned} \quad (3.59)$$

où l'on définit $\vec{\omega} = (\cos \theta_{K^*}, \cos \theta_{tr}, \phi_{tr})$, $\vec{A} = (A_0, A_{\parallel}, A_{\perp})$ et les fonctions angulaires :

$$f_1(\vec{\omega}) = \frac{9}{32\pi} 2 \cos^2 \theta_{K^*} [1 - \sin^2 \theta_{tr} \cos^2 \phi_{tr}] \quad (3.60)$$

$$f_2(\vec{\omega}) = \frac{9}{32\pi} \sin^2 \theta_{K^*} [1 - \sin^2 \theta_{tr} \sin^2 \phi_{tr}] \quad (3.61)$$

$$f_3(\vec{\omega}) = \frac{9}{32\pi} \sin^2 \theta_{K^*} \sin^2 \phi_{tr} \quad (3.62)$$

$$f_4(\vec{\omega}) = \frac{9}{32\pi} \sin^2 \theta_{K^*} \sin(2\theta_{tr}) \sin \phi_{tr} \quad (3.63)$$

$$f_5(\vec{\omega}) = -\frac{9}{32\pi} \frac{1}{\sqrt{2}} \sin(2\theta_{K^*}) \sin^2 \theta_{tr} \sin(2\phi_{tr}) \quad (3.64)$$

$$f_6(\vec{\omega}) = \frac{9}{32\pi} \frac{1}{\sqrt{2}} \sin(2\theta_{K^*}) \sin(2\theta_{tr}) \cos \phi_{tr} \quad (3.65)$$

Les amplitudes sont définies à l'aide des phases fortes δ_0 , δ_{\parallel} et δ_{\perp} :

$$A_0 = |A_0| e^{i\delta_0} \quad (3.66)$$

$$A_{\parallel} = |A_{\parallel}| e^{i\delta_{\parallel}} \quad (3.67)$$

$$A_{\perp} = |A_{\perp}| e^{i\delta_{\perp}} \quad (3.68)$$

Seules les différences de phases étant mesurables, on fixe $\delta_0 = 0$. Si \vec{A} sont les amplitudes pour la désintégration d'un méson B , nous appellerons $\vec{\bar{A}}$ les amplitudes pour la désintégration d'un méson \bar{B} . Nous aurons alors :

$$\bar{A}_0 = +A_0 \quad \bar{A}_{\parallel} = +A_{\parallel} \quad \bar{A}_{\perp} = -A_{\perp} \quad (3.69)$$

Les phases fortes sont extraites à partir des termes d'interférences dans 3.59 :

$$Im(A_{\parallel}^* A_{\perp}) = |A_{\parallel}| |A_{\perp}| \sin(\delta_{\perp} \delta_{\parallel}) \quad (3.70)$$

$$Re(A_{\parallel} A_0^*) = |A_{\parallel}| |A_0| \cos(\delta_{\parallel}) \quad (3.71)$$

$$Im(A_{\perp} A_0^*) = |A_{\perp}| |A_0| \sin(\delta_{\perp}) \quad (3.72)$$

Nous remarquons que les expressions ci-dessus sont invariantes sous la transformation $(\delta_{\parallel}, \delta_{\perp}) \rightarrow (-\delta_{\parallel}, \pi - \delta_{\perp})$. Ainsi l'extraction des phases fortes à partir des distributions angulaires 3.59 ne permet pas de séparer les deux solutions, et nous avons donc une ambiguïté.

3.5.3 Canal $B \rightarrow \chi_{c1} K^*$

Pour la désintégration $B \rightarrow \chi_{c1} K^*$ avec $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ (et $J/\psi \rightarrow l^+ l^-$), la distribution angulaire s'écrit [62] :

$$g(\vec{\omega}, \vec{A}) = \frac{1}{\Gamma} \frac{d^3 \Gamma(B \rightarrow \chi_{c1}(J/\psi \gamma) K^*)}{d \cos \theta_{K^*} d \cos \theta_{tr} d \phi_{tr}} = \sum_{i=1}^6 A_i f_i(\theta_{K^*}, \theta_{tr}, \phi_{tr}) \quad (3.73)$$

où les observables A_I sont les mêmes que précédemment et les fonctions angulaires sont données par :

$$f_1(\vec{\omega}) = \frac{9}{64\pi} 2 \cos^2 \theta_{K^*} [1 + \sin^2 \theta_{tr} \cos^2 \phi_{tr}] \quad (3.74)$$

$$f_2(\vec{\omega}) = \frac{9}{64\pi} \sin^2 \theta_{K^*} [1 + \sin^2 \theta_{tr} \sin^2 \phi_{tr}] \quad (3.75)$$

$$f_3(\vec{\omega}) = \frac{9}{64\pi} \sin^2 \theta_{K^*} [2 \cos^2 \theta_{tr} + \sin^2 \theta_{tr}] \quad (3.76)$$

$$f_4(\vec{\omega}) = -\frac{9}{64\pi} \sin^2 \theta_{K^*} \sin(2\theta_{tr}) \sin \phi_{tr} \quad (3.77)$$

$$f_5(\vec{\omega}) = \frac{9}{64\pi} \frac{1}{\sqrt{2}} \sin(2\theta_{K^*}) \sin^2 \theta_{tr} \sin(2\phi_{tr}) \quad (3.78)$$

$$f_6(\vec{\omega}) = -\frac{9}{64\pi} \frac{1}{\sqrt{2}} \sin(2\theta_{K^*}) \sin(2\theta_{tr}) \cos \phi_{tr} \quad (3.79)$$

Bien entendu, le problème de l'ambiguïté des phases fortes existe aussi pour ces canaux.

3.6 Tests de factorisation dans les canaux Charmonium-Kaon

Les canaux charmonium-kaon $B \rightarrow \psi K^{(*)}$ ont depuis longtemps été un laboratoire très utilisé pour tester l'hypothèse de factorisation et ses extensions.

Les prédictions des différents modèles phénoménologiques ont pu être comparées aux données expérimentales, notamment pour les quantités suivantes :

1. Rapports d'embranchement.
2. Rapport de production vecteur(V) sur pseudo-scalaire(P) :

$$R_\psi = \frac{\Gamma(B \rightarrow \psi V(K^*))}{\Gamma(B \rightarrow \psi P(K))} \quad (3.80)$$

3. Fraction de polarisation longitudinale : Γ_L/Γ .

Les premières mesures expérimentales ont été faites par la Collaboration CLEO [67, 68, 69, 70] qui a effectué les mesures des rapports d'embranchement, des rapports de production et fraction de polarisation longitudinale pour les charmoniums J/ψ et $\psi(2S)$. La Collaboration ARGUS a publié des résultats sur certains rapports d'embranchement pour le J/ψ et le $\psi(2S)$ et sur la fraction de polarisation longitudinale sur le J/ψ [71, 72]. La Collaboration CDF a mesuré des rapports d'embranchement pour le J/ψ et le $\psi(2S)$ et Γ_L/Γ sur J/ψ [73, 74, 75, 76]. Les mesures les plus récentes et de très loin les plus précises viennent des expériences BELLE et BABAR. La collaboration BELLE [77, 78, 79] a mesuré les rapports d'embranchement sur les trois charmoniums J/ψ , $\psi(2S)$ et χ_{c1} et la fraction de polarisation longitudinale sur le J/ψ . Jusqu'à aujourd'hui, la collaboration BABAR [80, 81] a sensiblement fait les mêmes mesures que BELLE.

On notera ainsi que l'extraction des trois quantités, de plus mesurées de manière globale, sur les trois résonances charmonium J/ψ , $\psi(2S)$ et χ_{c1} n'a jusqu'à présent jamais été faite. C'est tout l'intérêt de ce document.

TAB. 3.1: Prédications pour R_ψ et Γ_L/Γ pour différents facteurs de forme et comparaison avec des données expérimentales, pour les résonance J/ψ , $\psi(2S)$ et χ_{c1} .

$B \rightarrow J/\psi K^*$		
Modèle/Mesure	$R_{J/\psi}$	Γ_L/Γ
BSW I [47]	4.23	0.57
BSW II [43]	1.61	0.35
ISGW [45]	1.72	0.07
CDDFGN [44]	1.50	0.36
Orsay [84]	2.15	0.45
CT [46]	1.84	0.56
JW [87]	2.44	0.44
Keum [85]	1.74	0.59
Expériences		
ARGUS [72]	-	0.97 ± 0.23
CLEO [69]	1.45 ± 0.26	0.52 ± 0.08
CDF [76, 74]	1.32 ± 0.28	0.59 ± 0.06
BELLE [77]	-	0.62 ± 0.03
BABAR [80]	$B^\pm 1.49 \pm 0.13$	
BABAR [80, 60]	$B^0 1.37 \pm 0.13$	0.566 ± 0.013
$B \rightarrow \psi(2S)K^*$		
BSW II [43]	1.85	-
DT [86]	3.8	-
CDDFGN [44]	2.0	-
Cheng [82]	1.57	0.33
Neubert et al. [40]	4.35	-
Expériences		
CLEO [70]	1.29 ± 0.23	0.45 ± 0.12
CDF [75]	1.62 ± 0.45	-
$B \rightarrow \chi_{c1}K^*$		
Chen-Li [88]	0.95	
Expériences		
Expérience BABAR [80]	$B^0 0.89 \pm 0.38$	-
Expérience BELLE [79]	$B^0 0.89 \pm 0.13(stat)$	
	$B^\pm 0.90 \pm 0.14(stat)$	$0.87 \pm 0.09 \pm 0.07$

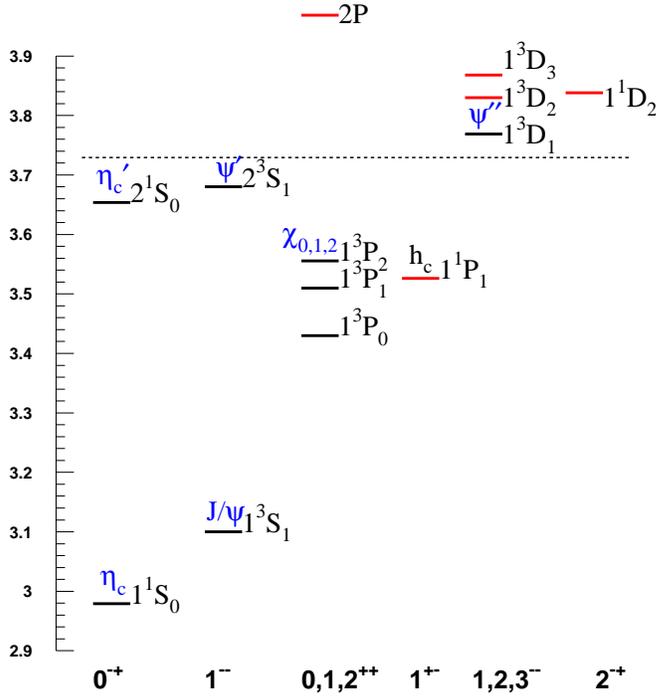


FIG. 3.7: Le spectre Charmonium.

Si les prédictions des rapports d'embranchement ou des taux de désintégrations sont dépendants de l'hypothèse de factorisation dans son intégralité, les rapports de production vecteur sur pseudo-scalaire R_ψ et la fraction de polarisation longitudinale Γ_L/Γ sont, au premier ordre, insensibles aux termes non factorisables [82]. C'est l'intérêt de ces mesures, tester l'idée fondamentale de la factorisation.

Il est vite apparu que les prédictions de la factorisation étaient incapables de décrire les désintégrations charmonium-kaon. En particulier les modèles ne reproduisaient pas les valeurs expérimentales combinées de R_ψ et de Γ_L/Γ [83, 84]. L'amélioration des modèles, en particulier ceux des facteurs de forme, dépendent de données expérimentales plus précises et plus nombreuses [82, 46]. La table 3.1 montre les prédictions de Γ_L/Γ et R_ψ pour différents modèles de facteurs de forme, comparées à des données expérimentales. La collaboration BELLE a publié des résultats préliminaires sur $(\Gamma_L/\Gamma)_{\chi_{c1}}$ [79]. Les premières prédictions fiables pour les rapports d'embranchement $B \rightarrow \chi_{c1} K^{(*)}$ et $R_{\chi_{c1}}$ ne sont apparues que très récemment [88, 89, 90]. Un élément supplémentaire en défaveur de l'approximation de factorisation a été la découverte [91] du canal $B^+ \rightarrow \chi_{c0} K^+$ avec un rapport d'embranchement du même ordre de grandeur que ceux des canaux $B^+ \rightarrow (J/\psi, \psi(2S), \chi_{c1}) K^+$ alors que cette désintégration ne devrait pas être observée.

Dans le chapitre suivant, une comparaison plus systématique de ces différentes observables est faite pour les trois résonances charmonium avec nos derniers résultats expérimentaux. En outre, des informations complémentaires sont obtenues avec la détermination de la constante de couplage effective a_2^{eff} . Des prédictions sont données dans ce chapitre et comparées aux valeurs extraites de nos mesures.

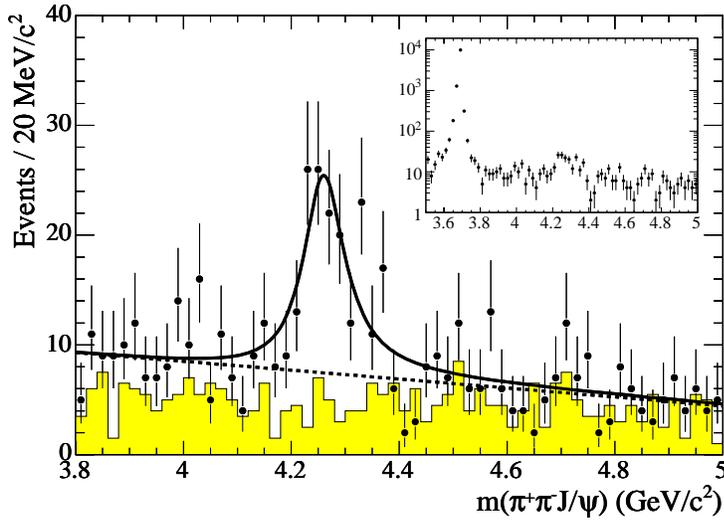


FIG. 3.8: Masse invariante du système $J/\psi\pi^+\pi^-$. La nouvelle résonance $Y(4260)$ apparaît clairement.

3.7 Spectre Charmonium

Depuis la découverte du J/ψ il y a près de trente ans [92], le spectre des résonances charmonium a fait l'objet de nombreuses études. Les taux de production et de désintégration des différentes résonances apportent quantité d'informations sur les processus de production et sur les interactions quark-antiquark, extrêmement utiles à l'étude de la QCD.

Si pendant des années les résonances charmonium ont été étudiées et produites via le processus $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow (c\bar{c})$, les usines à B ont ouvert une nouvelle ère d'études grâce à de nouvelles réactions de production [93] : continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, fusion $\gamma\gamma$ ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$), rayonnement dans l'état initial et désintégrations hadroniques des mésons B .

Le spectre charmonium est représenté sur la figure 3.7 dans lequel nous avons employé la notation spectroscopique $n^{2S+1}L_J$, où n est le nombre quantique d'excitation et J, L et S sont respectivement les moments angulaires total, orbital et de spin. Les observations des états $1^1P_1(h_c)$ et $2^1S_0(\eta_c(2S))$ n'ont été confirmées que très récemment [94] et [95]. L'état $1^1D_2(\eta_{c2})$ n'a pas encore été observé.

En 2003, la collaboration BELLE a observé une nouvelle particule $X(3872)$ dans les désintégrations hadroniques des mésons B neutres $B^0 \rightarrow X(3872)K$ à une masse de $m_X = 3871.9 \pm .5 \text{ MeV}/c^2$, juste au-dessus du seuil de production $D^0\bar{D}^0$, et dans le mode $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ [96]. Cette observation a ensuite été confirmée par les collaborations CDF, D0 et BABAR [97]. De nombreuses interprétations phénoménologiques sur la nature de cette particule ont été émises, entre autres : état charmonium [98] même si aucun état dans le spectre n'est prévu à cette masse, molécule $D^0\bar{D}^0$ [99] et état diquark-antidiquark $((cu)(\bar{c}u))$ [100]. L'investigation du $X(3872)$ a ensuite été poursuivie sans succès dans les processus de rayonnement dans l'état initial (ISR : $e^+e^- \rightarrow \gamma_{ISR}J/\psi\pi^+\pi^-$) mais où une nouvelle résonance a été mise en évidence (voir figure 3.8), le $Y(4260)$ [101]. Cette nouvelle particule a ensuite été observée dans les désintégrations hadroniques $B \rightarrow Y(4260)K$ [102]. A l'heure actuelle, les natures des particules $X(3872)$ et $Y(4260)$ sont inconnues.

Chapitre 4

Mesures des désintégrations Charmonium des mésons B

Nous allons présenter dans cette partie une étude expérimentale complète des voies de désintégrations $B \rightarrow (c\bar{c})K^{(*)}$ où la résonance charmonium est $c\bar{c} = (J/\psi, \psi(2S), \chi_{c0}, \chi_{c1}, \chi_{c2})$.

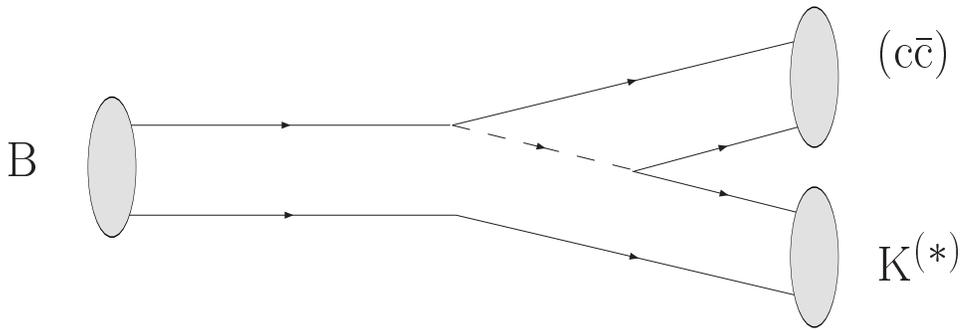


FIG. 4.1: Désintégration Charmonium-Kaon.

Ces travaux ont été menés en trois phases distinctes. Tout d'abord les rapports d'embranchement pour les résonances J/ψ , $\psi(2S)$ et χ_{c1} ont été mesurés avec les données prises entre l'automne 1999 et l'été 2003 (runs I,I et III de *BABAR*) ce qui correspond à une luminosité intégrée d'environ 112 fb^{-1} (section 4.2). En plus des rapports de production vecteur à pseudo-scalaire R_ψ , cette première analyse a aussi fourni des résultats sur la recherche de violation de CP directe via des mesures d'asymétries de charge ainsi que sur la détermination du rapport de production de mésons B chargés sur neutres $R^{+/0} = \Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-) / \Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0)$.

Dans une deuxième phase, à partir du même échantillon d'événements, les modes supprimés par factorisation $B \rightarrow (\chi_{c0}, \chi_{c2})K^{(*)}$ ont été recherchés (section 4.3).

Enfin, avec un lot de prises de données étendu à l'été 2005 (runs I-V), soit avec une luminosité intégrée d'environ 209 fb^{-1} , les amplitudes de désintégrations ont été extraites par une analyse angulaire (section 4.4).

Les éléments essentiels à l'analyse des données dans *BABAR* et dans notre étude particulière seront abordés dans la première section.

4.1 Reconstruction et sélection des événements

La sélection des événements commence par la reconstruction des traces chargées à partir des informations de la DCH et/ou du SVT et des agrégats neutres dans le calorimètre électromagnétique. Les mésons intermédiaires sont ensuite reconstruits et associés pour former les mésons B initiaux.

4.1.1 Reconstruction des traces chargées et des agrégats neutres

Les traces chargées qui seront plus loin identifiées comme kaon ou pions chargés sont classées dans plusieurs catégories suivant des critères de reconstruction plus ou moins contraignants. Dans nos études, on demande que les critères de sélection suivants soient remplis : les traces doivent avoir une impulsion transverse supérieure à $0.100 \text{ GeV}/c$ et une impulsion inférieure à $10.0 \text{ GeV}/c$, elles doivent avoir déclenché un signal dans au moins 12 couches de la DCH et il faut que la distance de moindre approche soit inférieure à 1.5 cm dans le plan transverse et 10 cm dans la direction du faisceau.

Les agrégats neutres sont reconstruits en sommant l'énergie déposée dans les cristaux du calorimètre à l'aide d'un algorithme itératif. Deux variables topologiques sont principalement utilisées pour la séparation des gerbes électromagnétiques et hadroniques : la distribution latérale en énergie LAT [103] dont le spectre a une valeur piquée à $0.2\text{-}0.3$ et plus dispersée pour les gerbes électromagnétiques et hadroniques respectivement, et le moment de Zernike A_{42} [104] qui mesure l'asymétrie de l'agrégat par rapport à son maximum et dont les valeurs sont proches de zéro pour les gerbes électromagnétiques.

Les agrégats dont aucune trace ne peut être associée sont identifiés comme des photons. On demande en plus à ce que les candidats photons aient une énergie minimum de 30 MeV et un moment latéral inférieur à 0.8 . Des contraintes supplémentaires sont ensuite appliquées aux photons dans la reconstruction des pions neutres.

4.1.2 Présélection des événements $B\bar{B}$

A l'énergie $\sqrt{s} = M(\Upsilon(4S))$ la section efficace de production du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (avec $q = u, d, s, c$) est grande comparée à celle du processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ (3.39 nb contre 1.05 nb respectivement). Les événements de continuum ont tendance à avoir une structure ressemblant à celle d'événements dijets alors que les événements signals ont une distribution plus isotropique dans le détecteur. Ces caractéristiques topologiques sont utilisées pour la réjection du bruit de fond continuum. Les critères de présélection suivants sont appliqués : 1) les événements doivent passer un déclenchement de niveau 3 de la DCH ou du calorimètre, 2) au moins 3 traces doivent être reconstruites, 3) l'énergie totale doit être supérieure à 4.5 GeV , 4) le rapport du second au premier moment de Fox-Wolfram [105] R2 doit être inférieur à 0.5 et 5) le vertex primaire doit être reconstruit à moins de 0.5 cm dans le plan transverse et 6 cm en z du point d'interaction. Les événements $B\bar{B}$ sont sélectionnés avec une efficacité de 95% .

4.1.3 Identification des particules

Les cinq particules stables électrons, muons, kaons, pions et protons sont triées à partir de l'échantillon des traces chargées. Les électrons sont identifiés par la perte d'énergie dans la DCH, l'angle Cherenkov et principalement par le rapport E/p , les muons essentiellement par la mesure de perte d'énergie minimum dans les IFR, les kaons par l'angle Cherenkov et la perte d'énergie dans le SVT et la DCH et les protons par l'angle Cherenkov. Les pions sont associés aux traces qui n'ont satisfait aucune des conditions. Des catégories de sélection ont été définies pour chaque particule en fonction de degré de confiance de l'identification et de la méthode utilisée. Les efficacités d'identification et de mauvaise identification sont évalués à l'aide d'échantillons de contrôle.

4.1.4 Sélection des candidats

Les mésons intermédiaires J/ψ , $\psi(2S)$, χ_c et K^* sont alors reconstruits. Le choix des critères de sélection est le fruit d'une procédure d'optimisation des coupures sur les différentes variables. Nous y reviendrons plus loin. Les candidats mésons B sont finalement composés à partir des candidats charmonium et kaon. Deux variables cinématiques sont utilisées pour discriminer les événements signal du bruit de fond combinatoire : la différence ΔE entre l'énergie du candidat B et celle du faisceau dans le système du centre de masse et la masse substituée m_{ES} , définies par :

$$\Delta E = E_B^* - E_{\text{faisceau}}^* \quad m_{ES} = \sqrt{E_{\text{faisceau}}^{*2} - P_B^{*2}} \quad (4.1)$$

Pour un méson B , ΔE doit être proche de zéro et m_{ES} proche de $m_B = 5.279 \text{ GeV}/c^2$, la masse des mésons B .

4.2 Mesure des rapports d'embranchement

Nous allons présenter dans cette section le premier volet de notre étude, la mesure des rapports d'embranchement :

$$B \rightarrow (J/\psi, \psi(2S), \chi_{c1})K^{(*)}$$

pour les modes chargés et neutres. Les mésons intermédiaires sont reconstruits dans les modes de désintégrations secondaires : $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ avec $l = e, \mu$, $\psi(2S) \rightarrow l^+l^-$, $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$, $K^{*0} \rightarrow K_s^0 \pi^0, K^+ \pi^-$ et $K^{*+} \rightarrow K_s^0 \pi^+, K^+ \pi^0$, avec $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$.

Les rapports d'embranchement \mathcal{B} sont calculés en fonction du nombre d'événements signal N_S , du nombre de paires $B\bar{B}$ produites $N_{B\bar{B}}$, de l'efficacité de sélection ϵ et des rapports d'embranchement secondaire f :

$$\mathcal{B} = \frac{N_S}{N_{B\bar{B}} \times \epsilon \times f} \quad (4.2)$$

L'analyse des données est effectuée dans le plan $(\Delta E, m_{ES})$ avec $-0.12 < \Delta E < 0.12$ et $5.2 < m_{ES} < 5.3$. Le nombre d'événements signal sera donné par ajustement de la distribution m_{ES} à l'intérieur d'une zone signal en ΔE qui sera définie plus loin.

TAB. 4.1: Résumé des coupures de sélection.

Variable	Coupure
θ (e)	[0.41 :2.409] rad
PID-Selector (e)	Tight
θ (μ)	[0.30 :2.70] rad
PID-Selector (μ)	VeryLoose
θ (K)	[0.45 :2.45] rad
PID-Selector (K)	VeryLoose
$M_{K_S^0}$	[0.489 :0.507] GeV/ c^2
K_S^0 TwoDang	< 0.2 rad
K_S^0 FTL	> 0.1 cm
$M_{K^{*0}}$	[0.796 :0.996] GeV/ c^2
$M_{K^{*+}}$	[0.792 :0.992] GeV/ c^2
$\cos\theta_{K^*}$	< 0.8
M_{π^0}	[0.113 :0.153] GeV/ c^2
$E_{\gamma 1, \gamma 2}(\pi^0)$	> 0.050 GeV and > 0.100 GeV
$LAT_{\gamma 1, \gamma 2}(\pi^0)$	< 0.8
$M_{J/\psi}$	$(e^+e^-)[2.95 :3.14]$ GeV/ c^2 $(\mu^+\mu^-)[3.06 :3.14]$ GeV/ c^2
$M_{\psi(2S)}$	$(e^+e^-)[3.44 :3.74]$ GeV/ c^2 $(\mu^+\mu^-)[3.64 :3.74]$ GeV/ c^2
$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$	
LAT_γ	≤ 0.8
$A42_\gamma$	≤ 0.15
E_γ	≥ 0.15 GeV
θ_γ	[0.41 :2.409] rad
$M_{\chi_{c1}} - M_{J/\psi}^{pdg}$	[0.35 :0.45] GeV/ c^2

4.2.1 Réjection du bruit de fond et optimisation

Rappelons que par canal charmonium K^* , 4 rapports d'embranchement sont mesurés : $B^0 \rightarrow \psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$, $B^0 \rightarrow \psi K^{*0}(K^+\pi^-)$, $B^+ \rightarrow \psi K^{*+}(K_S^0\pi^+)$ et $B^+ \rightarrow \psi K^{*+}(K^+\pi^0)$. Il y a trois composantes essentielles au bruit de fond. La première vient de la contamination des 3 autres canaux (FA pour *feed-across*), la deuxième de la production de charmonium inclusive qui comprend entre autre la production non résonante de système $K\pi$ et de K^* de plus haute masse et la dernière des désintégrations générales $B\bar{B}$ et de la production de continuum.

L'étude de la réjection du bruit de fond est basée sur l'utilisation d'événements Monte Carlo générés en nombre considérable dans les modes exclusifs, inclusifs et génériques. La sélection finale des candidats a été obtenue par optimisation du rapport $S/\sqrt{S+B}$ où S et B représentent respectivement le nombre d'événements de signal et de bruit de fond, avec l'idée d'obtenir un ensemble de coupures commun à tous les canaux. Elle est résumée dans la table 4.1. Les électrons, et muons et kaons ont été identifiés à l'aide de catégories (*PID-Selector*) strictes (*Tight*) et plus souples (*VeryLoose*) respectivement. Les gammes angulaires de détection (θ) correspondent à des valeurs utilisées de manière classique dans l'expérience et n'ont donc pas été optimisées. Dans la sélection du K_S^0 , les variables *TwoDang* et *FTL* sont respective-

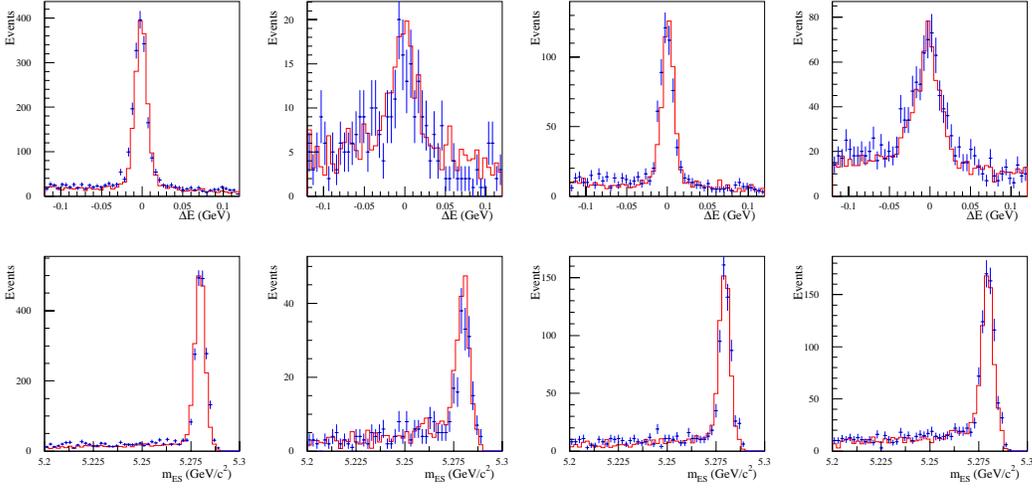


FIG. 4.2: Distributions ΔE (rangée du haut) et m_{ES} (rangée du bas) pour le Monte Carlo et les données, pour le canal $J/\psi K^*$: de gauche à droite les modes $K^{*0}(K^+\pi^-)$, $K^{*0}(K_S^0\pi^0)$, $K^{*+}(K^+\pi^0)$ et $K^{*+}(K_S^0\pi^+)$.

ment l'angle entre le K_S^0 et la ligne joignant les vertex charmonium et K_S^0 dans le plan transverse et la distance de vol du K_S^0 . L'angle θ_{K^*} est l'angle entre l'impulsion du K et du B dans le référentiel du K^* .

4.2.2 Extraction du signal

Le bruit de fond résiduel a deux composantes : une partie combinatoire qui est traitée directement sur les données et une partie dont les distributions en ΔE et m_{ES} sont similaires à celle du signal et qui est estimée avec des événements simulés N_{sim} . Le nombre d'événements signal est donné par :

$$N_S = N_{cand} - N_{sim} \quad (4.3)$$

Le nombre d'événements candidat N_{cand} est obtenu en ajustant la distribution m_{ES} par la somme d'une fonction gaussienne et d'une fonction introduite par la collaboration Argus [106] :

$$A = A_0 \times m_{ES} \times \sqrt{1 - \left(\frac{m_{ES}}{E_{faisceau}}\right)^2} \times e^{A_1 \left[1 - \left(\frac{m_{ES}}{E_{faisceau}}\right)^2\right]} \quad (4.4)$$

où A_0 et A_1 sont des paramètres libres (A_1 est appelé paramètre de forme). Le nombre de candidats est ainsi donné par l'intégrale de la fonction gaussienne, le bruit de fond combinatoire étant automatiquement pris en compte par la fonction Argus.

La seconde composante du bruit de fond N_{sim} vient de deux sources : les événements de FA et ceux de la production inclusive. Ces deux contributions ont été estimées séparément sur des échantillons Monte Carlo. La distribution m_{ES} est ajustée par la somme d'une fonction Argus et d'une fonction Gaussienne et N_{sim} est alors donnée par l'intégrale de la partie gaussienne. Suivant les canaux, la contribution de FA représente de 10 à 74% du total de N_{sim} . Dans le cas des canaux ψK la contribution du FA est nulle.

TAB. 4.2: Nombre d'événements candidats et de bruit de fond. L'efficacité de reconstruction est aussi donnée.

Mode de désintégration	N_{cand}	N_{sim}	Efficacité (%)
$J/\psi K^{*0} (K_s^0 \pi^0)$			
$(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$	105.6 ± 11.5	13.7 ± 2.0	10.8
$(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$	111.4 ± 12.7	12.0 ± 2.0	11.0
$J/\psi K^{*0} (K^+ \pi^-)$			
$(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$	1439.0 ± 39.2	35.9 ± 15.9	21.6
$(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$	1551.0 ± 40.9	32.8 ± 13.3	23.5
$J/\psi K^{*+} (K_s^0 \pi^+)$			
$(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$	435.4 ± 27.1	16.4 ± 5.2	17.9
$(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$	459.5 ± 34.7	13.3 ± 3.8	19.4
$J/\psi K^{*+} (K^+ \pi^0)$			
$(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$	453.0 ± 28.3	$27. \pm 6.2$	12.4
$(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$	557.9 ± 26.1	38.9 ± 9.7	13.7
$\psi(2S) K^{*0} (K_s^0 \pi^0)$	14.7 ± 4.3	2.6 ± 0.9	11.3
$\psi(2S) K^{*0} (K^+ \pi^-)$	202.5 ± 16.1	26.4 ± 12.7	21.9
$\psi(2S) K^{*+} (K_s^0 \pi^+)$	45.5 ± 7.9	7.0 ± 3.1	18.3
$\psi(2S) K^{*+} (K^+ \pi^0)$	65.3 ± 10.4	8.4 ± 3.1	12.1
$\chi_{c1} K^{*0} (K_s^0 \pi^0)$	25.5 ± 8.3	12.9 ± 2.6	6.6
$\chi_{c1} K^{*0} (K^+ \pi^-)$	229.6 ± 19.7	80.4 ± 22.7	15.4
$\chi_{c1} K^{*+} (K_s^0 \pi^+)$	92.1 ± 15.4	43.0 ± 10.6	11.9
$\chi_{c1} K^{*+} (K^+ \pi^0)$	91.5 ± 19.0	81.9 ± 20.8	8.7
$J/\psi K_s^0$			
$(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$	671.9 ± 23.9	1.0 ± 0.5	32.0
$(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$	755.2 ± 27.9	1.0 ± 0.5	34.7
$J/\psi K^+$			
$(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$	2570.1 ± 50.9	-	33.1
$(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$	2707.5 ± 52.3	-	36.6
$\psi(2S) K_s^0$			
$(\psi(2S) \rightarrow e^+e^-)$	59.1 ± 10.1	-	31.0
$(\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-)$	71.2 ± 8.5	-	33.6
$\psi(2S) K^+$			
$(\psi(2S) \rightarrow e^+e^-)$	191.0 ± 14.5	-	35.4
$(\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-)$	235.8 ± 15.5	-	38.5
$\chi_{c1} K_s^0$			
$(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$	80.7 ± 9.8	11.5 ± 1.4	23.1
$(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$	107.7 ± 11.8	7.4 ± 0.9	24.1
$\chi_{c1} K^+$			
$(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$	348.5 ± 20.9	20.5 ± 4.9	24.6
$(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$	362.4 ± 21.4	29.0 ± 3.5	26.1

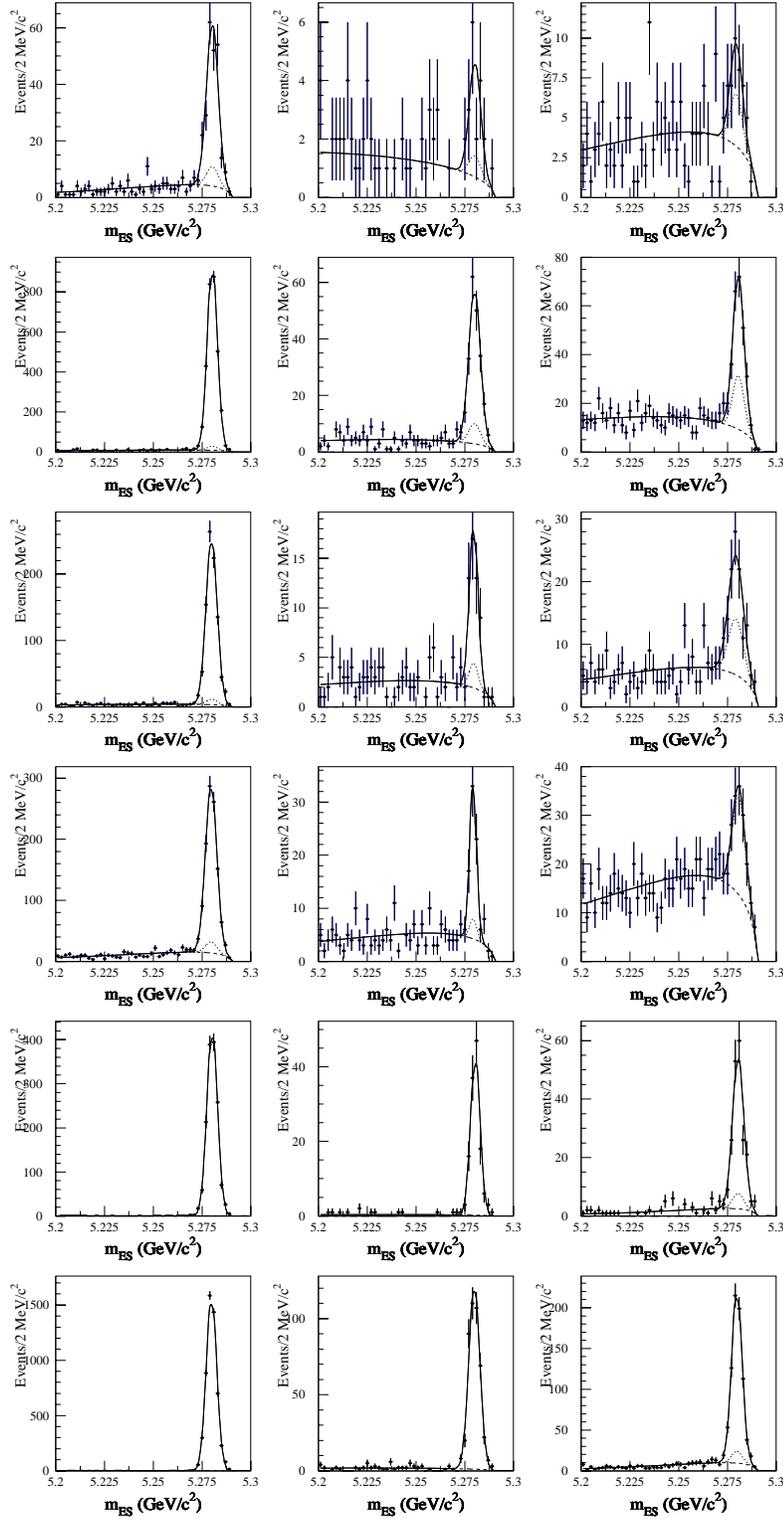


FIG. 4.3: Distributions m_{ES} et ajustements. De gauche à droite les colonnes représentent les distributions des charmoniums J/ψ , $\psi(2S)$ et χ_{c1} . De haut en bas, les rangées représentent les canaux $B \rightarrow (c\bar{c}) K_S^0 \pi^0$, $B \rightarrow (c\bar{c}) K_S^0 K^+ \pi^-$, $B \rightarrow (c\bar{c}) K_S^0 K^+ \pi^+$, $B \rightarrow (c\bar{c}) K_S^0 K^+ \pi^0$, $B \rightarrow (c\bar{c}) K_S^0$ et $B \rightarrow (c\bar{c}) K^+$. Les deux composantes du bruit de fond sont aussi montrées.

Lorsque la statistique était suffisante, les rapports d'embranchement ont été déterminés individuellement pour les modes de désintégration secondaire $\psi \rightarrow e^+e^-$ et $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Le nombre d'événements candidat et de bruit de fond sont montrés dans la table 4.2.

Les distributions m_{ES} des données ainsi que les ajustements sont montrés sur la figure 4.3. On remarque que si les canaux $J/\psi K^*$ sont relativement peu contaminés par le bruit de fond, il n'en est pas de même pour les canaux $\psi(2S)K^*$ et plus particulièrement $\chi_{c1}K^*$. Pour ces derniers, le photon dans l'état final rend la combinatoire beaucoup plus importante, notamment celle des χ_{c1} dont il devient aisé de reconstruire des fausses associations compte tenu de la grande production inclusive de J/ψ . L'incertitude sur les contributions du bruit de fond seront les sources d'erreurs principales aux rapports d'embranchement pour ces canaux. Les canaux ψK n'ont pratiquement pas de contamination.

4.2.3 Efficacité de reconstruction

L'efficacité de reconstruction qui entre directement dans le calcul des rapports d'embranchement est déterminée avec des échantillons de Monte Carlo exclusifs. Il est donc crucial que la simulation reproduise au mieux les données. A titre d'exemple la figure 4.2 compare les distributions m_{ES} et ΔE du Monte Carlo et des données pour les canaux $J/\psi K^*$. Les distributions sont en très bon accord. Il en est de même pour tous les autres canaux étudiés.

Il est néanmoins nécessaire d'incorporer des corrections supplémentaires à l'efficacité pour tenir compte de différences résiduelles entre les données et le Monte Carlo. Elles sont essentiellement de 4 types : 1) correction à l'efficacité d'identification des particules qui vient du fait que les algorithmes ont des performances différentes entre données et événements simulés. Ces corrections sont déterminées à l'aide d'échantillons de contrôle et sont de l'ordre de quelques centièmes suivant les canaux. 2) correction à l'efficacité de reconstruction des traces, qui est de 0.8% par trace. 3) correction de reconstruction des particules neutres qui est très faible. 4) correction de reconstruction des K_s^0 qui est aussi très faible.

Les efficacités de sélection du signal varient de 6.5% pour le canal $\chi_{c1}K^{*0}(K_s^0\pi^0)$ à 38.5% pour le canal $\psi(2S)K^+$. Elles sont détaillées dans la table 4.2.

4.2.4 Estimation des erreurs systématiques

Les sources d'erreurs systématiques suivantes ont été considérées :

1. Nombre d'événements $B\bar{B}$: l'erreur sur $N_{B\bar{B}}$, commune à toutes les mesures, est de 1.1%.
2. Rapports d'embranchement secondaire. Les erreurs du PDG 2004 [107] ont été utilisées. L'erreur dominante est celle de mode $\psi(2S) \rightarrow l^+l^-$.
3. Corrections à l'efficacité de sélection. Pour la reconstruction des traces chargées, une erreur de 1.3% est utilisée. L'erreur des corrections d'efficacité du K_s^0 sont déterminées en comparant la reconstruction des K_s^0 effectuée suivant différentes méthodes et coupures. L'erreur dépend des canaux et varie entre 0.7 et 2%. Une erreur de 2.5 et de 5% est affectée respectivement à la reconstruction des photons et des pions neutres. Une erreur dépendant de chaque canal est aussi prise en

compte, mais elle est beaucoup plus faible. Enfin, l'erreur due à l'identification des particules a été obtenue en comparant l'efficacité globale de reconstruction et en appliquant ou non les corrections : 50% de la différence a été pris comme incertitude.

4. Bruit de fond. L'incertitude venant de la première composante, le bruit de fond combinatoire, est estimé de la façon suivante : dans l'ajustement de la distribution m_{ES} le paramètre de forme de la fonction Argus est laissé libre. Un deuxième ajustement est effectué en fixant ce paramètre sur la valeur obtenue en ajustant la distribution m_{ES} des événements pris dans une région ΔE hors signal. Nous prenons comme erreur systématique 50% de la différence des deux ajustements.

Pour la deuxième contribution N_{sim} , l'erreur est estimée sur du Monte Carlo à partir des différentes composantes de N_{sim} et des rapports d'embranchement correspondants. Pour les composantes de FA, les erreurs mesurées ont été prises dans le PDG [107], ainsi que pour les contributions des charmonium inclusifs. En revanche, pour les contributions des modes non-résonants qui sont moins connus, une erreur de 50% a été utilisée.

5. Effets de polarisation. L'efficacité de détection est sensible aux états de polarisation qui engendrent des angles de désintégrations modifiant la topologie des événements. L'efficacité est notamment sensible à l'angle d'hélicité du K^* (θ_{K^*}). Nous pouvons écrire la distribution angulaire réduite suivante, où $|A_0|^2$ est la fraction de polarisation longitudinale :

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d \cos \theta_{K^*}} = \frac{3}{4} [(1 - \cos^2 \theta_{K^*}) + |A_0|^2 (3 \cos^2 \theta_{K^*} - 1)] \quad (4.5)$$

L'efficacité est alors donnée par :

$$\begin{aligned} \langle \epsilon \rangle &= \int \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d \cos \theta_{K^*}} \epsilon(\theta_{K^*}) d \cos \theta_{K^*} \\ &= \frac{3}{4} \int (1 - \cos^2 \theta_{K^*}) \epsilon(\theta_{K^*}) \sin \theta_{K^*} d\theta_{K^*} \\ &+ \frac{3}{4} |A_0|^2 \int (3 \cos^2 \theta_{K^*} - 1) \epsilon(\theta_{K^*}) \sin \theta_{K^*} d\theta_{K^*} \\ &= a + |A_0|^2 b \end{aligned} \quad (4.6)$$

avec

$$\begin{aligned} a &= \frac{3}{4} \int (1 - \cos^2 \theta_{K^*}) \epsilon(\theta_{K^*}) \sin \theta_{K^*} d\theta_{K^*} \\ b &= \frac{3}{4} \int (3 \cos^2 \theta_{K^*} - 1) \epsilon(\theta_{K^*}) \sin \theta_{K^*} d\theta_{K^*} \end{aligned} \quad (4.7)$$

les coefficients a et b sont extraits à partir des distributions $\epsilon(\theta_{K^*})$. L'efficacité est alors obtenue en utilisant $A_0 = 0.775 \pm 0.20$ pour les canaux $J/\psi K^*$ et $\psi(2S)K^*$ et $A_0 = 0.72 \pm 0.26$ pour les canaux $\chi_{c1}K^*$. L'erreur sur l'efficacité est alors déduite. Les efficacités déterminées de cette manière sont en très accord avec celles présentées auparavant.

6. Description du Monte Carlo. Les distributions Monte Carlo des variables utilisées dans la sélection peuvent être différentes de celles des données. Les efficacités ont été redéterminées avec les coupures déplacées du décalage observé entre les valeurs moyennes sur les données et sur le Monte Carlo. Les variations d'efficacités sont faibles, de l'ordre de 0.3%.

4.2.5 Résultats des rapports d'embranchement

Nous avons déjà indiqué que lorsque la statistique l'a permis, les rapports d'embranchement pour les modes $J/\psi, \psi(2S) \rightarrow e^+e^-$ et $\mu^+\mu^-$ ont été déterminés séparément. Etant en très bon accord, les valeurs ont été moyennées. Dans le cas des canaux K^* les rapports d'embranchement pour les deux modes neutres ($K_S^0\pi^0$) et ($K^+\pi^-$) ont été trouvés statistiquement compatibles et ont donc été combinés. Il en est de même pour les deux modes chargés ($K_S^0\pi^+$) et ($K^+\pi^0$). Les résultats des rapports d'embranchement sont montrés dans la table 4.3.

TAB. 4.3: Résultats pour les rapports d'embranchement. La première erreur est statistique et la seconde systématique.

Canal	Rapport d'embranchement ($\times 10^4$)
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$13.09 \pm 0.26 \pm 0.77$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$	$14.54 \pm 0.47 \pm 0.97$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$10.61 \pm 0.15 \pm 0.48$
$B^0 \rightarrow J/\psi K^0$	$8.69 \pm 0.22 \pm 0.30$
$B^0 \rightarrow \psi(2S) K^{*0}$	$6.49 \pm 0.59 \pm 0.97$
$B^+ \rightarrow \psi(2S) K^{*+}$	$5.92 \pm 0.85 \pm 0.89$
$B^+ \rightarrow \psi(2S) K^+$	$6.17 \pm 0.32 \pm 0.44$
$B^0 \rightarrow \psi(2S) K^0$	$6.46 \pm 0.65 \pm 0.51$
$B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$	$3.27 \pm 0.42 \pm 0.64$
$B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^{*+}$	$2.94 \pm 0.95 \pm 0.98$
$B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$	$5.79 \pm 0.26 \pm 0.65$
$B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^0$	$4.53 \pm 0.41 \pm 0.51$

4.2.6 Discussion et extraction du paramètre a_2

Les valeurs obtenues sur les rapports d'embranchement sont en très bon accord avec les mesures précédentes et sont, dans la plupart des cas, les mesures individuelles les plus précises faites jusqu'à présent. La précision de nos résultats est comparable à celle des moyennes mondiales [107] pour les canaux $J/\psi K^+, J/\psi K^*$ et $\psi(2S)K$ et meilleure pour tous les autres canaux, notamment pour les canaux charmonium χ_{c1} . De plus, le rapport d'embranchement $B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^{*+}$ a été mesuré pour la première fois.

Le paramètre de factorisation a_2 des désintégrations supprimées de couleur est maintenant extrait à partir des rapports d'embranchement pour les désintégrations

$B \rightarrow J/\psi K^{(*)}$ et $B \rightarrow \psi(2S)K^{(*)}$ suivant deux approches phénoménologiques différentes pour le traitement des facteurs de formes. Une discussion des canaux $B \rightarrow \chi_{c1}K^{(*)}$ viendra ensuite.

1- Approche de Neubert, Rieckert, Stech et Xu [43]

Les rapports d'embranchement sont exprimés en fonction du paramètre a_2 et des facteurs de formes ($F_0(q^2)$, $F_1(q^2)$, $A_0(q^2)$, $A_1(q^2)$, $A_2(q^2)$ et $V(q^2)$) calculés à la masse du charmonium. La problématique réside dans l'extrapolation des facteurs de formes à la valeur du transfert souhaitée. Les auteurs ont utilisé une dépendance en q^2 de type simple pôle pour $F_0(q^2)$ et $A_1(q^2)$, et de type dipôle pour les autres facteurs de forme :

$$F_0(q^2) = \frac{F_0(0)}{(1 - q^2/m^2)^n} \quad (4.8)$$

En utilisant comme paramètre d'entrée au calcul les constantes de désintégration $f_{J/\psi} = 384 \pm 14 \text{ MeV}$ et $f_{\psi(2S)} = 282 \pm 14 \text{ MeV}$, $\tau_{B^+} = 1.671 \pm 0.018 \text{ ps}$, $\tau_{B^0} = 1.536 \pm 0.014 \text{ ps}$ et $|V_{cb}| = 0.039 \pm 0.002$ [108] (ces trois dernières valeurs sont mises à jour par rapport à celle utilisées originellement par les auteurs) les auteurs obtiennent les rapports d'embranchement donnés dans la table 4.4. Les valeurs de a_2 extraites de nos mesures se trouvent dans la même table (et sont illustrées sur la figure 4.4). Les erreurs sur a_2 sont calculées à partir de l'erreur des constantes de désintégrations, de $|V_{cb}|$ et des rapports d'embranchement. Les deux premières sont les erreurs dominantes dans le cas des canaux J/ψ alors que pour les canaux $\psi(2S)$ l'erreur principale vient des rapports d'embranchement.

TAB. 4.4: Prédiction des rapports d'embranchement et extraction de a_2 suivant l'approche de Neubert et al..

Canal	Prédiction pour \mathcal{B}	a_2
$B^0 \rightarrow J/\psi K^0$	$1.776 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.221 ± 0.014
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$2.862 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.214 ± 0.015
$B^0 \rightarrow \psi(2S)K^0$	$1.041 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.249 ± 0.024
$B^0 \rightarrow \psi(2S)K^{*0}$	$1.921 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.184 ± 0.021
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$1.935 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.234 ± 0.016
$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$	$3.118 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.216 ± 0.016
$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$	$1.136 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.233 ± 0.020
$B^+ \rightarrow \psi(2S)K^{*+}$	$2.096 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.168 ± 0.021

Les résultats obtenus pour le J/ψ sont très cohérents et en bon accord avec la valeur précédemment extraite sur les données de CLEO et ARGUS ($a_2 = 0.21 \pm 0.02$). Les valeurs mesurées sur le $\psi(2S)$ sont aussi, en moyenne, en bon accord malgré une plus grande dispersion. En revanche, même si d'un point de vue statistique elles ne sont pas incompatibles, on constate que les valeurs mesurées sur les canaux $\psi(2S)K^*$ sont systématiquement plus faibles que celle mesurées sur les canaux $\psi(2S)K$. C'est un effet que l'on n'observe pas sur les canaux J/ψ . Est-ce le signe que la dépendance en q^2 des facteurs de formes $A_i(q^2)$ n'est pas proprement décrite dans le modèle, alors

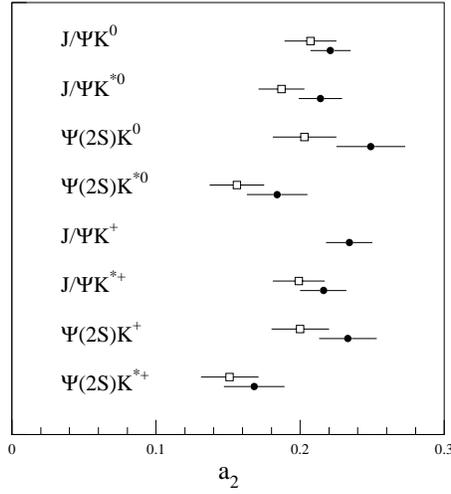


FIG. 4.4: Paramètre effectif a_2 extrait des rapports d'embranchement avec la méthode de Neubert, Stech, Rieckert et Xu (points fermés) et de Cheng et Tseng (points ouverts).

qu'elle le serait pour les facteurs de formes $F_i(q^2)$ (sur les canaux $\psi(2S)$, l'écart par rapport à la moyenne est surtout visible sur les modes K^*) ? Des mesures plus précises seraient clairement utiles pour contraindre plus profondément le modèle. Il faudrait non seulement améliorer les mesures des rapports d'embranchement mais aussi celle des autres paramètres tels que V_{cb} et les constantes de désintégrations.

2- Approche de Cheng et Tseng [46]

TAB. 4.5: Prédiction des rapports d'embranchement et extraction de a_2 suivant l'approche de Neubert et al..

Canal	Prédiction pour \mathcal{B}	a_2
$B^0 \rightarrow J/\psi K^0$	$2.03 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.207 ± 0.018
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$3.76 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.187 ± 0.016
$B^0 \rightarrow \psi(2S) K^0$	$1.57 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.203 ± 0.022
$B^0 \rightarrow \psi(2S) K^{*0}$	$2.65 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.156 ± 0.019
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$1.99 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.231 ± 0.020
$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$	$3.67 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.199 ± 0.018
$B^+ \rightarrow \psi(2S) K^+$	$1.54 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.200 ± 0.020
$B^+ \rightarrow \psi(2S) K^{*+}$	$2.60 \times 10^{-2} \cdot a_2^2$	0.151 ± 0.020

Cheng et Tseng ont appréhendé différemment le traitement des facteurs de formes. L'idée fondamentale est de relier les facteurs de formes des modes $D \rightarrow K^{(*)}$ à ceux des modes $B \rightarrow K^{(*)}$, et d'utiliser les résultats expérimentaux déterminés à $q^2 = 0$ pour les premiers [109] : $F_0^{DK}(0) = F_1^{DK}(0) = 0.77 \pm 0.04$, $V^{DK^*}(0) = 1.12 \pm 0.16$, $A_1^{DK^*}(0) = 0.61 \pm 0.05$ et $A_2^{DK^*}(0) = 0.45 \pm 0.09$. L'évolution en q^2 des facteurs de formes ($BK^{(*)}$) est alors effectuée suivant plusieurs hypothèses. Nous ne garderons ici

que l'évolution suivant une extrapolation monopolaire pour F_1 , A_0 et A_1 , dipolaire pour A_2 et V et constante pour F_0 . Les auteurs avaient originellement prédit les rapports d'embranchement pour la résonance J/ψ . Nous étendons l'étude à la résonance $\psi(2S)$. Les rapports d'embranchement et les valeurs déduites de a_2 sont résumés dans la table 4.5 et montrés sur la figure 4.4

Les résultats sont en bon accord avec la première approche même si en moyenne les valeurs sont moins grandes. L'effet systématique observé pour les modes $\psi(2S)K^*$ est ici moins important.

Résultats des canaux χ_{c1}

Les prédictions pour les rapports d'embranchement des canaux $B \rightarrow \chi_{c1}K^{(*)}$ sont beaucoup moins nombreuses et plus récentes. Il faut en effet prendre un soin particulier au calcul des termes non factorisables dont les contributions sont supposées être plus importantes que dans le cas des canaux J/ψ et $\psi(2S)$ [89]. Les prédictions de rapports d'embranchement basées sur les différentes approches de Melic [89], de Chen et Li [88], de Meng, Gao et Chao [90] sont présentées dans la table 4.6 avec nos résultats.

TAB. 4.6: Prédiction des rapports d'embranchement pour les canaux $B \rightarrow \chi_{c1}K^{(*)}$.

Modèle	Canal	$\mathcal{B}(10^{-4})$
Melic	$B^+ \rightarrow \chi_{c1}K^+$	5.1 ± 0.5
Meng et al.	$B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^0$	1.46
Chen et al.	$B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^0$	$2.94_{-2.43}^{+2.97}$
	$B^+ \rightarrow \chi_{c1}K^+$	$3.15_{-2.61}^{+3.17}$
	$B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0}$	$2.79_{-0.46}^{+0.37}$
	$B^+ \rightarrow \chi_{c1}K^{*+}$	$2.99_{-0.50}^{+0.40}$

Nos mesures sont en très bon accord avec les prédictions de Chen et al. en particulier pour les canaux K^* , et de Melic. C'est un résultat tout à fait remarquable qui montre que les contributions des termes non factorisables sont calculées de manière fiable (Melic montre aussi que l'amplitude non factorisable représente près de 60% de l'amplitude totale).

4.2.7 Mesure des rapports de production vecteur pseudoscalaire R_ψ

Les rapports de production vecteur pseudoscalaire peuvent être maintenant déterminés à partir de nos mesures des rapports d'embranchement (où $\psi = J/\psi, \psi(2S), \chi_{c1}$) :

$$R_\psi = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow \psi K^*)}{\mathcal{B}(B \rightarrow \psi K)} \quad (4.9)$$

Les valeurs sont d'abord déterminées séparément pour les modes chargés et neutres, puis sont combinées (table 4.7). Nos valeurs sont les plus précises publiées à ce jour et sont compatibles avec les mesures expérimentales précédentes. Grâce à la précision

TAB. 4.7: Résultats pour les rapports de production vecteur à pseudo-scalaire.

Rapport	
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^0)$	$1.51 \pm 0.05 \pm 0.08$
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+})/\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+)$	$1.37 \pm 0.05 \pm 0.08$
<hr/>	
$R_{J/\psi} = \mathcal{B}(B \rightarrow J/\psi K^*)/\mathcal{B}(B \rightarrow J/\psi K)$	$1.44 \pm 0.04 \pm 0.06$
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \psi(2S)K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \psi(2S)K^0)$	$1.00 \pm 0.14 \pm 0.09$
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \psi(2S)K^{*+})/\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+)$	$0.96 \pm 0.15 \pm 0.09$
<hr/>	
$R_{\psi(2S)} = \mathcal{B}(B \rightarrow \psi(2S)K^*)/\mathcal{B}(B \rightarrow \psi(2S)K)$	$0.98 \pm 0.10 \pm 0.07$
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0})/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^0)$	$0.72 \pm 0.11 \pm 0.12$
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1}K^{*+})/\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1}K^+)$	$0.51 \pm 0.17 \pm 0.16$
<hr/>	
$R_{\chi_{c1}} = \mathcal{B}(B \rightarrow \chi_{c1}K^*)/\mathcal{B}(B \rightarrow \chi_{c1}K)$	$0.65 \pm 0.09 \pm 0.10$

obtenue, on constate que les rapports de production ne sont pas compatibles entre les différentes résonances charmonium et que la valeur de $R_{\psi(2S)}$ est très inférieure à toutes les prédictions. La comparaison avec les différents modèles (voir la table 3.1) est illustrée sur la figure 4.5. Pour le χ_{c1} , notre résultat est en bon accord avec la prédiction de Chen-Li et aussi avec les premières mesures de BABAR et de Belle.

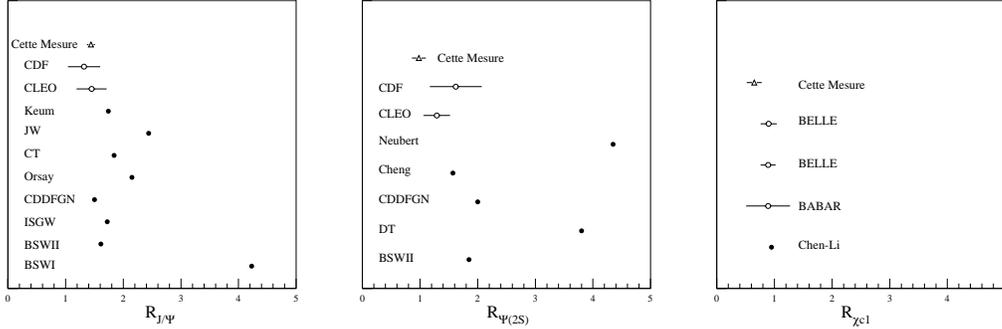


FIG. 4.5: Rapports de production vecteur à pseudo-scalaire pour les résonances J/ψ , $\psi(2S)$ et χ_{c1} : comparaisons avec mesures précédentes et prédictions. Pour le χ_{c1} les résultats de Belle sont montrés sans erreur systématique.

4.2.8 Asymétries de charge et rapport $R^{+/0}$

Alors que ce n'était pas l'objet principal de cette étude, nous avons pu extraire de nos mesures d'autres observables physiques tout à fait intéressantes : des asymétries de charge qui apportent des éléments à la recherche de violation de CP directe, et le rapport de production de mésons B chargés sur neutres à la masse du $\Upsilon(4S)$, quantité fondamentale des usines à mésons B .

Les rapports d'embranchement peuvent être déterminés séparément pour les mésons B chargés positivement et négativement. Le Modèle Standard ne prévoit pas de grandes différences entre les deux types de modes. Ainsi l'observation de grandes

asymétries de charge serait le signe de processus de nouvelle Physique au-delà du Modèle Standard. Nous mesurons les asymétries suivantes :

$$A \equiv \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^{+(*)}) - \mathcal{B}(B^- \rightarrow (c\bar{c})K^{-(*)})}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^{+(*)}) + \mathcal{B}(B^- \rightarrow (c\bar{c})K^{-(*)})}, \quad (4.10)$$

Les résultats sont montrés dans la table 4.8. Aucun signe de violation CP directe n'est observée dans ces désintégrations.

TAB. 4.8: Resultats pour les asymétries de charge.

Final state	Asymmetry
$J/\psi K^+$	$-0.030 \pm 0.014 \pm 0.010$
$J/\psi K^{*+}$	$0.048 \pm 0.029 \pm 0.016$
$\psi(2S) K^+$	$0.052 \pm 0.059 \pm 0.020$
$\psi(2S) K^{*+}$	$-0.077 \pm 0.207 \pm 0.051$
$\chi_{c1} K^+$	$0.003 \pm 0.076 \pm 0.017$
$\chi_{c1} K^{*+}$	$-0.471 \pm 0.378 \pm 0.268$

Enfin, une autre observable peut être extraite de nos mesures de rapports d'embranchement : le rapport de production de mésons B chargés sur neutres $\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-)/\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0)$. En utilisant le rapport des durées de vie $\tau_{B^+}/\tau_{B^0} = 1.086 \pm 0.017$, les rapports de production sont déterminés individuellement pour les mode ψK et ψK^* pour les trois résonances charmonium puis sont ensuite combinés pour obtenir le résultat :

$$R^{+/0} \equiv \frac{\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-)}{\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0)} = 1.06 \pm 0.02 \pm 0.03, \quad (4.11)$$

Ce résultat est en très bon accord avec les mesures précédentes et de plus, est tout à fait compétitif avec les mesures dédiées.

4.3 Recherche des modes supprimés par factorisation

La recherche des modes supprimés par factorisation est le deuxième volet de notre étude. Nous avons déjà mentionné que l'hypothèse de factorisation n'était pas pleinement justifiée pour décrire les désintégrations charmonium des mésons B et qu'un certain nombre d'indications expérimentales allaient dans ce sens. Un pas supplémentaire a été récemment franchi dans cette direction avec l'observation par l'expérience Belle [110] puis la confirmation par *BABAR* [111] d'un mode de désintégration entièrement supprimé sous factorisation $B \rightarrow \chi_{c0}K^+$:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B \rightarrow \chi_{c0}K^+) &= (6.0_{-2.1}^{+2.4}).10^{-4} \quad \text{Belle} \\ &= (2.7 \pm 0.7).10^{-4} \quad \text{BABAR} \end{aligned} \quad (4.12)$$

On constate de plus que ces valeurs sont très proches des modes autorisés. Le taux de désintégration $B \rightarrow \chi_{c0}K$ est prédit nul pour des raisons d'invariance de conjugaison de charge. En outre, un méson avec un spin $J = 2$ ne peut pas être produit à partir du vide dans l'approche de factorisation. Le taux de désintégration des modes $B \rightarrow \chi_{c2}K$ doit donc aussi être nul [112].

L'étude de ces canaux supprimés par factorisation est double. Ils apportent des éléments au test de l'hypothèse de factorisation et permettent de mieux quantifier sa non validité. Les contributions factorisables aux amplitudes de ces processus sont nulles. L'observation de ces désintégrations avec des rapports d'embranchement conséquents seraient donc le signe de la présence de fortes contributions non factorisables. Ces modes sont ainsi un laboratoire idéal pour étudier la dynamique des contributions non factorisables [112].

4.3.1 Analyse des événements

Nous avons effectué la recherche des modes de désintégrations :

$$B \rightarrow \chi_{c0}K^{(*)} \quad B \rightarrow \chi_{c2}K^{(*)} \quad (4.13)$$

en ne considérant que les désintégrations radiatives des résonances charmonium $\chi \rightarrow J/\psi \gamma$ dont les rapports d'embranchement sont $(1.18 \pm 0.14)\%$ et $(20.2 \pm 1.7)\%$ respectivement pour le χ_{c0} et χ_{c2} . L'analyse repose sur les mêmes bases que celle présentée pour la mesure des rapports d'embranchement. La sélection des événements est néanmoins différente. En particulier la région du signal dans le plan $(\Delta E, m_{\text{ES}})$ est définie comme : $-0.035 < \Delta E (\text{GeV}/c^2) < 0.020$ pour les canaux avec un π^0 dans l'état final et $-0.020 < \Delta E (\text{GeV}/c^2) < 0.020$ sinon, et $5.274 < m_{\text{ES}} < 5.284$. L'observation du χ_{c2} est rendue difficile par la proche et importante présence du χ_{c1} . Ainsi plutôt que d'effectuer des coupures sur les masses des résonances et de faire un ajustement classique sur la variable m_{ES} , le spectre $m_{l+l-\gamma} - m_{l+l-}$ a été utilisé pour l'extraction des signaux.

Les efficacités de reconstruction ont été déterminées sur des échantillons d'événements simulés par ajustement des distributions $m_{l+l-\gamma} - m_{l+l-}$ avec une fonction gaussienne pour le χ_{c1} et le χ_{c2} , et une convolution de fonction gaussienne et de Breit-Wigner pour le χ_{c0} . Les efficacités sont données dans la table 4.9.

TAB. 4.9: Efficacités (%) de reconstruction pour les résonances χ_{c0} et χ_{c2} pour les différents modes de désintégrations.

	χ_{c2}	χ_{c0}
$K^{*0} (K^+ \pi^-)$	7.1 ± 0.1	6.6 ± 0.1
$K^{*0} (K_s^0 \pi^0)$	3.1 ± 0.1	2.0 ± 0.1
K_s^0	15.8 ± 0.1	12.6 ± 0.1
$K^{*+} (K^+ \pi^0)$	3.6 ± 0.1	3.1 ± 0.1
$K^{*+} (K_s^0 \pi^+)$	6.5 ± 0.1	6.2 ± 0.1
K^+	14.4 ± 0.1	11.7 ± 0.2

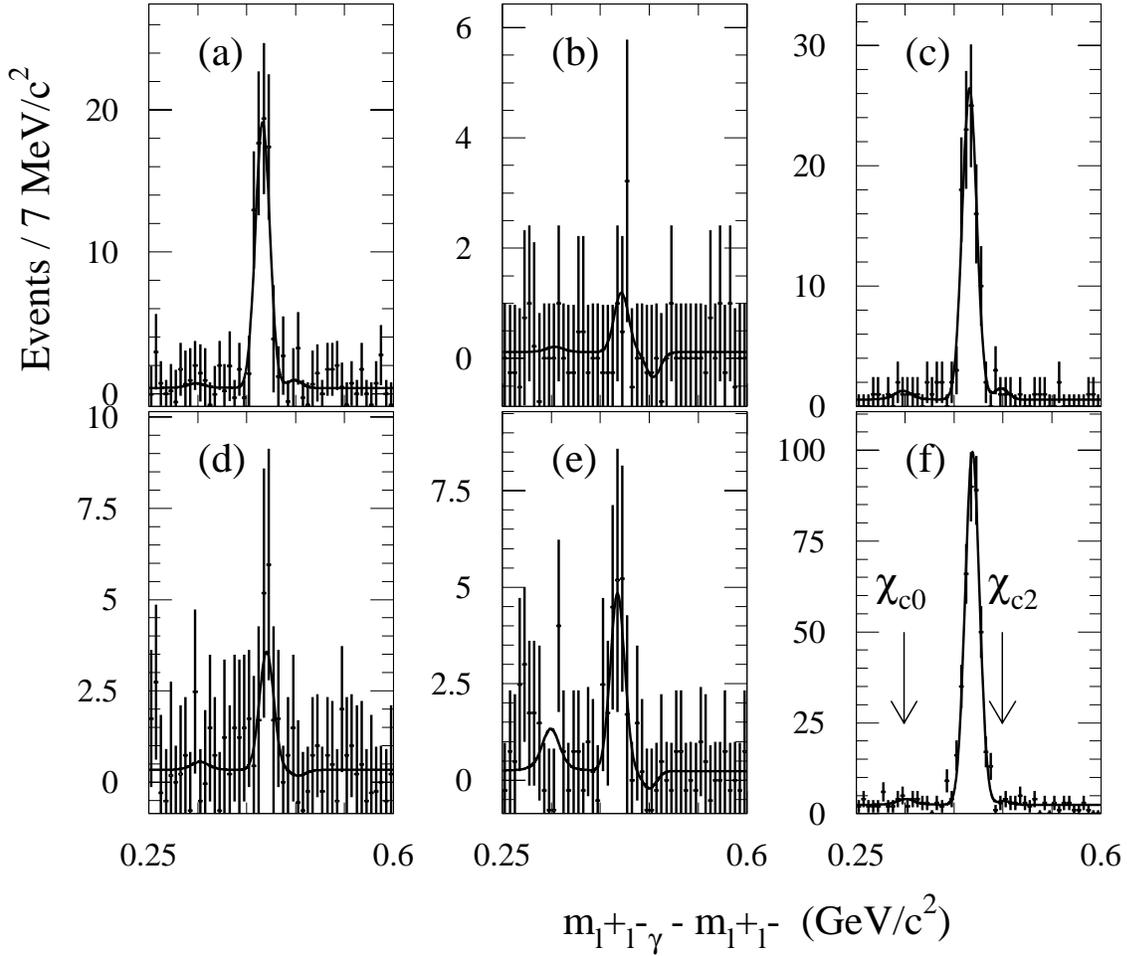


FIG. 4.6: Spectres $m_{\ell^+\ell^-} - m_{\ell^+\ell^-}$ pour les données, pour les modes de désintégrations : (a) $K^+\pi^-$, (b) $K_S^0\pi^0$, (c) K_S^0 , (d) $K^+\pi^0$, (e) $K_S^0\pi^+$, (f) K^+ . Les flèches dans (f) montrent la position attendue du χ_{c0} et du χ_{c2} .

4.3.2 Bruit de fond non résonant et erreurs systématiques

Pour les canaux χK^* , les études basées sur les simulations Monte Carlo ont montré l'existence d'une contribution faible mais non négligeable de bruit de fond non-résonant $\chi K\pi$ dont les variables ont la même forme que le signal, sauf bien entendu pour la masse $m_{K\pi}$.

La distribution $m_{l^+\ell^-} - m_{l^+\ell^-}$ a été contruite sur les données pour les événements situés dans une région hors signal $1.1 < m_{K\pi}(\text{GeV}/c^2) < 1.3$ puis a été soustraite, après pondération d'un facteur 0.26 ± 0.04 obtenu avec des simulations Monte Carlo, à la distribution des événements de la région du signal $0.85 < m_{K\pi}(\text{GeV}/c^2) < 0.94$.

La plupart des erreurs systématiques sont identiques à celle de l'analyse des rapports d'embranchement des modes autorisés. Elles ont donc été traitées de façon similaire. Une source d'erreur supplémentaire a été prise en compte et estimée à partir du Monte Carlo : l'effet de la phase relative entre le signal qui est dans un état P et la composante non-résonante qui est dans un état S .

4.3.3 Recherche des signaux

Les nombres d'événements signal sont donc extraits par un ajustement sur les spectres $m_{l+l-\gamma} - m_{l+l-}$ représentés sur la figure 4.6. Aucun signal n'est observé, ni pour le χ_{c0} ni pour le χ_{c2} .

Les rapports d'embranchement sont déterminés de la même manière que dans la section précédente en combinant les différents sous-modes. Des limites supérieures avec un degré de confiance de 90% sont obtenues. Les valeurs sont présentées dans la table 4.10. On notera que les rapports d'embranchement mesurés sur le χ_{c1} sont en excellent accord avec ceux déterminés avec la première méthode de la section précédente.

TAB. 4.10: Limites supérieures à un degré de confiance de 90% et rapports d'embranchement mesurés (10^{-4}).

		χ_{c2}		χ_{c0}
K^{*0}	0.36	$(0.14 \pm 0.11 \pm 0.14)$	7.7	$(3.8 \pm 2.6 \pm 1.5)$
K^{*+}	0.12	$(-0.15 \pm 0.05 \pm 0.14)$	28.6	$(13.5 \pm 9.6 \pm 5.3)$
K^+	0.30	$(0.09 \pm 0.10 \pm 0.11)$	8.9	$(4.4 \pm 3.3 \pm 0.7)$
K^0	0.41	$(0.21 \pm 0.11 \pm 0.13)$	12.4	$(5.3 \pm 5.0 \pm 0.8)$

Le résultat pour le mode $B \rightarrow \chi_{c0}K^+$ est en bon accord avec les précédentes mesures (4.12). En général les résultats sur le χ_{c0} sont plutôt compatibles avec les prédictions de Chen et Li [88] et celles de Colangelo, De Fazio et Pham [113]. En revanche, ces derniers concluent que les rapports d'embranchement des modes $B \rightarrow \chi_{c2}$ doivent être du même ordre de grandeur que $B \rightarrow \chi_{c0}$. Ce n'est pas ce que nous observons.

4.4 Mesure des amplitudes angulaires

Après la détermination des rapports d'embranchement des modes autorisés par factorisation et la recherche des modes supprimés, nous allons traiter ici du troisième volet de notre étude des désintégrations charmonium des mésons B : la mesure des amplitudes de désintégration par une analyse angulaire intégrée dans le temps. Cette analyse repose sur les prises de données des Runs I à IV, ce qui représente une luminosité intégrée d'environ 209 fb^{-1} . C'est un échantillon d'événements étendu par rapport aux deux premiers volets. En outre, un programme de reconstruction différent a été employé.

Les amplitudes angulaires sont extraites des événements observés par un ajustement de maximum de vraisemblance sur les distributions de $\cos \theta_{K^*}$, de $\cos \theta_{tr}$ et de Φ_{tr} (ces distributions sont représentées sur la figure 4.7 pour des événements Monte Carlo avec de parfaites acceptances et résolutions, pour les résonances $\psi(2S)$ et χ_{c1}). On rappelle que la distribution angulaire à trois dimensions a la forme :

$$g(\vec{\omega}, \vec{A}) = \frac{1}{\Gamma} \frac{d^3\Gamma(B \rightarrow \psi(l^+l^-)K^*)}{d \cos \theta_{K^*} d \cos \theta_{tr} d\phi_{tr}} = \sum_{i=1}^6 \mathcal{A}_i(\vec{A})(f_i(\vec{\omega})) \quad (4.14)$$

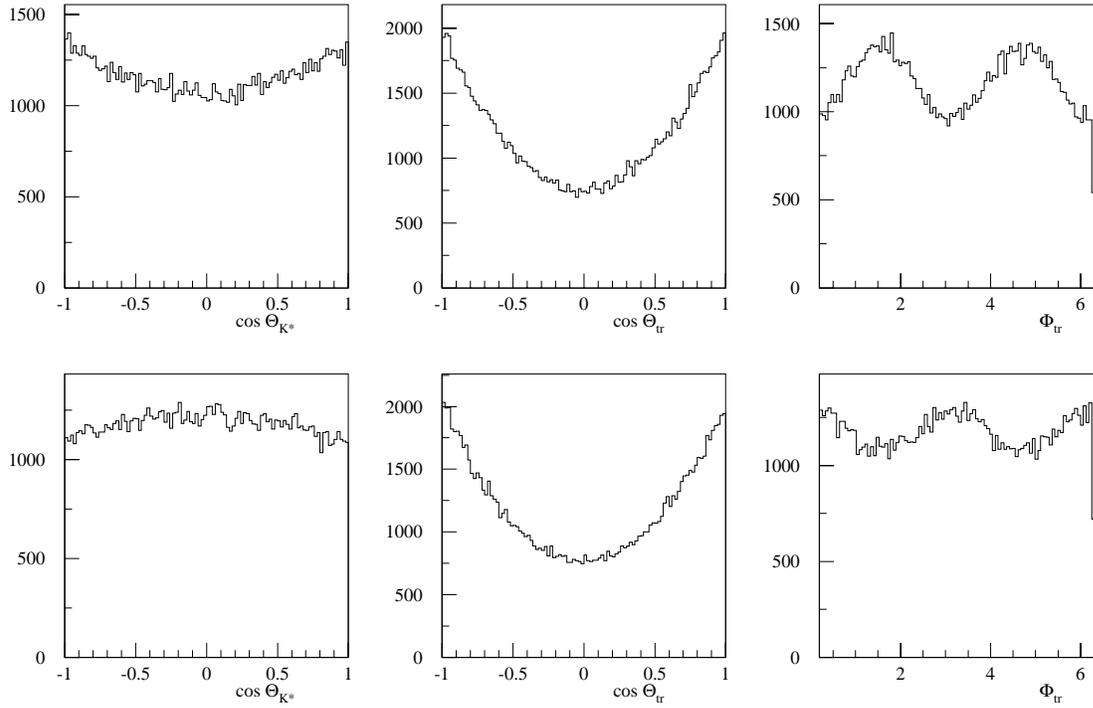


FIG. 4.7: Distributions des variables angulaires sur des événements Monte Carlo avec une acceptance et une résolution parfaite du détecteur, pour le $\psi(2S)$ (première rangée) et le χ_{c1} (deuxième rangée).

où les termes angulaires \mathcal{A}_i et les fonctions angulaires f_i sont donnés dans les sections 3.5.2 et 3.5.3. La distribution angulaire réelle ou théorique $g(\omega, A)$ est bien entendu différente de celle observée $g_{obs}(\omega, A)$. Trois effets expérimentaux sont à prendre en compte :

1. Bruit de fond.
2. Combinatoire interne de la reconstruction de la chaîne de désintégration.
3. Acceptance et résolution du détecteur.

Voyons dans un premier temps comment ces effets ont été corrigés. Nous passerons ensuite à la validation de l'ajusteur puis aux résultats.

4.4.1 Effets expérimentaux

Le traitement des effets expérimentaux a été présenté en détail dans les références [114] et [60]. En voici un bref résumé :

1- Effets du détecteur et combinatoire interne

Pour un canal signal donné, nous appelons la combinatoire interne les événements qui proviennent soit d'un canal ψK^* différent (FA, principalement pour les canaux avec un π^0 dans l'état final où celui-ci n'est pas reconstruit et un pion chargé est associé au même kaon) soit d'événements signal reconstruits correctement mais avec de mauvaises particules (ici aussi principalement pour les canaux avec un π^0 dans l'état final qui est reconstruit avec un mauvais photon).

Deux types d'effets du détecteur sont à prendre en compte : les effets d'acceptance ($\epsilon(\vec{\omega})$) qui font qu'un événement émis avec les angles $\vec{\omega}$ soit bien détecté, et les effets de résolution qui font que ce même événement est reconstruit avec les angles $\vec{\omega}'$ ($R(\vec{\omega}', \vec{\omega})$). Ils peuvent être exprimés à l'aide d'une fonction de transfert (afin de simplifier la présentation, les quantités $\vec{\omega}$, $\vec{\omega}'$, et \vec{A} sont respectivement notées ω , ω' et A dans la suite) :

$$T(\omega', \omega) = \epsilon(\omega).R(\omega', \omega) \quad (4.15)$$

La fonction densité de probabilité de la distribution observée s'écrit alors :

$$g_{obs}(\omega', A) = \frac{\int g(\omega, A).T(\omega', \omega)d\omega}{\int \int g(\omega, A).T(\omega'', \omega)d\omega d\omega''} = \frac{\int g(\omega, A).T(\omega', \omega)d\omega}{\int g(\omega, A).\epsilon(\omega)d\omega} = \frac{\int g(\omega, A).T(\omega', \omega)d\omega}{\langle \epsilon \rangle(A)} \quad (4.16)$$

L'idée originale du traitement de la combinatoire interne est de tenir compte du fait que ces événements conservent l'information angulaire de la désintégration du signal et de les traiter ainsi comme des événements signal, mais associés à une mauvaise résolution.

Afin de simplifier les calculs, nous faisons l'hypothèse d'une résolution angulaire parfaite et d'une combinatoire interne négligeable entre les événements B et \bar{B} . Pour un canal i , la fonction de densité de probabilité observée s'exprime comme :

$$g_{obs}^i(\omega, A) = g(\omega, A) \frac{\epsilon^i(\omega)}{\sum_{k=1}^6 \mathcal{A}_k(A) \Phi_k^i} \quad (4.17)$$

avec :

$$\epsilon^i(\omega) = \sum_j F_j . \epsilon^{j \rightarrow i}(\omega') \quad (4.18)$$

$$\Phi_i^j = \sum_j \int f_k(\omega) \epsilon^{j \rightarrow i}(\omega) d(\omega) \quad (4.19)$$

où l'indice j représente les quatre canaux $K_S^0 \pi^0$, $K^+ \pi^-$, $K_S^0 \pi^+$ et $K^+ \pi^0$, et les F_i sont les rapports d'embranchement relatifs. On remarque que dans 4.17, le terme d'acceptance est factorisé. Seuls les termes Φ_i^j sont nécessaires dans la procédure de maximisation de la vraisemblance. Ces termes sont calculés à partir d'échantillons Monte Carlo exclusifs.

On peut ainsi écrire le logarithme de la fonction de vraisemblance :

$$L^i(A) = \sum_1^N \ln(g_{obs}^i(\omega, A)) = \sum_1^N \ln(g^i(\omega, A)) \quad (4.20)$$

$$- N \cdot \ln[\sum_k \mathcal{A}_k \Phi_i^j] \quad (4.21)$$

$$+ \sum_1^N \ln(\epsilon^i(\omega_i)) \quad (4.22)$$

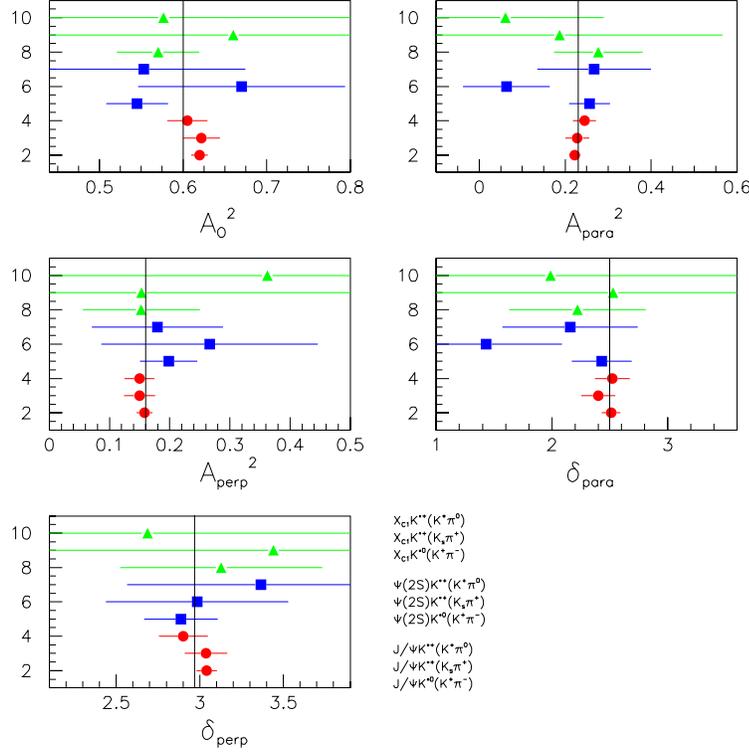


FIG. 4.8: Validation de l'ajusteur sur des événements Monte Carlo génériques.

où ω sont les angles mesurés et N est le nombre d'événements signal.

2- Soustraction du bruit de fond

La région du signal contient N événements sélectionnés qui est en fait la somme de n_S événements signaux et de n_B événements de bruit de fond.

La soustraction du bruit de fond est basée sur une méthode de pseudo-vraisemblance [114] dans laquelle un échantillon de référence Monte Carlo contenant N_B événements de bruit de fond est ajouté à la fonction de vraisemblance avec un poids négatif. La fonction de vraisemblance modifiée a alors la forme :

$$L^i(A) = \sum_{i=1}^N \ln(g_{obs}^i(\omega_i, A)) - \frac{\tilde{n}_B}{N_B} \sum_{k=1}^{N_B} \ln(g_{obs}^i(\omega_k, A)) \quad (4.23)$$

$$= \sum_{i=1}^{n_S} \ln(g_{obs}^i(\omega_i, A)) + \sum_{j=1}^{n_B} \ln(g(\omega_j, A)) - \frac{\tilde{n}_B}{N_B} \sum_{k=1}^{N_B} \ln(g_{obs}^i(\omega_k, A)) \quad (4.24)$$

4.4.2 Validation de l'ajusteur

L'ajusteur a été validé en trois phases sur des échantillons Monte Carlo. A chaque étape, pour les trois résonances charmonium et pour les trois sous-canaux de désintégration, les 5 observables mesurées ($|A_0|^2$, $|A_{||}|^2$, $|A_{\perp}|^2$, $\delta_{||}$ et δ_{\perp}) ont été comparées aux

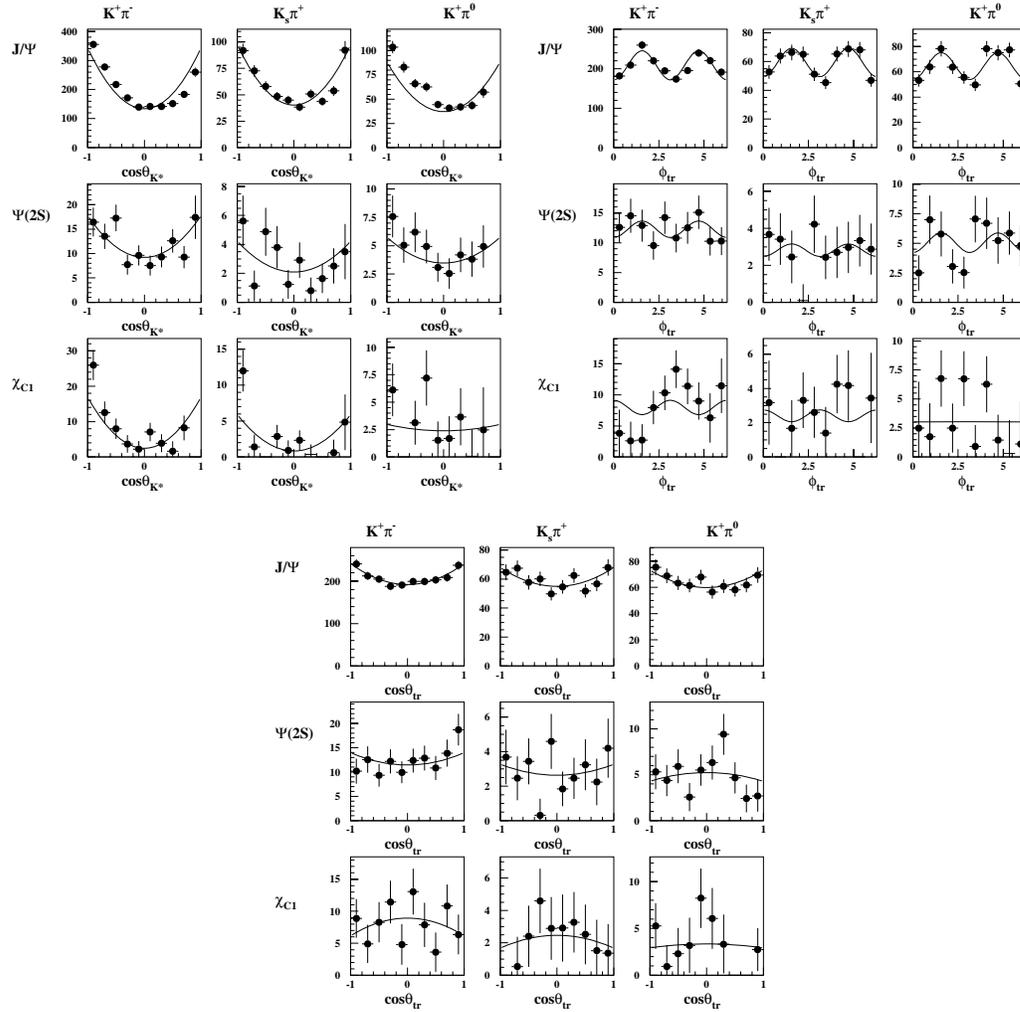


FIG. 4.9: Distributions à une dimension des variables angulaires $\cos \theta_{K^*}$, $\cos \theta_{tr}$ et ϕ_{tr} représentées avec les résultats des ajustements. Pour chaque variable et chaque résonance charmonium, les distributions pour les 3 sous-canaux de désintégration sont montrées.

valeurs théoriques (valeurs utilisées pour la génération des différents échantillons) :

1. ajustement d'événements de signal pur sur les distributions générées, c'est-à-dire sans effet du détecteur.
2. ajustement sur échantillons Monte Carlo exclusifs et sur les distributions reconstruites.
3. ajustement sur échantillons Monte Carlo génériques traités de la même manière que les données. Ce test valide la méthode de soustraction du bruit de fond.

Les résultats de la validation de la dernière phase sont représentés sur la figure 4.8. Nous observons un très bon accord entre les valeurs ajustées et celles utilisées pour la génération.

4.4.3 Erreurs expérimentales

Les sources d'erreurs suivantes ont été prises en compte :

TAB. 4.11: Résultats des amplitudes angulaires pour les sous-canaux.

Canal	$ A_0 ^2$	$ A_{\parallel} ^2$	$ A_{\perp} ^2$
$J/\psi K^{*0}(K^+\pi^-)$	$0.562 \pm 0.010 \pm 0.014$	$0.210 \pm 0.012 \pm 0.008$	$0.228 \pm 0.013 \pm 0.008$
$J/\psi K^{*+}(K_S\pi^+)$	$0.548 \pm 0.023 \pm 0.005$	$0.216 \pm 0.025 \pm 0.006$	$0.236 \pm 0.025 \pm 0.005$
$J/\psi K^{*+}(K^+\pi^0)$	$0.544 \pm 0.023 \pm 0.020$	$0.215 \pm 0.025 \pm 0.020$	$0.241 \pm 0.026 \pm 0.005$
$\psi(2S)K^{*0}(K^+\pi^-)$	$0.491 \pm 0.047 \pm 0.016$	$0.267 \pm 0.057 \pm 0.017$	$0.241 \pm 0.056 \pm 0.018$
$\psi(2S)K^{*+}(K_S\pi^+)$	$0.503 \pm 0.202 \pm 0.115$	$0.265 \pm 0.270 \pm 0.218$	$0.232 \pm 0.188 \pm 0.104$
$\psi(2S)K^{*+}(K^+\pi^0)$	$0.454 \pm 0.120 \pm 0.080$	$0.127 \pm 0.106 \pm 0.113$	$0.419 \pm 0.136 \pm 0.039$
$\chi_{c1}K^{*0}(K^+\pi^-)$	$0.775 \pm 0.069 \pm 0.044$	$0.199 \pm 0.075 \pm 0.042$	$0.026 \pm 0.058 \pm 0.022$
$\chi_{c1}K^{*+}(K_S\pi^+)$	$0.780 \pm 0.347 \pm 0.020$	$0.207 \pm 0.333 \pm 0.037$	$0.013 \pm 0.061 \pm 0.034$
$\chi_{c1}K^{*+}(K^+\pi^0)$	$0.384 \pm 0.601 \pm 0.040$	$0.398 \pm 0.624 \pm 0.046$	$0.218 \pm 0.560 \pm 0.042$

Canal	δ_{\parallel}	δ_{\perp}
$J/\psi K^{*0}(K^+\pi^-)$	$-2.855 \pm 0.090 \pm 0.048$	$2.950 \pm 0.060 \pm 0.037$
$J/\psi K^{*+}(K_S\pi^+)$	$-2.877 \pm 0.189 \pm 0.069$	$2.872 \pm 0.131 \pm 0.040$
$J/\psi K^{*+}(K^+\pi^0)$	$-3.128 \pm 0.186 \pm 0.023$	$2.857 \pm 0.148 \pm 0.060$
$\psi(2S)K^{*0}(K^+\pi^-)$	$-2.741 \pm 0.317 \pm 0.081$	$3.128 \pm 0.261 \pm 0.063$
$\psi(2S)K^{*+}(K_S\pi^+)$	$-1.830 \pm 0.994 \pm 0.495$	$1.914 \pm 0.726 \pm 0.999$
$\psi(2S)K^{*+}(K^+\pi^0)$	$-2.682 \pm 0.887 \pm 0.451$	$2.718 \pm 0.623 \pm 0.264$
$\chi_{c1}K^{*0}(K^+\pi^-)$	$0.000 \pm 0.427 \pm 0.123$	-
$\chi_{c1}K^{*+}(K_S\pi^+)$	$-0.000 \pm 0.562 \pm 0.175$	-
$\chi_{c1}K^{*+}(K^+\pi^0)$	$3.142 \pm 0.764 \pm 0.319$	-

1. détermination des coefficients Φ qui proviennent de la statistique limitée des échantillons Monte Carlo.
2. rapports d'embranchement $B \rightarrow \psi K^*$ qui interviennent dans le calcul des Φ .
3. identification des particules.
4. bruit de fond : une approche identique à celle de la mesure des rapports d'embranchement a été utilisée.
5. interférence onde S : des études antérieures avaient montré la présence d'une contribution scalaire $K\pi$ à la désintégration $B \rightarrow J/\psi K\pi$ dans la région en masse (1.1-1.3 GeV/ c^2). Pour estimer l'interférence de l'onde S dans la région du $K^*(892)$, l'ajusteur a été modifié en ajoutant cette onde dans la distribution angulaire, en addition à l'onde P dominante. Les écarts entre les résultats donnés par cet ajusteur et ceux donnés par l'ajusteur nominal ont été pris comme erreurs systématiques.

De manière générale, les erreurs systématiques sont dominées par les contributions venant de la statistique Monte Carlo et de l'interférence de l'onde S. Les tables des erreurs systématiques sont données en annexe A.

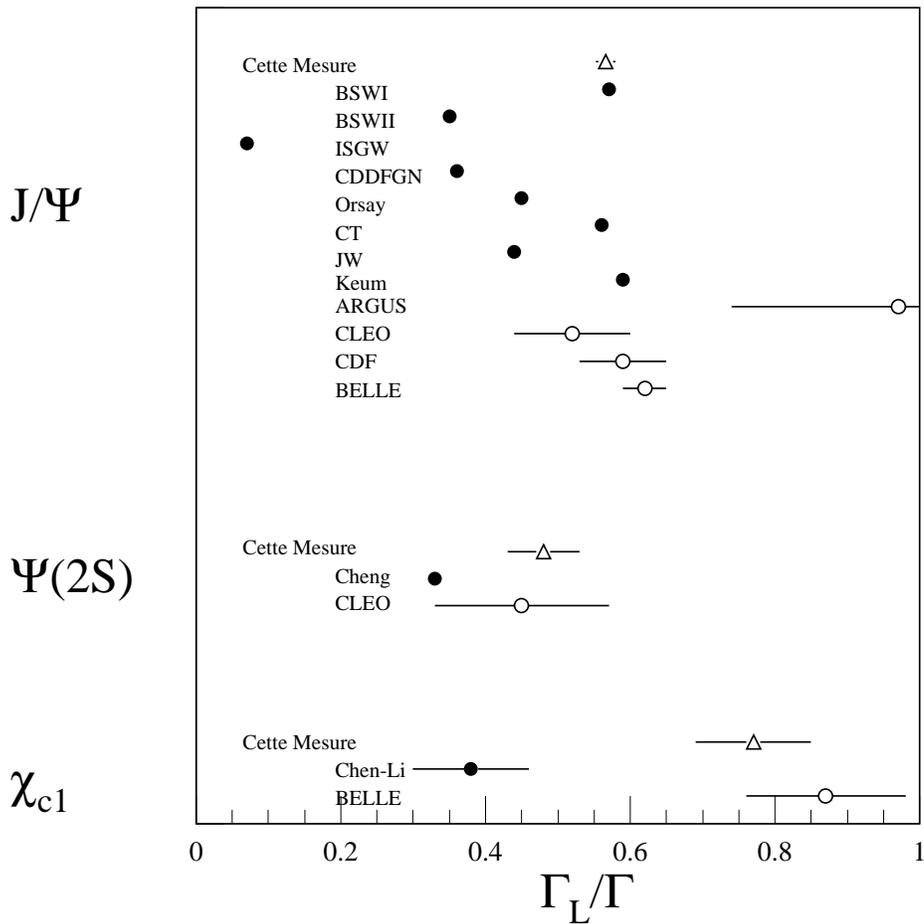


FIG. 4.10: Résultats pour les fractions de polarisation longitudinale pour les trois résonances charmonium, comparés avec les mesures précédentes et les prédictions des différents modèles.

4.4.4 Amplitudes angulaires

La qualité des ajustements sur les données a tout d'abord été contrôlée visuellement en comparant les résultats avec les distributions à une dimension des trois variables angulaires $\cos \theta_{K^*}$, $\cos \theta_{tr}$ et ϕ_{tr} (voir la figure 4.9). Les comparaisons sont très satisfaisantes même si les erreurs statistiques sont relativement importantes. On notera néanmoins l'effet de l'interférence de l'onde S qui crée une asymétrie avant-arrière dans les distributions de $\cos \theta_{K^*}$.

D'une manière plus systématique, la procédure complète d'ajustement a été employée sur cinq échantillons d'événements Monte Carlo générique. Pour chaque expérience les valeurs des vraisemblances normalisées aux nombres d'événements ont été comparées à celles des données. Ici aussi les comparaisons sont tout à fait satisfaisantes.

Les résultats des ajustements sur les données pour chaque sous-canal sont présentés dans la table 4.11. Pour chaque résonance charmonium, les amplitudes des trois sous-canaux ont été trouvées compatibles et ont donc été combinées et sont données ci-dessous dans la table 4.12.

TAB. 4.12: Résultats pour les amplitudes angulaires.

	J/ψ	$\psi(2S)$	χ_{c1}
$ A_0 ^2$	$0.556 \pm 0.009 \pm 0.010$	$0.48 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.77 \pm 0.07 \pm 0.04$
$ A_{\parallel} ^2$	$0.211 \pm 0.010 \pm 0.006$	$0.22 \pm 0.06 \pm 0.02$	$0.20 \pm 0.08 \pm 0.04$
$ A_{\perp} ^2$	$0.233 \pm 0.010 \pm 0.005$	$0.30 \pm 0.06 \pm 0.02$	$0.03 \pm 0.06 \pm 0.02$
δ_{\parallel}	$-2.93 \pm 0.08 \pm 0.04$	$-2.8 \pm 0.4 \pm 0.1$	$0.0 \pm 0.3 \pm 0.1$
δ_{\perp}	$2.91 \pm 0.05 \pm 0.03$	$2.8 \pm 0.3 \pm 0.1$	-

Nos valeurs obtenues pour $|A_0|^2$ sont comparées aux mesures précédentes et aux différentes prédictions sur la figure 4.10. Pour le J/ψ , les résultats des amplitudes (modules et phases), avec une précision égale ou meilleure, sont en bon accord avec les mesures antérieures. Si nous transformons ces résultats dans la base d'hélicité, nous confirmons que $|H_0| > |H_{+1}| > |H_{-1}|$, avec $|H_{-1}| \simeq 0$ ce qui tend à démontrer la conservation de l'hélicité du quark s dans le processus de désintégration.

Nous avons effectué la première analyse angulaire complète des désintégrations $B \rightarrow \psi(2S)K^*$ et $B \rightarrow \chi_{c1}K^*$. Pour le $\psi(2S)$, la fraction de polarisation longitudinale est plus faible que celle du J/ψ . Elle est compatible avec la mesure de CLEO. C'est aussi la première mesure de phases fortes dans ces désintégrations.

Pour le χ_{c1} , nous notons que nous ne mesurons pas δ_{\perp} . En effet, le module de A_{\perp} étant nul, la phase n'est alors pas définie. La fraction de polarisation longitudinale est plus grande que celle des deux autres charmoniums, ce qui est en bon accord avec la mesure de Belle mais en contradiction avec la prédiction de Chen et Li ($\Gamma_L/\Gamma = 0.38$).

Alors que les phases sont compatibles entre le J/ψ et le $\psi(2S)$, il n'en est pas de même pour δ_{\parallel} mesurée sur le χ_{c1} . On observe en effet un décalage d'environ π ($\delta_{\parallel}(\chi_{c1}) - \delta_{\parallel}(J/\psi, \psi(2S)) \approx \pi$). Ceci est inattendu et pour l'instant non compris.

Nous confirmons notre première observation de la différence des phases fortes $\delta_{\parallel} - \delta_{\perp}$. Pour le J/ψ , nous mesurons :

$$\delta_{\parallel} - \delta_{\perp} = 0.45 \pm 0.05 \pm 0.02 \quad (4.25)$$

C'est une très claire mise en évidence de la présence d'interactions dans l'état final (FSI) et une brisure de l'hypothèse de factorisation.

4.4.5 Recherche de violation CP directe

L'analyse angulaire des désintégrations $B \rightarrow VV$ ouvre une nouvelle voie dans la recherche de violation de CP directe par l'étude de la corrélation de triples produits [115]. Les triples produits ont la forme générale $\vec{v}_1 \cdot (\vec{v}_2 \times \vec{v}_3)$, où \vec{v}_i représente une impulsion ou un spin (dans le cas des désintégrations étudiées ici, \vec{v}_1 représente l'impulsion de la résonance charmonium ou du K^* et \vec{v}_2 et \vec{v}_3 sont respectivement les vecteurs polarisation du charmonium et du K^*). Les triples produits (TP) sont im-

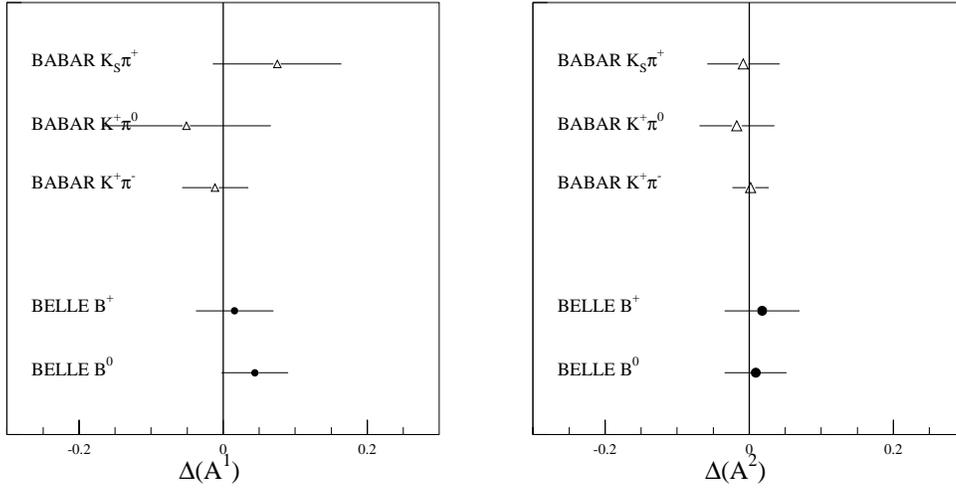


FIG. 4.11: Corrélations triples produits ($\Delta(A^1) = |\mathcal{A}_{\text{TP}}^1 - \bar{\mathcal{A}}_{\text{TP}}^1|$ et $\Delta(A^2) = |\mathcal{A}_{\text{TP}}^2 - \bar{\mathcal{A}}_{\text{TP}}^2|$) mesurées sur le J/ψ et pour les trois canaux de désintégrations, et comparaison avec les résultats de l'expérience BELLE. .

pairs sous l'opération de renversement du temps. Par conséquent, de part le théorème CPT , ils constituent une mesure de la violation de CP directe.

A la différence des asymétries de CP directe, les asymétries de TP ne sont pas supprimées par des faibles valeurs de phases fortes. Rappelons que pour un processus $B \rightarrow f$, l'asymétrie de violation de CP directe \mathcal{A}_{CP} est :

$$\mathcal{A}_{CP} = \frac{\Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})} \quad (4.26)$$

Si ϕ et δ sont respectivement les phases relatives faibles et fortes des amplitudes qui interfèrent, alors l'asymétrie peut s'écrire :

$$\mathcal{A}_{CP} \propto \sin \phi \sin \delta \quad (4.27)$$

Ainsi, on pourra observer une asymétrie de violation de CP directe seulement si la différence des phases fortes n'est pas nulle. En revanche, les auteurs de la référence [115] ont montré que l'asymétrie des triples produits \mathcal{A}_{TP} combinée entre les processus et leurs conjugués CP est donnée par :

$$\mathcal{A}_{\text{TP}} \propto \sin \phi \cos \delta \quad (4.28)$$

On remarque ainsi que les asymétries TP sont maximales lorsque les différences de phases fortes sont nulles.

Dans le cas des désintégrations charmonium, les asymétries TP s'écrivent en fonction des amplitudes angulaires :

$$\mathcal{A}_{\text{TP}}^1 = \frac{\text{Im}(A_{\perp} A_0^*)}{A_0^2 + A_{\parallel}^2 + A_{\perp}^2}, \quad \mathcal{A}_{\text{TP}}^2 = \frac{\text{Im}(A_{\perp} A_{\parallel}^*)}{A_0^2 + A_{\parallel}^2 + A_{\perp}^2} \quad (4.29)$$

On aura noté que $\mathcal{A}_{\text{TP}}^1$ et $\mathcal{A}_{\text{TP}}^2$ correspondent respectivement à \mathcal{A}_6 et à \mathcal{A}_6 .

Nous avons extrait ces quantités à partir de nos données en ajustant séparément les échantillons de données de charge positive (B) et négative (\bar{B}). Les erreurs systématiques ont été traitées de la même manière que précédemment. Les résultats, pour la résonance J/ψ et pour les trois canaux de désintégrations, sont présentés dans la table 4.13 et illustrés sur la figure 4.11 (avec une comparaison avec les résultats de l'expérience BELLE [116]).

TAB. 4.13: Corrélations triples produits pour la résonance J/ψ et les trois canaux de désintégrations.

	$(K^+ \pi^-)$	$(K^+ \pi^0)$	$(K_S \pi^+)$
$\mathcal{A}_{\text{TP}}^1$	$0.063 \pm 0.029 \pm 0.016$	$0.071 \pm 0.073 \pm 0.008$	$0.136 \pm 0.063 \pm 0.219$
$\mathcal{A}_{\text{TP}}^2$	$-0.099 \pm 0.017 \pm 0.002$	$-0.075 \pm 0.036 \pm 0.019$	$-0.116 \pm 0.031 \pm 0.006$
$\bar{\mathcal{A}}_{\text{TP}}^1$	$0.074 \pm 0.031 \pm 0.005$	$0.123 \pm 0.064 \pm 0.068$	$0.061 \pm 0.063 \pm 0.014$
$\bar{\mathcal{A}}_{\text{TP}}^2$	$-0.100 \pm 0.018 \pm 0.005$	$-0.058 \pm 0.030 \pm 0.015$	$-0.108 \pm 0.038 \pm 0.014$
$ \mathcal{A}_{\text{TP}}^1 - \bar{\mathcal{A}}_{\text{TP}}^1 $	$-0.011 \pm 0.043 \pm 0.016$	$-0.051 \pm 0.098 \pm 0.064$	$0.075 \pm 0.089 \pm 0.009$
$ \mathcal{A}_{\text{TP}}^2 - \bar{\mathcal{A}}_{\text{TP}}^2 $	$0.002 \pm 0.025 \pm 0.005$	$-0.017 \pm 0.047 \pm 0.023$	$-0.008 \pm 0.049 \pm 0.011$

Les valeurs obtenues sur $|\mathcal{A}_{\text{TP}}^1 - \bar{\mathcal{A}}_{\text{TP}}^1|$ et $|\mathcal{A}_{\text{TP}}^2 - \bar{\mathcal{A}}_{\text{TP}}^2|$ sont compatibles avec zéro. Ainsi, nos résultats, qui offrent une meilleure précision que ceux de BELLE, ne montrent pas de signes de violation de CP directe.

4.5 Conclusion

Une étude détaillée des désintégrations $B \rightarrow (J/\psi, \psi(2S), \chi_{c0}, \chi_{c1}, \chi_{c2})K^{(*)}$ a été exposée dans ce mémoire. Ces désintégrations sont d'un intérêt particulier puisqu'un grand nombre d'observables physiques peuvent en être extraites. Tout d'abord, nos mesures apportent des éléments à la compréhension des désintégrations hadroniques des mésons B , et permettent notamment de tester l'hypothèse de factorisation pour les modes supprimés de couleur. Rappelons que mieux comprendre les désintégrations hadroniques, en particulier les effets dus à l'interaction forte, est une condition préalable à l'amélioration de notre connaissance de la matrice de mélange des quarks. Ce premier point était l'objectif principal de cette étude. De plus, ces processus ouvrent une voie supplémentaire dans la mesure de violation de CP par l'analyse des asymétries de charge et de triples produits.

Pour les résonances J/ψ , $\psi(2S)$ et χ_{c1} , nous avons effectué la première mesure globale des rapports d'embranchement. La plupart de nos valeurs sont les plus précises publiées à ce jour. Elles sont en bon accord avec les expériences précédentes. Les rapports d'embranchement mesurés pour le χ_{c1} sont cohérents avec de récentes prédictions basées en particulier sur la prise en compte de fortes contributions non factorisables. C'est un signe de la non validité de l'approximation de factorisation dans ces désintégrations. C'est aussi une mesure indirecte des contributions non factorisables.

Il est aussi à noter que ces rapports d'embranchement sont des ingrédients très importants dans une grande quantité d'analyse des usines à mésons B , soit lorsque ces processus sont les modes étudiés (comme par exemple le mode $B \rightarrow J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$ qui est le mode le plus significatif derrière $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ dans la détermination de $\sin 2\beta$), soit lorsque ces processus sont des sources de bruit de fond.

Nous avons aussi effectué la première analyse angulaire complète des trois résonances. Nous avons confirmé les résultats précédents, avec une bien meilleure précision. La fraction de polarisation longitudinale est de $(56 \pm 13)\%$, $(45 \pm 5)\%$ et $(77 \pm 8)\%$ pour le J/ψ , $\psi(2S)$ et le χ_{c1} respectivement.

Nos résultats sur les rapports de production vecteur à pseudo-scalaire R_ψ (obtenus à partir des mesures des rapports d'embranchement) et sur les fractions de polarisation longitudinale (obtenues à partir des mesures des amplitudes angulaires des désintégrations) confirment, avec une précision améliorée, que les différentes prédictions des modèles de facteurs de formes ne pas fiables.

Nous avons confirmé la première observation pour le J/ψ de la différence des phases fortes $\delta_{\parallel} - \delta_{\perp} = 0.45 \pm 0.05$ qui est donc décalée de près de 9 déviations standards par rapport à zéro. Ceci est interprété d'une part comme une évidence de la présence de phases fortes dans l'état final et d'autre part comme une preuve supplémentaire de la brisure de l'hypothèse de factorisation, celle-ci prédisant une différence de phases fortes égale à zéro ou π .

L'hypothèse de factorisation a été testée par la recherche des processus supprimés $B \rightarrow (\chi_{c0}, \chi_{c2})K^{(*)}$. Nos résultats pour le χ_{c0} sont en bon accord avec les mesures précédentes et compatibles avec de récentes prédictions qui mettent en évidence de fortes contributions factorisables. En revanche, nos résultats pour le χ_{c2} sont en désaccord avec ces prédictions.

Enfin, dans un domaine différent, nous avons pu faire une recherche de violation directe par la mesure des corrélations de triples produits dans les processus $B \rightarrow J/\psi K^*$. La différence des triples produits mesurés entre des désintégrations de mésons B chargés positivement et négativement $|\mathcal{A}_{\text{TP}}^1 - \bar{\mathcal{A}}_{\text{TP}}^1|$ et $|\mathcal{A}_{\text{TP}}^2 - \bar{\mathcal{A}}_{\text{TP}}^2|$ sont compatibles avec zéro. La présence de violation de CP directe dans les triples produits n'est ainsi pas observée.

Conclusion

Depuis sa mise en fonctionnement en 1999, l'usine à mésons B du SLAC a fourni une quantité très impressionnante de mesures. La violation de symétrie CP dans le système des mésons B a pour la première fois été mis en évidence avec la mesure de $\sin 2\beta$ qui a maintenant la valeur $\sin 2\beta = 0.722 \pm 0.046$. La violation de CP a par la suite été observée de manière directe par la mesure de l'asymétrie $\mathcal{A}_{K\pi}$ des désintégrations $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ et $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$.

Le triangle d'unitarité a dans son intégralité pu être mesuré. Les angles α et γ sont extraits des désintégrations $B \rightarrow (\rho\rho)(\pi\pi)$ et $B \rightarrow D^{(*)}K^{(*)}$ respectivement. Les valeurs actuelles sont $\alpha = (103_{-9}^{+11})^\circ$ et $\gamma = (52_{-18}^{+23})^\circ$. Les désintégrations semileptoniques ont permis d'accéder à $|V_{ub}|$ et à $|V_{cb}|$ qui sont mesurés avec une précision relative de 7.6% et 2% respectivement.

Une nouvelle Physique au-delà du Modèle Standard a été recherchée intensivement dans l'étude de processus rares. A nos jours, ces recherches se sont avérées vaines.

Toute cette moisson de résultats a été rendue possible d'une part par le haut niveau de sophistication des techniques d'analyses et d'autre part par les performances exceptionnelles de l'accélérateur et du détecteur. Un pas décisif dans l'exploitation de la machine a en particulier été franchit avec le passage à l'injection goutte-à-goutte sur les deux faisceaux. Le détecteur continue de fonctionner avec une très haute fiabilité.

L'identification des particules est un point clé de l'extraction des résultats. La séparation kaon-pion est tout particulièrement importante. Le détecteur Cherenkov DIRC est un élément essentiel du système d'identification qui repose sur l'utilisation des informations de la perte d'énergie par unité de longueur dans le détecteur interne et la chambre à dérive, sur le dépôt d'énergie dans les chambres à muons, et sur la mesure de l'angle Cherenkov par le DIRC.

Les effets de l'interaction forte rendent difficile la description phénoménologique des désintégrations hadroniques des mésons B . L'hypothèse de factorisation des courants a été introduite afin de simplifier les calculs théoriques des amplitudes de désintégrations. Nous avons vu que si l'approximation de factorisation paraît fondée pour décrire les processus autorisés de couleur, il n'en est pas de même pour les modes supprimés de couleur. Ceci a depuis longtemps été confirmé expérimentalement.

Les désintégrations charmonium des mésons B sont un laboratoire idéal pour tester l'hypothèse de factorisation ainsi que ses extensions, et pour estimer les effets des contributions non factorisables. Nous avons présenté trois études de ces désintégrations, sur la mesure de rapports d'embranchement, sur la recherche de modes

supprimés, et sur la détermination des amplitudes de désintégrations par une analyse angulaire. Nos résultats, pour la plupart les plus précis publiés à ce jour, ont d'une part confirmé que l'hypothèse de factorisation n'est pas la plus adaptée pour la description de ces processus, et permettront d'autre part de mieux quantifier les contributions non factorisables.

Annexe A

Tables d'erreurs systématiques des amplitudes angulaires

Les tables des erreurs systématiques pour les amplitudes angulaires ainsi que les résultats individuels des sous-canaux sont présentés dans les tables A.1, A.2 et A.3.

TAB. A.1: Erreurs systématiques des amplitudes angulaires pour les canaux $J/\psi K^*$.

$$B \rightarrow J/\psi K^{*0} (K^+ \pi^-)$$

Source	$ A_0 ^2$	$ A_{ } ^2$	$ A_{\perp} ^2$	$\delta_{ }$	δ_{\perp}
PID	0.0019	0.0013	0.0032	0.0044	0.0030
MC-Stat	0.0012	0.0023	0.0024	0.0102	0.0069
BR	0.0004	0.0002	0.0002	0.0003	0.0001
Background	0.0024	0.0001	0.0024	0.0013	0.0089
Onde $S_{K\pi}$	0.0138	0.0077	0.0061	0.0467	0.0355
Totale	0.0141	0.0081	0.0076	0.0480	0.0374
Stat	0.0099	0.0124	0.0125	0.0902	0.0601

$$B \rightarrow J/\psi K^{*+} (K_S^0 \pi^+)$$

Source	$ A_0 ^2$	$ A_{ } ^2$	$ A_{\perp} ^2$	$\delta_{ }$	δ_{\perp}
PID	0.0026	0.0008	0.0017	0.0046	0.0034
MC-Stat	0.0022	0.0041	0.0041	0.0181	0.0122
BR	0.0010	0.0004	0.0006	0.0007	0.0004
Background	0.0011	0.0018	0.0030	0.0013	0.0127
Onde $S_{K\pi}$	0.0025	0.0029	0.0004	0.0667	0.0354
Totale	0.0045	0.0055	0.0054	0.0693	0.0398
Stat	0.0228	0.0249	0.0254	0.1888	0.1306

$$B \rightarrow J/\psi K^{*+} (K^+ \pi^0)$$

Source	$ A_0 ^2$	$ A_{ } ^2$	$ A_{\perp} ^2$	$\delta_{ }$	δ_{\perp}
PID	0.0009	0.0012	0.0003	0.0201	0.0083
MC-Stat	0.0023	0.0041	0.0042	0.0181	0.0124
BR	0.0016	0.0007	0.0009	0.0027	0.0001
Background	0.0009	0.0020	0.0028	0.0047	0.0093
Onde $S_{K\pi}$	0.0203	0.0198	0.0004	0.2299	0.0575
Totale	0.0205	0.0204	0.0053	0.2316	0.0601
Stat	0.0232	0.0253	0.0257	0.1856	0.1480

TAB. A.2: Erreurs systématiques des amplitudes angulaires pour les canaux $\psi(2S)K^*$.

$$B \rightarrow \psi(2S)K^{*0}(K^+\pi^-)$$

Source	$ A_0 ^2$	$ A_{\parallel} ^2$	$ A_{\perp} ^2$	δ_{\parallel}	δ_{\perp}
PID	0.0064	0.0014	0.0051	0.0023	0.0174
MC-Stat	0.0045	0.0083	0.0084	0.0369	0.0249
BR	0.0012	0.0006	0.0005	0.0018	0.0001
Background	0.0145	0.0041	0.0104	0.0186	0.0518
Onde $S_{K\pi}$	0.0029	0.0137	0.0108	0.0690	0.0173
Totale	0.0163	0.0166	0.0177	0.0806	0.0627
Stat	0.0475	0.0570	0.0560	0.3174	0.2610

$$B \rightarrow \psi(2S)K^{*+}(K_s^0\pi^+)$$

Source	$ A_0 ^2$	$ A_{\parallel} ^2$	$ A_{\perp} ^2$	δ_{\parallel}	δ_{\perp}
PID	0.0061	0.0019	0.0042	0.0209	0.0084
MC-Stat	0.0072	0.0134	0.0135	0.0594	0.0396
BR	0.0028	0.0005	0.0023	0.0013	0.0017
Bruit de fond	0.0221	0.0476	0.0255	0.1275	0.0462
Onde $S_{K\pi}$	0.0133	0.0205	0.0071	0.4747	0.9374
Totale	0.0275	0.0539	0.0297	0.4954	0.9394
Stat	0.2020	0.2702	0.1877	0.9942	0.7259

$$B \rightarrow \psi(2S)K^{*+}(K^+\pi^0)$$

Source	$ A_0 ^2$	$ A_{\parallel} ^2$	$ A_{\perp} ^2$	δ_{\parallel}	δ_{\perp}
PID	0.0127	0.0081	0.0046	0.0318	0.0265
MC-Stat	0.0082	0.0145	0.0146	0.0647	0.0443
BR	0.0077	0.0022	0.0055	0.0131	0.0016
Bruit de fond	0.0127	0.0041	0.0086	0.0597	0.1100
Onde $S_{K\pi}$	0.0768	0.1113	0.0345	0.4408	0.2342
Totale	0.0797	0.1126	0.0392	0.4509	0.2639
Stat	0.1202	0.1060	0.1361	0.8871	0.6233

TAB. A.3: Erreurs systématiques des amplitudes angulaires pour les canaux $\chi_{c1}K^*$.

$$B \rightarrow \chi_{c1}K^{*0}(K^+\pi^-)$$

Source	$ A_0 ^2$	$ A_{\parallel} ^2$	$ A_{\perp} ^2$	δ_{\parallel}	δ_{\perp}
PID	0.0019	0.0029	0.0008	0.0654	0.0392
MC-Stat	0.0056	0.0210	0.0210	0.0922	0.0671
BR	0.0019	0.0014	0.0004	0.0129	0.0077
Bruit de fond	0.0413	0.0364	0.0049	0.0002	0.0003
Onde $S_{K\pi}$	0.0138	0.0077	0.0061	0.0467	0.0355
Totale	0.0437	0.0425	0.0225	0.1230	0.0858
Stat	0.0687	0.0750	0.0582	0.4267	1.1572

$$B \rightarrow \chi_{c1}K^{*+}(K_s^0\pi^+)$$

Source	$ A_0 ^2$	$ A_{\parallel} ^2$	$ A_{\perp} ^2$	δ_{\parallel}	δ_{\perp}
PID	0.0029	0.0063	0.0034	0.0714	0.0190
MC-Stat	0.0089	0.0331	0.0332	0.1447	0.1051
BR	0.0054	0.0012	0.0042	0.0112	0.0169
Bruit de fond	0.0172	0.0157	0.0016	0.0002	0.0004
Onde $S_{K\pi}$	0.0025	0.0029	0.0004	0.0667	0.0354
Totale	0.0203	0.0374	0.0337	0.1750	0.1138
Stat	0.3465	0.3332	0.0606	0.5620	1.2266

$$B \rightarrow \chi_{c1}K^{*+}(K^+\pi^0)$$

Source	$ A_0 ^2$	$ A_{\parallel} ^2$	$ A_{\perp} ^2$	δ_{\parallel}	δ_{\perp}
PID	0.0016	0.0142	0.0123	0.1536	0.0251
MC-Stat	0.0102	0.0357	0.0358	0.1589	0.1153
BR	0.0260	0.0131	0.0129	0.0109	0.0267
Bruit de fond	0.0207	0.0063	0.0144	6.2818	0.0007
Onde $S_{K\pi}$	0.0203	0.0198	0.0004	0.2299	0.0575
Totale	0.0404	0.0456	0.0424	0.0069	0.1340
Stat	0.6006	0.6238	0.5604	0.7644	0.6740

Bibliographie

- [1] V. Breton et al., Nucl Inst Meth A362 (1995) 478. Collaboration E143, Phys Rev Lett. 74 (1995) 346. Phys Rev Lett 75 (1995) 25. Phys Rev Lett. 76 (1996) 587.
- [2] ATLAS/TILECAL Collaboration, Technical Design Report, Tile Calorimeter, CERN/LHCC/96-42 (1996).
- [3] ATLAS Collaboration, Technical Design Report II, CERN/LHCC/99-15 (1999).
- [4] I. Borjanovic et al., Eur Phys J. C39 (2005) 63. hep-ex/0403021.
- [5] C. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413.
- [6] T. Lee et C. Yang, Phys. Rev. 104 (1956) 254.
- [7] M. Goldhaber, L. Grodzins et A. Sunyar, Phys. Rev. 109 (1958) 1015.
- [8] J. Christenson, J. Cronin, V. Fitch et R Turley, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138.
- [9] A. Sakharov, JETP Lett. 5 (1967) 24.
- [10] E. Predazzi et E. Leader, Cambridge University Press, Cambridge, (1996).
- [11] F. Halzen et A.D. Martin, Wiley, New-York (1984).
- [12] M Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Theo. Phys. 49, (1973) 652.
- [13] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, (1963) 531.
- [14] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51, (1983) 1945.
- [15] V.F. Weisskopf et E.P. Wigner, Zeitschrift fur Physik, 63 (1930) :54, et 65(1930) :18.
- [16] Belle Collaboration, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 191802.
- [17] M. Neubert, B Physics and CP Violation, Int. J. Mod. Phys., A11 (1996) 4173.
- [18] *BABAR* Collaboration, Phys Rev Lett 95 (2005) 041805.
- [19] V. Tisserand, Présentation donnée à HEP2005, Lisbonne (2005).
- [20] R. Godang, Présentation donnée à PANIC 2005, Santa Fe.
- [21] M. Datta, Présentation donnée à DIS 2004, High Tatras, Slovakia.
- [22] *BABAR* Collaboration, Phys. Rev. Lett 93 (2004) 131801.
- [23] *BABAR* Collaboration, NIM A 479 (2002) 1.
- [24] *BABAR* Collaboration, NIM A 461 (2001) 162.
- [25] *BABAR* Collaboration, NIM A 535 (2004) 206.
- [26] *BABAR* Collaboration, NIM A 379 (1996) 495.
- [27] *BABAR* Collaboration, NIM A 494 (2002) 455.

- [28] L. Dalesio, et al. NIM A 352 (1994) 179.
- [29] BABAR-DIRC Collaboration, NIM A 538 (2005) 281.
- [30] Electron Tubes Limited, Bury Street, Ruissip. Middlesex HA4 7TA, England.
- [31] A. Ardelean et al., Proc. of the 7th Pisa meeting on advanced detectors. Livorno, Italy, Mai 1997.
- [32] P. Bailly et al., NIM A 432 (1999) 157.
- [33] Hocker et al., note interne DIRC 135.
- [34] G. Hamel de Monchenault, analyse des données DIRC de l'injection goutte-à-goutte (2003).
- [35] A. Buras, Les Houches 1997, Probing the standard model of particle interactions (281-539). hep-ph/9806471.
- [36] K.G. Wilson, Phys. Rev. 179 (1969) 1499.
- [37] A. Buchalla, A. Buras et M. Lautenbacher, Rev. Mod. Phys.68 (1125-1144) 1996.
- [38] J. Bjorken, Nucl. Phys. B11 (Proc. Supp.) (325) 1989.
- [39] M. Peskin et D. Schroeder, "An Introduction to Quantum Field Theory", Addison-Wesley, Reading MA (1995) p51.
- [40] M. Neubert et B. Stech, hep-ph/9705292.
- [41] Y. Keum, hep-ph/9810451.
- [42] M. Beneke et al., Nucl. Phys. B591 (313) 2000.
- [43] M. Neubert, V. Riecket, B. Stech et Q. Xu, paru dans Heavy Flavour, éditions A. Buras et M. Lindner, World Scientific (1992).
- [44] R. Casalbuoni et al., Phys. Lett. B299 (1993) 199. A. Deandra et al., Phys. Lett. B318 (1993) 549.
- [45] N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein et M Wise, Phys. Rev. D39 (1989) 799.
- [46] H-Y. Cheng et B Tseng, Phys. Rev D51 (1995) 6259.
- [47] M. Bauer, B. Stech et M. Wirbel, Z-Phys. C34 (1987) 103. Z-Phys. C29 (1985) 637.
- [48] D. Melikhov et B. Stech, Phys Rev. D62 (2000) 014006.
- [49] H-Y. Cheng et B Tseng, hep-ph/9708211.
- [50] A. Buras et L. Silvestrini, hep-ph/9806278.
- [51] H-Y. Cheng, Phys. Lett. B335 (1994) 428.
- [52] A. Ali et C. Greub, Phys. Rev. Lett. D57 (1998) 2996.
- [53] A. Ali et al., Phys. Lett. B424 (1998) 161.
- [54] A. Ali, G. Kramer et C. Lu, hep-ph/9804363.
- [55] H-Y. Cheng et B Tseng, hep-ph/9803457.
- [56] M. Suzuki et L. Wolfenstein, Phys. Rev D60 (1999) 074019.
- [57] M. Suzuki, Phys. Rev. D64 (2001) 117503.
- [58] M. Suzuki, hep-ph/0001170.
- [59] A. Dighe, I. Dunietz et R. Fleischer, Eur. Phys. J. C6 (1999) 647.

- [60] *BABAR* Collaboration, Phys. Rev. D71 (2005) 032005.
- [61] M. Verderi, présentation à l'atelier CKM2005, San Diego (2005).
- [62] S. T'Jampens, Thèse de l'Université Paris XI (2002).
- [63] Y. Dunietz, H. Quinn, A. Snyder et W. Toki, Phys. Rev. D43 (1991) 2193.
- [64] M. Suzuki, Phys. Rev. D64 (2001) 117503.
- [65] C. Chiang et L Wolfenstein, Phys Rev D61 (2000) 074031.
- [66] C. Chiang, Phys. Rev. D62 (2000) 014017.
- [67] CLEO Collaboration, Phys. Rev. D36 (1987) 1289.
- [68] CLEO Collaboration, Phys. Rev. D50 (1994) 1.
- [69] CLEO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4533.
- [70] CLEO Collaboration, Phys. Rev. D63 (2001) 031103.
- [71] ARGUS Collaboration, Z. Phys. C48 (1990) 543.
- [72] ARGUS Collaboration, Phys. Lett. B340 (1994) 217.
- [73] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3068.
- [74] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 2015.
- [75] CDF Collaboration, Phys. Rev. D58 (1998) 072001.
- [76] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 4668.
- [77] BELLE Collaboration, Phys. Lett. B358 (2001) 11.
- [78] BELLE Collaboration, Phys. Rev. D67 (032003).
- [79] BELLE Collaboration, hep-ex/0508032.
- [80] *BABAR* Collaboration, Phys. Rev. D65 (2002) 032001.
- [81] *BABAR* Collaboration, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 241801.
- [82] H-Y. Cheng, Phys. Lett. B395 (1997) 345.
- [83] M Gourdin, A. Kamal et X. Pham, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 431.
- [84] R. Aleksan, A. Le Yaouanc, L. Olivier, O. Pène et J.C. Raynal, Phys. Rev. D51 (1995) 6235.
- [85] Y. Keum, Proceedings de la conférence APCTP-ICTP, Seoul (1997). hep-ph/9810451.
- [86] N. Deshpande et J. Trampetic, Phys. rev. D41 (1990) 986.
- [87] W. Jauss, Phys. Rev. D41 (1990) 3394. W. Jauss et D. Wyler, Phys. Rev D41 (1990) 3405.
- [88] C. Chen et H. Li, Phys. Rev. D71 (2005) 114008.
- [89] B. Melić. Phys. Lett. B591 (2004) 91.
- [90] C. Meng, Y. Gao et K Chao, hep-ph/0506222.
- [91] BELLE Collaboration, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 031802. *BABAR* Collaboration, Phys. Rev. D69 (2004) 071103.
- [92] J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404. J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406.
- [93] S. Tosi. Thèse de l'Université de Genova , Italie (2003).

- [94] E835 Collaboration, hep-ex/0410085.
- [95] BELLE Collaboration, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 102001 et Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 142001. BABAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 142002. CLEO Collaboration, hep-ex/0306060.
- [96] BELLE Collaboration, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 262001.
- [97] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 072001. D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 162002. BABAR Collaboration, Phys. Rev. D71(2005) 071103.
- [98] T. Barnes et S. Godfrey, Phys. Rev. D69 (2004) 054008.
- [99] E. Swanson, Phys. Lett. B588 (2004) 189. N. Tornqvist, Phys. Lett. B590 (2004) 209.
- [100] L Maiani, F. Piccinini, A. Polosa et V. Riquer, Phys. Rev. D71 (2005) 014028.
- [101] BABAR Collaboration, Phys Rev Lett 95 (2005) 142001.
- [102] BABAR Collaboration, Phys. Rev. D73 (2006) 011101.
- [103] A. Drescher et al., Nucl. Inst. Meth. A327 (1985) 464.
- [104] R. Sinkus et T. Voss, Nucl. Inst. Meth. A391 (1997) 360.
- [105] G. Fox et S. Wolfram, Nucl. Phys. B149 (1979) 413.
- [106] ARGUS Collaboration, Z. Phys. C48 (1990) 543.
- [107] Particle Data Group, Phys. Lett. B592 (2004) 1.
- [108] M. Neubert, Phys. Lett. B338 (1994) 84.
- [109] M. Witherell, Lepton Photon Interactions, XVI International Symposium, Ithaca, New-York (1994).
- [110] Belle Collaboration, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 031082.
- [111] BABAR Collaboration, Phys. Rev. D69 (2004) 071103.
- [112] M. Diehl et G. Hiller, JHEP 0106 (2001) 067.
- [113] P. Colangelo, F. De fazio et T. Pham, Phys. Lett. B542 (2002) 71.
- [114] D. Bernard, P. Grenier, S. T'Jampens, C. Thiebaux et M. Verderi, document d'analyse de BABAR 673 (2004).
- [115] A. Datta et D. London, Int. J. Mod. Phys. A19 (2004) 2505.
- [116] BELLE Collaboration, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 091601.

CURRICULUM VITAE

Philippe GRENIER

Adresse professionnelle

Laboratoire de Physique Corpusculaire
Université Blaise Pascal. CNRS/IN2P3
63177 Aubière Cedex
France
Tel : 04 73 40 72 72
Fax : 04 73 26 45 98
E-mail : grenier@clermont.in2p3.fr

Cursus Universitaire et Postdoctoral

- 1988 : Baccalauréat série E au Lycée technique d'Aurillac.
- 1990 : D.U.T. de Mesures Physiques à l'Institut Universitaire de Technologie de Clermont-Ferrand. Mention Assez Bien.
- 1991 : Licence de Physique à l'Université Blaise Pascal - Clermont II.
- 1992 : Maîtrise de Physique à l'Université Blaise Pascal - Clermont II. Mention Assez Bien.
- 1993 : D.E.A. de Physique option Physique des Particules à l'Université Blaise Pascal - Clermont II. Mention Bien.
- 1993-1995 : Doctorat de Physique au Commissariat à l'Energie Atomique dans le service DAPNIA/SPhN. Thèse soutenue en septembre 1995 à l'Université Blaise Pascal - Clermont II. Mention très honorable avec félicitations du jury. Sujet de thèse : Etude des fonctions de structure en spin du nucléon : l'expérience E143 au SLAC.
- 1995-1996 : Service militaire du 01/10/1995 au 31/07/1996.
- 1996 : Chargé de Recherche au CNRS, au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand. Participation au développement et à la construction du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes du détecteur ATLAS pour le LHC.
- 2000-2002 : Détachement au Centre Européen de la Recherche Nucléaire (CERN) à Genève. Travaux dans l'expérience ATLAS.
- 2002-2005 : Détachement au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), en Californie aux USA. Travaux dans l'expérience *BABAR*.

Présentations données en Conférence Internationale

1. Conférence Internationale de Moriond (Les Arcs, avril 1995). Exposé de 30 minutes. Présentation pour la première fois des résultats sur de la fonction de structure g_2 , au nom de la collaboration E143.
2. Conférence Internationale de Blois (Blois, juin 1995). Exposé de 30 minutes. Présentation des derniers résultats de l'expérience E143.
3. Journées de la Division de Physique Nucléaire de la Société Française de Physique (Orsay, novembre 1996). Exposé général de 50 minutes sur le spin du nucléon.
4. CALOR2000 : IX International Conference on Calorimetry in Particle Physics (Annecy, octobre 2000). Exposé de 20 minutes sur la reconstruction de résonances se désintégrant en jets hadroniques avec le détecteur ATLAS. Le compte rendu est apparu dans : Frascati Physics Series, Annecy 2000, Calorimetry in high energy physics (587-593).
5. HEP 2005 : International Europhysics Conference on High Energy Physics (Lisbonne, Juillet 2005). Exposé de 20 minutes sur la mesure de $\sin 2\beta$ avec les désintégrations des mésons B en charme et charmonium.

J'ai de plus participé à deux autres conférences internationales, sans y faire de présentation ;

1. HEP99 : International Europhysics Conference on High Energy Physics (Finlande/Tampere, juillet 1999).
2. Lepton Photon 01 : XX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (Rome, juillet 2001).

Liste des publications

Collaboration E143

1. V. Breton et al. : NIM A362 (478) 1995. Application of neural networks and cellular automata to interpretation of calorimeter data.
2. Collaboration E143 : Phys. Rev. Lett. 74 (346) 1995. Precision measurement of the proton spin structure function g_1^p .
3. Collaboration E143 : Phys. Rev. Lett. 75 (25) 1995. Precision measurement of the deuteron spin structure function g_1^d .
4. Collaboration E143 : Phys. Lett. B364 (61) 1995. Measurement of the Q^2 dependence of the proton and deuteron spin structure functions g_1^p and g_1^d .
5. Collaboration E143 : Phys. Rev. Lett. 76 (587) 1996. Measurement of the proton and deuteron spin structure function g_2 and asymmetry A_2 .
6. P. Grenier : DAPNIA/SPhN/95 – 03^T. Etude des fonctions de structure en spin du nucléon : l'expérience E143 au SLAC.
7. Collaboration E143 : Phys. Rev. Lett. 78 (815) 1997. Measurement of the proton and deuteron spin structure function g_1 in the resonance region.
8. Collaboration E143 : Phys. Rev. D58 (112003) 1998. Measurement of the proton and deuteron spin structure function g_1 and g_2 .
9. Collaboration E143 : Phys. Lett. B452 (194) 1999. Measurement of $R = \sigma_L/\sigma_T$ for $0.03 < x < 0.1$ and fit to world data.

Collaboration ATLAS

1. ATLAS collaboration : CERN/LHCC/96-40. ATLAS Technical Design Report 1 : Calorimeter performance.
2. ATLAS collaboration : CERN/LHCC/96-42. ATLAS Technical Design Report 3 : Tile calorimeter.
3. ATLAS collaboration : NIM A403 (98) 1998. Evaluation of FERMI read-out of the ATLAS Tilecal prototype.
4. ATLAS collaboration : CERN/LHCC/99-14. ATLAS Technical Design Report 14 : Detector and Physics performance, vol. I.
5. ATLAS collaboration : CERN/LHCC/99-15. ATLAS Technical Design Report 14 : Detector and Physics performance, vol. II.
6. ATLAS/Tilecal collaboration : NIM A443 (51) 2000. Hadronic shower development in iron-scintillator tile calorimetry.

7. ATLAS collaboration : NIM A449 (461) 2000. Results from a new combined test of an electromagnetic calorimeter with an hadronic scintillating tile calorimeter.
8. Ahmadov et al. CERN2000-004. Proceedings of the workshop on standard model physics (and more) at the LHC.
9. ATLAS/Tilecal collaboration : Eur. Phys. J. C20 (2001) 487. A precise measurement of 180 GeV muon energy loss in iron.
10. ATLAS/Tilecal collaboration : Eur. Phys. J. C28 (2003) 297-304. A measurement of the photonuclear interactions of 180 GeV muons in iron.
11. ATLAS collaboration : NIM A480 (506) 2002. Hadron energy reconstruction for the ATLAS calorimetry in the framework of the non-parametrical method.
12. Chadelas et al. Soumis à NIM : In-situ high voltage regulation system.
13. Borjanovic et al. Eur. Phys. J., C39 (2005) 63-90. Investigation of Top mass measurements with the ATLAS detector at LHC.
14. Grenier P : Proceedings of the 9th Conference on Calorimetry in High Energy Physics (CALOR 2000), Annecy, France, 9-14 Oct 2000, published in "Annecy 2000, Calorimetry in high energy physics (587-593)" : Reconstruction of narrow resonances decaying into jets with the Atlas detector.

Collaboration *BABAR*

Les résultats de la collaboration Babar sont le fruit d'un travail commun de près de 600 physiciens. Chaque physicien a contribué de près ou de loin à toutes les publications. Je ne cite ici que les publications dans la Collaboration Babar dans lesquelles j'ai eu une très forte implication.

1. *BABAR*/DIRC Collaboration : The DIRC particle identification system for the Babar experiment. NIM A 538 (281) 2005.
2. *BABAR* Collaboration : Measurements of branching fractions and charge asymmetries for exclusive B decays to charmonium. Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 141801.
3. *BABAR* Collaboration : Search for $B \rightarrow J/\Psi D$ decays. Phys.Rev.D71 (2005) 091103 .
4. *BABAR* Collaboration : Search for Factorization-Suppressed $B \rightarrow \chi_c K^{(*)}$ decays. Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 171801.
5. *BABAR* Collaboration : Measurement of decay amplitudes of $B \rightarrow (c\bar{c})K^*$ with an angular analysis, for $(c\bar{c}) - J/\psi, \psi(2S)$ and χ_{c1} . A soumettre à PRL.

Publications

Mesure des rapports de branchement : *BABAR* Collaboration, Measurement of branching fractions and charge asymmetries for exclusive B decays to charmonium. Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 141801.

Recherche des modes supprimés : *BABAR* Collaboration, Search for factorization-suppressed $B \rightarrow \chi_c K^{(*)}$ decays. Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 171801.

Mesure des amplitudes angulaires : *BABAR* Collaboration, Measurement of decay amplitudes of $B \rightarrow (c\bar{c})K^*$ with an angular analysis, for $(c\bar{c}) - J/\psi, \psi(2S)$ and χ_{c1} . A soumettre à PRL..