



HAL
open science

Etude de la production de η' de haute impulsion dans les désintégrations du méson B dans l'expérience BaBar

Adlène Hicheur

► **To cite this version:**

Adlène Hicheur. Etude de la production de η' de haute impulsion dans les désintégrations du méson B dans l'expérience BaBar. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2003. Français. NNT: . tel-00003014

HAL Id: tel-00003014

<https://theses.hal.science/tel-00003014>

Submitted on 16 Jun 2003

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.

LAPP-T-2003-01
Avril 2003

Laboratoire d'Annecy Le Vieux de Physique des Particules

Thèse présentée à l'Université de Savoie pour l'obtention du titre de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE SAVOIE
Spécialité : Physique des particules

par

HICHEUR Adlène

**Etude de la production de η' de haute
impulsion dans les désintégrations du méson
 B dans l'expérience BaBar**

Soutenue le 11 Avril 2003 devant le jury composé de :

M. Robert BARATE	Président
M. William T. FORD	
M. Tatsuya NAKADA	
M. Yannis KARYOTAKIS	Directeur de thèse
Mme Lydia FAYARD	Rapporteur
M. Aldo DEANDREA	Rapporteur

Remerciements

Tout d'abord, je remercie Celui qui m'a donné la force, la persévérance et l'endurance nécessaires pour mener ce travail à terme.

Je remercie ensuite mes parents pour leurs encouragements et les valeurs de travail et de labeur qu'ils m'ont inculqué.

Mes remerciements vont également à Jacques Colas et Marie-Noëlle Minard pour m'avoir accepté au sein du LAPP. Je remercie Robert Barate pour avoir accepté de présider le jury, Lydia Fayard et Aldo Deandrea pour avoir accepté d'être les rapporteurs du manuscrit, Bill Ford et Tatsuya Nakada pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je remercie Bill Dunwoodie et Jean-Yves Nief pour leur collaboration sur le travail d'alignement.

De même, je voudrais remercier les membres du groupe BaBar au LAPP : le chef de groupe Jean-Pierre Lees, mon directeur de thèse Yannis Karyotakis, Dominique Boutigny sans qui le calcul BaBar au CCIN2P3 ne serait pas ce qu'il est aujourd'hui, Vincent Tisserand avec qui j'ai eu le plaisir de collaborer sur les modes supprimés de couleur et les autres membres, Bernard Aubert, Amina Zghiche, Vincent Poireau et Fabrice Couderc. Je les remercie pour leur effort de relecture du manuscrit qui a contribué à l'améliorer grandement.

Table des matières

1	Symétrie CP et physique du méson B	8
1.1	Les symétries en physique	8
1.2	Symétrie CP et désintégrations des mésons B	9
1.2.1	Symétries discrètes fondamentales	9
1.2.2	La symétrie CP et le secteur électrofaible $SU(2) \times U(1)$ du modèle standard	9
1.2.3	La transformation du courant faible, la matrice CKM et la violation de CP	10
1.2.4	la matrice CKM, paramétrisation et condition d'unitarité	11
1.2.5	Violation de la symétrie CP dans les systèmes de mésons neutres $X^0 - \bar{X}^0$	13
1.3	Les désintégrations des mésons beaux	18
1.3.1	Désintégrations à l'arbre	18
1.3.2	Désintégrations pingouin	20
1.3.3	Autres désintégrations	22
1.4	Le méson η' et sa production directe dans les désintégrations des B	23
1.4.1	La symétrie de saveur $SU(3)_F$ et le spectre des mésons	24
1.4.2	Structure du η'	26
1.4.3	Production directe des η' dans les désintégrations des B	29
1.5	Conclusion	34
2	Le détecteur BaBar	35
2.1	L'appareillage et les exigences des études de physique	35
2.1.1	La production des paires $B\bar{B}$	35
2.1.2	La détection	36
2.2	L'usine à B PEP-II	37
2.2.1	Le collisionneur PEP-II	37
2.2.2	La région d'interaction	40
2.2.3	Radiations parasites	40
2.3	Structure du détecteur BaBar	41
2.3.1	Les détecteurs de vertex et de traces	42
2.3.2	Le détecteur à effet Cherenkov (DIRC)	51
2.3.3	Le calorimètre électromagnétique (EMC)	55
2.3.4	Le retour de flux instrumenté (IFR)	60
2.4	Les données et leur calibration	62

2.4.1	Acquisition des données	63
2.4.2	Calibration en ligne	63
2.4.3	Calibration hors-ligne	64
2.5	Conclusion	64
3	Alignement des détecteurs de vertex et de traces	65
3.1	Les algorithmes de reconstruction des traces	65
3.1.1	Principes généraux	65
3.1.2	La reconnaissance des traces	65
3.1.3	La reconstruction des traces	67
3.1.4	Réunion des traces SVT et DCH	72
3.2	Événements utilisés dans les études de détecteurs de traces	74
3.2.1	Caractéristiques des événements	74
3.2.2	Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	75
3.2.3	Sélection des traces $\mu^+\mu^-$	76
3.3	Alignement interne du SVT	76
3.3.1	Introduction	76
3.3.2	Paramètres	76
3.3.3	Méthode d'alignement	76
3.4	Alignement relatif SVT-DCH	78
3.4.1	Introduction	78
3.4.2	Méthode de comparaison trace DCH - trace SVT (<i>DchOprAlign</i>)	78
3.4.3	Méthode de comparaison trace DCH - mesures SVT (<i>DchGAlign</i>)	81
3.4.4	Dépendances systématiques de l'alignement SVT-DCH	82
3.4.5	Systématique en z de l'alignement	83
3.5	Géométrie de la DCH et alignement SVT-DCH	84
3.5.1	Géométrie interne de la chambre à dérive	84
3.5.2	Déflexion des plateaux	85
3.5.3	Échelle en z de la chambre et systématique de l'alignement global	89
3.5.4	Calibration des plateaux	92
3.6	Conclusions et perspectives	97
4	Reconstruction des particules et sélection des événements $B\bar{B}$	101
4.1	Le lot de données	101
4.1.1	Données réelles	101
4.1.2	Simulation	101
4.2	Sélection des traces chargées	102
4.2.1	Critères sur la reconstruction des traces	102
4.2.2	Identification des traces	103
4.3	Sélection des particules intermédiaires	105
4.3.1	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	105
4.3.2	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	107
4.3.3	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	109
4.3.4	$\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$	111
4.3.5	D^0	113

4.4	Sélection des événements $B\bar{B}$	118
4.4.1	Variables cinématiques des mésons B	118
4.4.2	Variables topologiques	120
5	η' de haute impulsion dans les désintégrations de B	123
5.1	Introduction	123
5.2	La désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$	123
5.2.1	Introduction	123
5.2.2	Stratégie	124
5.2.3	Combinatoire	125
5.2.4	Coupures de pré-sélection	125
5.2.5	Découpage du plan $M_{ES} - \Delta E$	125
5.2.6	Corrélation entre les variables	126
5.2.7	Fonctions de densité de probabilité des variables	127
5.2.8	Contrôle des distributions par les données	129
5.2.9	Analyse par optimisation des coupures	130
5.2.10	Analyse par la fonction de vraisemblance	136
5.2.11	Discussion des résultats	141
5.3	Les désintégrations $B \rightarrow \eta' X_S$	142
5.3.1	Introduction	142
5.3.2	Stratégie	144
5.3.3	Simulation	145
5.3.4	Méthode	147
5.3.5	Efficacité pour le signal	149
5.3.6	Test de l'identification des kaons	151
5.3.7	Analyse du signal de η'	152
5.3.8	Analyse du spectre $M(X_S)$	157
5.4	Discussion des résultats	164
A	Les résidus en z de la trace DCH dans le SVT et leur erreur	170
B	Fonctions de probabilité des variables discriminantes dans l'analyse $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$	172
C	Résultats de l'optimisation des coupures dans l'analyse $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$	182
D	Combinaison de mesures dont les erreurs sont corrélées	188
E	Effet d'élargissement des résonances dans l'analyse $B \rightarrow \eta' X_s$	190

Table des figures

1.1	Représentation du triangle d'unitarité dans le plan (ρ, η)	13
1.2	Diagramme d'oscillation des mésons neutres	14
1.3	Combinaison des effets d'oscillation et de désintégration	16
1.4	Diagrammes des désintégrations principales des quarks b	19
1.5	Diagrammes à l'arbre des désintégrations du B	20
1.6	Diagramme pingouin hadronique	21
1.7	Diagramme avec boîte externe de la transition $b \rightarrow s l^+ l^-$	22
1.8	Diagramme d'annihilation	23
1.9	Diagrammes électrofaibles verticaux de désintégration du B^0	23
1.10	Diagramme d'échange de la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow K^+ K^-$	23
1.11	Représentation des contraintes sur les composantes du η'	28
1.12	Diagramme pingouin de la désintégration $B \rightarrow \eta' X_s$ avec couplage anomal du η' aux gluons.	30
1.13	Diagramme des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0, h^0 = \pi^0, \rho^0, \eta, \eta', \omega$	33
2.1	Accélérateur PEP-II	37
2.2	Production des résonances Υ dans les collisions $e^+ e^-$	38
2.3	Données accumulées par l'expérience BaBar.	40
2.4	Vue en coupe de la région d'interaction montrant le croisement entre les faisceaux. L'échelle verticale est volontairement dilatée pour plus de clarté. L'axe z est situé selon l'axe du détecteur BaBar, dans le sens des e^- , l'axe x est perpendiculaire à l'axe z et est contenu dans le plan des anneaux de collision avec une orientation centrifuge.	41
2.5	Vue longitudinale en coupe du détecteur BABAR. Le repère utilisé figure en haut à gauche.	42
2.6	Quantité de matière, en unité de longueur de radiation, dans les différents sous-systèmes en fonction de l'angle polaire. Les histogrammes des contri- butions des sous-détecteurs sont cumulés. Ainsi une trace d'incidence nor- male qui arrive au niveau du calorimètre, EMC, aura traversé 30% X_0 de matière. Les contributions du tube à vide et du tube support ne figurent pas sur le diagramme.	43
2.7	Définition des paramètres de la trace dans le plan transverse	44
2.8	Vue longitudinale du SVT. Le petit repère indique le point d'interaction . .	45
2.9	Vue transverse du SVT. Le cylindre	46

2.10	Représentation schématique en coupe des deux faces et du volume de silicium d'une plaquette du SVT. Le passage d'une particule chargée (flèche en pointillé) provoque la création de paires électron(e^-)-trou(h^+). Le courant engendré est récupéré sur les électrodes en aluminium (Al)	46
2.11	Vue longitudinale de la chambre à dérive. Du fait de l'asymétrie des faisceaux, le centre de la chambre est décalée de 37 cm vers l'avant par rapport au point d'interaction.	47
2.12	Structure des cellules de dérive. Les contours schématisés sont les lignes isochrones, i.e les contours d'égal temps de dérive des charges issues de l'ionisation du gaz produite par le passage d'une trace chargée. Les isochrones montrées ici sont espacées de 100 ns. Elles sont circulaires près des fils de détection ("sense") et deviennent irrégulières près des fils de champs ("field")	48
2.13	Représentation schématique des 4 premières supercouches de fils. Le numéro de couche est indiqué à gauche. Les nombres indiqués à droite sont les valeurs des angles stereo, en mrad.	49
2.14	Relation entre le temps de dérive et la distance trajectoire de la particule - fil de détection pour une cellule. La relation est calculée séparément pour les deux moitiés de la cellule. Le calcul est intégré pour toutes les cellules d'une même couche.	50
2.15	Perte d'énergie $\frac{dE}{dx}$ dans la DCH en fonction de l'impulsion. Les courbes superposées représentent les prédictions du modèle de Bethe-Bloch pour les différents types de traces.	50
2.16	Résolution en impulsion transverse mesurée avec des muons cosmiques. . .	51
2.17	Efficacité de détection des traces chargées dans la chambre à dérive en fonction de leur impulsion. Les points noirs et les cercles indiquent l'efficacité pour une haute tension de 1960 V et 1900 V respectivement.	52
2.18	Vue schématique en trois dimensions du DIRC	52
2.19	Principe de la mesure de la lumière Cherenkov dans le DIRC	53
2.20	Résolution sur l'angle θ_c , a/, et sur le temps d'arrivée t_γ , b/, pour des photons émis dans des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	54
2.21	Résolution sur l'angle θ_c pour les traces des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, la résolution de la distribution est de $\sigma_{\theta_c} = 2.4$ mrad	54
2.22	Distribution de l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion. Les courbes attendues sont superposées en traits pleins.	55
2.23	Pouvoir de séparation $\frac{\theta_c(\pi)-\theta_c(K)}{\sigma_{\theta_c}}$ du DIRC en fonction de l'impulsion. . . .	56
2.24	Vue en coupe longitudinale de la moitié supérieure des cristaux du calorimètre électromagnétique.	56
2.25	Représentation schématique d'un cristal positionné dans son étui trapézoïdal (ouvert sur la face interne du calorimètre). Les photo-diodes placées sur la face arrière sont reliées à l'électronique d'acquisition.	57
2.26	Courbes de résolution angulaire (a) et de résolution en énergie (b) des photons reconstruits par le calorimètre en fonction de leur énergie.	58
2.27	Distribution du rapport $\frac{E_{cal}}{p}$ pour e^\pm et π^\pm . La distribution est piquée autour de 1 pour e^\pm , elle est uniforme pour π^\pm	59

2.28	Schéma en projection plane d'une portion $\theta - \phi$ du calorimètre montrant une distribution transverse d'énergie avec quelques cristaux touchés	59
2.29	Distribution de la variable LAT pour e^\pm et π^\pm . La distribution est piquée vers les faibles valeurs pour e^\pm , elle est plus répartie pour π^\pm	60
2.30	Efficacité d'identification des électrons (graduation verticale de gauche) et taux de contamination (graduation verticale de droite) en fonction de l'impulsion	60
2.31	Structure	61
2.32	Structure d'une chambre de détection	62
2.33	Efficacité d'identification des muons (courbe du haut) et taux de contamination en pions (courbe du bas).	62
2.34	Diagramme schématique de l'acquisition des données.	63
3.1	Illustration de la première étape de la reconstruction de cercle. Les mesures des modules permis de la couche 4 (en vert) sont combinées avec celles de la couche 5 pour former des cercles candidats, en utilisant l'origine comme troisième point. Les arcs en pointillés représentent les trajectoires possibles, pour le module de la couche 5 en rouge, pour des traces qui satisfont $p_T > 36$ MeV/c ($r > 8$ cm)	67
3.2	Représentation schématique en coupe d'une supercouche et ses quatre couches de fils ainsi qu'un segment reliant quatre fils adjacents touchés par la trace.	68
3.3	Schéma en coupe des supercouches axial et stéréo de la chambre avec trois segments utilisés pour reconstituer un cercle (en pointillé) dans le plan transverse.	69
3.4	Représentation schématique du filtrage de Kalman	73
3.5	Schéma sommaire des étapes de la reconstruction d'une trace. L'indice H indique un fit d'hélice et l'indice K indique un filtrage de Kalman.	74
3.6	Événement Bhabha radiatif dans lequel le photon radié (tirets) interagit ici avec la matière du tube à vide pour donner deux traces (pointillés). La trace 1 rentre dans la volume de détection et simule avec le positron (e^+) un événement à deux traces de topologie similaire à celle des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	75
3.7	Schéma d'une plaquette de SVT et son référentiel local	77
3.8	Comparaison de traces SVT et DCH au rayon $r=20$ cm, la différence est volontairement exagérée	80
3.9	Évolution temporelle des paramètres d'alignement T_x (gauche) et R_x (droite) sur une durée d'un an et demi à partir de Janvier 2000	80
3.10	Évolution temporelle des paramètres d'alignement T_y (gauche) et R_y (droite) sur une durée d'un an et demi à partir de Janvier 2000	81
3.11	Évolution temporelle des paramètres d'alignement T_z (gauche) et R_z (droite) sur une durée d'un an et demi à partir de Janvier 2000	81
3.12	Évolution temporelle du paramètre de translation T_z tel que calculé par l'algorithme d'alignement et tel que mesuré par les capteurs.	82

3.13	Comparaison de la trace chambre extrapolée et des mesures dans le détecteur de vertex au silicium, vue transverse (haut) et vue longitudinale (bas)	83
3.14	Résidus $\Delta z = z(\text{trace DCH}) - z(\text{trace SVT})$ en fonction de z	84
3.15	Système de coordonnées de la chambre à dérive	86
3.16	Embouts des fils de la chambre : les modèles du haut sont utilisés pour une épaisseur de plateau de 24 mm et les modèles du bas, pour une épaisseur de 12 mm. Les embouts qui nous intéressent sont ceux des fils de détection, "sense".	87
3.17	Détails de la structure de la chambre et de ses plateaux avant et arrière	87
3.18	Montage de câbles simulant la tension des fils sur les plateaux de la chambre à dérive	88
3.19	Profil de déflexion des plateaux arrière (haut) et avant (bas), en abscisse figure la déflexion δz et en ordonnée le numéro de couche de fils, qui croît avec le rayon r	89
3.20	Représentation schématique du cylindre interne sur lequel sont fixés les deux plateaux. Des embouts de fixation des fils sensibles des premières couches sont aussi représentés.	90
3.21	Illustration de l'effet de l'ajustement des fils stéréo : les extrémités des fils sont déplacées de δz^{av} et δz^{ar} , ce qui modifie l'angle stéréo. Le déplacement des points de mesure engendré entraîne une rotation de la trace correspondante.	91
3.22	Comportement des deux types de résidus en z en fonction de z	91
3.23	Résidu en z en fonction de z pour les 5 couches du SVT	92
3.24	Positions des points de résidus nuls sur les couches du SVT	93
3.25	Comparaison des profils de déflexion des plateaux, avec et sans les corrections	96
3.26	Résidus $z(\text{mesures SVT}) - z(\text{trace DCH})$ en fonction de z : les points noirs correspondent à la géométrie par défaut et les carrés rouges correspondent à la géométrie corrigée	97
3.27	Résidus en $z(\text{trace DCH}) - z(\text{trace SVT})$ en fonction de z : les points noirs correspondent à la géométrie par défaut et les carrés rouges correspondent à la géométrie corrigée	98
3.28	Variation des résidus Δz en fonction de z pour $\Delta L = 0, 644 \mu m$ et $1000 \mu m$. Les paramètres Δz_{av}^{max} et Δz_{ar}^{max} sont fixés à -350 et $950 \mu m$	99
3.29	Représentation schématique des directions des traces SVT et DCH au point d'intersection avec le cylindre de rayon $r = 20 \text{ cm}$. Celles-ci font un angle $\lambda_{trk}(SVT)$ et $\lambda_{trk}(DCH)$ avec la verticale. L'angle λ indique la position du point d'intersection sur le cylindre.	99
3.30	Résidus des tangentes des directions de traces par rapport à la verticale, $\Delta \tan(\lambda_{trk}) = \tan(\lambda_{trk}(SVT)) - \tan(\lambda_{trk}(DCH))$, en fonction de $\tan(\lambda)$	100
4.1	Efficacité d'identification des kaons (points du haut) et taux de contamination en pions (points du bas) pour le critère intermédiaire.	106
4.2	Masse invariante des candidats π^0 avec la sélection de base	106
4.3	masse invariante des candidats K_s^0 avec la sélection de base (données).	108

4.4	Définition de l'angle entre le vecteur de vol dans le plan $x - y$ et l'impulsion transverse du candidat K_S^0	109
4.5	Distribution de l'angle $\alpha(2D)$ (a) et position de la coupure (b).	109
4.6	masse invariante des candidats K_S^0 après la coupure $\alpha(2D) < 0.05 \text{ rad.}$	110
4.7	masse invariante des candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ avec la sélection de base	110
4.8	masse invariante des candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ après application du veto sur les photons des π^0 . La gaussienne principale est montrée en pointillé.	111
4.9	masse invariante des candidats $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$	112
4.10	masse invariante des candidats $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ après application du veto π^0 sur les photons du η	112
4.11	masse invariante des candidats $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	113
4.12	Distribution du poids de Dalitz pour le signal de D^0 (trait plein) et pour la combinatoire (tirets) dans la simulation d'événements aléatoires $B\bar{B}$	115
4.13	Diagramme de Dalitz de la désintégration, pour tous les candidats (a) et après la coupure $DW > 25$ (b).	115
4.14	masse invariante des candidats $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	116
4.15	masse invariante des candidats $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$	117
4.16	Distribution de la variable M_{ES} pour la désintégration $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$	119
4.17	Distribution de la variable ΔE (données)	119
5.1	Régions du plan $M_{ES} - \Delta E$	126
5.2	Distribution de la variable ΔE pour le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\omega(\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ (données).	130
5.3	Projection en M_{ES} et ΔE des événements dans les données, pour les sous-modes $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ et $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ (de haut en bas). La distribution de la variable ΔE est montré après coupure sur M_{ES} et vice-versa. Les coupures sont indiquées par les lignes pointillées.	134
5.4	Projection en M_{ES} et ΔE des événements dans les données, pour la combinaison des trois sous-modes de D^0 . La distribution de la variable ΔE est montré après coupure sur M_{ES} et vice-versa. L'intervalle d'intégration en M_{ES} est indiqué par les lignes pointillées.	135
5.5	Variation de la quantité $\chi^2 = -2\ln(L/L_{max})$ en fonction du nombre d'événements de signal.	138
5.6	Distribution du nombre d'événements de signal ajustés pour 300000 expériences où seul du bruit de fond a été généré, pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$. L'échelle verticale est logarithmique. La flèche verticale indique le nombre ajustée dans les données et la double flèche horizontale indique la barre d'erreur associée.	139
5.7	Courbes de $\chi^2 = -2\ln(L/L_{max})$ en fonction du rapport de branchement pour les sous-modes $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ (tirets), $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ (pointillés), $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ (tirets alternés) et leur combinaison (trait plein).	140
5.8	Distribution de la fraction de probabilité de signal pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	141
5.9	Projection sur la variable M_{ES} de l'ajustement par la fonction de vraisemblance.	142

5.10	Diagramme des désintégrations $\bar{B} \rightarrow \eta' D\pi$. ($q, q' = u, d$).	143
5.11	Distribution de l'impulsion dans le centre de masse pour le signal $B \rightarrow \eta' s\bar{q}$ et le fond des η' directs (a) et indirects (b). Les aires des histogrammes ont une normalisation commune pour la comparaison.	144
5.12	Distribution de la masse invariante du système X_S pour les modèles non-résonant (a) et résonant (b) sans $K^*(892)$, (c) avec $K^*(892)$, après application de la coupure $p^*(\eta') > 2 \text{ GeV}/c$	146
5.13	Diagrammes des désintégrations $B \rightarrow \eta'\pi$	147
5.14	Distribution des variables $ \cos(\theta_T) $ (a) et R_2 (b) pour les données hors résonance (trait plein) et pour le signal simulé (tirets). Les aires des histogrammes sont normalisées pour la comparaison. Les flèches indiquent la position des coupures.	148
5.15	Efficacité en fonction de $M(X_s)$ pour les modes résonants et non résonants.	151
5.16	Distribution de la variable M_{ES} dans la région $0.1 < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$. Le trait vertical en pointillé indique la position de la coupure $M_{ES} > 5.265 \text{ GeV}/c^2$	153
5.17	Ajustement de la masse invariante $m(\eta\pi\pi)$ pour la région du signal, pour les modes K^\pm et les modes K_s^0	153
5.18	Ajustement de la masse invariante $m(\eta\pi\pi)$ pour la région du fond, pour les modes K^\pm et les modes K_s^0	154
5.19	Ajustement de la masse invariante $m(\eta\pi\pi)$ pour la données hors résonance, pour les modes K^\pm et les modes K_s^0	154
5.20	Distribution des variables M_{ES} (a) et ΔE (b). La distribution en ΔE du fond $q\bar{q}$ est superposée en pointillés.	155
5.21	Distribution de la masse invariante $M(X_s)$ pour tous les modes $B \rightarrow \eta' X_s$ (a) et pour les modes $B^0 \rightarrow \eta' X_s^0$ (b). Les points représentent les données, l'histogramme en trait plein indique la contribution attendue du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'$ et l'histogramme en traits tiretés indique la contribution du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'$	159
5.22	Ajustements du signal de η' en fonction de $M(X_s)$ pour la région du signal	160
5.23	Ajustements du signal de η' en fonction de $M(X_s)$ pour la région du fond $q\bar{q}$	161
5.24	Distribution du nombre d'événements ajustés en fonction de $M(X_s)$ après soustraction du fond $q\bar{q}$. La figure (a) montre la contribution des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'$. La figure (b) représente la même distribution après soustraction de cette contribution.	162
5.25	Rapports de branchement partiels en fonction de $M(X_s)$, calculés avec le profil en efficacité non-résonant (a) et résonant (b).	162
5.26	Ajustements des modes à deux corps $B^\pm \rightarrow \eta' K^\pm$, signal (a) et fond (b), $B^0 \rightarrow \eta' K_s^0$, signal (c) et fond (d).	163
B.1	Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, pour le signal simulé.	173
B.2	Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, pour le fond $q\bar{q}$ dans les données.	174

B.3	Ajustements des fonctions de probabilités des variables ΔE et M_{ES} dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, pour le fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$	175
B.4	Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, pour le signal simulé.	176
B.5	Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, pour le fond $q\bar{q}$ dans les données.	177
B.6	Ajustements des fonctions de probabilités des variables ΔE et M_{ES} dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, pour le fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$	178
B.7	Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, pour le signal simulé.	179
B.8	Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, pour le fond $q\bar{q}$ dans les données.	180
B.9	Ajustements des fonctions de probabilités des variables ΔE et M_{ES} dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, pour le fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$	181
C.1	Distribution des variables ΔE et M_{ES} pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.	182
C.2	Distribution des variables \mathcal{F} , $m(D^0)$ et $m(\eta')$ pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.	183
C.3	Distribution des variables ΔE et M_{ES} pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.	184
C.4	Distribution des variables \mathcal{F} , $m(D^0)$ et $m(\eta')$ pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.	185
C.5	Distribution des variables ΔE et M_{ES} pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.	186
C.6	Distribution des variables \mathcal{F} , $m(D^0)$ et $m(\eta')$ pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.	187
E.1	Ajustements des résonances $K^*(892)$ (a) et $K_1(1273)$ (b).	190
E.2	Ajustements des résonances $K_1^*(1402)$ (a) $K^*(1414)$ (b).	191
E.3	Ajustements des résonances $K_2^*(1430)$ (a) et $K_3^*(1780)$ (b).	191
E.4	Ajustement de la résonance $K_4^*(2045)$	192

Introduction

Les systèmes formés à partir du quark b et de quarks plus légers sont les hadrons les plus lourds qui ont été observés à ce jour.

Les mésons beaux formant le système $b\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) ont été l'objet de recherches actives ces dix dernières années. Les caractéristiques de l'oscillation entre les mésons neutres B_d^0, B_s^0 et leur antiparticule ont été particulièrement étudiées. Par ailleurs, il s'avère que le contenu en quarks des B^0 offrent un scénario favorable pour l'étude de la violation de la symétrie \mathcal{CP} prédite dans le cadre du Modèle Standard. Toute déviation significative par rapport à cette prédiction ouvrirait la voie à une nouvelle physique. En dehors des études de violation de \mathcal{CP} , la spectroscopie des désintégrations des B est un terrain fertile pour la compréhension des théories effectives modélisant les états liés $Q\bar{q}$ où Q représente un quark lourd c, b et q est un quark léger. D'autre part, la statistique disponible dans les expériences BaBar et Belle permet de mesurer les désintégrations rares des mésons B avec une bonne précision. La plupart de ces désintégrations impliquent des boucles de particules virtuelles lourdes comme le boson W ou le quark top. Ceci donne la possibilité d'une nouvelle physique où les particules virtuelles pourraient être des particules supersymétriques par exemple. Ainsi, les désintégrations provenant des transitions à une boucle $b \rightarrow s\gamma$ et $b \rightarrow sg^*$ peuvent fournir des contraintes sur les masses des particules exotiques susceptibles d'intervenir.

Le travail présenté ici a pour objet l'étude de la production de mésons η' de haute impulsion dans les désintégrations des mésons B . Les principaux processus qui y contribuent sont :

- les désintégrations $B \rightarrow \eta' X_s$, où X_s représente un système hadronique étrange. Elles sont générées par la désintégration $b \rightarrow sg^*$.
- Les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{(*)0}$ qui proviennent de la désintégration à l'arbre $b \rightarrow c\bar{u}d$.

La mesure de ces deux processus permet d'une part de contraindre la structure en quarks du η' et d'autre part de mieux comprendre la dynamique des désintégrations mises en jeu.

L'exposé se divise essentiellement en trois grandes parties :

- Dans le premier chapitre, les motivations théoriques de la physique du B et la violation de symétrie \mathcal{CP} sont exposées. A cela s'ajoute une brève présentation de la phénoménologie du sujet traité dans cette thèse : les désintégrations exclusive $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta'$ et semi-exclusives $B \rightarrow \eta' X_s$.
- Les deuxième et troisième chapitres sont plus expérimentaux. Les aspects essentiels de l'expérience BaBar ainsi qu'une étude plus spécifique portant sur l'alignement

des systèmes de reconstruction de traces y sont présentés.

- Enfin, les chapitres 4 et 5 détaillent l'analyse des désintégrations du B qui nous intéressent ici. Une méthode originale de reconstruction semi-exclusive des désintégrations $B \rightarrow \eta' X_s$ y est présentée.

D'autre part, une analyse du processus $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$ est exposée. Son taux de branchement est mesuré pour la première fois.

Chapitre 1

Symétrie \mathcal{CP} et physique du méson B

Il y a deux lignes directrices principales dans ce chapitre :

- *De manière générale, mettre l'accent sur certains aspects fondamentaux qui motivent l'étude expérimentale des désintégrations des B .*
- *D'un point de vue plus spécifique au sujet de cette thèse, montrer de manière phénoménologique l'intérêt de l'étude de la production directe des η' dans les désintégrations $B \rightarrow \eta' X$.*

1.1 Les symétries en physique

Les symétries que l'on observe dans la nature se divisent en trois catégories :

- Les symétries incluses dans le groupe de Poincaré, à savoir les transformations de Lorentz (rotations spatiales et transformations spéciales de Lorentz de la relativité restreinte) et les translations spatio-temporelles.
- Les symétries discrètes : la conjugaison de charge \mathcal{C} , la parité \mathcal{P} et l'inversion du temps \mathcal{T} .
- Les symétries de jauge qui agissent sur la charge électrique ou les degrés de libertés internes en mécanique quantique.

L'étude des symétries d'un système physique est capitale car elle permet d'obtenir les propriétés fondamentales de ce système. A chaque invariance d'une théorie par rapport à une symétrie est associée une quantité conservée dans les équations d'évolution (Théorème de Noether).

Ainsi, un système mécanique classique, soumis à un potentiel V non dissipatif, est invariant par translation temporelle $t \rightarrow t + \tau$. Il en résulte la conservation de l'énergie totale du système.

Seules les symétries discrètes vont nous intéresser dans la suite.

La combinaison des symétries discrètes, \mathcal{CPT} , est considérée comme une symétrie fondamentale inviolable en théorie des champs.

Néanmoins, les symétries \mathcal{C} , \mathcal{P} et \mathcal{T} prises séparément ou combinées deux à deux peuvent être violées.

L'expérience BaBar a pour objectif principal la mesure de la violation de la symétrie \mathcal{CP} dans les désintégrations des mésons beaux B .

1.2 Symétrie \mathcal{CP} et désintégrations des mésons B

Une abondante littérature traite des aspects fondamentaux évoqués dans cette section, en théorie des champs de manière générale [1] ou spécifiquement en physique des particules [2, 3].

Néanmoins, nous nous limiterons à mentionner le résultat de l'action des transformations de symétries discrètes sur les quarks et les bosons vecteurs de l'interaction faible qui est l'interaction violant la symétrie \mathcal{CP} dans le Modèle Standard.

Pour une discussion détaillée de la symétrie \mathcal{CP} , on pourra par exemple consulter la référence [4].

1.2.1 Symétries discrètes fondamentales

\mathcal{C}

L'opération de conjugaison de charge \mathcal{C} change une particule en son anti-particule sans modification de son impulsion \vec{p} et de sa position. Le champ de fermion est modifié selon : $\mathcal{C}\psi(\tilde{x})\mathcal{C}^{-1} = C\bar{\psi}(\tilde{x})^T$, $\mathcal{C}\bar{\psi}(\tilde{x})\mathcal{C}^{-1} = \psi(\tilde{x})^T C$ avec $C = i\gamma^2\gamma^0$. $\bar{\psi}(\tilde{x}) = \psi(\tilde{x})^\dagger\gamma^0$ est le conjugué de Dirac du champ $\psi(\tilde{x})$.

\mathcal{P}

L'opération parité \mathcal{P} inverse les composantes spatiales du quadri-vecteur $\tilde{x} = (t, \vec{x})$ qui devient $\tilde{x}_P = (t, -\vec{x})$.

Pour un opérateur de champ $\psi(\tilde{x})$ décrivant un champ de fermion, l'application de l'opérateur parité donne $\mathcal{P}\psi(\tilde{x})\mathcal{P}^{-1} = \gamma^0\psi(\tilde{x}_P)$ où γ^0 est une des matrices de Dirac γ^μ . Pour le champ conjugué, la transformation donne $\mathcal{P}\bar{\psi}(\tilde{x})\mathcal{P}^{-1} = \bar{\psi}(\tilde{x}_P)^\dagger$.

\mathcal{T}

L'opération inversion du temps \mathcal{T} transforme le quadri-vecteur $\tilde{x} = (t, \vec{x})$ en $\tilde{x}_T = (-t, \vec{x})$.

Le champ est modifié selon la relation $\mathcal{T}\psi(\tilde{x})\mathcal{T}^{-1} = i\gamma^1\gamma^3\psi(\tilde{x}_T)$

1.2.2 La symétrie CP et le secteur électrofaible $SU(2) \times U(1)$ du modèle standard

Nous savons que le lagrangien du modèle standard est construit, comme tout lagrangien d'une théorie de jauge, à partir des termes cinétiques des champs de matière, des termes cinétiques des champs vectoriels de jauge et enfin des termes amenés par le champ scalaire (champ de Higgs), ce dernier étant nécessaire pour générer les masses des particules par le mécanisme de Higgs.

Dans ce lagrangien, les dérivées "normales" sont remplacées par les dérivées covariantes, ceci pour assurer la symétrie de jauge ($SU(2) \times U(1)$ si on ne s'intéresse qu'à la partie électrofaible). C'est surtout la partie électrofaible qui nous intéresse car c'est cette partie qui est à l'origine de la violation de CP. La partie cinétique du champ de matière

fermionique s'écrit génériquement :

$$\mathcal{L}_{mat} = \bar{\psi}(\tilde{x})\gamma^\mu iD_\mu\psi(\tilde{x}) \quad (1.1)$$

où $D_\mu = \partial_\mu + igW_\mu^a T^a + ig'B_\mu Y/2$, $a = 1, \dots, 3$, la sommation étant sous-entendue. Les T^a sont les générateurs de SU(2) et Y est l'hypercharge, générateur de $U(1)_Q$ où Q est la charge électrique.

Les termes de \mathcal{L}_{mat} contenant les vecteurs de jauge vont constituer les courants faible et électromagnétique. Les termes de masse du champ de matière sont introduits via le couplage au champ scalaire de Higgs ϕ .

La partie qui couple les quarks au champ scalaire (doublet de SU(2)) est :

$$\mathcal{L}_{coupl} = - \sum_{i,j}^3 [\tilde{G}_{ij} \bar{U}_{Ri} \tilde{\phi}^\dagger L_j + G_{ij} \bar{D}_{Ri} \phi^\dagger L_j + h.c.] \quad (1.2)$$

où les G_{ij}, \tilde{G}_{ij} sont les constantes de couplage, les U sont les quarks "up" dans les doublets (up, charm, top) et les D sont les quarks "down" (down, strange, bottom ou beauty), R et L signifient polarisation gauche (left) et droite (right).

Les L_j sont les trois doublets de $SU(2)_L$, $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$.

ϕ est le doublet $\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ et $\tilde{\phi}$ est le doublet $\begin{pmatrix} \phi^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix}$ ou dit autrement $\tilde{\phi} = i\sigma_2^* \phi$, σ_2 étant la matrice de Pauli habituelle.

La brisure spontanée de symétrie va impliquer $\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ v + \frac{H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$.

Ceci va être à l'origine des matrices de masse des quarks U et D, d'après 1.2 :

$$\mathcal{L}_{mass} = - \sum_{i,j}^3 [\tilde{m}_{ij} \bar{U}_{Ri} U_{Lj} + m_{ij} \bar{D}_{Ri} D_{Lj} + h.c.] \quad (1.3)$$

où $\tilde{m}_{ij} = \tilde{G}_{ij}.v$, $m_{ij} = G_{ij}.v$.

La diagonalisation de ces matrices permet de définir les états propres de masse qui sont reliés aux états propres de jauge par des matrices de passage (une pour les quarks U et une pour les quarks D), c'est là que va apparaître la matrice CKM (Cabbibo Kobayashi Maskawa) [5, 6].

1.2.3 La transformation du courant faible, la matrice CKM et la violation de CP

En reprenant 1.1 et après application du mécanisme de Higgs aux bosons vecteurs (W^1, W^2, W^3 , et B deviennent W^+, W^-, Z et le photon), les termes de couplages des courants chargés (courant quark U - quark D) sont du type (les états propres de masse interviennent) :

$$\mathcal{L}_{CC} = -(\bar{U}_L \gamma^\mu V D_L W_\mu^+ + \bar{D}_L \gamma^\mu V^\dagger U_L W_\mu^-) \quad (1.4)$$

$$D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad U = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}.$$

V est la matrice CKM définie par $V = P_{U_L}^\dagger P_{D_L}$, P_{U_L} et P_{D_L} étant les deux matrices de passage entre états de masse et de jauge pour les quarks U et D respectivement. V est unitaire puisque les matrices de passage sont unitaires.

Regardons maintenant la transformation des différents champs sous \mathcal{CP} . D'après ce qui a été vu dans la section 1.2.1, les champs de quarks se transforment selon $\mathcal{CP}\psi(\tilde{x})(\mathcal{CP})^{-1} = C\psi^*(\tilde{x}_P) = C\gamma^0\bar{\psi}^T(\tilde{x}_P)$.

Les bosons vecteurs W se transforment selon $\mathcal{CP}W^{\pm\mu}(\tilde{x})(\mathcal{CP})^{-1} = -W_\mu^\mp(\tilde{x}_P)$.

En utilisant la transformation des champs de quarks, on en déduit la transformation des courants chargés :

$$\begin{aligned} J^{\mu-} &= \bar{U}_L\gamma^\mu V D_L \rightarrow -\bar{D}_L\gamma^\mu V^T U_L \\ J^{\mu+} &= \bar{D}_L\gamma^\mu V^\dagger U_L \rightarrow -\bar{U}_L\gamma^\mu V^* D_L \end{aligned} \quad (1.5)$$

Enfin, l'intégrale de la densité lagrangienne 1.4 se transforme selon :

$$\int d^4x \mathcal{L}_{CC} \xrightarrow{\mathcal{CP}} \int d^4x - [\bar{D}_L\gamma^\mu V^T U_L W_\mu^- + \bar{U}_L\gamma^\mu V^* D_L W_\mu^+] \quad (1.6)$$

Cette quantité n'est invariante par transformation \mathcal{CP} que si la matrice CKM V est réelle. Il suffit d'une seule phase complexe dans la matrice CKM pour "assurer" la violation de la symétrie \mathcal{CP} .

1.2.4 la matrice CKM, paramétrisation et condition d'unitarité

Dans le cas général de N familles de quarks, V a, *a priori*, N^2 éléments complexes. La condition d'unitarité $V^\dagger V = \mathbf{1}$ impose $\frac{N(N-1)}{2}$ relations pour les phases complexes (la diagonale de $V^\dagger V$ étant réelle) et $\frac{N(N+1)}{2}$ relations pour les quantités réelles. De plus, certaines phases peuvent être réabsorbées dans la définition des champs : on peut facilement montrer qu'on absorbe $2N - 1$ phases au plus. Finalement, il nous reste donc $\frac{(N-1)(N-2)}{2}$ phases et $\frac{N(N-1)}{2}$ quantités réelles (angles).

Il est donc nécessaire d'avoir au moins trois générations de quarks, $N = 3$, pour que la violation de \mathcal{CP} soit possible.

Avec les trois générations de quarks que l'on connaît, les éléments de la matrice sont indicés par les noms des quarks qui se couplent :

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Il y a plusieurs façons de paramétrer la matrice CKM, nous nous limiterons à la paramétrisation standard :

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

où $c_{ij} = \cos(\theta_{ij}), s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$

L'ordre de grandeur des éléments (en module) est :

$$V = \begin{pmatrix} \sim 0.97 & \sim 0.22 & \sim 0.003 \\ \sim 0.22 & \sim 0.97 & \sim 0.04 \\ \sim 0.007 & \sim 0.04 & \sim 1 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Il apparaît une hiérarchie entre les éléments : leur valeur diminue lorsqu'on s'éloigne de la diagonale.

Ceci a suggéré la paramétrisation approchée de Maiani-Wolfenstein. Cette paramétrisation consiste à poser : $s_{12} \equiv \lambda, s_{23} \equiv A\lambda^2, s_{13}e^{-i\delta} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta)$

On a alors :

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

Il existe deux types d'invariants (indépendants de la paramétrisation) pour la matrice CKM :

- Les modules de ses éléments, $|V_{ij}|$
- La quantité $Im(\lambda_{\alpha\beta jk}) = Im(V_{\alpha j}V_{\alpha k}^*V_{\beta k}V_{\beta j}^*)$, avec $\alpha \neq \beta, j \neq k$ qui est égale à $A^2\lambda^6\eta$ en paramétrisation de Wolfenstein et cette quantité est aussi égale à l'aire des trois triangles d'unitarité (paragraphe suivant).

Triangle d'unitarité

La condition d'unitarité $V^\dagger V = \mathbf{1}$ impose des relations entre les éléments de la matrice CKM dont trois sont indépendantes, la plus intéressante étant :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.11)$$

Cette équation est intéressante car c'est la seule des trois pour laquelle les trois éléments de la somme sont du même ordre de grandeur. Une somme nulle de trois nombres complexes peut être représentée par un triangle dans le plan complexe. Dans notre cas, c'est le fameux triangle d'unitarité.

Les deux autres équations correspondent à des triangles très aplatis et il est donc difficile d'en évaluer les angles.

Pour la représentation graphique des angles, La relation 1.11 est en général écrite sous la forme :

$$\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + 1 = 0 \quad (1.12)$$

La figure 1.1 montre le triangle correspondant dans le plan (ρ, η) de la paramétrisation de Maiani-Wolfenstein.

Les angles du triangle sont donnés par :

$$\alpha = \arg\left(\frac{-V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \quad \beta = \arg\left(\frac{-V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \quad \gamma = \arg\left(\frac{-V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \quad (1.13)$$

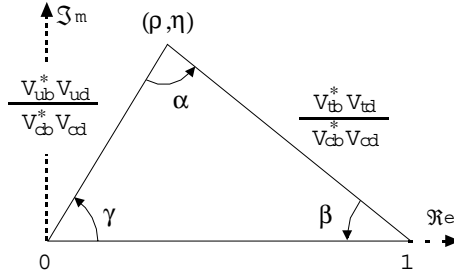


FIG. 1.1 – Représentation du triangle d’unitarité dans le plan (ρ, η)

1.2.5 Violation de la symétrie CP dans les systèmes de mésons neutres $X^0 - \bar{X}^0$

Les désintégrations des hadrons font intervenir les éléments de la matrice CKM via le couplage entre quarks “up”, u, c, t et les quarks down d, s, b . L’interaction faible couple des quarks de saveur différente et ne conserve donc pas la saveur. Il en résulte que les états propres de saveur ne sont pas identiques aux états propres de masse. Les interactions, qui couplent les saveurs entre elles, vont donc mélanger les états de masse.

Les mésons $q\bar{q}'$ sont les états liés de quarks les plus simples pour les études théoriques. La possibilité qu’ont les mésons neutres et leurs anti-particules conjuguées de CP de se désintégrer vers les mêmes états finaux est exploitée expérimentalement pour mesurer la violation de symétrie CP .

Oscillations des mésons neutres

Le mécanisme décrit ici est en principe valable pour les systèmes $K^0 - \bar{K}^0$, $D^0 - \bar{D}^0$, $B^0 - \bar{B}^0$ mais on étudiera plus particulièrement sur $K^0 - \bar{K}^0$ et surtout $B^0 - \bar{B}^0$.

Les états propres de saveur X^0, \bar{X}^0 sont reliés entre eux par $|\bar{X}^0\rangle = \mathcal{CP}|X^0\rangle$

Les états propres de CP X_1, X_2 sont définis par :

$$|X_1\rangle = \frac{|X^0\rangle + |\bar{X}^0\rangle}{\sqrt{2}} \quad (1.14)$$

$$|X_2\rangle = \frac{|X^0\rangle - |\bar{X}^0\rangle}{\sqrt{2}}$$

et obéissent aux relations $\mathcal{CP}|X_1\rangle = |X_1\rangle$ et $\mathcal{CP}|X_2\rangle = -|X_2\rangle$.

Si les états de masse sont aussi les états propres de CP , un état final de désintégration propre de CP , f_{CP} ne devrait être atteint que par X_1 ou X_2 .

Ceci n’est pas le cas car il a été observé [7] dans le système des kaons neutres que les deux états K_1 et K_2 se désintègrent en $\pi\pi$, état final propre de CP de valeur propre 1 alors que seul K_1 peut atteindre cet état final si CP est conservé. Ce fut la première indication expérimentale de la violation de CP .

Le faible taux de branchement de la désintégration $K_2 \rightarrow \pi\pi$ indique une faible violation de CP . Les particules réelles observées ont été nommées K_s^0 (S pour short, courte durée

de vie) et K_L^0 (L pour long, longue durée de vie) et sont représentées par les vecteurs d'état :

$$\begin{aligned} |K_L^0\rangle &= \frac{|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \\ |K_S^0\rangle &= \frac{|K_1\rangle + \epsilon|K_2\rangle}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \end{aligned} \quad (1.15)$$

où ϵ est le paramètre de violation de \mathcal{CP} .

De manière générale le système $X^0 - \bar{X}^0$ est un système à deux états susceptibles de se désintégrer, son évolution peut être décrite par l'équation de Schrödinger avec un hamiltonien non hermitien :

$$i\hbar\frac{\partial\phi}{\partial t} = \mathcal{H}\phi \quad (1.16)$$

où $\phi = a(t)|X^0\rangle + b(t)|\bar{X}^0\rangle$.

Le hamiltonien $\mathcal{H} = \mathcal{M} - i\frac{\Gamma}{2}$ comporte une partie de masse $\mathcal{M} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}$ et une partie se référant à la désintégration, $\Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix}$.

L'oscillation entre les états propres de saveur $|X^0\rangle$ et $|\bar{X}^0\rangle$ est décrite par les diagrammes en boîte de la figure 1.2.

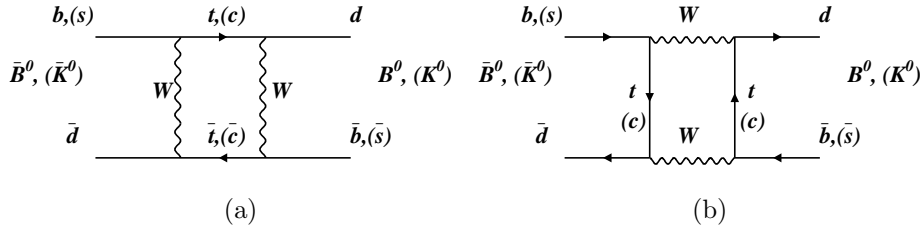


FIG. 1.2 – Diagramme d'oscillation des mésons neutres

Le hamiltonien effectif correspondant dans le cas $X = B$ s'écrit :

$$H_{eff} = \frac{G_F^2}{4\pi^2} (V_{tb}V_{td}^*)^2 m_t^2 K_{QCD} \frac{A(\eta)}{\eta} \bar{d}\gamma_\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} b \bar{d}\gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} b \quad (1.17)$$

G_F est la constante de Fermi, m_t la masse du quark top, K_{QCD} un paramètre non-perturbatif, $\eta = (\frac{m_t}{M_W})^2$ et $A(\eta)$ est une fonction d'espace de phase [9].

La théorie des perturbations au second ordre permet alors de calculer les éléments des matrices \mathcal{M} et Γ [10] :

$$M_{\alpha\beta} = M_X \delta_{\alpha\beta} + \langle \beta | H_{eff} | \alpha \rangle + \sum_{\lambda} \frac{\langle \beta | H_{eff} | \lambda \rangle \langle \lambda | H_{eff} | \alpha \rangle}{M_B - E_{\lambda}} \quad (1.18)$$

$$\Gamma_{\alpha\beta} = 2\pi \sum_{\lambda} \langle \beta | H_{eff} | \lambda \rangle \langle \lambda | H_{eff} | \alpha \rangle \delta(E_{\lambda} - M_X)$$

La somme \sum_{λ} porte sur les états communs accessibles à X^0 et \bar{X}^0 .

Les oscillations décrites par les diagrammes 1.2 peuvent être représentées schématiquement par la chaîne $X^0 \leftrightarrow f_{CP}(\lambda) \leftrightarrow \bar{X}^0$.

La conservation de \mathcal{CPT} impose que les éléments diagonaux de \mathcal{M} et $\mathbf{\Gamma}$ soient réels.

Les états propres du hamiltonien \mathcal{H} sont :

$$\begin{aligned} |X_L\rangle &= p|X_0\rangle + q|\bar{X}_0\rangle \\ |X_H\rangle &= p|X_0\rangle - q|\bar{X}_0\rangle \\ (|p|^2 + |q|^2 &= 1) \end{aligned} \quad (1.19)$$

Les différences de masse $\Delta M_X = M_H - M_L$ et de largeur $\Delta \Gamma_X = \Gamma_H - \Gamma_L$ sont reliés par les relations :

$$\begin{aligned} (\Delta M_X)^2 - \frac{1}{4}(\Delta \Gamma_X)^2 &= 4(|M_{12}|^2 - \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2) \\ \Delta M_X \Delta \Gamma_X &= 4\mathcal{R}e(M_{12}\Gamma_{12}^*) \end{aligned} \quad (1.20)$$

Les quantités p et q sont reliées par :

$$\frac{q}{p} = -\frac{\Delta M_X - \frac{i}{2}\Delta \Gamma_X}{2(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})} = -\frac{2(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}{\Delta M_X - \frac{i}{2}\Delta \Gamma_X} \quad (1.21)$$

Si à l'instant $t = 0$, l'état est $|X^0\rangle$ ou $|\bar{X}^0\rangle$, à un instant t ultérieur, l'état sera :

$$\begin{aligned} |X^0(t)\rangle &= g_+(t)|X^0\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{X}^0\rangle, \\ |\bar{X}^0(t)\rangle &= \frac{p}{q}g_-(t)|X^0\rangle + g_+(t)|\bar{X}^0\rangle \end{aligned} \quad (1.22)$$

Avec :

$$\begin{aligned} g_+(t) &= e^{-iM_X t} e^{-\Gamma_X t/2} \cos(\Delta M_X t/2) \\ g_-(t) &= e^{-iM_X t} e^{-\Gamma_X t/2} i \sin(\Delta M_X t/2) \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$\Gamma_X = \frac{\Gamma_L + \Gamma_H}{2}, \quad M_X = \frac{M_L + M_H}{2}.$$

Le module carré $|g_+(t)|^2 = \frac{e^{-\Gamma_X t}}{2}(1 + \cos(\Delta M_X t))$ donne la probabilité qu'un méson initialement dans l'état X^0 (resp. \bar{X}^0) se désintègre dans le même état à l'instant t .

Pour le méson B , les paramètres d'oscillation mesurés valent [73] :

$$\begin{aligned} \Delta M_B &= 0.489 \pm 0.008 \text{ } \hbar.ps^{-1} \\ \frac{\Delta M_B}{\Gamma_B} &= 0.755 \pm 0.015 \end{aligned} \quad (1.24)$$

Violation de \mathcal{CP} dans le système $B - \bar{B}$

Notons $A_f = \langle f | \mathcal{H}_W | B \rangle$, $A_{\bar{f}} = \langle \bar{f} | \mathcal{H}_W | B \rangle$, $\bar{A}_f = \langle f | \mathcal{H}_W | \bar{B} \rangle$, $\bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f} | \mathcal{H}_W | \bar{B} \rangle$, les amplitudes de désintégration des B vers l'état final f et son conjugué \bar{f} (\mathcal{H}_W est le hamiltonien d'interaction).

Il existe différents types de violation de \mathcal{CP} :

- a/ La violation de \mathcal{CP} "directe" dans les désintégrations : elle n'est possible que si $|A_f| \neq |\bar{A}_{\bar{f}}|$. Elle peut être étudiée dans les désintégrations de B chargés, où les oscillations n'interviennent pas, en comparant $B^+ \rightarrow f$ et $B^- \rightarrow \bar{f}$. A ce jour, aucun effet de violation directe de \mathcal{CP} n'a été mis en évidence expérimentalement.
- b/ La violation de \mathcal{CP} dans les oscillations du B^0 : cela revient à dire que les oscillations $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ ne sont pas symétriques. Pour détecter cet effet, il est nécessaire d'étiqueter la saveur des B^0 produits. Les désintégrations semi-leptoniques $B^0 \rightarrow l^+ \nu X / \bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X$ sont utilisées pour ceci. L'effet attendu est très faible et l'extraction de paramètres physiques fondamentaux est sujette à d'importantes incertitudes théoriques.
- c/ La violation de \mathcal{CP} dans la combinaison des oscillations et des désintégrations du B^0 : celle-ci peut se produire lorsque l'état final atteint par B^0 et \bar{B}^0 est un état propre de \mathcal{CP} , $f_{\mathcal{CP}}$, comme il est schématisé sur la figure 1.3. L'effet d'oscillation entre les deux états est combiné à la désintégration.

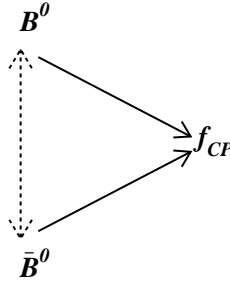


FIG. 1.3 – Combinaison des effets d'oscillation et de désintégration

La dernière catégorie (c) est la plus intéressante puisque ce type de violation a déjà été observée dans le système des kaons neutres et que l'effet attendu est mesurable.

L'asymétrie des taux de branchement s'écrit :

$$A_{\mathcal{CP}}(t) = \frac{\mathcal{B}(B^0(t) \rightarrow f_{\mathcal{CP}}) - \mathcal{B}(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{\mathcal{CP}})}{\mathcal{B}(B^0(t) \rightarrow f_{\mathcal{CP}}) + \mathcal{B}(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{\mathcal{CP}})} \quad (1.25)$$

et on montre que son expression générale est :

$$A_{\mathcal{CP}}(t) = \frac{(1 - |\lambda_{\mathcal{CP}}|^2) \cos(\Delta M_B t) - 2 \text{Im}(\lambda_{\mathcal{CP}}) \sin(\Delta M_B t)}{1 + |\lambda_{\mathcal{CP}}|^2} \quad (1.26)$$

où $\lambda_{\mathcal{CP}} = \eta_{\mathcal{CP}} \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f}$.

Certaines désintégrations du B^0 fournissent un scénario assez favorable dans la mesure

où les incertitudes théoriques sont très faibles et l'expression de l'asymétrie se simplifie. Ainsi, pour le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$,

$$\lambda_{CP}(J/\psi K_S^0) = -\left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*}\right) \left(\frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}}\right) \left(\frac{V_{cd}^* V_{cs}}{V_{cd} V_{cs}^*}\right) \quad (1.27)$$

Le premier terme du produit est dû aux oscillations $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$, le deuxième terme provient de la désintégration et le troisième terme provient des oscillations $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$. D'après cette expression, $|\lambda_{CP}(J/\psi K_S^0)| = 1$ et $\mathcal{I}m(\lambda_{CP}(J/\psi K_S^0)) = \sin(2\beta)$, ce qui implique :

$$A_{CP}(J/\psi K_S^0, t) = -\sin(2\beta) \sin(\Delta M_B t) \quad (1.28)$$

L'asymétrie prend donc une forme simple et l'accès à l'angle β du triangle d'unitarité est direct. On peut aussi noter que l'expression de l'asymétrie est la même à un signe près pour le mode $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$.

En plus de la signature théorique claire au niveau de l'asymétrie, les événements $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ne souffrent pratiquement d'aucun fond. Pour ces raisons, la mesure de l'angle β avec une bonne précision a été l'objectif majeur du programme de recherche de l'expérience BaBar dans ses premières années de fonctionnement.

D'autres canaux de désintégrations ont été ajoutés pour la mesure de $\sin(2\beta)$.

Dans l'expérience BaBar, les mésons sont produits par paires dans le processus $e^+ e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$.

La résonance $\Upsilon(4S)$ est un état lié du système $b\bar{b}$ de spin 1.

Les paires $B\bar{B}$ sont donc produits dans un état cohérent de spin 1. Par conséquent, la fonction d'onde les décrivant doit être anti-symétrique :

$$\frac{|B(t_1)\bar{B}(t_2)\rangle - |B(t_2)\bar{B}(t_1)\rangle}{\sqrt{2}} \quad (1.29)$$

t_1 et t_2 sont les temps propres caractérisant les mésons.

Dans le cas du B neutre, les deux mésons oscillent de la manière décrite dans le paragraphe précédent. Les oscillations se font en phase : tant qu'aucun méson ne s'est désintégré, les deux saveurs B^0 et \bar{B}^0 sont présentes. Lorsqu'un des deux mésons se désintègre, la saveur de l'autre méson est exactement opposée à celle du méson qui s'est désintégré. Le deuxième méson continue à osciller et se désintègre à son tour.

L'instant de désintégration d'un des mésons constitue une référence pour l'étude de l'évolution de l'autre méson.

Ainsi, la désintégration de l'un des deux mésons à l'instant t_{eti} va servir à l'étiquetage de la saveur des mésons par l'étude des produits de désintégration, en utilisant par exemple le signe des leptons produits dans les désintégrations $B^0 \rightarrow l^+ \nu X / \bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X$.

Le deuxième méson se désintégrant à t_{CP} est alors complètement reconstruit dans un état f_{CP} . Dans les expressions des asymétries 1.26 et 1.28, le temps t doit être remplacé par $\Delta t = t_{CP} - t_{eti}$.

En pratique, c'est la distance entre les points de désintégrations des B selon l'axe des faisceaux qui est mesurée :

$$\Delta z \simeq \beta \gamma c \Delta t \quad (1.30)$$

Les mésons B ont une durée de vie très faible, de l'ordre de la picoseconde. Pour avoir un Δz mesurable, il faut que les B aient une distance de vol suffisante. Dans le référentiel au repos du $\Upsilon(4S)$, les B sont produits avec une très faible impulsion, de l'ordre de $300 \text{ MeV}/c$. Des collisions e^+e^- avec des faisceaux d'énergie différente sont donc nécessaires pour pouvoir donner une impulsion supplémentaire aux B produits par le processus $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$.

Dans le chapitre suivant, nous verrons plus en détail les contraintes techniques que la mesure de Δz implique.

L'expérience BaBar a mesuré $\sin(2\beta)$ avec une grande précision [8] :

$$\sin(2\beta) = 0.741 \pm 0.067(\text{stat}) \pm 0.033(\text{syst}) \quad (1.31)$$

L'échantillon statistique utilisé représente environ 88 millions de paires $B\bar{B}$.

1.3 Les désintégrations des mésons beaux

Outre les oscillations des B neutres, la spectroscopie des désintégrations des B est riche et variée. Néanmoins on peut les regrouper en grandes catégories selon la dynamique qui pilote la désintégration. La figure 1.4 montre les différents types de diagrammes qui interviennent dans les désintégrations du quark b . Il y a essentiellement trois types de désintégrations : le diagramme à l'arbre "classique", le diagramme pingouin "fort" faisant intervenir un gluon, le diagramme pingouin "électrofaible" faisant intervenir un photon ou un boson Z . Le diagramme pingouin radiatif est un autre diagramme électrofaible avec un couplage à trois bosons $WW\gamma/Z$. Le photon intervenant dans le couplage peut être réel ou virtuel et il se désintègre alors en une paire de lepton l^+l^- .

Au niveau des mésons B ($b\bar{q}$, $q = u, d$), cela se traduit par différentes catégories de désintégrations qui sont hiérarchisées d'une part selon le fait qu'elles sont favorisées ou non par les éléments de la matrice CKM (formules 1.7 et 1.9), et d'autre part selon la dynamique mise en jeu dans l'hadronisation et l'implication du quark léger q .

Les transitions à l'arbre $b \rightarrow c$ et $b \rightarrow u$ impliquent les éléments de la matrices CKM V_{cb} et V_{ub} . L'élément V_{ub} est supprimé d'un ordre de grandeur par rapport à V_{cb} .

Les transitions pingouins $b \rightarrow s, d$ font intervenir un quark virtuel u, c, t dans la boucle ; le seul diagramme ayant une contribution significative est celui où le quark virtuel est t . C'est donc la quantité $V_{tb} \cdot V_{ts}^*$ qui intervient au niveau CKM.

De tout ceci, il ressort que la quasi-totalité des désintégrations du B se font par la transition $b \rightarrow c$ vers des états charmés. Le reste des désintégrations se fait essentiellement par la transition pingouin $b \rightarrow s$ et le diagramme à l'arbre $b \rightarrow u$.

1.3.1 Désintégrations à l'arbre

hadroniques

Deux types de diagrammes à l'arbre sont possibles : le diagramme externe (figure 1.5(a)) et le diagramme interne (figure 1.5(b)).

Le diagramme externe $b \rightarrow c$ conduit aux désintégrations les plus abondantes du B :

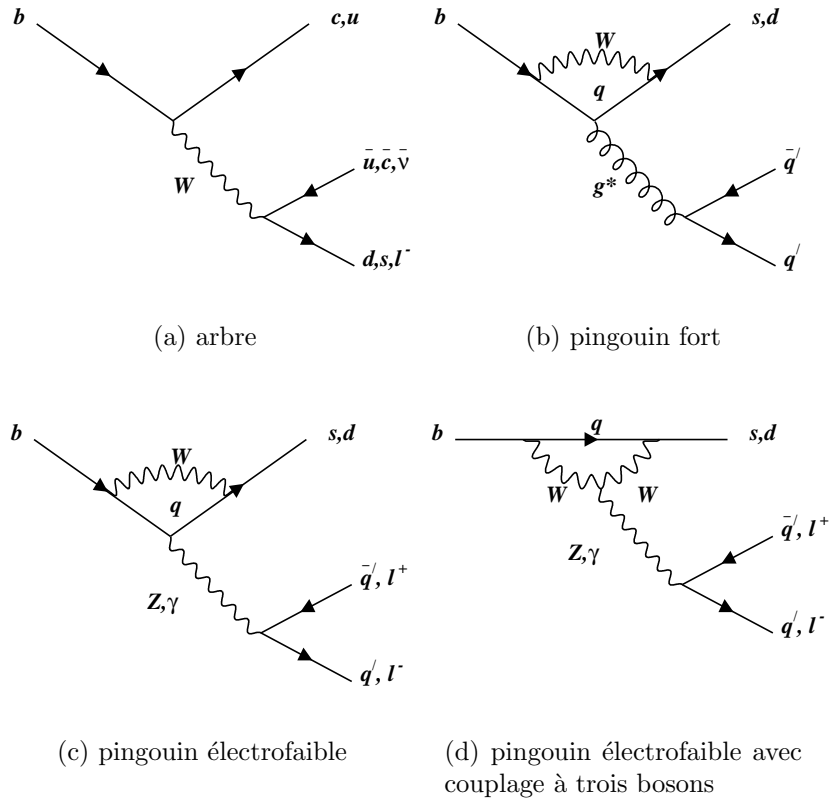


FIG. 1.4 – Diagrammes des désintégrations principales des quarks b

- Pour la transition $b \rightarrow c\bar{u}d$: $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-, D^{(*)0}\rho^-, \bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\pi^-, D^{(*)+}\rho^-, \dots$
- Pour la transition $b \rightarrow c\bar{c}s$: $B^- \rightarrow D^{(*)0}D_s^{(*)-}, \bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}D_s^{(*)-}, \dots$

Le diagramme interne $b \rightarrow c$ est “supprimé de couleur” car, les mésons devant être incolores, les quarks qui s’apparient pour les former doivent avoir des couleurs opposées. Ceci supprime une double sommation sur la couleur dans le calcul de l’amplitude de désintégration ce qui entraîne au premier ordre une suppression par un facteur $(\frac{1}{N_c})^2$ où N_c est le nombre de couleurs.

Outre les désintégrations déjà citées auxquelles contribuent à la fois le diagramme externe et le diagramme interne, des désintégrations ne sont produites que par le diagramme interne :

- Pour la transition $b \rightarrow c\bar{u}d$: $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ où $h^0 = \pi^0, \rho^0, \eta, \eta', \omega$.
- Pour la transition $b \rightarrow c\bar{c}s$: celles-ci concernent les modes charmonium $B \rightarrow J/\psi K^{(*)}, \psi(2S)K^{(*)}, \chi_{c1}K^{(*)}$. Les modes neutres de cette catégorie sont d’une importance majeure pour la mesure de $\sin(2\beta)$.

Pour la transition $b \rightarrow u$:

- Le diagramme externe conduit aux désintégrations $B \rightarrow \pi D_s^{(*)}$ pour la transition $b \rightarrow u\bar{c}s$ et $B \rightarrow \pi\pi, \pi^0\pi, \rho\pi, \dots$ pour la transition $b \rightarrow u\bar{u}d$. Le mode $\pi^+\pi^-$ est

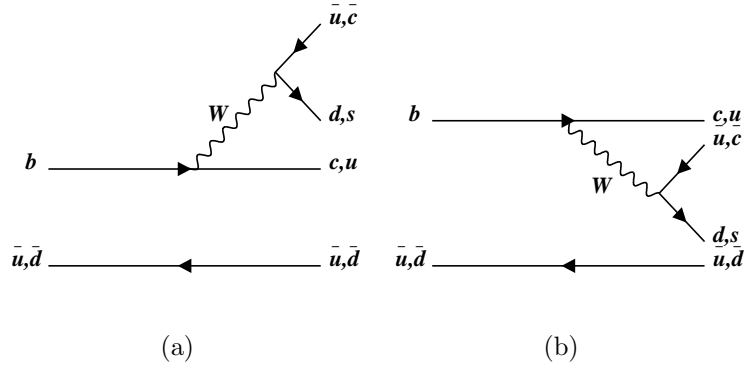


FIG. 1.5 – Diagrammes à l’arbre des désintégrations du B

utilisé pour la mesure de $\sin(2\alpha)$.

- Le diagramme interne conduit aux désintégrations $B \rightarrow D^{(*)0}K^{(*)}$ dans le cas $b \rightarrow u\bar{c}s$ et $B \rightarrow \pi^0\pi, \pi^0\pi^0, \dots$ dans le cas $b \rightarrow u\bar{u}d$. Notons que ce diagramme est doublement supprimé : par l’élément CKM V_{ub} et par la couleur.

semi-leptoniques

Pour ces transitions, la même hiérarchie opère entre le cas $b \rightarrow cl\nu$ et le cas $b \rightarrow ul\nu$. Ces processus sont particulièrement importants pour l’étiquetage de la saveur des B et pour la mesure de V_{cb} et V_{ub} .

Au niveau hadronique la transition $b \rightarrow cl\nu$ conduit aux désintégrations $B \rightarrow D^{(*)}l\nu$ et $b \rightarrow ul\nu$ conduit à $B \rightarrow \pi l\nu, \rho l\nu$

1.3.2 Désintégrations pingouin

L’importance des processus pingouin réside dans le fait qu’ils font intervenir des boucles de particules virtuelles lourdes comme le W ou le quark t . Il y a donc là des possibilités au delà du Modèle Standard où ces particules sont remplacées par un boson de Higgs chargé ou une particule supersymétrique. La mesure des désintégrations pingouin constitue une possibilité de détection à basse énergie d’une nouvelle physique allant au delà du Modèle Standard.

hadroniques

Les transitions pingouins hadroniques $b \rightarrow s$ (figure 1.6) font intervenir un gluon virtuel $b \rightarrow sg^{(*)} \rightarrow sq\bar{q}$.

Les transitions $b \rightarrow su\bar{u}, b \rightarrow sdd\bar{d}$ conduisent aux désintégrations $B \rightarrow K^{(*)}\pi, K^{(*)}\rho, K^{(*)}\omega, K^{(*)}\eta^{(l)}$.

Les transitions $b \rightarrow ss\bar{s}$ conduisent aux désintégrations $B \rightarrow K^{(*)}\eta^{(l)}, K^{(*)}\phi$.

Plusieurs remarques par rapport à ces modes :

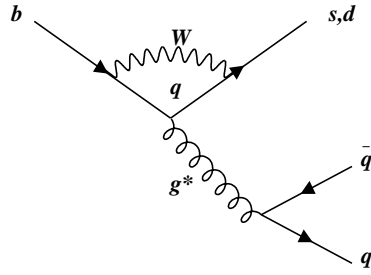


FIG. 1.6 – Diagramme pingouin hadronique

- Les premières mises en évidence des processus pingouin hadronique ont été publiées par la collaboration CLEO en 1998 [11, 12].
- La plupart des désintégrations auxquelles aboutit le diagramme pingouin ont aussi une contribution minoritaire des diagrammes à l'arbre $b \rightarrow u\bar{u}d$ et $b \rightarrow u\bar{u}s$, ce dernier étant doublement supprimé par $V_{ub} \cdot V_{us}^*$.
- Les modes $B \rightarrow \phi K^{(*)}$ sont des modes pingouin pur. Leur observation récente par la collaboration BaBar [13] représente donc une preuve nette de la contribution significative des processus pingouin dans les désintégrations hadroniques non charmées des B .
- Les rapports de branchement des processus exclusifs $B \rightarrow \eta' K^{(*)}$ et semi-inclusif $B \rightarrow \eta' X_s$ ont été observés à des valeurs élevées inattendues. Les explications avancées s'appuient sur la spécificité de la structure du méson η' et seront détaillées dans la section 1.4

La transition pingouin $b \rightarrow d$ est régie par le même diagramme gluonique mais elle est supprimée d'environ $|\frac{V_{td}}{V_{ts}}|^2$ par rapport à la transition $b \rightarrow s$.

Dans le cas de la désintégration $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ utilisée pour l'extraction de l'angle α du triangle d'unitarité, la transition $b \rightarrow d$ entre en compétition avec la transition à l'arbre $b \rightarrow u\bar{u}d$, ce qui rend l'extraction de α plus compliquée car l'asymétrie n'est plus proportionnelle à $\sin(2\alpha)$ mais à $\sin(2\alpha_{eff})$, l'angle effectif α_{eff} est la somme de l'angle α et d'un angle δ provenant de la phase forte entre les diagrammes à l'arbre et pingouin. Cette phase forte ne peut être déterminée qu'avec la mesure des modes $\pi^\pm\pi^0$ et $\pi^0\pi^0$.

électrofaibles et radiatives

Cette catégorie comprend les processus $b \rightarrow s\gamma$ et $b \rightarrow s l^+l^-$ régis par les diagrammes 1.4(c) et 1.4(d).

Ils correspondent aux désintégrations du types $B \rightarrow X_s\gamma$, $X_sl^+l^-$.

Dans le processus $b \rightarrow s\gamma$, le photon est réel (les figures 1.4(c), 1.4(d) montrent le cas du photon virtuel émettant une paire de fermions). La première mise en évidence expérimentale de ce processus a été publiée par la collaboration CLEO en 1993 [14] avec la mesure de la désintégration $B \rightarrow K^*\gamma$.

D'autre part, une activité importante s'est développée autour de l'étude des modes semi-inclusifs $B \rightarrow X_s\gamma$ [15], [16], [17].

La paire l^+l^- dans les transitions $b \rightarrow s l^+l^-$ est produite par un photon ou un Z virtuels.

Un autre diagramme possible est montré sur la figure 1.7.

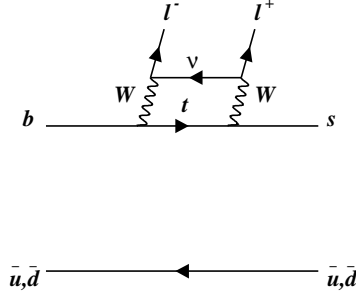


FIG. 1.7 – Diagramme avec boîte externe de la transition $b \rightarrow s l^+ l^-$

Là aussi, les études expérimentales abondent sur les modes exclusifs $B \rightarrow K^{(*)} l^+ l^-$ et les modes semi-inclusifs $B \rightarrow X_s l^+ l^-$. Un signal significatif de $B \rightarrow K l^+ l^-$ a récemment été mis en évidence par BaBar [18]. De même, la collaboration Belle a fourni un résultat récent sur la production semi-inclusive $B \rightarrow X_s l^+ l^-$ [19].

On peut aussi mentionner des études en cours sur les modes $B \rightarrow K^{(*)} \nu \bar{\nu}$ dont les diagrammes sont similaires à ceux des processus précédents, la seule différence résidant dans l'absence de production par photon virtuel.

La sensibilité à une nouvelle physique de ces processus dont les diagrammes comportent différents types de boucles est un sujet d'actualité au niveau de la phénoménologie [20].

Comme pour les pingouins gluoniques, la transition $b \rightarrow d$ est supprimée par rapport à $b \rightarrow s$. Les modes radiatifs recherchés actuellement correspondant à cette transition sont $B \rightarrow \rho \gamma, \omega \gamma$.

1.3.3 Autres désintégrations

D'autres désintégrations qui, pour la plupart, n'ont jamais été mises en évidence sont théoriquement possibles avec des probabilités très faibles. Plusieurs motivations peuvent être à l'origine des études de tels modes :

- Les modes leptoniques $B \rightarrow l \nu$, figure 1.8, sont intéressants dans la mesure où le calcul des rapports de branchement est libre de toute incertitude théorique et ces derniers sont directement proportionnels à la constante de désintégration du B , f_B qui intervient dans le calcul d'autres processus.
- Certains modes rares comme $B^0 \rightarrow l^+ l^-$, $B^0 \rightarrow \gamma \gamma$ ont des rapports de branchement très faibles dans le cadre du Modèle Standard. Mais la présence d'une boucle dans les diagrammes décrivant ces désintégrations, figure 1.9, donne la possibilité d'intervention d'une nouvelle physique comme dans le cas des diagrammes pingouin.
- La mesure des diagrammes d'échange, figure 1.10, est intéressante pour certains modes, en particulier le mode $B^0 \rightarrow K^+ K^-$ qui n'est produit que par ce type de diagramme et qui permettrait la mesure directe de l'angle γ du triangle d'unitarité. La désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D_s^- K^+$ régie par ce type de diagramme a été récemment mesurée par les collaborations BaBar [21] et Belle [22].

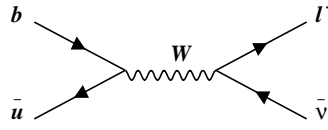


FIG. 1.8 – Diagramme d’annihilation

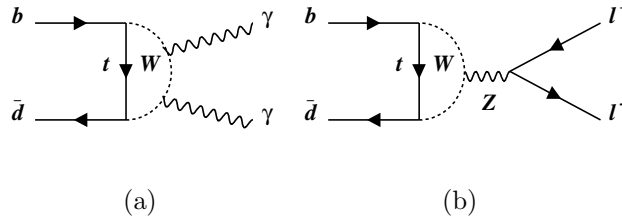


FIG. 1.9 – Diagrammes électrofaibles verticaux de désintégration du B^0

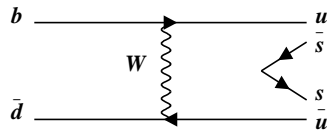


FIG. 1.10 – Diagramme d’échange de la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow K^+ K^-$

1.4 Le méson η' et sa production directe dans les désintégrations des B

La physique hadronique des basses énergies, de par son caractère non perturbatif, amène naturellement à l’utilisation de modèles effectifs et phénoménologiques. Pour les désintégrations des B , des hamiltoniens effectifs sont utilisés pour calculer les rapports de branchement. Les éléments de matrice impliquent les états hadroniques.

La description intuitive des états liés de quarks que sont les hadrons est celle représentant des quarks de valence entourés par une mer de quarks et gluons virtuels.

La simplification qui est habituellement faite est de ne considérer que les quarks de valence dans ce qu’on appelle le modèle de quarks constituants. Le confinement des quarks constituants dans le volume du hadron est pris en compte par différents modèles impliquant des potentiels effectifs.

Les états propres liés du hamiltonien de la chromodynamique quantique (QCD) contiennent *a priori* des mésons $q_i \bar{q}_j$, des baryons $q_i q_j q_k$, des états liés gluoniques, des états hybrides quarks-gluons, etc. Cependant, seuls les mésons et les baryons ont été observés jusqu’à maintenant.

Ce qui nous intéresse ici est la connexion entre la structure du η' et sa production directe dans les désintégrations du B , nous nous limiterons donc à une brève présentation de

la spectroscopie des mésons légers¹, puis nous montrerons l'influence que peut avoir la structure particulière du η' sur sa production dans les désintégrations des mésons B .

1.4.1 La symétrie de saveur $SU(3)_F$ et le spectre des mésons

Les mésons légers ont pour composants les quarks $q_i = u, d, s$ et leurs conjugués \bar{q}_j . Si on ne considère que les quarks u, d et dans la limite des masses nulles $m_u \rightarrow 0$, $m_d \rightarrow 0$, la symétrie de saveur $SU(2)_F$, plus connue sous le nom de symétrie d'isospin, est une symétrie exacte de QCD, c'est à dire que le lagrangien de l'interaction forte relatif aux quarks u, d est invariant pour les transformations :

$$\phi = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \rightarrow \exp(-i\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{\theta})\phi \quad (1.32)$$

où $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ sont les générateurs de $SU(2)$.

Dans le cas réel, la symétrie est brisée par le terme impliquant la différence de masse entre les quarks u et d dans le lagrangien de masse :

$$\mathcal{L}_m = -\frac{m_u + m_d}{2}(u\bar{u} + d\bar{d}) - \frac{m_u - m_d}{2}(u\bar{u} - d\bar{d}) \quad (1.33)$$

La différence de masse entre les quarks u et d étant faible, la symétrie est tout de même satisfaite à 1% près.

Si on introduit maintenant le quark étrange s , à la limite des masses nulles, les transformations sous lesquelles le lagrangien des interactions fortes est invariant sont :

$$\psi = \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix} \rightarrow \exp(-i\boldsymbol{\lambda}\cdot\boldsymbol{\theta})\psi \quad (1.34)$$

où $\boldsymbol{\lambda} = \{\lambda_i, i = 1, \dots, 8\}$ sont les générateurs de $SU(3)$.

Dans la réalité, étant donné la grande différence de masse entre le quark s et les quarks u, d , la symétrie $SU(3)_F$ n'est satisfaite qu'à 30% près. Elle permet toutefois de comprendre le spectre des mésons légers.

Les quarks q_i appartiennent à la représentation fondamentale, notée $\mathbf{3}$, de $SU(3)_F$ et les anti-quarks \bar{q}_j appartiennent à la représentation conjuguée $\bar{\mathbf{3}}$. Les mésons $q_i\bar{q}_j$ appartiennent à la représentation produit qui est décomposable en deux représentations irréductibles, un octet et un singlet : $\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$.

On montre que les éléments de l'octet sont $M_{ij} = q_i\bar{q}_j - \frac{1}{3}\delta_{ij}q_k\bar{q}_k$ et que le singlet est $q_i\bar{q}_i$. Le tableau 1.1 montre les mésons formés membres de l'octet et le singlet.

Les états montrés dans le tableau sont des états pseudo-scalaires où les spins des quarks sont anti-alignés.

Par exemple, l'écriture $\pi^+ = u\bar{d}$ sous entend en fait $\pi^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(u^\uparrow\bar{d}^\downarrow - u^\downarrow\bar{d}^\uparrow)$.

Pour les mésons vecteurs, les spins des quarks s'alignent. L'état vecteur correspondant au π^+ est $\rho^+ = u^\uparrow\bar{d}^\uparrow$.

Le tableau 1.2 montre les composantes vecteurs de l'octet et le singlet.

¹La représentation des multiplets de hadrons est expliquée en détail dans les références [3, 10, 24]

Mésons	composition
π^+	ud
π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$
π^-	$d\bar{u}$
K^+	$u\bar{s}$
K^0	$d\bar{s}$
K^0	sd
K^-	$s\bar{u}$
η_8	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$
singlet η_1	$\frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$

TAB. 1.1 – Multiplets des mésons pseudo-scalaires de $SU(3)_F$

Mésons	composition
ρ^+	$u\bar{d}$
ρ^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$
ρ^-	$d\bar{u}$
K^{*+}	$u\bar{s}$
K^{*0}	$d\bar{s}$
K^{*0}	sd
K^{*-}	$s\bar{u}$
ϕ_8	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$
singlet ϕ_1	$\frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$

TAB. 1.2 – Multiplets des mésons vecteurs de $SU(3)_F$

Dans les tableaux 1.1 et 1.2 On remarque que pour les états η_1, η_8 d'une part et les états ϕ_1, ϕ_8 d'autre part, les mêmes quarks interviennent, la seule différence est le comportement différent vis à vis des transformations de $SU(3)_F$.

Dans le cas général, les états propres de masse correspondants sont des combinaisons linéaires :

$$\begin{aligned}\eta &= \cos(\theta_P)\eta_8 - \sin(\theta_P)\eta_1 \\ \eta' &= \sin(\theta_P)\eta_8 + \cos(\theta_P)\eta_1\end{aligned}\tag{1.35}$$

pour les mésons pseudo-scalaires et

$$\begin{aligned}\omega &= \cos(\theta_V)\phi_8 - \sin(\theta_V)\phi_1 \\ \phi &= \sin(\theta_V)\phi_8 + \cos(\theta_V)\phi_1\end{aligned}\tag{1.36}$$

pour les mésons vecteurs.

La matrice de masse s'écrit :

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} m_{88}^2 & m_{81}^2 \\ m_{18}^2 & m_{11}^2 \end{pmatrix}\tag{1.37}$$

Après diagonalisation, on peut facilement montrer que :

$$\tan^2(\theta_{P(V)}) = \frac{m_{88}^2 - m_{\eta(\omega)}^2}{m_{\eta'(\phi)}^2 - m_{88}^2} \quad (1.38)$$

ce qui impose la hierarchie dans les masses $m_{\eta(\omega)}^2 < m_{88}^2 < m_{\eta'(\phi)}^2$.
Expérimentalement, les masses valent :

$$\begin{aligned} m(\eta) &= 547 \text{ MeV}/c^2 \\ m(\eta') &= 958 \text{ MeV}/c^2 \\ m(\omega) &= 782 \text{ MeV}/c^2 \\ m(\phi) &= 1020 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned} \quad (1.39)$$

En ce qui concerne le mélange $\omega - \phi$, dans la réalité², $|\sin(\theta_V)| \simeq 0.8$, ce qui est proche du cas idéal où $|\sin(\theta_V)| = \sqrt{\frac{2}{3}}$ et on se retrouve dans la situation où le ϕ est un pur état $s\bar{s}$ et le ω est donc un état $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$.

La signature expérimentale de ceci est claire : près de 80% des désintégrations du ϕ se font en une paire KK alors que les désintégrations du ω ne contiennent pas de kaons.

Le mélange $\eta - \eta'$ est un cas plus délicat car les masses et les désintégrations ne correspondent pas à un scénario aussi simple. Il est discuté dans le paragraphe suivant.

1.4.2 Structure du η'

Masse du singlet et anomalie “gluonique”

Les mésons légers pseudo-scalaires forment un octet et un singlet qui ont un comportement différent sous les transformations de $SU(3)_F$.

Il convient de souligner une autre propriété fondamentale du singlet. Le courant pseudo-scalaire correspondant s'écrit :

$$j^\mu(\tilde{x}) = \bar{u}\gamma^\mu\gamma^5 u + \bar{d}\gamma^\mu\gamma^5 d + \bar{s}\gamma^\mu\gamma^5 s \quad (1.40)$$

La constante de désintégration f_{η_1} est définie par :

$$\langle 0 | j^\mu(\tilde{x}) | \eta_1(\tilde{p}) \rangle = i f_{\eta_1} p^\mu e^{-i\tilde{p}\cdot\tilde{x}} \quad (1.41)$$

Si on prend la divergence de cette expression, on obtient :

$$\langle 0 | \partial_\mu j^\mu(0) | \eta_1(\tilde{p}) \rangle = f_{\eta_1} m_{\eta_1}^2 \quad (1.42)$$

Or, on montre par ailleurs que :

$$\partial_\mu j^\mu(\tilde{x}) = \frac{3\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu} + 2i \sum_{q=u,d,s} m_q \bar{q} \gamma^5 q \quad (1.43)$$

²Ceci est obtenue à l'aide de l'équation 1.38 impliquant les masses des particules ω et ϕ , ainsi que la quantité m_{88}^2 qui est calculée par la formule de masse de Gell-Mann - Okubo.

où $G_{\mu\nu}$ représente le tenseur chromomagnétique du champ de gluons. Dans la limite des masses nulles $m_q \rightarrow 0$, les équations 1.42 et 1.43 montrent que la masse du singlet reste finie du fait de la présence du terme :

$$\langle 0 | \frac{3\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu} | \eta_1(\vec{p}) \rangle \quad (1.44)$$

Ceci suggère qu'il n'y a pas que les quarks de valence qui contribuent à la masse du singlet mais la présence d'un nuage gluonique ("glueball").

Le η' a une masse qui est bien au dessus des autres mésons légers pseudo-scalaires. Ceci s'explique par le fait que sa composition est dominée par le singlet η_1 .

En effet, plusieurs désintégrations permettent de contraindre le mélange. Les largeurs des désintégrations $\eta/\eta' \rightarrow \gamma\gamma$ sont mesurées avec une bonne précision et s'expriment en fonction des fractions de η_8 et η_1 :

$$\begin{aligned} \Gamma(\eta \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{\alpha_{QED}^2}{288\pi^3} m_\eta^3 \left(\frac{\cos(\theta_P)}{f_{\eta_8}} - \frac{\sqrt{8}\sin(\theta_P)}{f_{\eta_1}} \right)^2 \\ \Gamma(\eta' \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{\alpha_{QED}^2}{288\pi^3} m_{\eta'}^3 \left(\frac{\sin(\theta_P)}{f_{\eta_8}} + \frac{\sqrt{8}\cos(\theta_P)}{f_{\eta_1}} \right)^2 \end{aligned} \quad (1.45)$$

Seules les constantes de désintégrations f_{η_8} et f_{η_1} limitent la précision dans l'extraction de l'angle θ_P . La valeur prédite se situe autour de -20° .

Cela confirme l'idée émise d'une composante dominante η_1 pour expliquer la masse élevée du η' puisque sa composition est alors :

$$\eta' \sim -0.34\eta_8 + 0.94\eta_1 \quad (1.46)$$

Contraintes sur la structure du η'

Jusqu'ici, les composantes de base qui ont été considérées dans la structure du η' sont les états liés de quarks $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$ et $s\bar{s}$.

Cependant, d'après ce qui a été dit plus haut, le η' peut avoir un composante gluonique hypothétique G (par exemple un état lié gluonium gg). Celle-ci peut être contrainte de manière indirecte par la mesure de différents processus.

Pour la discussion des contraintes, il est commode de réécrire la structure du η' sous la forme :

$$\eta' = X_{\eta'} \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) + Y_{\eta'} s\bar{s} + Z_{\eta'} G \quad (1.47)$$

avec la normalisation $X_{\eta'}^2 + Y_{\eta'}^2 + Z_{\eta'}^2 = 1$.

Les désintégrations qui sont utilisées pour contraindre les paramètres de structure sont des désintégrations radiatives. Ceci est compréhensible car leur calcul implique beaucoup moins d'incertitude que les désintégrations hadroniques.

Outre le processus $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$ déjà vu, ces désintégrations sont :

$$\begin{aligned} \eta' &\rightarrow \omega\gamma \\ \eta' &\rightarrow \rho^0\gamma \\ \phi &\rightarrow \eta'\gamma \end{aligned} \quad (1.48)$$

Le calcul de ces processus est expliqué dans la référence [25].

La largeur de désintégration du processus $\eta' \rightarrow \omega\gamma$ est proportionnelle à $X_{\eta'}^2$, celle du processus $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$ est proportionnelle à la même quantité et enfin la largeur de $\phi \rightarrow \eta'\gamma$ est proportionnelle à $Y_{\eta'}^2$. Comme dans le cas de $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$, la précision des prédictions est limitée par l'incertitude sur les facteurs de désintégrations f_ρ, f_ϕ, \dots

La précision des mesures des largeurs de désintégrations est une autre source d'incertitude, ceci est particulièrement vrai pour la désintégration $\phi \rightarrow \eta'\gamma$ qui n'a été mesurée précisément que très récemment par la collaboration KLOE [26], $(6.8 \pm 0.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$. La figure 1.11³ montre l'ensemble des contraintes expérimentales sur les composantes du η' dans le plan $X_{\eta'} - Y_{\eta'}$:

- Le cercle $X_{\eta'}^2 + Y_{\eta'}^2 = 1$ représente la ligne pour laquelle la composante gluonique du η' est nulle ($Z_{\eta'} = 0$). Tout écart significatif par rapport à ce cercle indiquerait la présence d'une composante gluonique non négligeable, $X_{\eta'}^2 + Y_{\eta'}^2 = 1 - Z_{\eta'}^2$
- L'intersection des différentes contraintes implique un angle de mélange θ_P entre -17° et -11° dans le cas où seules les composantes η_1 et η_8 sont considérées (modèle sans état gluonique).
- La fraction de composante gluonique, $R_Z = \frac{Z_{\eta'}}{X_{\eta'} + Y_{\eta'} + Z_{\eta'}}$, peut atteindre la valeur de 26%.

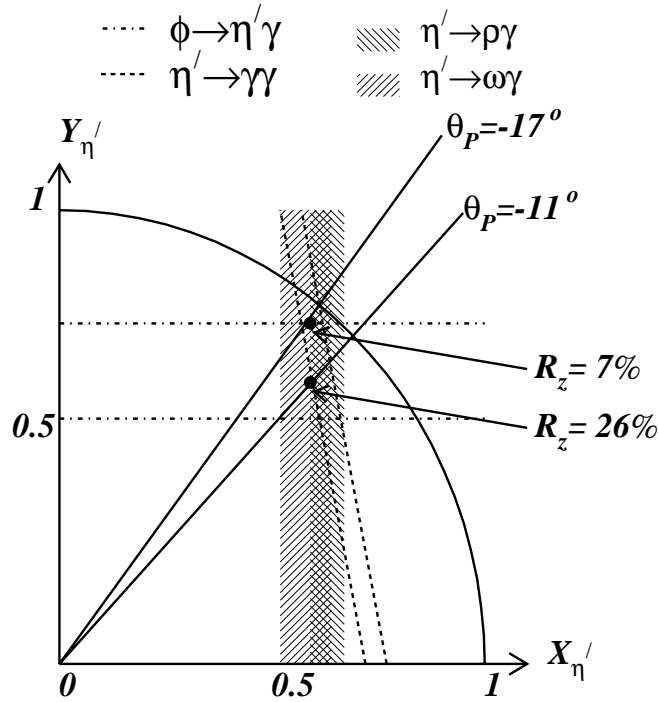


FIG. 1.11 – Représentation des contraintes sur les composantes du η'

Les différents résultats et mesures confirment la prédominance du singlet de saveur

³Cette figure reprend les conclusions de l'analyse présentée dans la référence [25]. La seule différence notable est l'utilisation d'un résultat plus récent pour le rapport de branchement de la désintégration $\phi \rightarrow \eta'\gamma$.

η_1 dans la structure du η' , d'après la contrainte sur θ_P . De plus, la possibilité d'une composante gluonique n'est pas à écarter puisque sa proportion peut atteindre 26%. L'amélioration de la mesure sur le canal $\phi \rightarrow \eta'\gamma$ va être très importante à l'avenir pour l'estimation plus précise de la fraction de composante gluonique.

1.4.3 Production directe des η' dans les désintégrations des B

Dans les désintégrations des B , on distingue deux types de production du η' en fonction de son impulsion $p^*(\eta')$ dans le référentiel au repos du $\Upsilon(4S)$, dans les réactions produisant les paires de méson B , $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$:

- la production indirecte dans la région $p^*(\eta') < 2 \text{ GeV}/c$ qui est dominée par les cascades charmés $b \rightarrow c \rightarrow \eta'$ correspondant aux désintégrations du type $B \rightarrow D_s X$ avec $D_s \rightarrow \eta' X$, $B \rightarrow D^+ X$ avec $D^+ \rightarrow \eta' X$, $B \rightarrow D^0 X$ avec $D^0 \rightarrow \eta' X$, $B \rightarrow \Lambda_c X$ avec $\Lambda_c \rightarrow \eta' X$.
- la production directe dans la région $p^*(\eta') > 2 \text{ GeV}/c$ qui est la région d'intérêt pour les études développées dans cette thèse.

Si dans la région de basse impulsion, le taux de production inclusive est connu avec une précision relativement bonne [23], la région de production directe $B \rightarrow \eta'$ est au contraire la source de maintes conjectures. Les tentatives de mesure de cette production inclusive de η' de haute impulsion sont limitées en précision par la soustraction du fond des événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$). De ce fait, aucun signal inclusif statistiquement significatif n'a été publié à ce jour.

Plusieurs processus sont susceptibles de contribuer à la production de η' énergiques :

- Les désintégrations non charmées $B \rightarrow \eta' X_s$ dont le diagramme dominant est le diagramme pingouin $b \rightarrow sg^*$, figure 1.6
- Les désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta'$ dont le diagramme est une transition à l'arbre interne $b \rightarrow c\bar{u}d$.
- La désintégration $B \rightarrow \eta' \pi$ dont le diagramme est une transition à l'arbre $b \rightarrow u\bar{u}d$, interne ou externe (pour le cas chargé $B^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$ seulement).

Le dernier processus est fortement supprimé, ce qui a été confirmé par les recherches expérimentales. De ce fait, seuls les deux premiers processus seront brièvement discutés par la suite.

Le processus $B \rightarrow \eta' X_s$

La mesure du taux de branchement de la désintégration $B \rightarrow \eta' K$ a donné une valeur particulièrement élevée. La valeur la plus récente mesurée par les collaborations BaBar et Belle se situe autour de 6.5×10^{-5} avec une erreur de moins de 10%.

D'autre part, la mesure du processus semi-inclusif $B \rightarrow \eta' X_s$ où X_s est une combinaison comprenant un kaon et des pions, a été publiée par la collaboration CLEO en 1998 [27]. La valeur du rapport de branchement, $(6.2 \pm 1.6(\text{stat}) \pm 1.3(\text{syst})) \times 10^{-4}$, est bien plus élevée que les différentes prédictions basées sur le Modèle Standard.

Une multitude de publications sur la phénoménologie du processus $B \rightarrow \eta' X_s$ s'en est suivie avec plusieurs hypothèses et conjectures. Nous nous bornerons toutefois aux éléments essentiels seulement.

Le processus pingouin $b \rightarrow s\bar{q}q$, figure 1.6, peut donner lieu à trois diagrammes dans lesquels le quark q est u , d , ou s . Dans les deux premiers cas, le η' est formé à partir du quark spectateur du B et du quark q ou \bar{q} et dans le cas $b \rightarrow s\bar{s}s$, le η' est formé par une paire $s\bar{s}$ venant de la désintégration du quark b , le quark spectateur du B ne participant pas à l'hadronisation du η' dans ce cas là.

L'interférence de ces trois diagrammes donnent au mieux un rapport de branchement de l'ordre de 1.5×10^{-4} [28, 35].

Plusieurs explications ont été avancées sur l'écart entre les prédictions et la valeur observée :

- Un argument général qui est avancé est la surabondance du processus $b \rightarrow sg$ dans les désintégrations du quark b [28], par rapport à la valeur de l'ordre de 1% qui est attendue dans le cadre du Modèle Standard. Ceci pourrait par exemple expliquer le déficit du taux de charme dans les désintégrations $b \rightarrow c\bar{c}s$. Cet argument n'est pas propre aux processus $B \rightarrow \eta' X_s$ et la dynamique de la nouvelle physique qui serait à l'origine de ceci n'est pas encore clairement délimitée.
- La structure du η' qui a été décrite dans le paragraphe précédent a suggéré [29, 30] la possibilité d'un couplage anomal $\eta' - gluons$ qui entrainerait la contribution d'un autre diagramme, figure 1.12.
- Une autre hypothèse consiste à invoquer l'existence d'une composante $c\bar{c}$ dans la structure du η' de telle sorte que l'état final $\eta' X_s$ est formé par la chaîne $B \rightarrow (c\bar{c})X_s \rightarrow \eta' X_s$. Ceci implique un mélange entre le η' et l'état lié η_c du système $c\bar{c}$. Cependant, il a été clairement montré [31] qu'un tel mélange n'est pas possible.

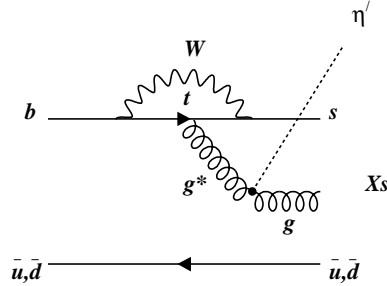


FIG. 1.12 – Diagramme pingouin de la désintégration $B \rightarrow \eta' X_s$ avec couplage anomal du η' aux gluons.

Le couplage du η' à deux gluons est représenté par un vertex effectif :

$$H(q_1^2, q_2^2, q_{\eta'}^2) \delta^{ab} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q_1^\mu q_2^\nu \epsilon_1^\alpha \epsilon_2^\beta \quad (1.49)$$

q_1 , q_2 et ϵ_1 , ϵ_2 sont les quadri-impulsions et polarisations des deux gluons, a et b sont les indices de couleur. $H(q_1^2, q_2^2, q_{\eta'}^2)$ est un facteur de forme.

Un des gluons est réel et donc $q_2^2 = 0$, il en est de même pour le η' , $q_{\eta'}^2 = m_{\eta'}^2$.

Dans la référence [29], le facteur H est considéré comme constant à la valeur $H(0, 0, m_{\eta'}^2)$, ce qui revient à dire que le gluon virtuel est proche de sa couche de masse,

$q_1^2 \approx 0$. Avec le nouveau diagramme impliquant ce vertex, le rapport de branchement prédit pour $B \rightarrow \eta' X_s$ est environ $(7 - 8) \times 10^{-4}$.

Hou et Tseng [30] ont repris les calculs en incluant une dépendance de H en $q_1^2 = q^2$ et ont montré que cette dépendance diminue considérablement la prédiction précédente.

Par ailleurs, plusieurs auteurs ont étudié en détail la dépendance en q^2 du facteur de forme [32, 33, 34], et ce qui ressort de toutes les analyses est la suppression du rapport de branchement comme cela avait été argumenté par Hou et Tseng.

En plus de la valeur du rapport de branchement, une autre observable importante est le spectre de masse $M(X_s)$ qui est piqué autour de $1.4 \text{ GeV}/c^2$ pour les diagrammes pingouins standard $b \rightarrow sq\bar{q}$ [35] et les prédictions impliquant un état charmonium intermédiaire, $b \rightarrow (c\bar{c})s \rightarrow \eta' s$.

L'hypothèse faisant intervenir le couplage du η' aux gluons, $b \rightarrow sg^*$, $g^* \rightarrow g\eta'$, a l'avantage de reproduire le spectre expérimental en $M(X_s)$ qui s'accumule plutôt autour de $2 \text{ GeV}/c^2$ [27].

Le consensus qui ressort de toutes les publications sur les prédictions des processus exclusif $B \rightarrow \eta' K$ et semi-inclusifs $B \rightarrow \eta' X_s$ est le suivant :

- Le taux exclusif $\mathcal{B}(B \rightarrow \eta' K)$ mesuré expérimentalement peut être expliqué par l'interférence des diagrammes pingouin standard $b \rightarrow su\bar{u}$, $b \rightarrow sd\bar{d}$ et $b \rightarrow ss\bar{s}$.
- Le taux semi-inclusif $\mathcal{B}(B \rightarrow \eta' X_s)$ est plus problématique et on doit invoquer d'autres processus dont le plus intéressant est celui du couplage anomal $g^* - \eta' - g$. Si cela permet d'expliquer le spectre en masse $M(X_s)$ observé expérimentalement, il n'est pas clair par contre qu'on puisse rendre compte totalement du taux de branchement observé pour $B \rightarrow \eta' X_s$. Il se peut même qu'on ait à combiner plusieurs hypothèses pour aboutir à des prédictions proches des mesures.

Ainsi, l'amélioration de la précision sur la mesure expérimentale va être décisive pour la compréhension de la dynamique qui gouverne le processus.

La désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta'$

Cette désintégration fait partie des désintégrations hadroniques supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$ (h^0 est un méson léger neutre) gouvernées par un diagramme à l'arbre interne, figure 1.5(b).

Le calcul des éléments de matrice des désintégrations hadroniques $\langle D^{(*)0} h^0 | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B}^0 \rangle$ n'est en principe pas immédiat.

Dans le cas des désintégrations $b \rightarrow c\bar{u}d$ avec diagramme externe, le hamiltonien effectif⁴ s'écrit :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* (C_1(\mu) \bar{c}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) b_i \bar{d}_j \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_j + C_2(\mu) \bar{c}_j \gamma^\mu (1 - \gamma^5) b_i \bar{d}_i \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_j) \quad (1.50)$$

G_F est la constante de Fermi, i et j sont les indices de couleurs des quarks, la sommation étant sous-entendue.

La structure du hamiltonien ressemble à celle de l'interaction ponctuelle de Fermi avec

⁴Pour une présentation détaillée des hamiltoniens effectifs dans les désintégrations de quarks lourds, on pourra consulter les références [36] et [37]

un opérateur à 4 quarks.

La différence est que les effets de courte distance, donc de haute énergie, dus à la propagation du W ne sont pas omis mais intégrés dans les coefficients C_1 et C_2 qui sont calculés à l'énergie typique $\mu = m_b$ (m_b est la masse du quark b). Ces coefficients font en quelque sorte le lien entre la physique à l'échelle de M_W et la physique non perturbative à l'échelle du B . Ils sont calculés dans le cadre du groupe de renormalisation [36].

Le terme en C_2 de la formule 1.50 est remanié afin de faire apparaître un singlet et un octet de couleur par la transformation de Fierz à laquelle satisfont les générateurs T^a de $SU(N_c)$ (N_c est le nombre de couleurs) :

$$(\bar{d}_i T_{ik}^a u_k)(\bar{c}_j T_{jl}^a b_l) = -\frac{1}{2N_c}(\bar{d}_i u_i)(\bar{c}_j b_j) + \frac{1}{2}(\bar{d}_i u_j)(\bar{c}_j b_i) \quad (1.51)$$

Le hamiltonien effectif se réécrit alors

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* (a_1(\mu) \bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) b \bar{d} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u + 2C_2(\mu) \bar{c} T^a \gamma^\mu (1 - \gamma^5) b \bar{d} T^a \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u) \quad (1.52)$$

Les indices de couleur ont été omis ici. Le premier terme en a_1 est un singlet de couleur qui va servir pour les prédictions. Le deuxième terme contient des courants "colorés" et est supposé ne pas contribuer à l'amplitude de désintégration.

Le coefficient $a_1(\mu)$ vaut $C_1(\mu) + \frac{C_2(\mu)}{N_c}$. De même pour les désintégrations $b \rightarrow c\bar{u}d$ avec diagramme interne, on peut mener les mêmes calculs et on obtient cette fois un coefficient $a_2(\mu) = C_2(\mu) + \frac{C_1(\mu)}{N_c}$ pour le singlet de couleur.

Selon ce schéma, les coefficients a_1 et a_2 sont plus ou moins "universels" dans la mesure où ils ne dépendent que de la structure des opérateurs du hamiltonien effectif.

Dans les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} \pi^-$, seul un diagramme externe intervient et donc seule l'amplitude en a_1 contribue. Dans les désintégrations du type $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$, seul un diagramme interne et donc l'amplitude en a_2 contribue. Les désintégrations $B^+ \rightarrow D^{(*)0} \pi^+$, $D^{(*)0} \rho^+$, ... sont des cas hybrides où les deux amplitudes a_1 et a_2 interfèrent.

Le calcul de l'élément de matrice hadronique $\langle D^{(*)} h | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle$ repose sur l'hypothèse de **factorisation**. Dans cette hypothèse, l'élément de matrice est le produit de deux éléments de matrice de courants de quarks.

Si on prend la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ par exemple, l'amplitude s'écrit :

$$\langle D^+ \pi^- | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B}^0 \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* a_1 \langle \pi^- | (\bar{d}u)_A | 0 \rangle \langle D^+ | (\bar{c}b)_V | \bar{B}^0 \rangle \quad (1.53)$$

$(\bar{d}u)_A$ est le courant axial $\bar{d} \gamma_\mu \gamma^5 u$ et $(\bar{c}b)_V$ est le courant vectoriel $\bar{c} \gamma^\mu b$.

$\langle \pi^- | (\bar{d}u)_A | 0 \rangle$ est égal à $i f_\pi p_\mu$ (p est l'énergie-impulsion du π^-) et $\langle D^+ | (\bar{c}b)_V | \bar{B}^0 \rangle$ est relié aux facteurs de forme de transition $B \rightarrow D$.

En fin de compte, on aura $\langle \pi^- | (\bar{d}u)_A | 0 \rangle \langle D^+ | (\bar{c}b)_V | \bar{B}^0 \rangle = i f_\pi (m_B^2 - m_D^2) F_0^{B \rightarrow D}(m_\pi^2)$.
Le facteur $F_0^{B \rightarrow D}$ est accessible par les désintégrations semi-leptoniques $B \rightarrow D l \nu$.

L'argument principal de l'hypothèse de factorisation est que l'environnement hadronique est totalement "transparent" pour le singlet de couleur $\bar{d}u$ énergétique formant le π^- .

Pour les désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$, le diagramme est interne (amplitude a_2) et donc c'est le $D^{(*)0}$ qui joue le rôle du pion (figure 1.13) et c'est donc la constante de désintégration f_D et le facteur de forme $F_0^{B \rightarrow h^0}(m_D^2)$ qui interviennent.

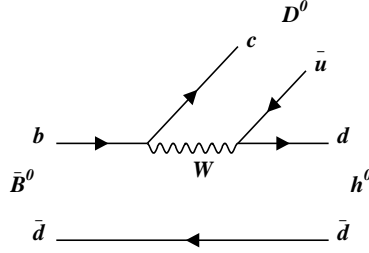


FIG. 1.13 – Diagramme des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$, $h^0 = \pi^0, \rho^0, \eta, \eta', \omega$.

Les premières prédictions [38, 39] concernant les désintégrations hadroniques à l'arbre se sont appuyées sur les mesures des processus abondants à diagramme externe, $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$, ..., les processus "mixtes" $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$, ... ainsi que $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ pour extraire les coefficients a_1 et a_2 .

L'hypothèse de factorisation a été mise en défaut par les premières mesures des désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0, D^0 \eta, D^0 \omega$ [40, 41, 42] qui ont montré que les prédictions, $3 - 5 \times 10^{-5}$, se trouvent bien en deçà des mesures qui se situent autour de $2 - 3 \times 10^{-4}$.

L'hypothèse naive de factorisation est donc mise en défaut pour les diagrammes internes et le coefficient a_2 n'est pas aussi universel qu'on l'avait supposé [43].

La mesure des désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} h^0$, et en particulier $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta'$ est donc importante pour la compréhension de la factorisation et des hamiltoniens effectifs utilisés pour les diagrammes à l'arbre.

Un autre aspect intéressant de la mesure des processus $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta'$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta$ en particulier est le test de la structure du η et du η' dans l'hypothèse des quarks constituents. La prédiction sur le rapport des rapports de branchement est la suivante [44] :

$$\frac{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta')}{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta)} = \tan^2 \phi \quad (1.54)$$

où $\tan \phi$ est relié à l'angle de mélange θ_P :

$$\tan \phi = \frac{\sin(\theta_P) + \sqrt{2} \cos(\theta_P)}{\cos(\theta_P) - \sqrt{2} \sin(\theta_P)} \quad (1.55)$$

Pour $\theta_P \sim -17^\circ$, $\tan^2 \phi$ vaut environ 0.6.

1.5 Conclusion

Nous avons montré les motivations physiques principales de l'expérience BaBar, à savoir la mesure précise de la violation de \mathcal{CP} dans les systèmes des mésons beaux ainsi que l'étude de la dynamique de leurs désintégrations.

Si aujourd'hui, l'angle β du triangle d'unitarité est déjà mesuré avec précision, le défi des angles α et γ est encore à relever. De plus, une mesure précise de l'élément de matrice CKM V_{ub} permettra de contraindre un des côtés du triangle d'unitarité.

Au niveau de la spectroscopie des désintégrations, nous avons vu que des processus rares comme les processus pingouin sont mesurés avec une bonne précision. La présence de boucles de particules virtuelles lourdes (boson W , quark t) dans ce type de processus rend ces derniers sensibles à une nouvelle physique impliquant des bosons de Higgs chargés ou des particules supersymétriques.

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons vu que l'étude de la production des η' de haute impulsion présente plusieurs intérêts :

- L'étude de la dynamique de la transition pingouin $b \rightarrow sg^*$ dans les désintégrations semi-inclusives $B \rightarrow \eta' X_s$.
- La mesure du processus $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{(*)0}$ va permettre de compléter l'information sur les modes supprimés de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow h^0 D^{(*)0}$ et les hamiltoniens effectifs décrivant ces désintégrations
- Le méson η' est la particule centrale de ces analyses : nous avons vu comment on peut faire le lien entre sa structure en quarks et sa production dans les désintégrations étudiées dans cette thèse.

Chapitre 2

Le détecteur BaBar

Ce chapitre constitue une brève description de l'appareillage utilisé dans l'expérience BaBar, à savoir le collisionneur PEP II et le détecteur BaBar.

Les motivations principales de cette partie sont :

- Montrer le lien entre les buts poursuivis au niveau de la physique et la conception de l'appareillage*
- Détailler la structure du détecteur et le rôle de chaque partie.*
- Souligner les étapes principales et certains aspects importants de l'acquisition des données*

2.1 L'appareillage et les exigences des études de physique

La mesure de la violation de la symétrie \mathcal{CP} dans le système $B\bar{B}$ requiert l'identification de canaux de désintégrations rares. Seule une petite fraction des désintégrations des B donne des états propres de \mathcal{CP} avec une asymétrie mesurable.

2.1.1 La production des paires $B\bar{B}$

A l'étape de la production, plusieurs exigences doivent être prises en compte :

- Les paires $B\bar{B}$ doivent être produites dans un environnement avec un minimum de bruit de fond. Le choix s'est tourné vers les collisions e^+e^- avec une énergie dans le centre de masse située juste au dessus du seuil de production des paires $B\bar{B}$, c'est à dire à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$, $10.58 \text{ GeV}/c^2$.
- Pour une mesure d'asymétrie \mathcal{CP} avec une précision de l'ordre de 10%, il est nécessaire d'isoler quelques centaines d'événements.
- Les états finaux exclusifs qui servent à la mesure de l'asymétrie \mathcal{CP} ont de faibles rapports de branchement. Si on prend en compte l'efficacité de reconstruction pour le canal "en or" $B^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow l^+l^-)K_s^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$ servant à la mesure de $\sin(2\beta)$, le produit du rapport de branchement par l'efficacité de reconstruction est de l'ordre de 10^{-5} .

- La section efficace de production $\sigma(B\bar{B})$ des paires $B\bar{B}$ à la résonance $\Upsilon(4S)$ est de l'ordre du nanobarn.

La statistique nécessaire pour la mesure de $\sin(2\beta)$ exige de produire un nombre de paires $B^0\bar{B}^0$ de l'ordre de 10^7 .

Étant donné que $N_{B\bar{B}} = \int \mathcal{L}.dt \times \sigma(B\bar{B})$ et si on considère une période typique de un an de prise de données, la luminosité \mathcal{L} nécessaire doit être de quelques $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Ceci explique le concept "d'usine à B " qui vient du grand nombre de paires $B\bar{B}$ nécessaire. D'autre part la mesure de la violation de \mathcal{CP} nécessite la mesure de la distance entre les deux points de désintégration des B , il faut donc que la distance de vol des mésons soit suffisamment grande pour pouvoir mesurer la distance entre les deux vertex.

Des collisions asymétriques, où les faisceaux d'électrons et de positrons ont des énergies différentes, sont nécessaires pour produire des mésons B avec des impulsions non négligeables (de l'ordre de $1 \text{ GeV}/c$). Cependant, une trop grande asymétrie n'est pas souhaitable car les produits de désintégrations seraient alors projetés le long de la direction des faisceaux et leur détection serait alors difficile.

2.1.2 La détection

En plus de ce qui est exigé au niveau du collisionneur, le détecteur doit satisfaire un certain nombre de conditions pour la reconstruction et l'identification des produits de désintégrations des mésons B , en particulier dans les canaux importants pour l'étude de l'asymétrie \mathcal{CP} .

Les deux étapes principales de l'étude de l'asymétrie \mathcal{CP} consistent à reconstruire complètement un des B et à déterminer la saveur de l'autre B . Plus généralement, qu'ils s'agissent des études d'asymétrie ou non, la reconstruction exclusive des canaux nécessite une bonne efficacité de détection et une bonne résolution en impulsion et en position des particules :

- Les points de désintégration des B sont très proches de l'axe des faisceaux, ce qui nécessite des points de mesure de traces suffisamment proches radialement de cet axe. Ceci est particulièrement crucial pour les études de violation de \mathcal{CP} dépendante du temps où la distance entre les vertex est une observable majeure.
- On doit pouvoir détecter des traces chargées de faible énergie dont l'impulsion transverse aux faisceaux, p_T , est de l'ordre de $60 \text{ MeV}/c$, ce qui représente un rayon de courbure de l'ordre de 13 cm pour un champ magnétique de 1.5 T.
- La quantité de matière doit cependant être minimisée dans le volume de détection, pour éviter la dégradation de la résolution due à la diffusion multiple.
- La détection des photons et des pions neutres π^0 doit pouvoir se faire sur une vaste gamme d'énergie, entre $\sim 30 \text{ MeV}$ et $\sim 5 \text{ GeV}$. Ceci pour pouvoir à la fois détecter les photons ou pions neutres directs très énergiques et les photons ou pions neutres de faible énergie comme ceux qui viennent des désintégrations des mésons charmés D^{*0} qui sont abondamment produits dans les désintégrations des B et dont les deux canaux de désintégrations sont $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ et $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$.
- L'identification des particules chargées doit être performante, en particulier pour la séparation $\pi^\pm - K^\pm$ qui est décisive dans l'étude de canaux de désintégration

comme $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ qui sont des canaux importants pour la mesure de l'angle α . De manière générale, cette séparation est cruciale pour tous les canaux du type $B \rightarrow Rh^\pm$ ou $h = K$ ou π et R est une résonance. D'autre part, l'étiquetage de la saveur des B requiert une bonne discrimination entre e^\pm , μ^\pm , K^\pm et p^\pm .

- Il doit être possible d'identifier des K_L^0 qui sont utilisés dans des canaux comme $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$

Ces quelques points énoncés ci dessus ont servi de fil directeur dans la conception du détecteur BaBar [45].

2.2 L'usine à B PEP-II

2.2.1 Le collisionneur PEP-II

PEP est l'acronyme de Positron Electron Project, un anneau de stockage de 400 m de diamètre construit en 1980. L'addition d'un anneau supplémentaire permettant aux faisceaux d'avoir des énergies différentes a conduit à PEP-II [46]. L'usine à B PEP-II [47, 48] est un collisionneur asymétrique e^+e^- qui a été conçu pour délivrer une luminosité nominale de $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La figure 2.1 montre une vue d'ensemble de l'installation avec l'accélérateur linéaire (LINAC) et le collisionneur PEP-II.

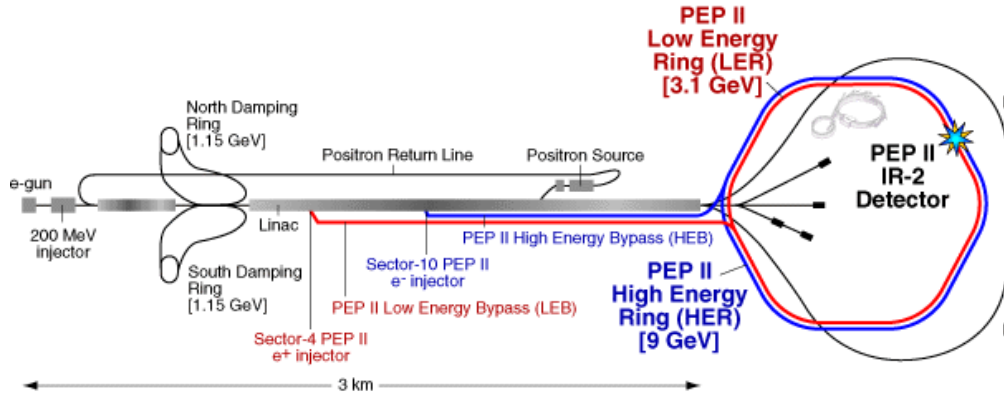


FIG. 2.1 – Accélérateur PEP-II

Les électrons sont produits par émission thermoélectrique au niveau du canon à électrons, les positrons sont produits par bombardement d'une cible de tungstène par une partie du faisceau d'électrons initialement produits. Avant d'être injectés dans les anneaux du collisionneur, les paquets d'électrons et de positrons sont d'abord "refroidis" dans les anneaux de refroidissement où leur dispersion en impulsion est réduite et ensuite accélérés dans le LINAC jusqu'à leur énergie nominale, c'est à dire 9.0 GeV pour les électrons et 3.1 GeV pour les positrons. Les faisceaux sont injectés ensuite dans les anneaux de PEP-II où ils circulent en sens inverse et se rencontrent au point IR2 où le détecteur BaBar est installé. Les caractéristiques principales des faisceaux sont décrites dans le tableau 2.1.

Courant	$e^- : 1 \text{ A}$ $e^+ : 1.8 \text{ A}$
Nombre de paquets	553 à 829
Espacement entre paquets	6.3 à 10.5 ns
Dimension de la zone d'interaction :	
σ_x	120 μm
σ_y	5.6 μm
σ_z	8.5 mm
Luminosité :	
Initialement prévue	$3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Typique	$4 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

TAB. 2.1 – Paramètres de fonctionnement du collisionneur PEP-II

L'énergie disponible dans le centre de masse est de 10.58 GeV et correspond à la masse du $\Upsilon(4S)$ qui est la première résonance $b\bar{b}$ dont la masse est au dessus du seuil de production d'une paire $B\bar{B}$, $2m(B) = 10.56 \text{ GeV}/c^2$. La figure 2.2 montre la section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse, on y distingue les pics correspondants aux résonances Υ successives de l'état $b\bar{b}$. La résonance $\Upsilon(4S)$ se désintègre dans presque 100% des cas en paires $B^0\bar{B}^0$ et B^+B^- ce qui explique son intérêt pour une production abondante de B . Les autres canaux qui sont produits à l'énergie $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ figurent dans le tableau 2.2.

Dans l'étude des désintégrations des mésons B , le bruit de fond vient principalement

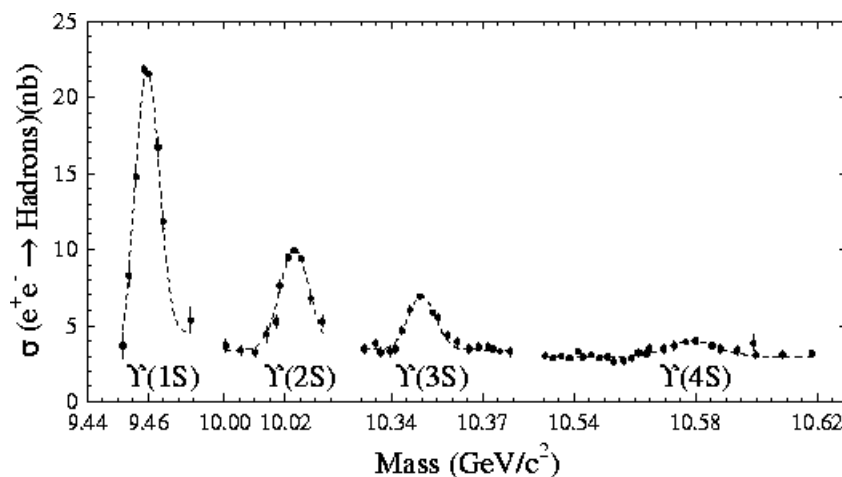


FIG. 2.2 – Production des résonances Υ dans les collisions e^+e^- .

des processus hadroniques non résonants $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$). Le tableau montre que les événements $\Upsilon(4S)$ représentent $\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S))}{\sigma(\text{hadronique})} = 24\%$ de la totalité des événements hadroniques. Pour étudier le bruit de fond, environ 11% des données sont prises à une énergie dans le centre de masse de 10.54 GeV, soit 40 MeV en dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$, où la production de mésons B n'est plus possible.

$e^+e^- \rightarrow$	Section efficace (nanobarns)
bb ($\Upsilon(4S)$)	1.05
$c\bar{c}$	1.30
$s\bar{s}$	0.35
$u\bar{u}$	1.39
$d\bar{d}$	0.35
$\tau^+\tau^-$	0.94
$\mu^+\mu^-$	1.16
e^+e^-	~ 40

TAB. 2.2 – Sections efficaces des processus produits dans les collisions à l'énergie $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$.

Luminosité maximale au pic	$4.602 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Luminosités intégrées maximales :	
8 heures	105.2 pb^{-1}
24 heures	303.4 pb^{-1}
une semaine	1789.9 pb^{-1}
un mois	6666.1 pb^{-1}

TAB. 2.3 – Luminosités maximales enregistrées par l'expérience BaBar

Le déroulement de l'expérience comporte deux étapes :

- Au démarrage, on procède au remplissage des anneaux vides de PEP-II par les paquets d'électrons et de positrons jusqu'à atteindre le courant voulu. Cette opération dure environ 10 minutes. Les faisceaux ayant une durée de vie limitée (de l'ordre de deux heures), on minimise le temps d'interruption de la prise de données en ajoutant des paquets de positrons et d'électrons environ tous les trois quarts d'heure. Cette injection dure environ 2 à 3 minutes pendant lesquels l'enregistrement de données est interrompu. On maximise ainsi la luminosité intégrée.
- La prise de données proprement dite qui a lieu entre deux injections.

L'enregistrement des données est decoupé en périodes ou "runs" durant lesquelles les conditions de fonctionnement sont considérées comme stables. La durée maximale d'un run est d'environ deux heures.

Le tableau 2.3 montre les luminosités maximales enregistrées par BaBar après deux ans et demi de prise de données. La figure 2.3 montre l'évolution de la luminosité intégrée délivrée par PEP-II et accumulée par le détecteur BaBar pour la période allant du mois d'octobre de l'année 1999 jusqu'au début du mois de juillet de l'année 2002. Cela représente 83.9 fb^{-1} de données prises à l'énergie $\sqrt{s} = M(\Upsilon(4S))$ et 9.9 fb^{-1} de données prises à l'énergie $\sqrt{s} = M(\Upsilon(4S)) - 40 \text{ MeV}$ pour l'étude du bruit de fond hadronique.

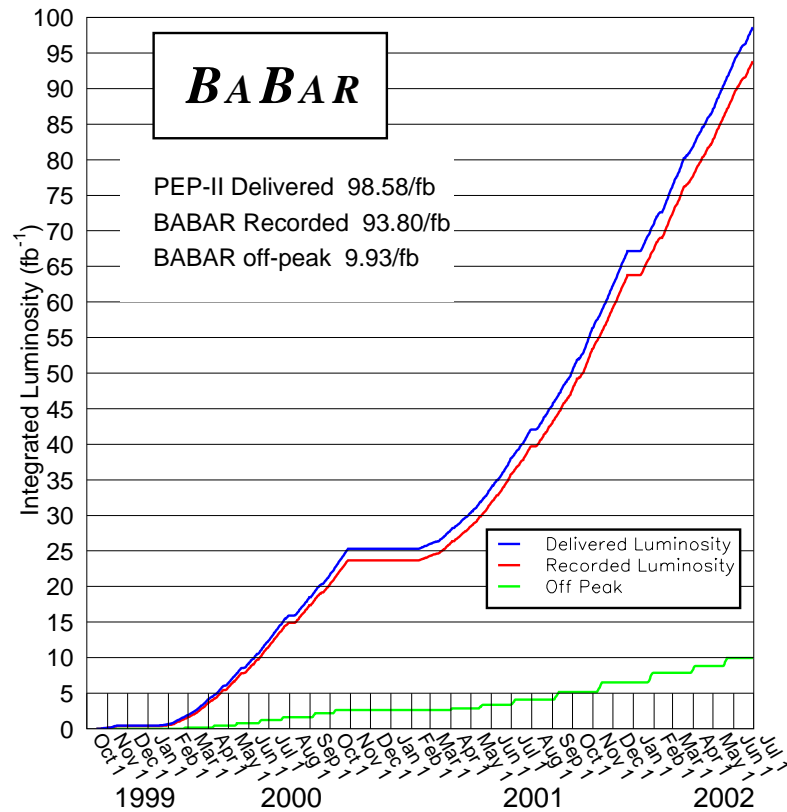


FIG. 2.3 – Données accumulées par l'expérience BaBar.

2.2.2 La région d'interaction

La possibilité d'obtenir une haute luminosité dépend de la bonne focalisation des faisceaux au point de rencontre. La figure 2.4 montre la région d'interaction [49]. La focalisation des faisceaux est réalisée à l'aide des quadrupôles Q1, Q2, Q4 et Q5. Q1 est utilisé pour la focalisation des deux faisceaux alors que Q2 n'est utilisé que pour la focalisation du faisceau de basse énergie (e^+) et Q4 et Q5 ne sont utilisés que pour la focalisation du faisceau de haute énergie (e^-).

Le dipôle B1 a pour fonction de séparer les faisceaux après la collision. B1 et Q1 sont des aimants permanents, les autres aimants étant induits.

Le point d'interaction est entouré par un tube à vide en beryllium de rayon 2.8 cm, constitué de deux couches entre lesquelles de l'eau circule pour le refroidissement.

2.2.3 Radiations parasites

Le prix à payer pour ces courants importants et cette haute luminosité est un niveau de bruit important dû aux radiations parasites [50, 51, 52].

Ces radiations proviennent essentiellement du rayonnement synchrotron des faisceaux et de l'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel présent dans les anneaux, au niveau du point d'interaction.

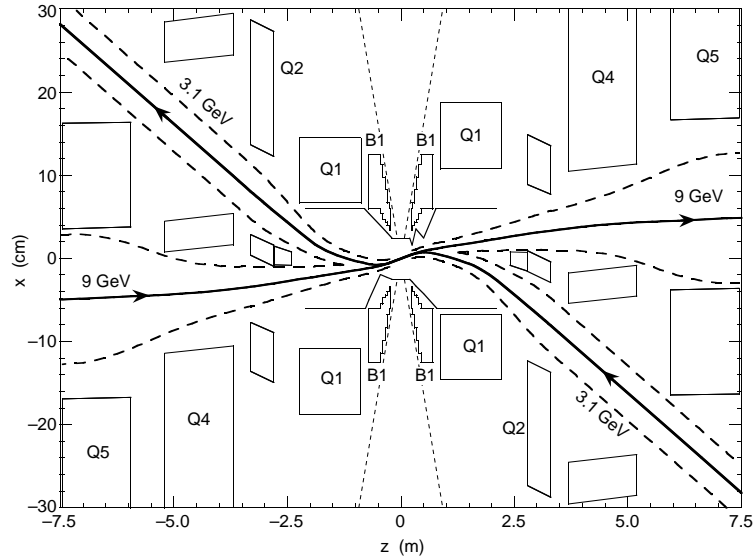


FIG. 2.4 – Vue en coupe de la région d’interaction montrant le croisement entre les faisceaux. L’échelle verticale est volontairement dilatée pour plus de clarté. L’axe z est situé selon l’axe du détecteur BaBar, dans le sens des e^- , l’axe x est perpendiculaire à l’axe z et est contenu dans le plan des anneaux de collision avec une orientation centrifuge.

Les radiations parasites sont concentrées dans le plan horizontal pour deux raisons :

- Le rayonnement synchrotron est émis dans le plan horizontal, plan de courbure et de focalisation des faisceaux.
- Les particules provenant des interactions avec le gaz résiduel sont séparées horizontalement (dans le plan x - z) par le dipôle B1.

Un système d’arrêt des faisceaux lorsque le taux de radiations est trop élevé a été mis en place pour protéger le détecteur.

2.3 Structure du détecteur BaBar

Une vue d’ensemble du détecteur BaBar, décrit en détail dans la référence [53], est montrée dans la figure 2.5.

L’assemblage du détecteur fût terminé en Mai 1999. Celui-ci est composé de cinq sous-structures : un détecteur de vertex en silicium (Silicon Vertex Tracker ou SVT) qui est monté sur une structure rigide de support appelée communément le tube support, une chambre à dérive (Drift Chamber ou DCH), un système d’identification des particules à effet Cherenkov (Detector of Internally Reflected Cherenkov light ou DIRC), un calorimètre électromagnétique (Electromagnetic Calorimeter ou EMC), et un retour de champ instrumenté (Instrumented Flux Return ou IFR). Les quatres premières sous-structures sont contenues à l’intérieur d’un aimant supraconducteur produisant un champ magnétique de 1.5 T.

L’acceptance du détecteur est $17^\circ < \theta < 150^\circ$, où θ est l’angle polaire mesuré à partir

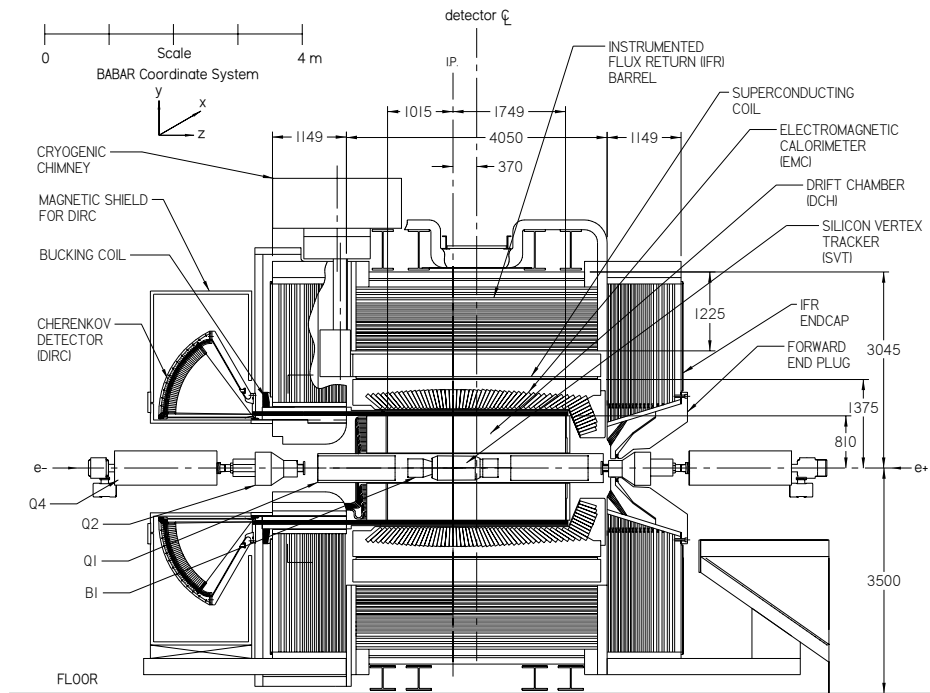


FIG. 2.5 – Vue longitudinale en coupe du détecteur BABAR. Le repère utilisé figure en haut à gauche.

de l'axe z tel que défini sur la figure 2.5. Par convention, cet axe est celui de la chambre à dérive.

La quantité de matière dans la région active du détecteur a été minimisée de façon à réduire l'impact de la diffusion multiple. La figure 2.6 montre la distribution de matière, dans les sous-systèmes du détecteur.

Nous allons passer en revue les sous-systèmes du détecteur par ordre de proximité à l'axe des faisceaux.

2.3.1 Les détecteurs de vertex et de traces

Définition des coordonnées et des quantités caractérisant les traces

Il est utile de rappeler la définition complète du système de coordonnées qui va servir de référence par la suite :

- L'axe z est parallèle au champ magnétique et orienté dans le sens du faisceau d'électrons.
- L'axe y est dirigé selon la verticale et est orienté vers le haut.
- L'axe x est situé dans le plan horizontal et est fuyant par rapport au centre des anneaux de PEP-II.
- Le centre de la chambre à dérive est situé à la position $(0, 0, \sim 36.7)$ cm et est donc décalé par rapport à l'origine du système de coordonnées globales.
- La coordonnée azimuthale ϕ est mesuré à partir de l'axe x

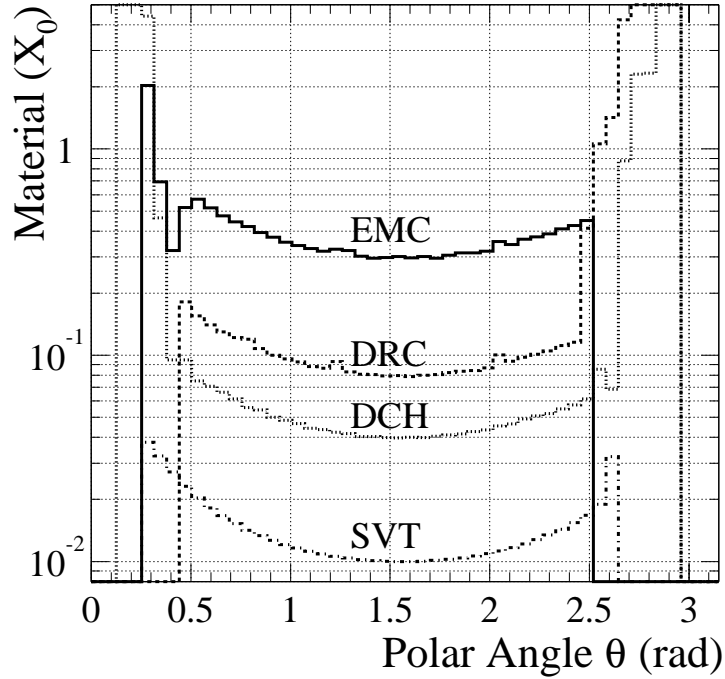


FIG. 2.6 – Quantité de matière, en unité de longueur de radiation, dans les différents sous-systèmes en fonction de l'angle polaire. Les histogrammes des contributions des sous-détecteurs sont cumulés. Ainsi une trace d'incidence normale qui arrive au niveau du calorimètre, EMC, aura traversé 30% X_0 de matière. Les contributions du tube à vide et du tube support ne figurent pas sur le diagramme.

Les particules chargées se déplacent dans le champ magnétique \vec{B} , elles décrivent donc une hélice¹ dont il faut déterminer les paramètres.

Pour éviter toute confusion dans la suite, il convient de distinguer la coordonnée azimutale ϕ définie précédemment et la direction azimutale d'une trace qui est l'angle que fait la direction de la trace dans le plan $x - y$ en un point donné de sa trajectoire avec l'axe x et qui est noté φ .

Dans l'expérience BaBar, les paramètres ont été définis comme suit [54] :

- La distance à l'origine d_0 dans le plan $x - y$. d_0 est positif si la trace évolue dans le sens des aiguilles d'une montre, vu de l'origine.
- L'angle φ_0 correspondant à la direction de la trace dans le plan transverse au point de la trajectoire le plus proche de l'origine.
- La courbure $\omega = 1/r$, qui est l'inverse du rayon de courbure $r = \frac{-p_T}{qB}$, où p_T est l'impulsion transverse de la particule, q sa charge et B la valeur du champ magnétique. Les quantités r et ω sont des quantités signées dont le signe dépend de la charge de la particule.

¹Le chapitre suivant montrera que la prise en compte des effets du milieu amène à décrire la trajectoire plutôt en termes de morceaux d'hélices. Cependant cela ne change rien à la description des paramètres, en particulier les paramètres d'impact

- La coordonnée z_0 selon l'axe z du point d'impact de la trajectoire.
- La tangente de l'angle d'inclinaison λ de la trajectoire par rapport au plan $x - y$, $s = \tan(\lambda)$. Cet angle est directement relié au pas de l'hélice.

La figure 2.7 décrit les paramètres dans le plan transverse ($d_0, \varphi_0, r = 1/\omega$) de la trajectoire d'une trace.

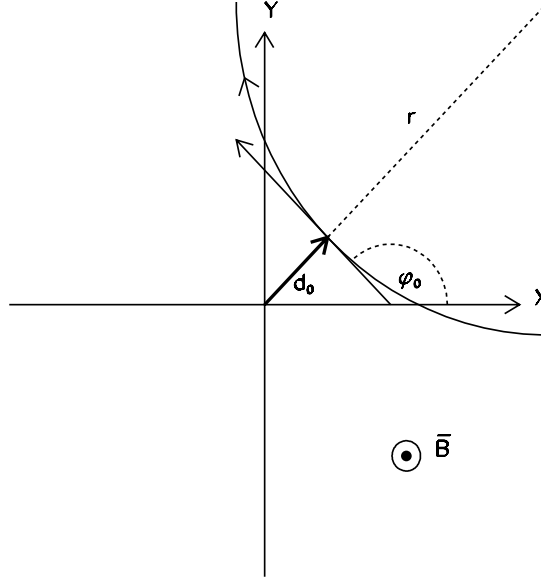


FIG. 2.7 – Définition des paramètres de la trace dans le plan transverse

Les équations paramétriques de la trajectoire s'écrivent :

$$\begin{aligned} x(l) &= r \sin(\varphi) - (r + d_0) \sin(\varphi_0) \\ y(l) &= -r \cos(\varphi) + (r + d_0) \cos(\varphi_0) \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$z(l) = z_0 + l \cdot \tan(\lambda)$$

Un point de la trajectoire est défini par la longueur d'arc parcourue dans le plan transverse, l . Il faut noter aussi que $\varphi = \varphi_0 + \omega \cdot l$.

Les sous-systèmes qui vont être décrits dans cette partie ont, entre autres fonctions, celle de mesurer les paramètres ($d_0, \varphi_0, \omega, z_0, s$) des traces.

Le détecteur de vertex au silicium (SVT)

Le SVT [55] est le premier sous-détecteur rencontré par les particules. C'est une structure qui sert à la fois à la reconstruction des vertex des B et à la reconstruction de traces grâce à ses cinq couches de détection.

La reconstruction des vertex est cruciale pour les études de violation de CP. La distance moyenne séparant les vertex des B est de l'ordre de $250 \mu m$.

D'autre part, la perte d'énergie $(\frac{dE}{dx})_{SVT}$ est utilisée pour l'identification des particules.

La Figure 2.8 montre une vue longitudinale du SVT monté sur son support en fibre de carbone, tel qu'installé autour de la région d'interaction. Son acceptation est $17.2 < \theta < 150^\circ$, elle est limitée par la présence des aimants B1.

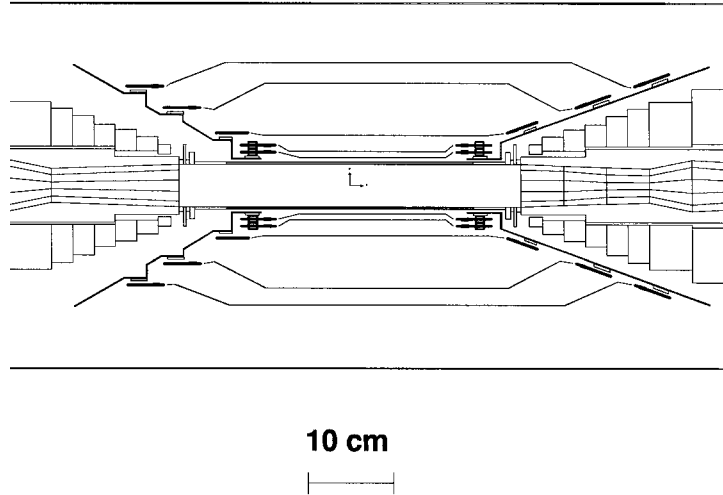


FIG. 2.8 – Vue longitudinale du SVT. Le petit repère indique le point d'interaction

Le SVT est constitué de cinq couches de modules de détection que l'on distingue sur la vue transverse montrée sur la figure 2.9. Les trois premières couches sont constituées de 6 modules disposés en hexagone. Pour minimiser la quantité de matière, responsable de la diffusion multiple qui dégrade la résolution des paramètres d'impact, entre le point d'interaction et la première surface de détection, ces modules sont placés aussi proches des faisceaux que possible. Le rôle des trois premières couches est de fournir des mesures précises en ϕ et en z ainsi que la mesure des paramètres d'impact d_0, z_0, φ_0 . La quatrième couche comporte 16 modules et la cinquième couche, 18. Ces deux dernières couches servent surtout à compléter l'information des couches internes pour la reconstruction des traces de faible impulsion transverse. Elles sont aussi importantes pour le calcul de l'alignement par rapport à la chambre à dérive.

Les modules sont des assemblages de plaquettes. Pour les trois premières couches, chaque module a 4 plaquettes. Les couches 4 et 5 ont 7 et 8 plaquettes par module, respectivement.

La figure 2.10 montre le schéma d'une plaquette.

Chaque plaquette est composée d'une épaisseur de $300 \mu m$ de silicium dopé n et des micropistes dopées n^+ et p^+ sont situées sur les faces opposées entre lesquelles est appliqué une tension de 20 Volts. Les pistes de la face supérieure sont orientées parallèlement à l'axe z pour mesurer la coordonnée ϕ alors que les pistes de la face interne leur sont perpendiculaires et mesurent la coordonnée z . Le passage d'une particule entraîne la création de paires électron-trou. L'électron migre vers une zone n^+ et le trou vers une zone p^+ , ce qui crée un courant qui est récupéré sur les électrodes en aluminium.

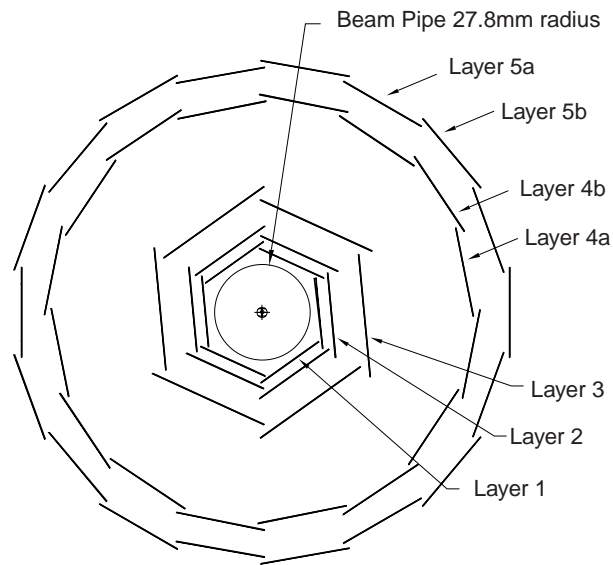


FIG. 2.9 – Vue transverse du SVT. Le cylindre

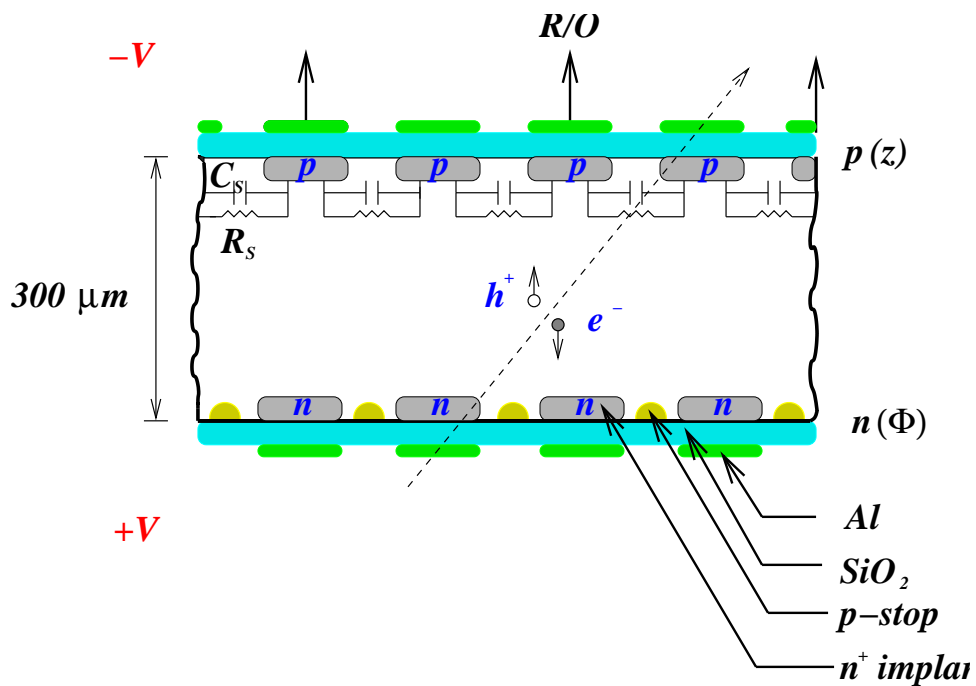


FIG. 2.10 – Représentation schématique en coupe des deux faces et du volume de silicium d'une plaquette du SVT. Le passage d'une particule chargée (flèche en pointillé) provoque la création de paires électron(e^-)-trou(h^+). Le courant engendré est récupéré sur les électrodes en aluminium (Al)

C'est ainsi qu'on enregistre une mesure sur chacune des faces (ϕ ou z). Les câbles de lecture du signal sont fixés au niveau des extrémités des modules, sur le tube support.

La précision moyenne sur une mesure en ϕ est de $25 \mu m$, elle est de $30 \mu m$ pour une mesure en z .

La perte d'énergie $(\frac{dE}{dx})_{svt}$ dans le SVT est calculée en mesurant la charge totale déposée et la distance parcourue dans le silicium. La perte d'énergie en fonction de l'impulsion d'une particule est une information utilisée pour l'identification des particules.

La chambre à fils (DCH)

Le rôle principal de la chambre à fils est la reconstruction de traces d'impulsion transverse p_T au moins égale à $120 MeV/c$. En plus de la reconstruction de traces, la chambre est utilisée pour l'identification des particules et dans le système de déclenchement.

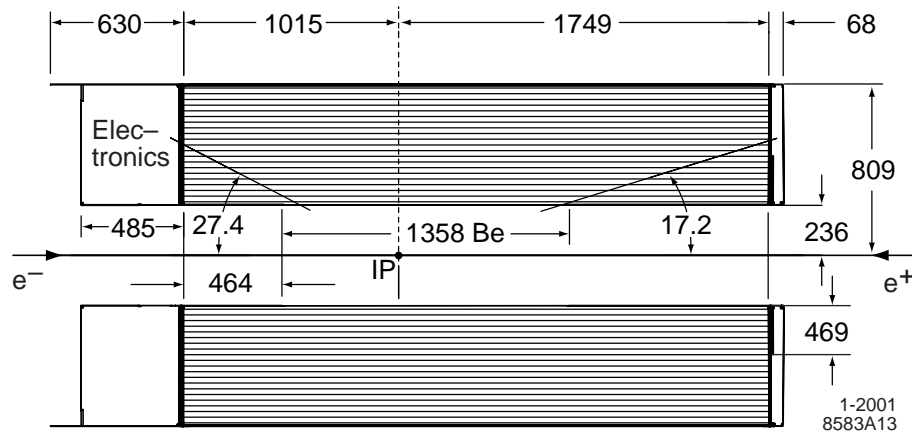


FIG. 2.11 – Vue longitudinale de la chambre à dérive. Du fait de l'asymétrie des faisceaux, le centre de la chambre est décalée de 37 cm vers l'avant par rapport au point d'interaction.

La figure 2.11 montre une vue longitudinale de la chambre. La DCH [56] est composée de cylindres interne et externe longs de $280 cm$ et de deux plateaux en aluminium sur lesquels sont fixés les extrémités des fils en aluminium et tungstène recouverts d'une pellicule d'or. Le cylindre interne a un rayon de $23.6 cm$ et il est composé d'une couche de $1 mm$ de beryllium. Le cylindre externe est en fibre de carbone, son rayon est de $80.9 cm$. L'électronique d'acquisition est placée au niveau du plateau arrière.

La chambre est remplie d'un mélange de gaz composé de 80% d'hélium et 20% d'isobutane (C_4H_{10}). L'avantage de ce mélange léger est de minimiser la quantité de matière traversée par les particules chargées.

Les fils sont disposés suivant 40 couches de détection. Il y a au total 7104 fils de détection qui sont portés à une haute tension (1900, 1930 ou 1960 V) et 21664 fils de champ dont le potentiel est 800 V. Chaque fil de détection est entouré de 6 fils de champ, formant ainsi une cellule hexagonale comme il est montré sur la figure 2.12.

Les couches de détection sont organisés en dix supercouches. Dans les supercouches axiales A, les fils sont parallèles à l'axe z . Dans les supercouches stereo, les fils font un léger angle (de l'ordre de $50 mrad$, mesuré à partir de l'axe z), positif pour les

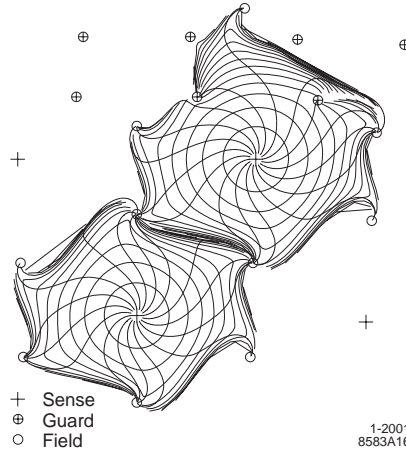


FIG. 2.12 – Structure des cellules de dérive. Les contours schématisés sont les lignes isochrones, i.e les contours d'égal temps de dérive des charges issues de l'ionisation du gaz produite par le passage d'une trace chargée. Les isochrones montrées ici sont espacées de 100 ns. Elles sont circulaires près des fils de détection ("sense") et deviennent irrégulières près des fils de champs ("field")

supercouches U et négatif pour les supercouches V. Les supercouches sont disposés selon l'ordre AUVAUVAUVA. La figure 2.13 montre les premières supercouches. Les supercouches sont isolées entre elles par des fils de garde.

Une particule chargée traversant une cellule provoque l'ionisation du gaz, les charges issues de cette ionisation dérivent vers le fil de détection et provoque une avalanche de charges secondaires qui sont collectées sur le fil. La quantité de charge recueillie permet de remonter à la perte en énergie $(\frac{dE}{dx})_{Dch}$. Le temps de dérive des charges sert au calcul de la distance entre la trajectoire de la particule et le fil de détection touché. La relation liant le temps de dérive à la distance du fil de détection est calculée en utilisant des lots d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. La figure 2.14 montre la relation temps-distance pour une cellule.

La perte d'énergie dans la chambre sert à l'identification des particules, la figure 2.15 montre cette quantité en fonction de l'impulsion de différentes particules.

La perte d'énergie suit la loi de Bethe-Bloch :

$$\frac{dE}{dx} = -Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.2)$$

Z, A sont les caractéristiques atomiques du milieu, K est une constante, I est l'énergie moyenne d'ionisation, T_{max} est l'énergie maximum transféré aux électrons produits par ionisation, δ est un terme correctif dû à la densité du milieu, z est la charge de la particule incidente.

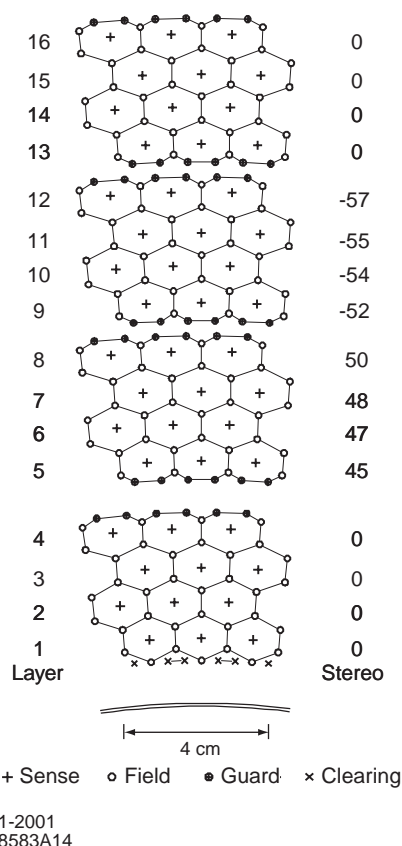


FIG. 2.13 – Représentation schématique des 4 premières supercouches de fils. Le numéro de couche est indiqué à gauche. Les nombres indiqués à droite sont les valeurs des angles stereo, en $mrad$.

Performances de la reconstruction de traces

L'association des sous détecteurs SVT et DCH permet de faire des mesures de précision pour les traces d'impulsion transverse supérieure à $120 MeV/c$, seuil à partir duquel la reconstruction dans la DCH est possible. Mais ils peuvent aussi fonctionner de manière indépendante. Des pions chargés mous d'impulsion transverse de l'ordre de $100 MeV/c$ vont être reconstruit exclusivement par le SVT. Par contre, une particule comme le baryon étrange Λ qui a un grand temps de vie ($c\tau = 7.89 cm$) va être reconstruite par la DCH (dans le canal $\Lambda \rightarrow p\pi^-$).

L'ajustement des trajectoires des traces à partir des points de mesure sera expliqué au chapitre suivant. Nous nous bornerons ici à quelques performances clé réalisées par le système de reconstruction de traces de BaBar.

Pour la mesure des paramètres des traces, les deux sous-détecteurs se complètent, les paramètres d'impact d_0, φ_0, z_0 sont mesurés par le SVT puisque ce sont des quantités qui déterminent le point de production de la trace. La courbure ω par contre est mesurée par la DCH.

La résolution sur ces quantités est calculée en utilisant des muons cosmiques. Les traces

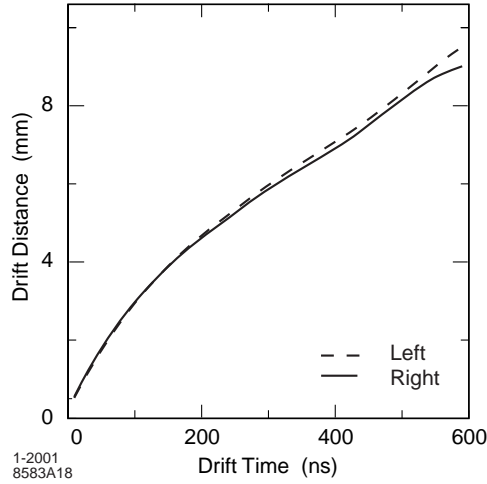


FIG. 2.14 – Relation entre le temps de dérive et la distance trajectoire de la particule - fil de détection pour une cellule. La relation est calculée séparément pour les deux moitiés de la cellule. Le calcul est intégré pour toutes les cellules d'une même couche.

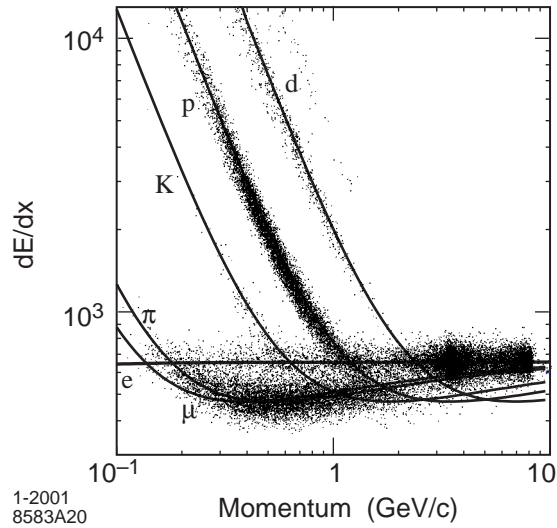


FIG. 2.15 – Perte d'énergie $\frac{dE}{dx}$ dans la DCH en fonction de l'impulsion. Les courbes superposées représentent les prédictions du modèle de Bethe-Bloch pour les différents types de traces.

correspondantes sont séparées en une moitié supérieure et une moitié inférieure, chaque moitié étant reconstruite séparément. La distribution de la différence entre les paramètres de la moitié supérieure et ceux de la moitié inférieure permet de déduire la résolution sur les paramètres. Les résolutions mesurées sont :

$$\begin{aligned} \sigma_{d_0} &= 23 \mu m, \sigma_{\varphi_0} = 0.43 \text{ mrad} \\ \sigma_{z_0} &= 29 \mu m, \sigma_{\tan(\lambda)} = 0.53 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

Pour les traces utilisées dans la reconstruction des événements B , c'est à dire d'impulsion typique de $1 \text{ GeV}/c$, les résolutions sur d_0 , z_0 et φ_0 sont $55 \mu\text{m}$, $65 \mu\text{m}$ et 1 mrad respectivement.

La résolution sur l'impulsion transverse, c'est à dire sur le rayon de courbure est déterminée avec des muons cosmiques. La figure 2.16 montre la résolution σ_{p_T} en fonction de p_T . La quantité σ_{p_T}/p_T évolue linéairement en fonction de p_T :

$$\sigma_{p_T}/p_T = (0.13 \pm 0.01)\% \cdot p_T + (0.45 \pm 0.03)\% \quad (2.3)$$

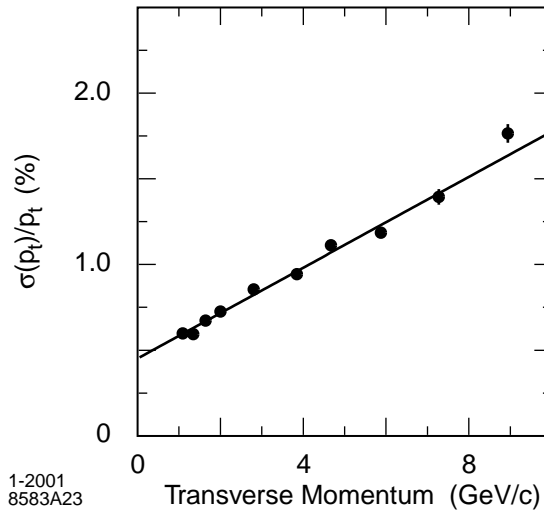


FIG. 2.16 – Résolution en impulsion transverse mesurée avec des muons cosmiques.

En ce qui concerne l'efficacité de détection, elle est de 97 % pour le SVT. L'efficacité de la DCH en fonction de l'impulsion des traces est montrée sur la figure 2.17. L'efficacité de la DCH est la fraction des traces détectées par le SVT et reconstruites dans la chambre. Au delà de $p_T = 300 \text{ MeV}/c$, l'efficacité de la chambre est de 95%.

2.3.2 Le détecteur à effet Cherenkov (DIRC)

Ce détecteur est dédié spécialement à l'identification des particules. Il est particulièrement crucial pour la discrimination entre kaons et pions chargés. Au delà d'une impulsion de $700 \text{ MeV}/c$, la mesure de la perte d'énergie dans la chambre à dérive ne suffit plus à déterminer l'identité des particules. C'est donc pour des impulsions supérieures à cette valeur que le DIRC est déterminant.

La figure 2.18 montre une vue d'ensemble du DIRC.

Le DIRC est constitué d'un assemblage de 144 barres de quartz regroupées en secteurs constituant un polygone à douze faces. Les barres de quartz sont des pavés d'épaisseur 1.7 cm , de largeur 3.5 cm et de longueur 4.9 m .

Le phénomène physique mis en jeu dans ce sous-détecteur est l'effet Cherenkov. Une

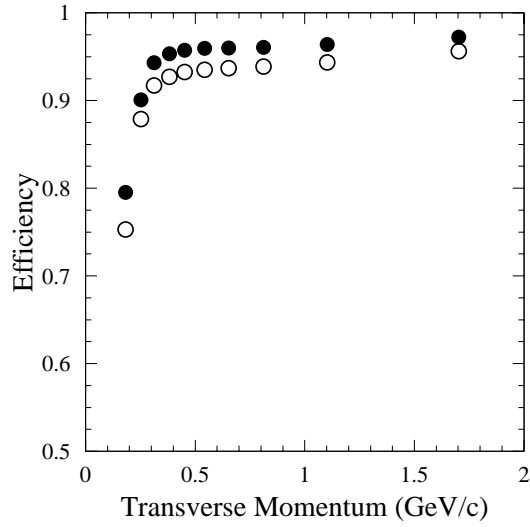


FIG. 2.17 – Efficacité de détection des traces chargées dans la chambre à dérive en fonction de leur impulsion. Les points noirs et les cercles indiquent l'efficacité pour une haute tension de 1960 V et 1900 V respectivement.

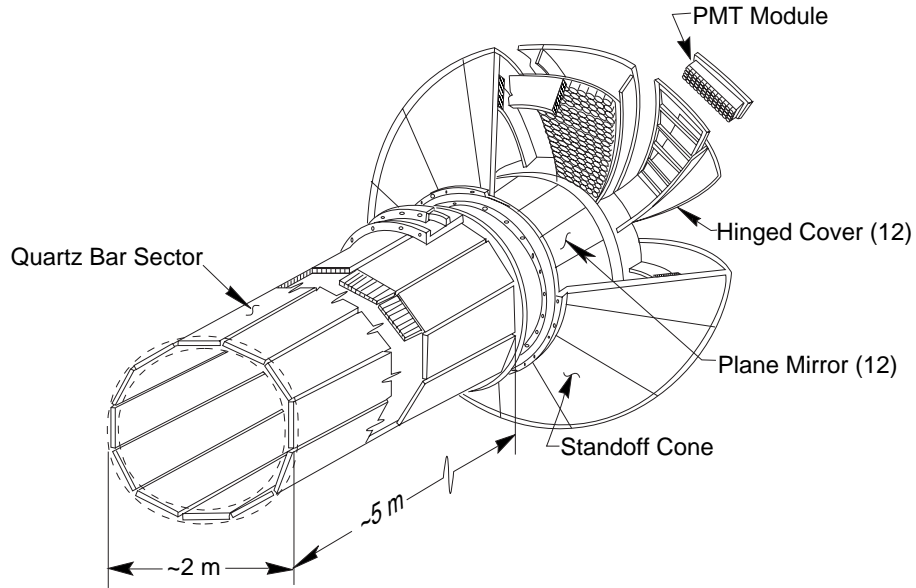


FIG. 2.18 – Vue schématique en trois dimensions du DIRC

particule pénétrant dans un milieu d'indice de réfraction n avec une vitesse v supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu, $\frac{c}{n}$, provoque une émission de lumière dans le milieu. Cette lumière est émise dans la direction de propagation de la particule et est concentrée sur un cône d'angle θ_c qui dépend de la vitesse de la particule :

$$\cos(\theta_c) = \frac{c}{vn} \quad (2.4)$$

L'indice du quartz est égal à 1.473.

La figure 2.19 montre le principe de fonctionnement au passage d'une particule dans les barres de quartz. La lumière émise est réfléchiée à l'intérieur des barres pour ensuite

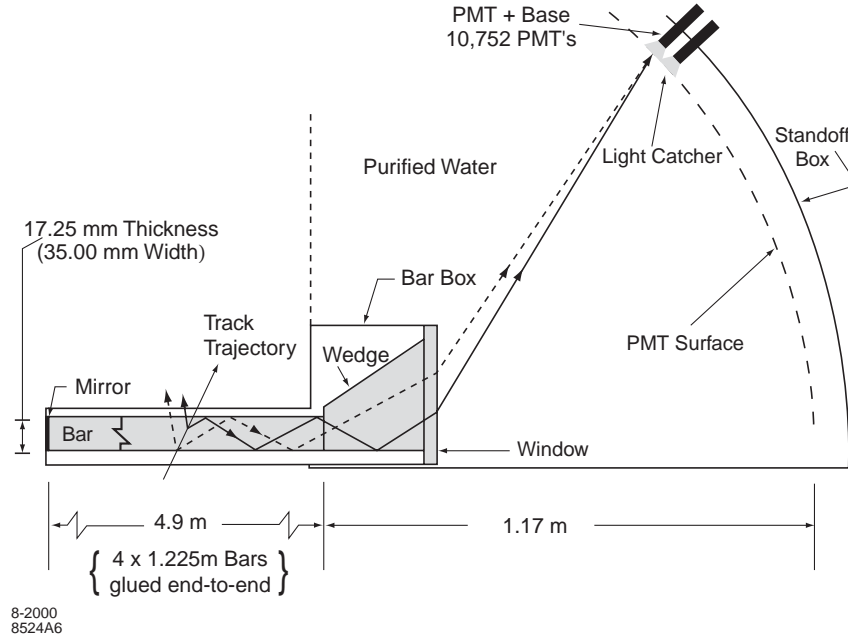


FIG. 2.19 – Principe de la mesure de la lumière Cherenkov dans le DIRC

être recueillie par des tubes photo-multiplicateurs. Les photo-multiplicateurs sont au nombre de 11100 et sont disposés sur un support toroidal à l'arrière du détecteur. Chaque tube a un diamètre de 2.82 cm . Avant d'atteindre les tubes, la lumière traverse une cuve d'eau. À l'avant du détecteur, les barres de quartz sont équipées de miroirs qui renvoient la lumière vers les photo-multiplicateurs tout en conservant l'angle θ_c . L'image du cône Cherenkov reconstruite par les photo-multiplicateurs sur le fond de la cuve, ainsi que l'angle d'incidence des traces sur les barres de quartz nous permettent de calculer l'angle Cherenkov.

Pour des longueurs d'onde dans le domaine du visible, jusqu'à 60 photons Cherenkov peuvent être émis par une trace. En plus des photons de signal, des photons de bruit de fond sont détectés. Ils sont éliminés en utilisant l'information du temps d'arrivée attendu des photons de signal sur les photo-multiplicateurs. Les photons restant sont combinés pour calculer l'angle θ_c , pour différentes hypothèses de particules (e, μ, K, π, p). Un fit de χ^2 incluant le nombre de photons attendus, permet de choisir la meilleure hypothèse.

Les résolutions sur l'angle Cherenkov et le temps d'arrivée sont calculées à partir d'événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, en comparant les valeurs attendues et les valeurs mesurées. La figure 2.20 montre les distributions des différences entre valeurs attendues et valeurs observées pour les photons. Les résolutions déduites de ces distributions sont $\sigma_{\theta_{c,\gamma}} = 9.6$

$mrad$ et $\sigma_{t_\gamma} = 1.4 ns$.

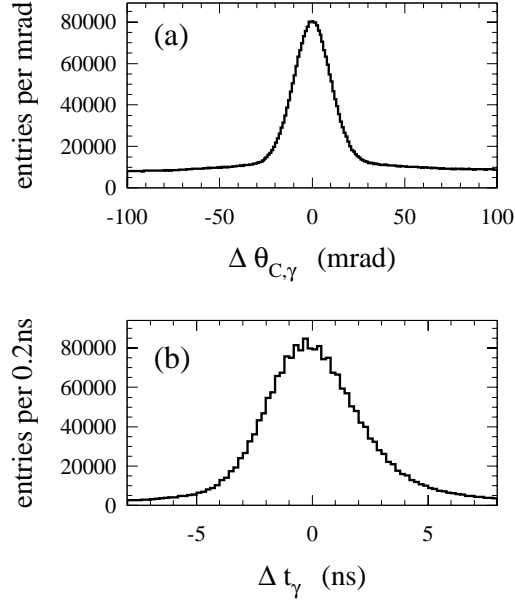


FIG. 2.20 – Résolution sur l'angle θ_c , a/, et sur le temps d'arrivée t_γ , b/, pour des photons émis dans des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

La figure 2.21 montre la distribution de l'angle Cherenkov reconstruit par trace.

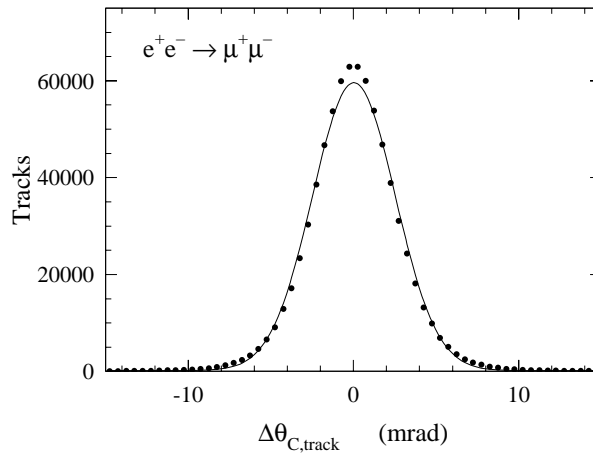


FIG. 2.21 – Résolution sur l'angle θ_c pour les traces des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, la résolution de la distribution est de $\sigma_{\theta_c} = 2.4 mrad$

La résolution sur l'angle Cherenkov pour une trace s'écrit :

$$\sigma_{\theta_c} = \sqrt{\frac{\sigma_{\theta_{c,\gamma}}^2}{N_\gamma} + \sigma_{trk}^2} \quad (2.5)$$

N_γ est le nombre de photons détectés, σ_{trk} est l'erreur sur la reconstruction de l'impulsion de la trace par le SVT et la DCH (puisque l'angle d'incidence est utilisé dans le calcul de θ_c pour une trace).

Enfin, à partir de l'expression 2.4, on peut déduire l'expression de l'angle Cherenkov attendu pour une particule de masse m et d'impulsion p :

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{n} \sqrt{1 + \left(\frac{mc}{p}\right)^2}\right) \quad (2.6)$$

La figure 2.22 montre l'angle θ_c en fonction de p pour des pions identifiés cinématiquement dans la chaîne de désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$ dans les données ainsi que la courbe correspondant à la relation 2.6 pour différentes masses de particules.

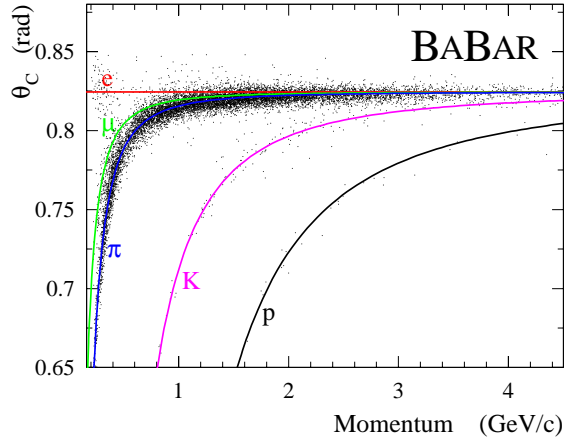


FIG. 2.22 – Distribution de l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion. Les courbes attendues sont superposées en traits pleins.

La figure 2.23 montre la séparation entre pions et kaons, $\frac{\theta_c(\pi) - \theta_c(K)}{\sigma_{\theta_c}}$, en fonction de l'impulsion des particules pour des pions et kaons identifiés cinématiquement dans les mêmes événements que ceux cités précédemment.

2.3.3 Le calorimètre électromagnétique (EMC)

L'EMC est conçu pour détecter les photons isolés et les paires de photons provenant de π^0 et η . Il sert aussi à distinguer les électrons (positrons) des autres traces chargées, grâce à la distribution d'énergie déposée notamment.

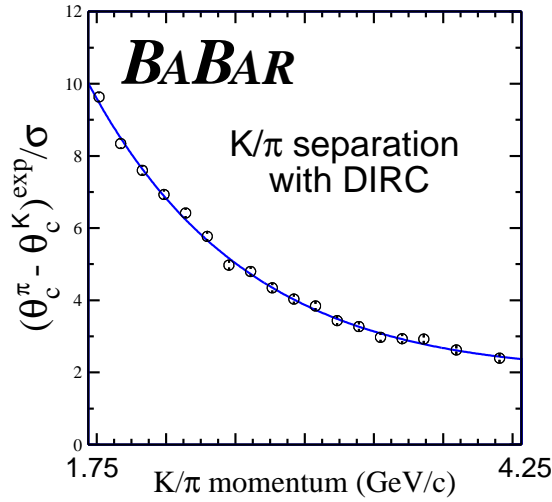


FIG. 2.23 – Pouvoir de séparation $\frac{\theta_c(\pi) - \theta_c(K)}{\sigma_{\theta_c}}$ du DIRC en fonction de l'impulsion.

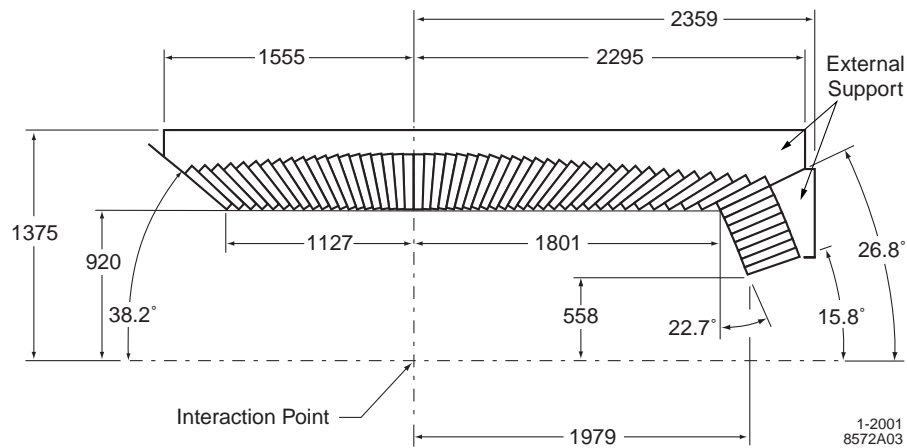


FIG. 2.24 – Vue en coupe longitudinale de la moitié supérieure des cristaux du calorimètre électromagnétique.

La figure 2.24 montre la structure du calorimètre.

Le calorimètre est constitué d'un assemblage de cristaux de iodure de Cesium (CsI) dopés au Thallium (Tl).

L'assemblage est divisé en deux parties :

- Une partie cylindrique, composée de 5760 cristaux, qui entoure l'axe des faisceaux. Son rayon interne est de 90 cm et son rayon externe, 135.6 cm. Il y a 48 rangées de cristaux suivant l'angle θ et 120 rangées de cristaux suivant l'angle ϕ .
- Un "bouchon" cône situé à l'avant qui est composé de 820 cristaux.

La figure 2.25 montre la géométrie d'un cristal.

Les cristaux n'ont pas tous exactement les mêmes dimensions mais en moyenne, un cristal typique présente une aire de $4.7 \times 4.7 \text{ cm}^2$ sur la face par laquelle les particules

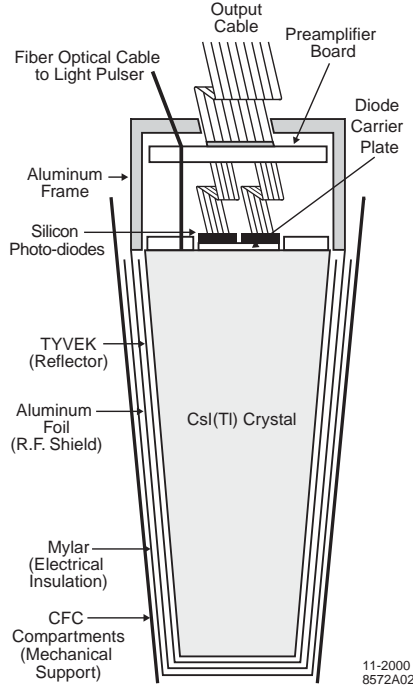


FIG. 2.25 – Représentation schématique d’un cristal positionné dans son étui trapézoïdal (ouvert sur la face interne du calorimètre). Les photo-diodes placées sur la face arrière sont reliées à l’électronique d’acquisition.

pénètrent et la face arrière sur laquelle est branchée l’électronique a une aire de $6 \times 6 \text{ cm}^2$.

Une particule pénétrant dans les cristaux provoque la scintillation du milieu, donnant lieu au développement d’une gerbe électromagnétique. Les photons de scintillation sont recueillis par des photo-diodes.

La résolution angulaire de l’EMC dépend de sa granularité, de l’énergie de la particule incidente, et de la distance par rapport au point d’interaction. Elle est mesurée en utilisant des lots de π^0 .

La figure 2.26(a) montre la courbe de résolution angulaire en fonction de l’énergie des photons. Un ajustement empirique basé sur les points expérimentaux donne :

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

La résolution en énergie est calculée sur une large gamme d’énergie, de 20 MeV à 10 GeV , en utilisant différentes désintégrations : les photons provenant des π^0 , les photons provenant du bremsstrahlung des électrons Bhabha, la désintégration $\chi_c \rightarrow J/\psi\gamma$ (figure 2.26(b)). La paramétrisation de la résolution donne :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(\frac{2.3}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus 1.9 \right) \% \quad (2.8)$$

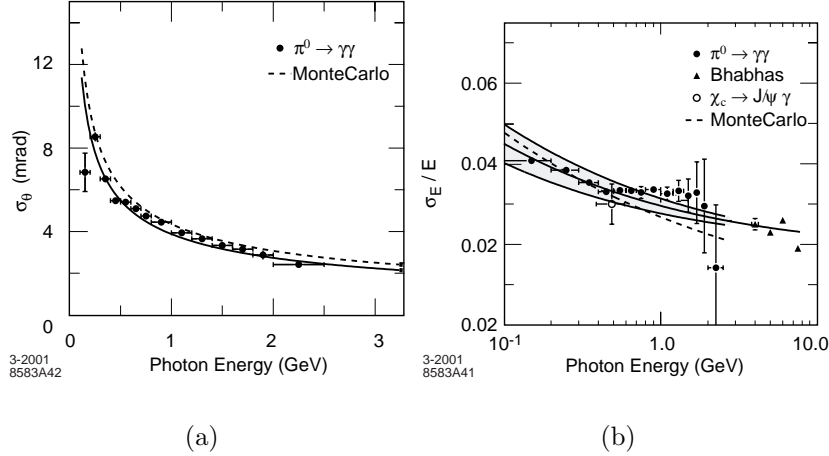


FIG. 2.26 – Courbes de résolution angulaire (a) et de résolution en énergie (b) des photons reconstruits par le calorimètre en fonction de leur énergie.

Le calorimètre sert aussi à identifier les particules, neutres ou chargées et tout particulièrement les électrons (positrons). Lorsqu'une particule pénètre dans le calorimètre, l'énergie déposée est répartie sur plusieurs cristaux. La forme de l'amas d'énergie, sa structure transversale en particulier, dépend de la nature de la particule incidente. S'il s'agit d'une particule électromagnétique comme un photon ou un électron, l'amas sera localisé sur quelques cristaux seulement. La gerbe est plus étalée pour une particule hadronique comme π^\pm ou K_L^0 .

La quantité d'énergie E_{cal} déposée dans le calorimètre est une donnée importante pour séparer les e^\pm et les π^\pm . Les e^\pm déposent toute leur énergie dans le calorimètre, ce qui fait que le rapport $\frac{E_{cal}}{p}$ est de l'ordre de 1. Les π^\pm par contre déposent une fraction plus petite de leur énergie en moyenne ce qui fait que la distribution de $\frac{E_{cal}}{p}$ est à peu près uniformément répartie entre 0 et 1. La figure 2.27 montre la distribution pour les électrons et les pions chargés.

D'autre part, l'étude de la topologie du dépôt d'énergie va permettre de distinguer les photons des K_L^0 pour les particules neutres, et les e^\pm des π^\pm pour les traces chargées. La variable topologique qui est utilisée dans BaBar est nommée *LAT* ("lateral energy distribution") et est définie comme suit :

- Soit n le nombre de cristaux touchés par une particule donné et E_i le dépôt d'énergie dans le cristal i ($i = 1, \dots, n$)
- Les dépôts d'énergie sont classés suivant l'ordre $E_1 \geq E_2 \geq \dots \geq E_n$
- La variable *LAT* est définie comme :

$$LAT = \frac{\sum_{i=3}^n E_i r_i^2}{\sum_{i=3}^n E_i r_i^2 + E_1 r_0^2 + E_2 r_0^2} \quad (2.9)$$

où r_0 est la distance transversale moyenne entre les centres des cristaux et r_i est la

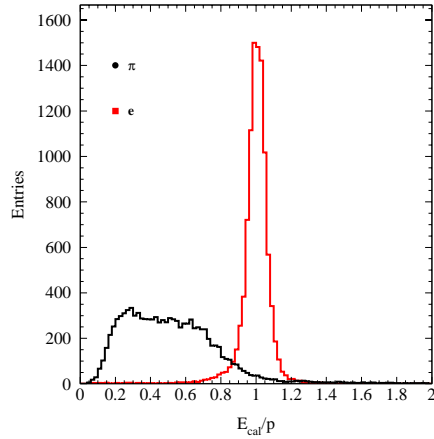


FIG. 2.27 – Distribution du rapport $\frac{E_{cal}}{p}$ pour e^\pm et π^\pm . La distribution est piquée autour de 1 pour e^\pm , elle est uniforme pour π^\pm .

distance du centre du cristal i par rapport au barycentre en énergie de la gerbe (voir figure 2.28).

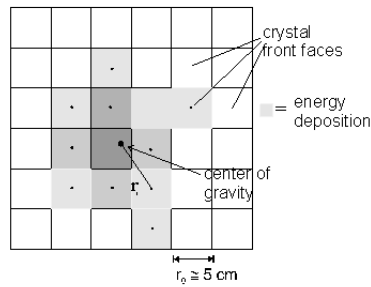


FIG. 2.28 – Schéma en projection plane d’une portion $\theta - \phi$ du calorimètre montrant une distribution transverse d’énergie avec quelques cristaux touchés

Pour une particule électromagnétique, E_1 et E_2 sont importants par rapport à E_i , $i > 2$. LAT prendra donc des faibles valeurs. Pour une particule hadronique, la distribution en énergie étant plus répartie, la distribution de LAT sera plus étalée. La figure 2.29 montre la distribution de cette quantité pour des pions venant des désintégrations $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et des électrons venant des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Enfin, la figure 2.30 montre l’efficacité d’identification des électrons et le taux de contamination en pions en fonction de l’impulsion. Pour $p > 1 \text{ GeV}/c$, l’efficacité est de 91.5 % en moyenne et la contamination moyenne en pions est de 0.13 %

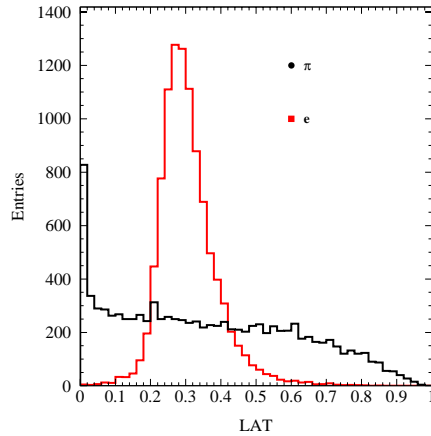


FIG. 2.29 – Distribution de la variable LAT pour e^\pm et π^\pm . La distribution est piquée vers les faibles valeurs pour e^\pm , elle est plus répartie pour π^\pm .

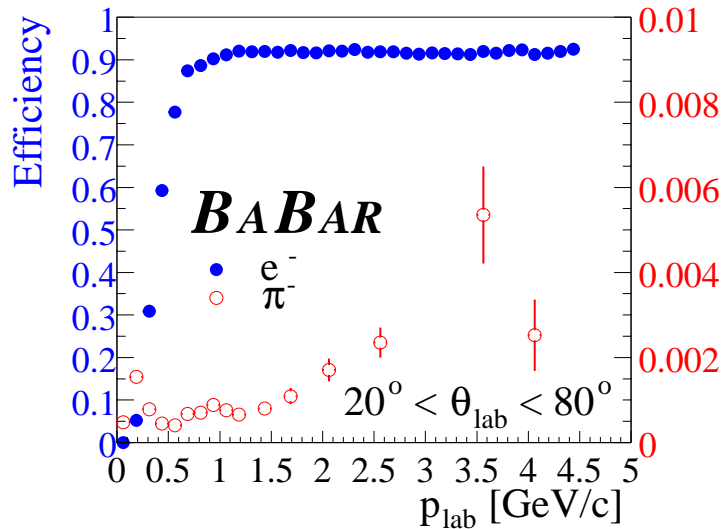


FIG. 2.30 – Efficacité d'identification des électrons (graduation verticale de gauche) et taux de contamination (graduation verticale de droite) en fonction de l'impulsion

2.3.4 Le retour de flux instrumenté (IFR)

Cette structure est dédiée à l'identification des muons et des hadrons neutres, en particulier les K_L^0 .

Les muons sont importants pour l'étiquetage de la saveur des B en utilisant les désintégrations $B \rightarrow X \mu \nu_\mu$, ainsi que pour la reconstruction du canal $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

La détection des K_L^0 sert à la reconstruction de la désintégration $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ qui est un canal important pour l'étude de la violation CP.

La figure 2.31 montre la structure de l'IFR.

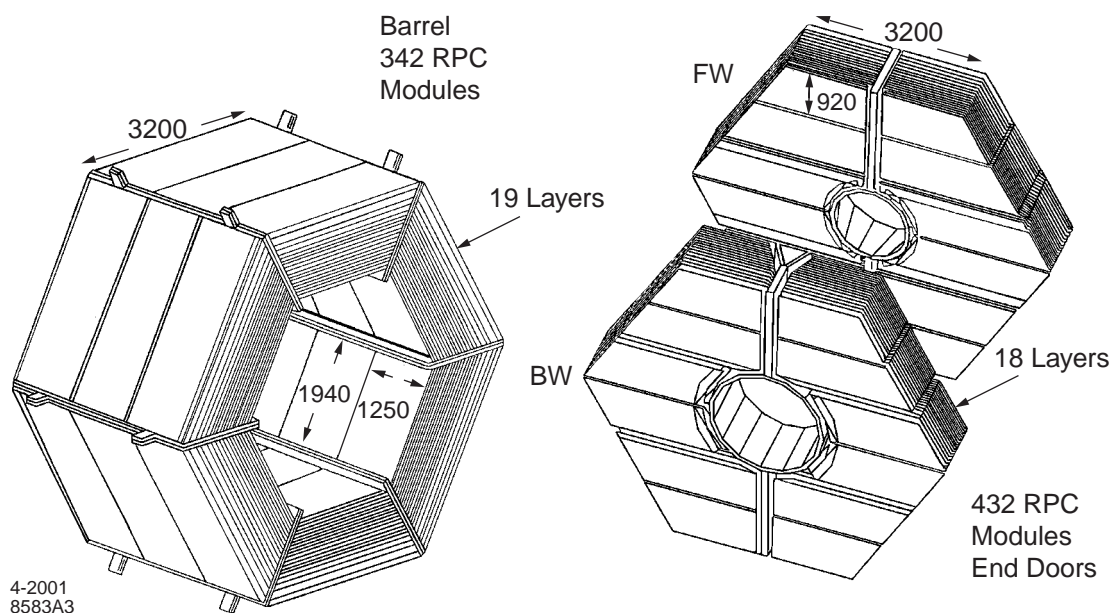


FIG. 2.31 – Structure

L'IFR est composée de chambres de détection, RPC (Resistive Plate Chambers), remplies de gaz et placées dans une structure en acier qui sert de retour de champ pour le solénoïde. Ce détecteur divisée en trois parties : une partie centrale dans laquelle 342 chambres de détection sont placées entre 19 plaques d'acier et deux bouchons avant et arrière comportant chacun 216 chambres de détection placées entre 18 plaques d'acier. La profondeur de pénétration étant fonction de l'impulsion de la particule, les premières couches de détection sont plus rapprochées entre elles que les couches extérieures pour améliorer la détection des particules les moins énergiques qui atteignent l'IFR.

La figure 2.32 montre le schéma d'une chambre de détection.

La chambre de détection est constituée de deux électrodes en bakelite revêtues de graphite et couvertes d'une couche de PVC pour l'isolation. Une des électrodes est au potentiel nulle tandis que l'autre est portée à haute tension (environ 8000 Volts). L'espace entre les électrodes est remplie d'un mélange gazeux d'Argon-Freon-isobutane. Le passage d'une particule provoque l'ionization du gaz, les charges sont recueillies sur des pistes en aluminium. Les pistes sont orthogonales et mesurent les coordonnées $X - Y$ du point de mesure dans le repère local lié à la chambre de détection, c'est à dire les coordonnées $z - \phi$ dans le référentiel du détecteur, pour les chambres situés dans la partie cylindrique de l'IFR et les coordonnées $x - y$ pour les chambres situés dans les portes. Les hadrons chargés comme les pions sont assez rapidement arrêtés par l'acier de l'IFR tandis que les muons pénètrent beaucoup plus profondément. La figure 2.33 montre l'efficacité d'identification des muons et le taux de contamination en pions, en fonction de l'impulsion.

Une dégradation progressive de l'efficacité des chambres de détection de l'IFR a été observée depuis le début du fonctionnement du détecteur sans qu'aucune cause ne soit

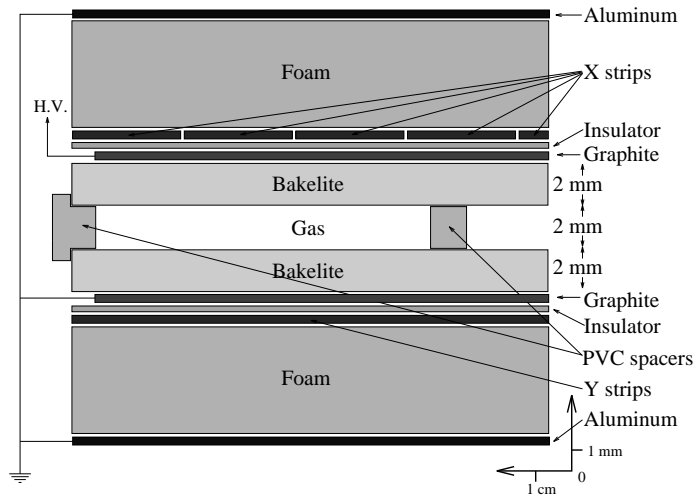


FIG. 2.32 – Structure d’une chambre de détection

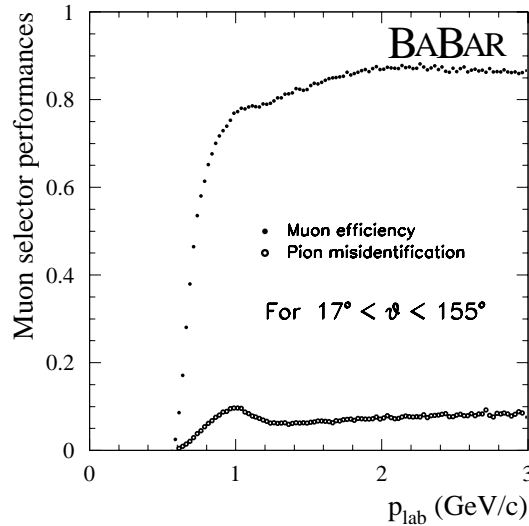


FIG. 2.33 – Efficacité d’identification des muons (courbe du haut) et taux de contamination en pions (courbe du bas).

clairement identifiée. Le remplacement progressif des chambres défectueuses a commencé en juillet 2002 et se poursuivra jusqu’en 2005.

2.4 Les données et leur calibration

La reconstruction des événements de physique à partir des signaux recueillis auprès des différentes composantes du détecteur requiert un contrôle des signaux électriques d’acquisition d’une part et un étalonnage de grandeurs physiques mesurées ou de grandeurs

influant de manière directe le calcul de quantités physiques.

2.4.1 Acquisition des données

Le système d'acquisition des données de BaBar a pour fonction de transformer une information brute qui sort du détecteur BaBar en une information plus élaborée, exploitable pour la physique. La figure 2.34 montre la chaîne d'acquisition des données.

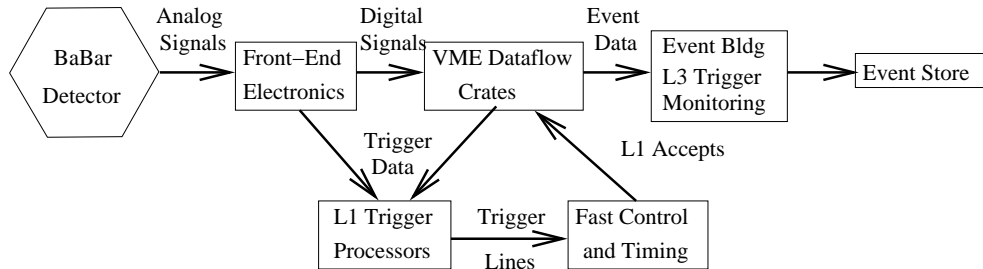


FIG. 2.34 – Diagramme schématique de l'acquisition des données.

Le traitement de l'information est articulée autour de deux grands pôles :

- Le traitement du flux de données : des processeurs (VME) connectés à l'électronique du détecteur par des fibres optiques extraient les signaux physiques des données brutes, appliquent les corrections sur les signaux, et formatent l'information. Ce sont aussi les VME qui sont chargés de la calibration de l'électronique du détecteur. Ensuite un système de traitement des données en ligne regroupe l'information de l'événement.
- Les systèmes de déclenchement : le déclenchement ou filtrage s'effectue à deux niveaux. Le niveau 1 où des algorithmes rapides reconstruisent des quantités relatives aux traces chargées et aux particules neutres et rejettent les événements inintéressants pour les études de physique. Le niveau 3 intervient après l'assemblage de l'événement et filtre les événements à partir d'algorithmes plus complexes. Par exemple, les traces chargées sont rejetées si leur point d'origine est trop éloignée du point d'interaction. À la sortie du niveau 3, l'événement est mis sur disque, s'il est accepté.

Pour avoir une idée de l'importance du filtrage, l'information brute provenant des collisions arrive à une fréquence d'environ 250 MHz à l'entrée du système d'acquisition, elle est d'environ 3000 Hz à la sortie du système de déclenchement de niveau 1 et la fréquence n'est plus que de 100 Hz à la sortie du système de déclenchement de niveau 3. Une fois sur disque, les données sont traités hors-ligne et organisés sous un format plus élaboré, en fonction des divers besoins des études de physique.

2.4.2 Calibration en ligne

La calibration en ligne des données concerne deux types de quantités :

- Des quantités qui sont calculées automatiquement par le système de contrôle en ligne.

- Des quantités qui varient rapidement avec le temps, c'est à dire à l'échelle de quelques heures, et qui sont calculées de manière continue dans ce qu'on appelle la calibration "récurrente" où les données d'un run sont utilisées pour calculer les constantes utilisées par le run suivant.

La première catégorie se situe au niveau hardware et concerne la calibration en ligne de l'électronique des détecteurs qui est faite une fois par jour. La deuxième catégorie se situe au niveau de la reconstruction et concerne les constantes d'alignement du détecteur de vertex par rapport à la chambre à fils, la calibration de la perte d'énergie dans la chambre à dérive, ...

2.4.3 Calibration hors-ligne

La calibration hors-ligne concerne toutes les quantités physiques qui nécessitent des données complexes comme la masse invariante de particules ou un lot de particules sélectionnées à partir des algorithmes d'identification de muons, d'électrons ou de kaons par exemple. Ces calibrations sont prises en charge par les groupes responsables des sous-détecteurs.

Par exemple, la moyenne de la masse invariante $m(\mu^+\mu^-)$ dans la désintégration $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ est utilisée comme indicateur de problèmes éventuels d'alignement dans les détecteurs de vertex et de traces et dans la paramétrisation du champ magnétique.

2.5 Conclusion

Le détecteur BaBar a atteint les performances qui étaient initialement visées dans le cahier des charges. Voilà maintenant 3 ans que des données sont prises. Le fonctionnement de l'expérience devrait se poursuivre au minimum jusqu'à l'année 2005 à la fin de laquelle la luminosité accumulée est attendue autour de $500 fb^{-1}$.

Chapitre 3

Alignement des détecteurs de vertex et de traces

Ce chapitre va traiter de manière plus spécifique l'alignement relatif du détecteur de vertex par rapport à la chambre à dérive qui est prise pour référence. Une étude de l'impact de la géométrie de la chambre sur cet alignement est présentée. L'étude de l'alignement nécessite de refaire l'ajustement des traces un nombre important de fois. Nous verrons donc au préalable un aperçu de la méthode de reconstruction des traces.

3.1 Les algorithmes de reconstruction des traces

3.1.1 Principes généraux

Dans l'expérience BaBar, les traces sont d'abord reconstruites séparément dans le détecteur de vertex et dans la chambre à fils avant que les deux "morceaux" ne soient assemblés. La reconstruction des traces chargées procède en deux étapes : la reconnaissance de traces appelée aussi "pattern recognition" où les traces candidates sont détectées et ensuite la reconstruction de ces traces proprement dite.

3.1.2 La reconnaissance des traces

La reconnaissance de traces consiste en l'identification d'un ensemble de mesures, dans un sous détecteur donné, qui soit compatible avec une trace.

Dans le détecteur de vertex

L'étape préliminaire à la reconnaissance de traces consiste à faire la liste des points "3D" du SVT, c'est à dire des mesures en ϕ et en z qui se trouvent sur la même plaquette et qui définissent sans ambiguïté un point de l'espace à trois dimensions.

Deux algorithmes de reconnaissance de traces sont ensuite utilisés dans le SVT.

a/ Le premier algorithme utilise trois points "3D" pour construire un cercle dans le plan transverse aux faisceaux en appliquant certains critères de compatibilité avec une trace.

Les principaux critères sont que ces trois points doivent être raisonnablement proches en azimut et en temps, le rayon du cercle doit être supérieur à 8 cm et la trajectoire ne doit croiser ni le rayon interne ni le rayon externe du SVT entre deux points de mesure. Bien que la reconnaissance se fasse sur trois points, quatre points sont requis pour que la trace candidate soit acceptée. L'avantage d'utiliser des points "3D" est que l'algorithme n'est pas sensible à l'alignement local du SVT. Par contre, il y a deux inconvénients à cet algorithme : il ignore systématiquement les demi-modules défectueux qui ne possèdent qu'une mesure (z ou ϕ) et la combinatoire des points "3D" augmente rapidement, en $N_\phi \times N_z$ où N_ϕ est le nombre de mesures azimutales et N_z le nombre de mesures en z .

b/ Le deuxième algorithme [57] fonctionne en deux temps :

- Reconstruction d'un cercle dans le plan transverse à partir de mesures azimutales seulement : en partant d'une mesure de la couche externe (5ème couche) du SVT et en examinant les mesures de la 4ème couche, seules sont retenues les mesures qui peuvent donner géométriquement des traces. Une trace avec une impulsion transverse au moins égale à 36 MeV/c (cercle de rayon 8 cm) peut rencontrer 3 modules de la 4ème couche comme il est montré sur la figure 3.1. En utilisant l'origine comme troisième point, trois cercles candidats sont formés. Ensuite, les mesures des 3 couches internes sont examinées de manière itérative en utilisant les intersections des cercles candidats précédemment calculés pour rejeter les mesures incompatibles. Des coupures sur la différence de longueur entre la distance reliant le centre d'un cercle candidat et une mesure donnée et le rayon du cercle sont faites pour sélectionner les mesures compatibles. Finalement, un seul cercle candidat subsiste pour un point de mesure donné d'une couche externe.
- Une fois les traces candidates ainsi définies dans le plan transverse, les mesures en z sont incluses pour définir des traces proprement dites (en 3 dimensions). Le cercle étant connu dans le plan transverse, deux mesures en z sont nécessaires pour définir les paramètres de l'hélice définissant la trajectoire. La méthode du choix de l'hélice la plus compatible avec une trace utilise les mêmes principes que ceux utilisés pour le choix dans le plan transverse. On démarre par un couple de mesures en z dans les couches les plus externes et on ajoute les éventuelles mesures des couches internes par itération et en appliquant des critères de tolérance géométrique.

La combinatoire de ce deuxième algorithme évolue en $N_\phi + N_z$.

Quel que soit l'algorithme utilisé, le résultat du traitement des mesures dans un événement est une liste de trajectoires avec les mesures associées utilisées pour les déterminer.

Selon que le bruit de fond soit important ou non, l'un ou l'autre des algorithmes est plus approprié. Le deuxième algorithme est globalement plus avantageux. Les deux algorithmes sont utilisés dans l'expérience BaBar car l'efficacité de recherche de traces est améliorée en les associant.

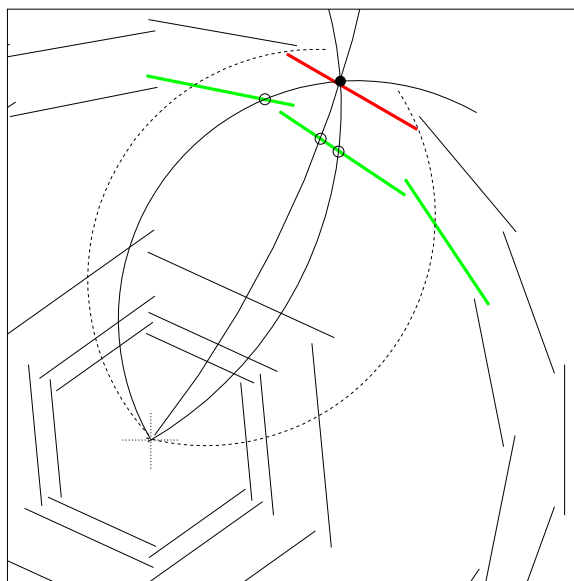


FIG. 3.1 – Illustration de la première étape de la reconstruction de cercle. Les mesures des modules permis de la couche 4 (en vert) sont combinées avec celles de la couche 5 pour former des cercles candidats, en utilisant l’origine comme troisième point. Les arcs en pointillés représentent les trajectoires possibles, pour le module de la couche 5 en rouge, pour des traces qui satisfont $p_T > 36 \text{ MeV}/c$ ($r > 8 \text{ cm}$)

Dans la chambre à dérive

Le principe est le même que pour le SVT : trouver d’abord des traces candidates dans le plan transverse en essayant de constituer un cercle avec des points de mesure puis ajouter d’autres points.

Des segments de 4 mesures dans une même supercouche de la chambre à dérive sont formés, après élimination des mauvaises combinaisons, comme il est schématisé sur la figure 3.2. Ensuite 3 segments des supercouches axiales sont combinés pour former un cercle dans le plan transverse. Une fois le cercle constitué, les segments des supercouches stéréo sont ajoutés pour compléter l’information en z et construire ainsi des trajectoires à trois dimensions, après application de critères de tolérance géométrique. Une représentation schématique des supercouches et des segments associés est montrée sur la figure 3.3.

3.1.3 La reconstruction des traces

Une fois les traces candidates formées avec des trajectoires primaires et des mesures associées à chaque trajectoire, les traces proprement dites sont construites.

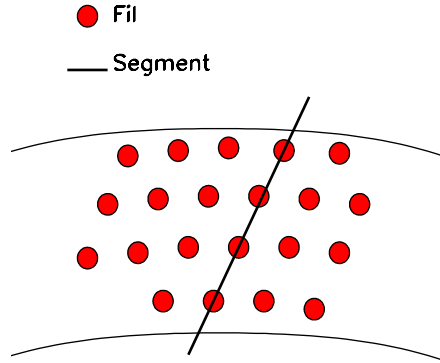


FIG. 3.2 – Représentation schématique en coupe d’une supercouche et ses quatre couches de fils ainsi qu’un segment reliant quatre fils adjacents touchés par la trace.

L’ajustement traditionnel

Le principe de base d’un ajustement est de déterminer m paramètres α_i d’une fonction f à partir de n mesures y_l . La relation qui lie les mesures et les paramètres étant $y_l = f_l(\{\alpha\})$ où $f_l(\{\alpha\})$ est la valeur de la fonction f évaluée au point de mesure l . Si on considère que les mesures ont des erreurs gaussiennes, leur densité de probabilité est :

$$h(y_1, y_2, \dots, y_n) = \prod_l \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_l} e^{-\left(\frac{y_l - f_l}{2\sigma_l}\right)^2} \quad (3.1)$$

Maximiser le logarithme de cette fonction, c’est à dire la vraisemblance, revient à minimiser la quantité $\chi^2 = \sum_l \left(\frac{y_l - f_l}{\sigma_l}\right)^2$ et on aboutit à la résolution d’un problème de moindres carrés.

En générale, le problème ne peut être résolu analytiquement mais on recourt souvent à une linéarisation :

$$f_l(\alpha) = f_l(\alpha_A) + \sum_i (\alpha_i - \alpha_{iA}) \frac{\partial f_l(\alpha)}{\partial \alpha_i} \Big|_{\alpha_A} = f_{lA} + \sum_i A_{li} \Delta \alpha_i \quad (3.2)$$

où α_A est une première estimation “sensée” des paramètres.

La fonction χ^2 s’écrit alors :

$$\chi^2 = \sum_l \left(\frac{y_l - f_{lA} - \sum_i A_{li} \Delta \alpha_i}{\sigma_l} \right)^2 = \sum_l \left(\frac{\Delta y_l - \sum_i A_{li} \Delta \alpha_i}{\sigma_l} \right)^2 \quad (3.3)$$

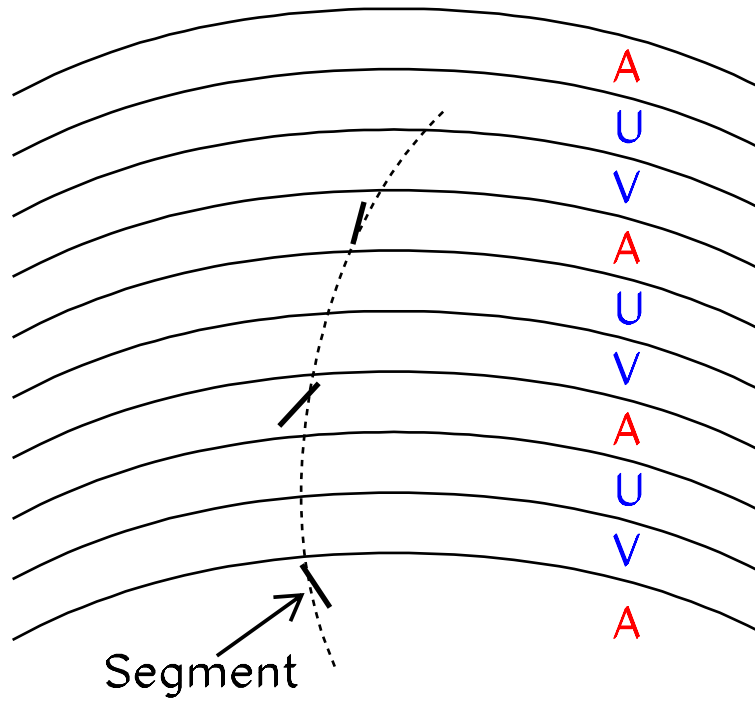


FIG. 3.3 – Schéma en coupe des supercouches axial et stéréo de la chambre avec trois segments utilisés pour reconstituer un cercle (en pointillé) dans le plan transverse.

La résolution des n équations $\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_i} = 0$ donne, en notation matricielle :

$$\Delta \alpha = \mathbf{V}_A \mathbf{A}^T \mathbf{V}_{mes}^{-1} \Delta \mathbf{y} \quad (3.4)$$

\mathbf{V}_{mes} est la matrice de covariance des n mesures :

$$\mathbf{V}_{mes} = \begin{pmatrix} 1/\sigma_1^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1/\sigma_2^2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1/\sigma_n^2 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

\mathbf{A} est la matrice d'éléments A_{li} définis plus haut et enfin $\mathbf{V}_A = (\mathbf{A}^T \mathbf{V}_{mes}^{-1} \mathbf{A})^{-1}$
La matrice d'erreur des paramètres α_i se calcule par :

$$\mathbf{V}_\alpha = \langle \delta(\Delta\alpha) \delta(\Delta\alpha)^T \rangle = \mathbf{V}_A \mathbf{A}^T \mathbf{V}_{mes}^{-1} \langle \delta\mathbf{y} \delta\mathbf{y}^T \rangle \mathbf{V}_{mes}^{-1} \mathbf{A} \mathbf{V}_A = \mathbf{V}_A \quad (3.6)$$

(on utilise $\langle \delta\mathbf{y} \delta\mathbf{y}^T \rangle = \mathbf{V}_{mes}$ et la définition de \mathbf{V}_A)

Dans le cas de la reconstruction de traces, les paramètres α_i sont les paramètres de l'hélice, $(d_0, \varphi_0, \omega, z_0, \tan(\lambda))$, les quantités y_l sont les points de mesure dans le détecteur de vertex et la chambre.

Dans l'exemple pris ici, la matrice \mathbf{V}_{mes} est diagonale mais en général, les mesures sont corrélées et la matrice est non-diagonale. Donc pour un nombre important de mesures, son inversion consommera du temps de calcul. La méthode présentée ici est globale, c'est à dire qu'elle prend en compte toutes les mesures en même temps, de telle sorte qu'il est difficile de prendre en compte certains effets physiques bien connus :

- La perte d'énergie dans les détecteurs : cela entraîne la modification des paramètres de la trace et la matrice d'erreur correspondante.
- La diffusion multiple : c'est une diffusion à faible angle dans le volume des détecteurs et qui est due essentiellement à l'interaction coulombienne de la trace avec les électrons des atomes du milieu. Cette diffusion est un processus stochastique de moyenne nulle et dont la variance va entraîner une modification \mathbf{V}_{DM} de la matrice d'erreur \mathbf{V}_α des paramètres de la trace $\mathbf{V}_\alpha \rightarrow \mathbf{V}'_\alpha = \mathbf{V}_\alpha + \mathbf{V}_{DM}$. C'est la diffusion multiple qui est responsable des corrélations entre les mesures car une diffusion qui a lieu en un point influence tous les points suivants.
- Dans une moindre mesure, les inhomogénéités du champ magnétique
Une méthode adaptée pour le traitement de ces effets est décrite ci-après.

Le filtrage de Kalman

Ce qui va être présenté ici est une application du filtrage de Kalman [58, 59, 60] à la reconstruction de traces chargées.

L'idée de la méthode [61, 62] est de partir d'une extrémité de la trace primaire définie par les algorithmes de recherche de traces décrits auparavant et de calculer les paramètres de la trace en chaque point de mesure rencontré en tenant compte des calculs précédents des paramètres et de l'interaction avec le milieu entre la mesure précédente et la mesure considérée. La trace "suit" les mesures et la trajectoire est composée de morceaux d'hélices.

L'expérience BaBar a innové en implémentant le premier filtrage de Kalman en langage orienté objet [63, 64] et en raffinant la procédure. La figure 3.4 présente schématiquement la procédure de filtrage dont les points importants sont résumés ci après (pour plus de détails les références [58, 59, 63, 64] peuvent être consultées).

Découpage du volume du détecteur Le volume du détecteur est découpé en sous-volumes où les effets des mesures et des interactions avec le milieu sont calculés. L'approche est donc naturelle : les effets du milieu sont pris en compte et les mesures sont intégrées à chaque fois qu'elles sont "rencontrées".

Correction due à la diffusion multiple Si on définit deux vecteurs orthogonaux $\hat{\Theta}$ et $\hat{\Phi}$ dans le plan transverse à l'impulsion \vec{p} de la trace, la diffusion multiple est alors paramétrée par deux angles indépendants Θ et Φ , qui sont les angles de diffusion dans les plans $(\vec{p}, \hat{\Theta})$ et $(\vec{p}, \hat{\Phi})$, respectivement.

La distribution des angles de diffusion est gaussienne (pour les petits angles) de largeur :

$$\sigma_S = \frac{13.6 MeV}{p\beta} \sqrt{\frac{L}{X_0}} (1 + 0.038 \ln(\frac{L}{X_0})) \quad (3.7)$$

L est l'épaisseur du sous-volume de détecteur considéré, X_0 sa longueur de radiation, p est l'impulsion de la trace, β sa vitesse.

La correction à la matrice de covariance des paramètres de la trace est alors :

$$\mathbf{V}_{DM} = \left(\frac{\delta\alpha^T}{\delta\Theta} \frac{\delta\alpha}{\delta\Theta} + \frac{\delta\alpha^T}{\delta\Phi} \frac{\delta\alpha}{\delta\Phi} \right) \sigma_S^2 \quad (3.8)$$

Correction due à la perte d'énergie La perte d'énergie, $\frac{dE}{dx}$ entraîne les corrections suivantes sur les paramètres et leur covariance :

$$\alpha \rightarrow \alpha + \frac{\delta\alpha}{\delta\Psi} \frac{\sqrt{p^2 + m^2}}{p^2} \frac{dE}{dx} \cdot L \quad (3.9)$$

où $\Psi = \frac{\Delta p}{p}$

$$\Delta\mathbf{V}_\alpha = \frac{\delta\alpha^T}{\delta\Psi} \frac{\delta\alpha}{\delta\Psi} \frac{p^4}{p^2 + m^2} \sigma_{\Delta E}^2 \quad (3.10)$$

$\sigma_{\Delta E}$ est la dispersion sur la perte d'énergie.

Correction dues aux inhomogénéités du champ magnétique La variation de l'impulsion due aux inhomogénéités du champ \vec{B} se calcule par la formule $\Delta\vec{p} = \int \delta\vec{B} \times \frac{d\vec{l}}{dl}$. $\delta\vec{B}$ est la déviation par rapport au champ nominal, $\vec{B}(\vec{F}) - \vec{B}_{nom}$, calculée à partir de la carte du champ magnétique et la trajectoire idéale (sans inhomogénéités) de la trace, \vec{F} . Cela induit une modification des paramètres de trace :

$$\alpha \rightarrow \alpha + \frac{\delta\alpha}{\delta\Theta} \frac{\Delta\vec{p}}{|\vec{p}|} \cdot \hat{\Theta} + \frac{\delta\alpha}{\delta\Phi} \frac{\Delta\vec{p}}{|\vec{p}|} \cdot \hat{\Phi} \quad (3.11)$$

Les incertitudes sur la connaissance de la carte du champ magnétique sont suffisamment négligeables pour ne pas avoir d'impact sur la matrice d'erreur de la trace.

Effet d'une mesure La prise en compte de la n^{ieme} mesure se fait de la même manière que ce qui est décrit dans le paragraphe 3.1.3. Ici, la matrice \mathbf{V}_{mes}^{-1} se résume à un nombre, $\frac{1}{\sigma_n}$, et le calcul est donc beaucoup plus rapide. La matrice \mathbf{A} devient un vecteur ligne à 5 composantes, $A_m^{(n)} = \frac{\partial f_n(\alpha)}{\partial \alpha_m} |_{\alpha^{(n-1)}}$, la quantité $\alpha^{(n-1)}$ est le vecteur des paramètres calculé lors de l'étape $n - 1$. Les paramètres de la trace et la matrice d'erreur associée sont donc modifiés selon les équations suivantes :

$$\alpha^{(n)} = \alpha^{(n-1)} + \frac{1}{\sigma_n} \cdot \mathbf{V}_{\alpha^{(n)}} \cdot \mathbf{A}^{(n),T} (y_n - f_n) \quad (3.12)$$

$$\mathbf{V}_{\alpha^{(n)}} = \mathbf{V}_{\alpha^{(n-1)}} + \frac{1}{\sigma_n} \cdot (\mathbf{A}^{(n),T} \mathbf{A}^{(n)})^{-1} \quad (3.13)$$

En résumé lors d'une étape n où l'on intègre la mesure n après avoir traversé le volume de détecteur d'épaisseur L qui sépare les mesures $n - 1$ et n , les paramètres de la trace et leur matrice d'erreur subissent les modifications suivantes :

$$\Delta\alpha = \frac{\delta\alpha}{\delta\Psi} \frac{\sqrt{p^2 + m^2}}{p^2} \frac{dE}{dx} L + \frac{\delta\alpha}{\delta\Theta} \frac{\Delta\vec{p}}{|\vec{p}|} \cdot \hat{\Theta} + \frac{\delta\alpha}{\delta\Phi} \frac{\Delta\vec{p}}{|\vec{p}|} \cdot \hat{\Phi} + \frac{1}{\sigma_n} \cdot \mathbf{V}_{\alpha^{(n)}} \cdot \mathbf{A}^{(n),T} (y_n - f_n) \quad (3.14)$$

$$\Delta\mathbf{V}_{\alpha} = \left(\frac{\delta\alpha^T}{\delta\Theta} \frac{\delta\alpha}{\delta\Theta} + \frac{\delta\alpha^T}{\delta\Phi} \frac{\delta\alpha}{\delta\Phi} \right) \sigma_S^2 + \frac{\delta\alpha^T}{\delta\Psi} \frac{\delta\alpha}{\delta\Psi} \frac{p^4}{p^2 + m^2} \sigma_{\Delta E}^2 + \frac{1}{\sigma_n} (\mathbf{A}^{(n),T} \mathbf{A}^{(n)})^{-1} \quad (3.15)$$

La méthode du filtrage de Kalman revient schématiquement à faire une moyenne pondérée des effets du milieu, des inhomogénéités du champ magnétique et des mesures, au fur et à mesure qu'elles sont rencontrées.

L'algorithme est appliqué dans les deux sens [62] :

- Dans un premier temps, on part de l'extrémité la plus proche du point de production de la particule pour intégrer les mesures vers l'extérieur. Cette étape est appelée filtrage.
- On applique ensuite l'algorithme en partant de la mesure la plus éloignée du point d'interaction pour évoluer vers l'intérieur. Cette étape est appelée lissage.

Les paramètres finaux sont obtenus en effectuant la moyenne pondérée des paramètres calculés dans les deux sens.

3.1.4 Réunion des traces SVT et DCH

L'assemblage des traces se fait en deux temps : la récupération de mesures d'un sous détecteur par une trace de l'autre sous détecteur et ensuite vient l'assemblage.

Récupération de mesures

Ceci consiste à extrapoler une trace SVT (resp. DCH) dans la DCH (resp. SVT) et récupérer les points de mesure de la DCH (resp. SVT) suffisamment proches¹ de la trajectoire, celle-ci étant ensuite recalculée à l'aide du filtrage de Kalman. Ceci permet de récupérer par exemple des mesures en z de la première couche du SVT qui sont cruciales pour le calcul de la distance longitudinale entre les vertex des B .

¹Sur la base d'un critère de χ^2 calculé à partir de la distance entre la mesure et la trajectoire et la combinaison des erreurs de mesure et de fit de la trajectoire

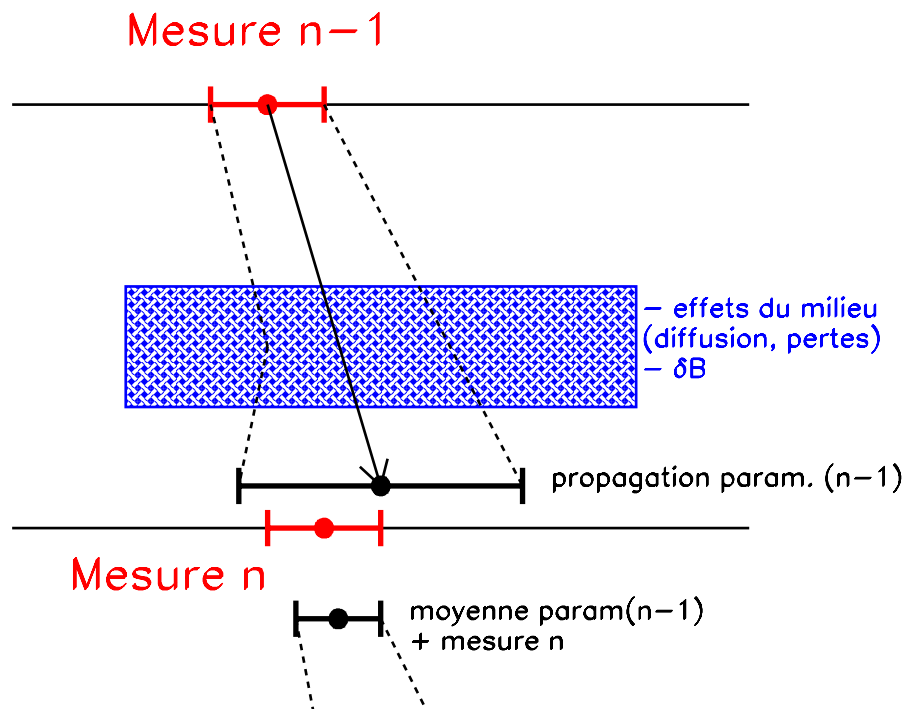


FIG. 3.4 – Représentation schématique du filtrage de Kalman

Assemblage

Les traces SVT et DCH sont extrapolées et comparées au rayon transverse $r = 20$ cm (rayon du tube support du SVT). Un χ^2 est calculé à partir des différences de paramètres de trace au rayon r . Si la valeur du χ^2 le permet, les traces complètes sont calculées par un filtrage de Kalman utilisant l'ensemble des points de mesures SVT et DCH.

La figure 3.5 montre le schéma récapitulatif de la chaîne qui aboutit à la reconstruction d'une trace.

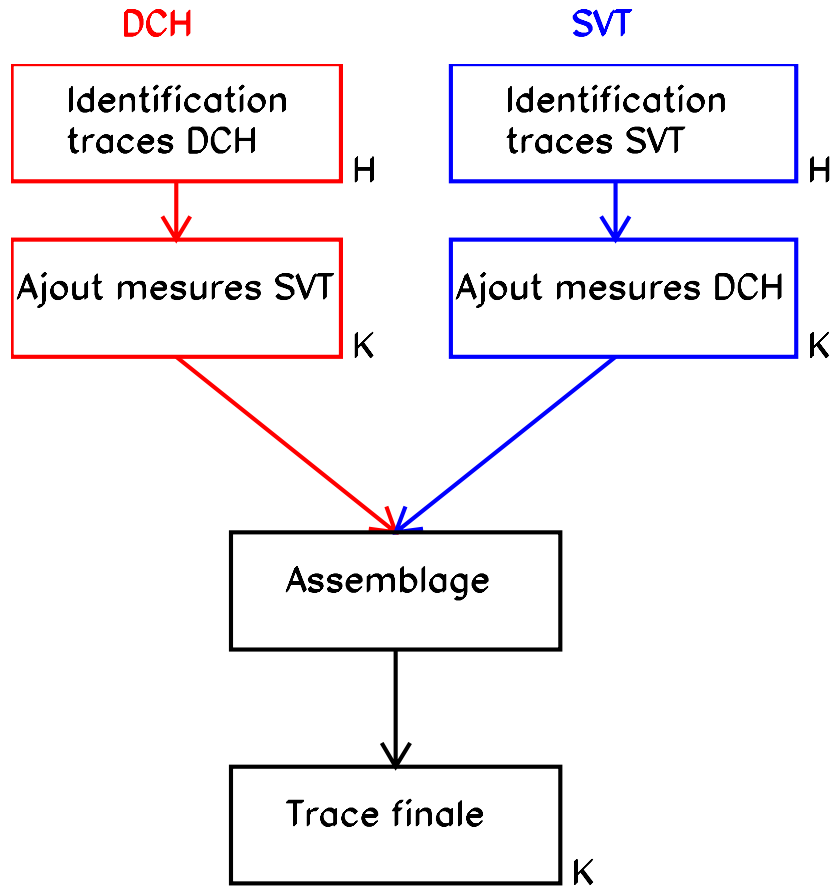


FIG. 3.5 – Schéma sommaire des étapes de la reconstruction d’une trace. L’indice H indique un fit d’hélice et l’indice K indique un filtrage de Kalman.

3.2 Événements utilisés dans les études de détecteurs de traces

3.2.1 Caractéristiques des événements

La plupart des études qui sont liées à la reconstruction de traces utilisent les mêmes événements. Les critères principaux requis pour le choix des événements sont :

- Les événements doivent être facilement identifiables.
- Les traces de ces événements doivent laisser des signatures claires dans le SVT et la DCH, elles doivent donc être énergiques.

Les événements qui satisfont à ces critères sont $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et les événements Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Pour des études de détecteurs plus fines qui requièrent la stabilité de l’échantillon de traces utilisé, comme l’étude présenté dans la section 3.5, seuls les événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

sont utilisés car les événements Bhabha ne sont pas pratiques à cause du bremsstrahlung des électrons. En effet, le bremsstrahlung peut engendrer des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ pour lesquels un électron est hors de l'acceptance du détecteur de vertex et l'interaction du photon énergétique avec la matière du détecteur (tube à vide par exemple) peut produire une trace qui rentre dans le volume de détection, ce qui simule en fin de compte un événement à deux traces, comme il est illustré sur la figure 3.6. C'est le comportement de ce genre d'événements vis à vis des coupures et ajustements géométriques faits dans les études de détecteurs qui rend l'échantillon instable.

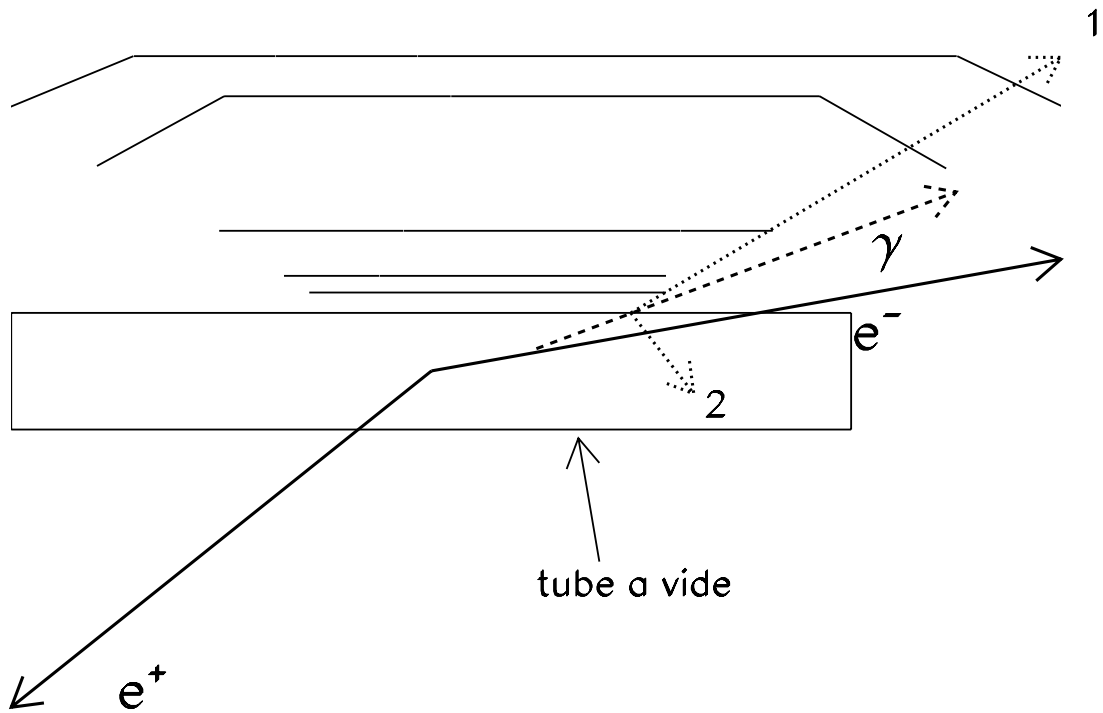


FIG. 3.6 – Événement Bhabha radiatif dans lequel le photon radié (tirets) interagit ici avec la matière du tube à vide pour donner deux traces (pointillés). La trace 1 rentre dans le volume de détection et simule avec le positron (e^+) un événement à deux traces de topologie similaire à celle des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

3.2.2 Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Les événements $\mu^+\mu^-$ [65] sont sélectionnés en deux temps : une sélection globale d'événements à deux traces est appliquée puis une sélection spécifique aux muons.

Parmi les critères auxquels les événements doivent satisfaire, les principaux sont :

- Chaque trace doit avoir une impulsion transverse, p_T , supérieure à 0.1 GeV/c et au moins 20 mesures dans la chambre à dérive

- Les paramètres d'impact transverse (d_0) et longitudinal (z_0) de chaque trace doivent être contenus dans les intervalles : $d_0 < 1 \text{ cm}$, $-3 < z_0 < 3 \text{ cm}$.
- La somme des charges des traces doit être nulle.
- L'impulsion transverse totale de l'événement dans le centre de masse doit être inférieure à $0.5 \text{ GeV}/c$, ceci pour éliminer les événements à énergie manquante comme $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

3.2.3 Sélection des traces $\mu^+\mu^-$

L'identification des muons de ces événements s'appuie principalement sur les informations venant du détecteur de muons mais aussi du calorimètre électromagnétique. Les traces qui sont rejetées à ce niveau sont les électrons issus des événements Bhabha. Afin de ne pas introduire de biais dans le lot de traces utilisé, une trace est sélectionnée si l'autre trace a les caractéristiques suivantes :

- Une énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique inférieure à 0.5 GeV , ceci pour les différencier des électrons.
- La trace doit avoir touché au moins la dixième couche de l'IFR.
- Le nombre moyen d'électrodes touchées par couche de l'IFR doit être inférieur à 10.

3.3 Alignement interne du SVT

3.3.1 Introduction

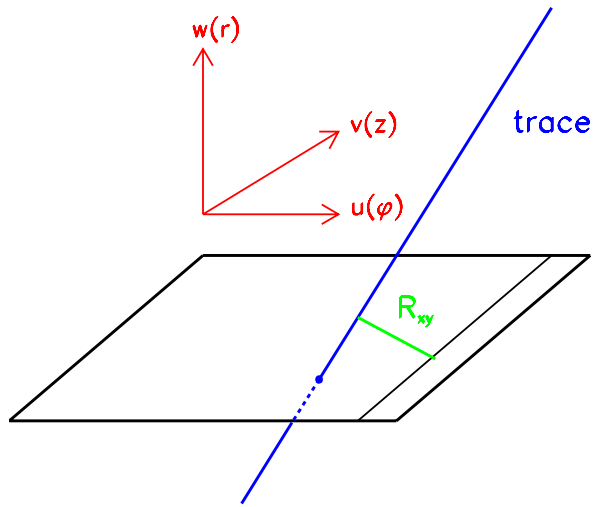
Pour exploiter pleinement les performances de reconstruction de vertex du SVT, la position des plaquettes de silicium doit être connue avec précision. Cette position peut changer au cours de l'installation du détecteur et en cours de fonctionnement, en raison d'effets thermiques ou de forces de contrainte mécaniques. Pour toutes ces raisons, le meilleur moyen de déterminer les positions des plaquettes est d'utiliser les données enregistrées par le SVT lorsqu'il est traversé par une trace.

3.3.2 Paramètres

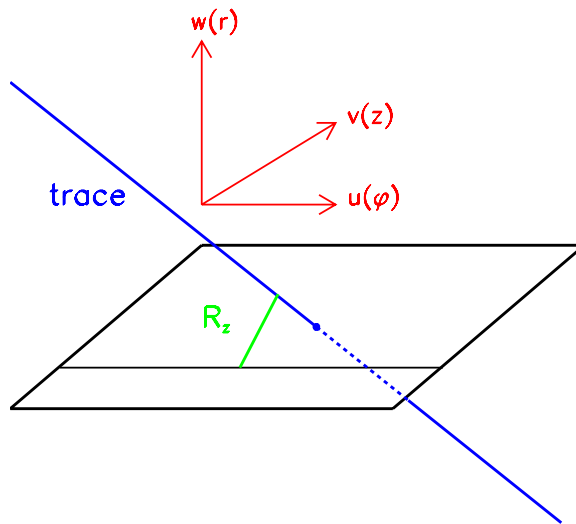
La figure 3.7 montre le schéma d'une plaquette, dans deux configurations de mesure différentes, ainsi que le repère local associé. Pour chaque plaquette, il y a six paramètres d'alignement à calculer, trois rotations et trois translations. Le SVT étant composé de 340 plaquettes, cela fait 2040 paramètres à calculer.

3.3.3 Méthode d'alignement

La méthode [66] consiste à utiliser une trace reconstruite dans le détecteur de vertex seulement et calculer les résidus entre cette trace et les points de mesures SVT. Les résidus sont définis en termes de distance la plus proche entre la trace et les mesures. La figure 3.7 montre les 2 types de résidus calculés pour un point de mesure de la coordonnée dans



(a) Résidu pour une mesure dans le plan transverse xy



(b) Résidu pour une mesure longitudinale z

FIG. 3.7 – Schéma d’une plaquette de SVT et son référentiel local

le plan transverse xy et pour la mesure de coordonnée z. La fonction qui est minimisée, par rapport aux paramètres d’alignement et pour chaque plaquette, est :

$$\chi^2 = \sum_{trk} \left(\frac{R_{xy}^{trk}}{\sigma_{xy}^{trk}} \right)^2 + \left(\frac{R_z^{trk}}{\sigma_z^{trk}} \right)^2 \quad (3.16)$$

Le problème est linéarisé de la même manière que dans la section 3.1.3.

Le détecteur de vertex mesure très mal la courbure des traces de haute énergie. La courbure de la trace SVT est donc contrainte à la valeur mesurée dans la chambre à dérive où elle est calculée avec plus de précision. Ceci permet d'améliorer la résolution angulaire de la trace SVT dans le plan transverse.

Cependant pour éviter tout biais, des données provenant de rayons cosmiques, prises lorsque le courant du solénoïde est nul et que l'accélérateur est arrêté, sont utilisées pour contrôler l'alignement.

Une autre contrainte utilisée est l'information provenant du contrôle par capteurs optiques de la position des plaquettes.

Un nombre assez important d'itérations (typiquement 140-150) est nécessaire à l'algorithme pour converger. Ceci s'explique par le fait que les fonctions χ^2 des plaquettes sont minimisées individuellement mais les points de mesures sont corrélés, il est donc difficile de minimiser les résidus pour toutes les plaquettes en même temps, dès les premières itérations.

3.4 Alignement relatif SVT-DCH

3.4.1 Introduction

Dans la procédure d'alignement relatif SVT-DCH, le SVT est considéré comme un solide indéformable et est aligné par rapport à la chambre à dérive. Six paramètres décrivant le mouvement du SVT sont calculés, trois translations (T_x, T_y, T_z) et trois rotations (R_x, R_y, R_z). Les causes possibles du mouvement sont multiples :

- Dilatation de la chambre à fils qui change de température lors du démarrage ou de l'arrêt des faisceaux (injection ou perte de faisceaux)
- Ouverture des portes du détecteur
- Interaction des aimants permanents Q1 et B1 avec le champ du solénoïde, ces aimants étant ancrés au tube support du SVT.

L'alignement est calculé en ligne, run par run. Les événements utilisés sont $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Deux méthodes ont été développées pour le calcul de l'alignement à l'aide des données.

D'autre part, depuis janvier 2001, des capteurs installés sur le support du SVT [67] mesurent la dérive longitudinale (axe z) du SVT par rapport à la chambre.

Étant donné que la résolution de la DCH est de quelques dizaines de microns dans le plan transverse aux faisceaux et de l'ordre du millimètre selon z, la précision requise pour l'alignement relatif est de l'ordre de 10 μm dans le plan transverse et de l'ordre de 100 μm selon l'axe des faisceaux.

3.4.2 Méthode de comparaison trace DCH - trace SVT (*DchOprAlign*)

Cette méthode consiste à séparer une trace en deux, une partie étant recalculée seulement avec les mesures SVT et l'autre partie étant recalculée avec les mesures DCH (voir

la figure 3.8). Les intersections des traces avec le cylindre d'axe z et de rayon $r=20$ cm sont ensuite calculées. En comparant les points d'intersection, les résidus en ϕ et en z sont calculés. La courbure ω des traces SVT est contrainte à la valeur obtenue pour la trace DCH au rayon $r=20$ cm pour la raison déjà évoquée au paragraphe 3.3.3 : les traces utilisées ont une grande impulsion transverse et la courbure est donc mal mesurée par le SVT seul. Pour un échantillon de traces donné, nous définissons :

$$\chi^2 = \sum_{trk} \mathcal{R}_{trk}^T \mathcal{C}_{R,trk}^{-1} \mathcal{R}_{trk} \quad (3.17)$$

$\mathcal{R}_{trk} = (\Delta\phi_{trk}, \Delta z_{trk})$ est le vecteur des résidus et $\mathcal{C}_{R,trk}$ est la matrice de covariance correspondante calculée à partir des matrices d'erreur des traces SVT et DCH aux points d'intersection. On désigne par P le vecteur des paramètres d'alignement de composantes P_i ($P_1 = T_x$, $P_2 = T_y$, etc...). Afin de trouver une solution analytique à la minimisation du χ^2 (la minimisation numérique consommant beaucoup de temps de calcul), le problème est linéarisé :

$$\mathcal{R}'_{trk} \simeq \mathcal{R}_{trk} - \frac{\partial \mathcal{R}_{trk}}{\partial P_i} P_i \quad (3.18)$$

Les équations de minimisation, $\frac{\partial \chi^2}{\partial P_k} = 0$ aboutissent à $\mathcal{A}P = B$, \mathcal{A} est la matrice d'éléments

$$\mathcal{A}_{ij} = \sum_{trk} \frac{\partial \mathcal{R}_{trk}^T}{\partial P_i} \mathcal{C}_{R,trk}^{-1} \frac{\partial \mathcal{R}_{trk}}{\partial P_j} \quad (3.19)$$

et B est le vecteur d'éléments

$$B_i = \sum_{trk} \mathcal{R}_{trk}^T \mathcal{C}_{R,trk}^{-1} \frac{\partial \mathcal{R}_{trk}}{\partial P_i} \quad (3.20)$$

De cela, on tire les paramètres d'alignement :

$$P = \mathcal{A}^{-1}B \quad (3.21)$$

\sum_{trk} indique la somme sur l'échantillon de traces considéré. La matrice d'erreur des paramètres d'alignement est \mathcal{A} .

La critique qui peut être faite à cette méthode est que le calcul de la trace SVT utilise une contrainte sur une quantité mesurée par la chambre à dérive ce qui signifie qu'une partie de l'information de la trace DCH est convoluée avec l'information de la trace SVT ainsi calculée.

Les paramètres d'alignement calculés par cette méthode sont ceux qui sont utilisés officiellement pour la reconstruction.

Les figures 3.9, 3.10, 3.11 montrent l'évolution des paramètres d'alignement au cours du temps. Les dates où l'une des portes du détecteur a été ouverte sont indiquées par un "O". Les flèches superposées indiquent le changement d'état du courant du solénoïde : une flèche vers le haut indique une mise en route et une flèche vers le bas indique un arrêt du courant. L'algorithme rend bien compte des sauts des paramètres, les translations en particuliers, lors des ouvertures des portes. Les variations moins brusques mais rapides sont dues à l'injection ou à la perte des faisceaux.

Pour corroborer l'information donnée par l'algorithme sur la dérive en z du détecteur de

vertex, des capteurs de position installés sur le rayon interne de la chambre et sur le tube support du SVT permettent de mesurer le mouvement longitudinal du SVT. La figure 3.12 montre le paramètre de translation du SVT selon l'axe z , tel que calculé par l'algorithme (courbe rouge) et tel que mesuré par les capteurs (courbe noire pour le capteur arrière et courbe bleue pour le capteur avant), le capteur avant mesure le déplacement opposé à celui qui est mesuré par le capteur arrière, ce dernier étant le même que le déplacement calculé par l'algorithme. Les courbes se superposent, le mouvement de dérive calculé par l'algorithme est confirmé par la mesure des capteurs.

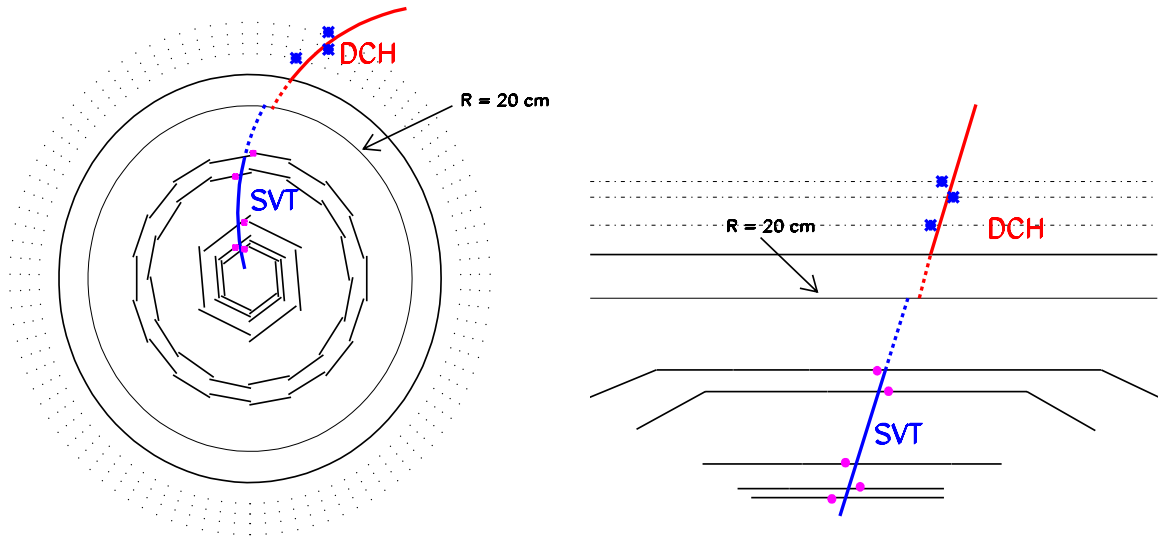


FIG. 3.8 – Comparaison de traces SVT et DCH au rayon $r=20$ cm, la différence est volontairement exagérée

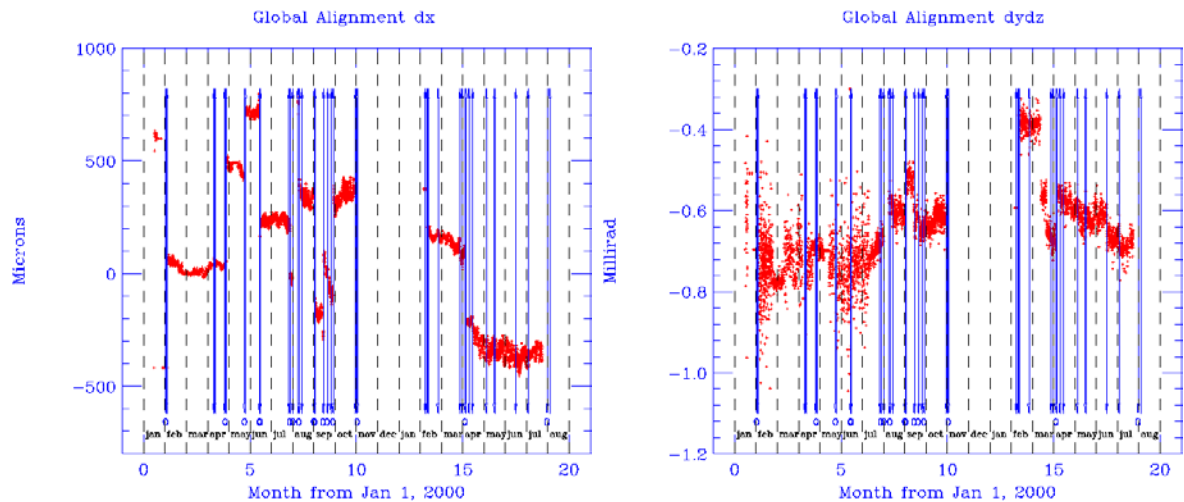


FIG. 3.9 – Évolution temporelle des paramètres d'alignement T_x (gauche) et R_x (droite) sur une durée d'un an et demi à partir de Janvier 2000

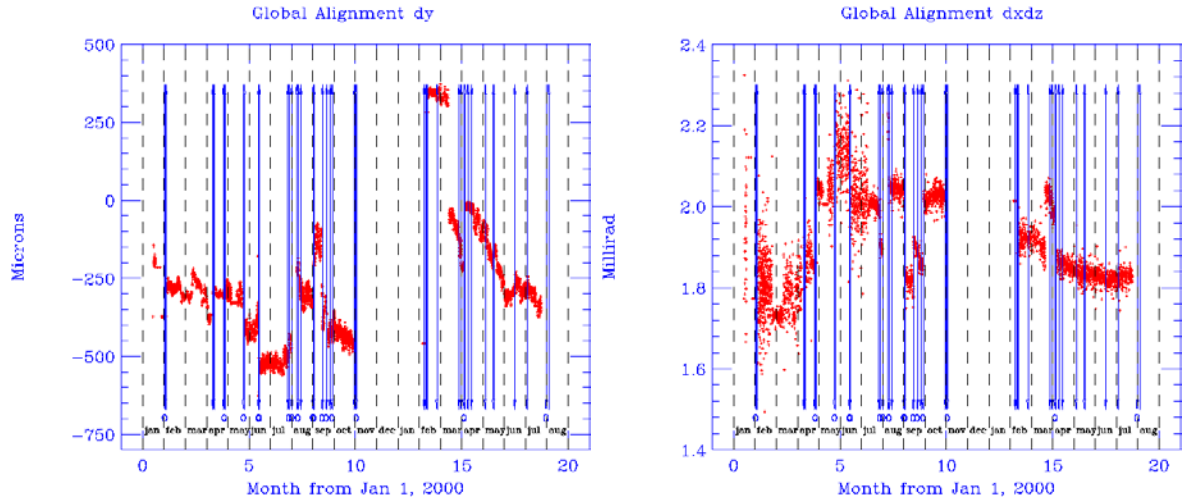


FIG. 3.10 – Évolution temporelle des paramètres d’alignement T_y (gauche) et R_y (droite) sur une durée d’un an et demi à partir de Janvier 2000

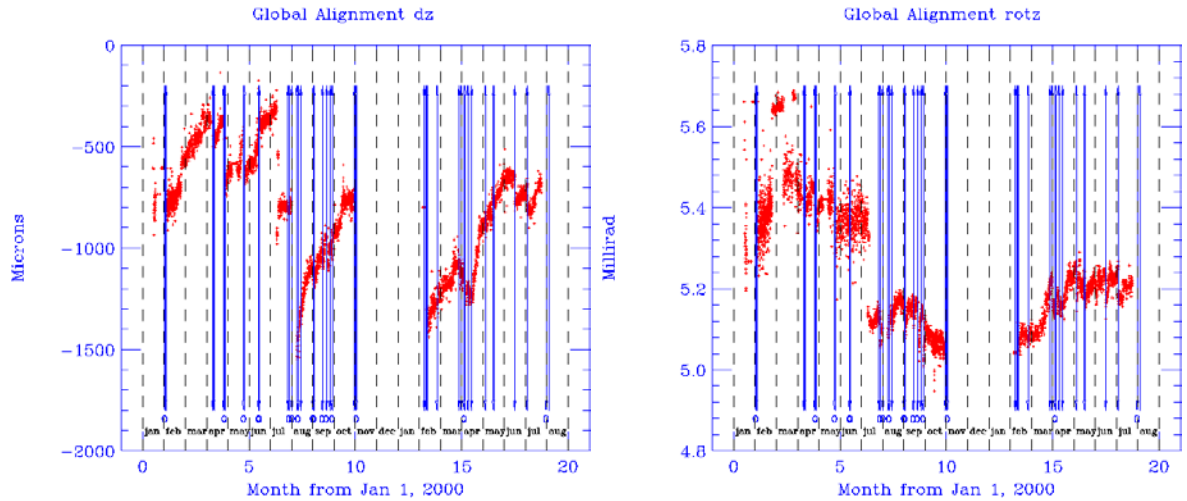


FIG. 3.11 – Évolution temporelle des paramètres d’alignement T_z (gauche) et R_z (droite) sur une durée d’un an et demi à partir de Janvier 2000

3.4.3 Méthode de comparaison trace DCH - mesures SVT (*Dch-GAlign*)

Une méthode alternative à la précédente a été développée. La première étape qui consiste à séparer la trace en une partie SVT et une partie DCH est identique à celle réalisée dans la méthode précédente. La trace DCH est ensuite extrapolée dans le détecteur de vertex et pour chaque point de mesure dans le SVT, le point de la trace le plus proche est calculé, la figure 3.13 schématise le procédé. La comparaison entre le point de la trace et le point de mesure permet de calculer les résidus dans le plan transverse et suivant l’axe z , Δr ($\Delta r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$) et Δz . Les équations sont les mêmes que dans la section

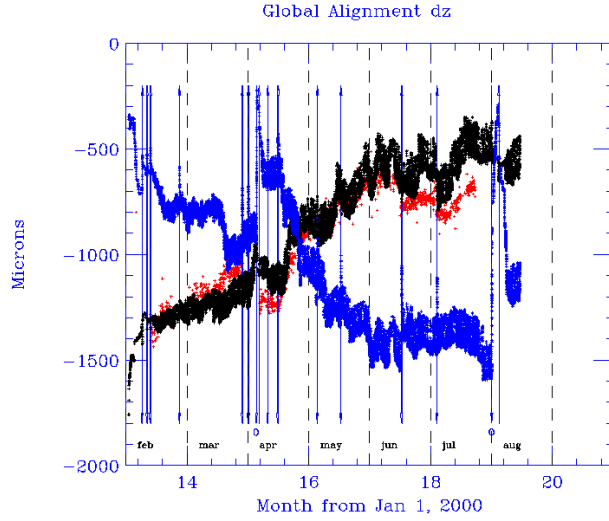


FIG. 3.12 – Évolution temporelle du paramètre de translation T_z tel que calculé par l’algorithme d’alignement et tel que mesuré par les capteurs.

précédente, en modifiant la définition de la matrice \mathcal{A} et le vecteur B :

$$\mathcal{A}_{ij} = \Sigma_{trk,h} \frac{1}{\sigma_{R,trk,h}^2} \frac{\partial R_{trk,h}}{\partial P_i} \frac{\partial R_{trk,h}}{\partial P_j} \quad (3.22)$$

$$B_i = \Sigma_{trk,h} \frac{R_{trk,h}}{\sigma_{R,trk,h}^2} \frac{\partial R_{trk,h}}{\partial P_i} \quad (3.23)$$

Le symbole $\Sigma_{trk,h}$ indique une somme sur les traces et les mesures SVT.

Dans cette méthode, quelques mesures n’appartenant pas à la trace SVT (venant du bruit de fond) peuvent être utilisées mais le temps de calcul est plus court que pour la méthode précédente car la trace SVT n’est pas calculée.

Cet algorithme donne des résultats similaires au précédent pour les valeurs des paramètres. Le tableau 3.1 montre les erreurs statistiques sur les paramètres d’alignement calculés pour un échantillon de 10560 traces. Au delà des différences² notables entre les algorithmes, les chiffres suggèrent que l’on peut atteindre une grande précision dans le calcul des paramètres. Il n’en est rien puisque ce n’est pas l’erreur statistique qui domine l’erreur totale mais l’erreur systématique à laquelle plusieurs sources contribuent.

3.4.4 Dépendances systématiques de l’alignement SVT-DCH

Plusieurs sources peuvent influencer sur l’alignement global. Les sources principales sont les alignements internes du détecteur de vertex (section 3.3) et de la chambre à dérive.

²Il faut noter que dans la méthode *DchGAlign*, il y a cinq fois plus de résidus que dans la méthode *DchOprAlign* pour un même échantillon de traces, ce qui fait que la statistique au niveau des résidus est très différente. De plus, seuls les termes diagonaux des matrices de covariance sont utilisés. Si cela engendre des différences minimales au niveau des valeurs moyennes, l’influence sur les erreurs calculées des paramètres d’alignement est importante.

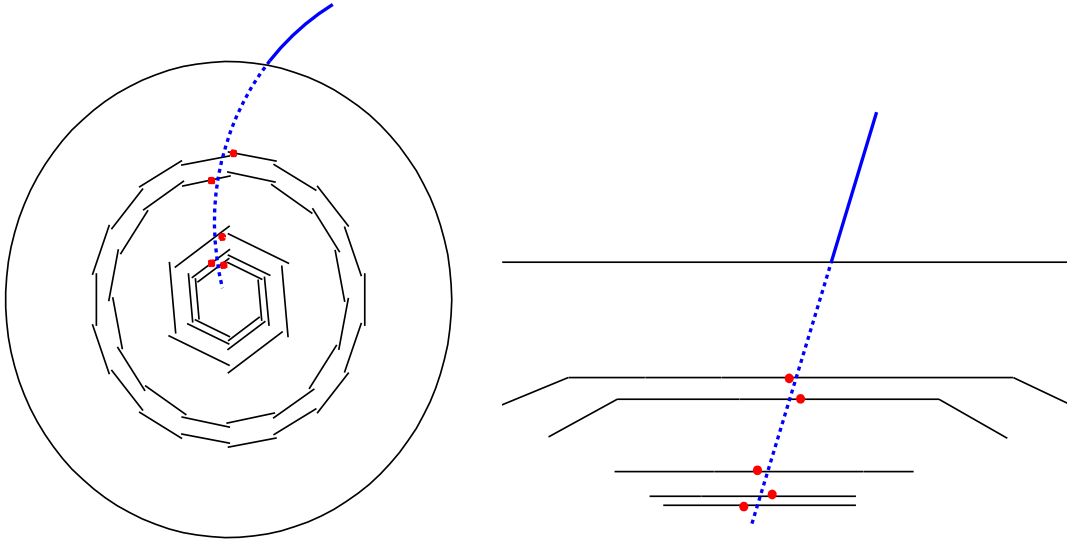


FIG. 3.13 – Comparaison de la trace chambre extrapolée et des mesures dans le détecteur de vertex au silicium, vue transverse (haut) et vue longitudinale (bas)

Méthode	σ_{T_x} (μm)	σ_{T_y} (μm)	σ_{T_z} (μm)	σ_{R_x} ($mrad$)	σ_{R_y} ($mrad$)	σ_{R_z} ($mrad$)
OprAlign	1.488	1.554	12.8	0.008636	0.008323	0.00407
GAlign	0.698	0.758	3.33	0.007355	0.00671	0.003816

TAB. 3.1 – Erreurs statistiques sur les paramètres

Une troisième source potentielle est la calibration temps-distance.

L’alignement interne du SVT a déjà été présenté. Au fur et à mesure que les données sont accumulées, des “périodes” d’alignement sont calculées et améliorées continuellement. La variation des paramètres d’alignement global SVT-DCH est de l’ordre de 5 à 10 % pour les translations et de quelques pourcent pour les rotations ce qui dépasse déjà l’erreur statistique obtenue pour un échantillon typique de 10000 traces.

Les effets de la géométrie de la chambre à dérive sur l’alignement SVT-DCH sont beaucoup plus difficiles à évaluer. La section 3.5 développera plus en détail ce point. Un problème d’échelle de la géométrie de la chambre peut avoir des conséquences directes (du second ordre toutefois) sur l’alignement global.

3.4.5 Systématique en z de l’alignement

L’effet systématique le plus important qui a été observé est la variation du paramètre de translation T_z , ou des résidus Δz , en fonction de la coordonnée z du point d’intersection de la trace avec le cylindre $r=20$ cm pour la méthode *DchOprAlign* et du point d’intersection avec une plaquette donnée du SVT pour la méthode *DchGAlign*. La figure 3.14 montre les résidus $\Delta z = z_{DCH} - z_{SVT}$ calculés avec la méthode *DchOprAlign* en fonction de z pour les premières données prises par BaBar durant l’été 1999 : le mouvement du SVT calculé avec des traces vers l’avant est opposé au mouvement calculé avec

des traces vers l'arrière, la dérive étant une fonction linéaire de la coordonnée z . Depuis lors, l'effet a toujours été présent, variant sensiblement en amplitude, mais il a toujours subsisté indépendamment des périodes d'alignement interne du SVT ou des différentes calibrations temps-distance. La persistance de cet effet sur une longue période ainsi que son indépendance de la géométrie interne du SVT laissent à penser que l'effet vient de la géométrie de la chambre à dérive.

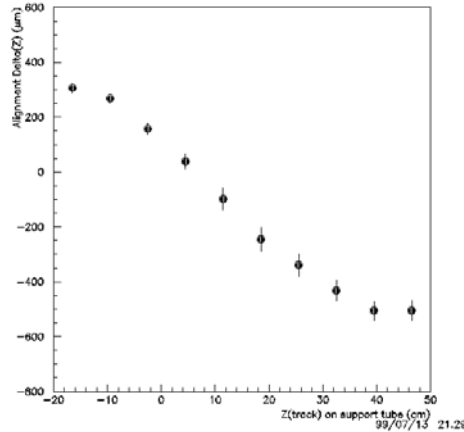


FIG. 3.14 – Résidus $\Delta z = z(\text{trace DCH}) - z(\text{trace SVT})$ en fonction de z

3.5 Géométrie de la DCH et alignement SVT-DCH

3.5.1 Géométrie interne de la chambre à dérive

La géométrie interne de la chambre à dérive est caractérisée par le positionnement de ses fils de détection. Chaque fil est caractérisé par huit paramètres : les positions des extrémités fixées aux plaques avant et arrière, et les fléchissements gravitationnel et électrostatique au point milieu. Le fil est décrit par une courbe parabolique passant par trois points (les 2 extrémités et le point milieu). Le nombre de paramètres de chaque fil peut être réduit en utilisant la symétrie de la chambre.

Le système de coordonnées locales de la chambre est schématisé sur la figure 3.15. Le référentiel par rapport auquel les éléments sont alignés est labellé par l'indice *loc* :

- l'axe Z est la ligne joignant les origines des plaques et orientée dans le sens du faisceau le plus énergétique. Cet axe est parallèle aux fils axiaux de la chambre.
- les axes Y du système de coordonnées locales ainsi que des plateaux avant et arrière sont orientés verticalement vers le haut
- l'origine O du système de coordonnées est située au niveau du plateau arrière

À partir de là, plusieurs paramètres géométriques sont définis :

a/ Paramètre global : la distance L entre les origines des plateaux.

- b/ Paramètres pour chaque plateau : les angles α_X et α_Y que fait la normale au plateau (Z_{av} ou Z_{ar}) avec l'axe Z_{loc} en projection dans les plans (X_{loc}, Z_{loc}) et (Y_{loc}, Z_{loc}) , respectivement. L'angle de rotation α_Z autour de Z_{loc} , $\alpha_Z = 0$ par définition pour la plaque arrière.
- c/ Paramètres pour chaque couche de fils : pour chaque plateau, l'indice $l = 1, \dots, 40$ indique le numéro de la couche :
- Rayon moyen r_l de la couche, mesuré depuis l'axe Z_{loc}
 - Déflexion δz_l : déplacement en z du plateau au rayon de la couche r_l , venant de la construction elle-même et de la tension des fils.
 - Déplacement $\delta\phi_l$: offset dans la localisation des fils stéréo qui est le résultat du fait que le fil est tiré vers l'une des extrémités de l'embout qui le fixe au plateau (voir figure 3.16), en raison de l'angle stéréo.
- d/ Paramètres pour chaque fil : l'indice $i = 1, \dots, 7104$ est le numéro du fil :
- Le déplacement radial δr_i par rapport au rayon moyen de la couche à laquelle appartient le fil.
 - L'offset $\delta\phi_i$ par rapport à la position angulaire nominale du fil (1 par plateau)
 - Le fléchissement gravitationnel δs_i au point milieu.
 - Le fléchissement électrostatique au point milieu caractérisé par les paramètres radial $\delta e r_i$ et angulaire $\delta e \phi_i$

3.5.2 Déflexion des plateaux

Structure

Les deux plateaux se déforment sous la tension des fils et sont couplés par les cylindres interne et externe qui les relient.

La tension des fils, leur fléchissement et la longueur qui joint les deux extrémités de ceux-ci sont des paramètres liés. La relation qui lie le fléchissement gravitationnel et les deux autres paramètres a été étudiée théoriquement et validée expérimentalement [68], pour des chambres à fils dont la structure est similaire à celle de l'expérience BaBar :

$$f = \frac{M \mathcal{L}}{8 T} \quad (3.24)$$

f indique le fléchissement, M la masse du fil, \mathcal{L} la longueur entre les extrémités et T est la tension du fil. La même étude a abouti à une loi d'évolution de f et \mathcal{L} , partant de conditions initiales (f_0, \mathcal{L}_0) :

$$f = \frac{M \mathcal{L}}{8 E A} \cdot \frac{1}{\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_0) + \frac{M \mathcal{L}_0}{8 E A f_0}} \quad (3.25)$$

E est le module de Young du matériau du fil et A est l'aire de la section du fil.

La variation de la distance \mathcal{L} due à la tension des fils provoque la déflexion des plaques sur lesquelles les extrémités des fils sont fixées.

Le plateau arrière a une épaisseur constante de 24 mm tandis que l'épaisseur du plateau avant est de 24 mm jusqu'au rayon $r = 46.9$ cm et de 12 mm jusqu'au rayon externe, c'est à dire $r = 80.9$ cm. La figure 3.17 montre le détail de la structure. Les fils sont fixés aux plateaux par les embouts montrés sur la figure 3.16.

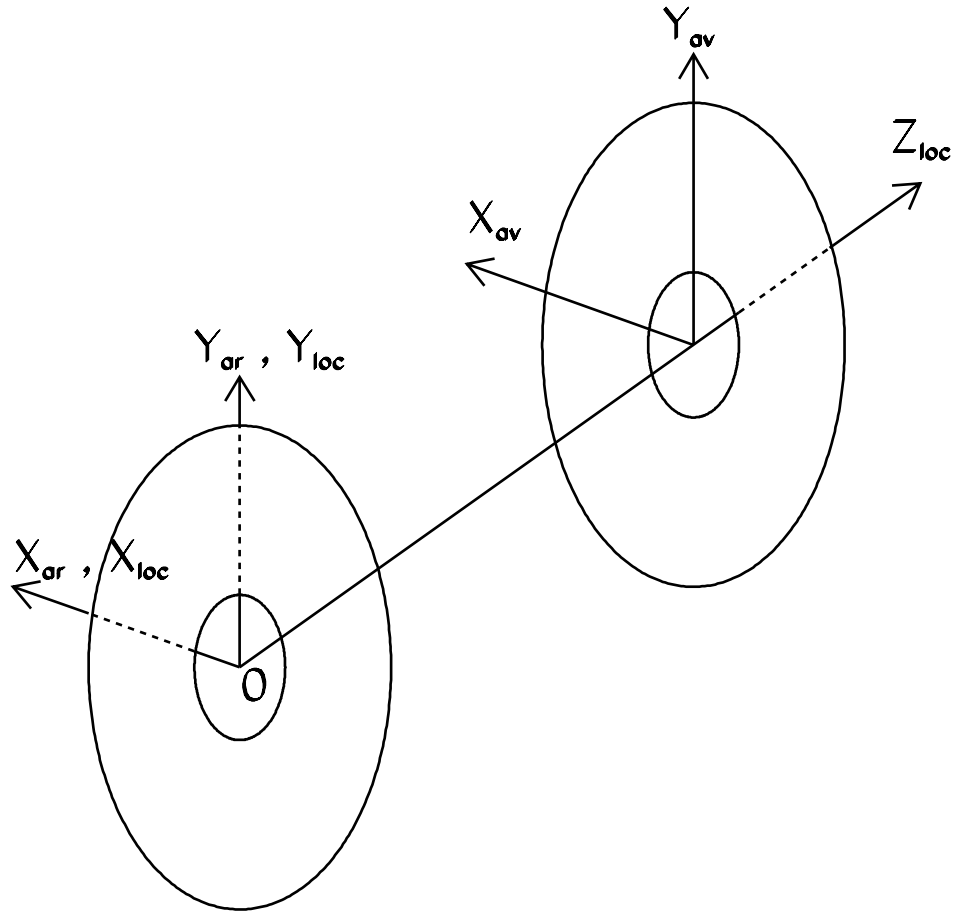


FIG. 3.15 – Système de coordonnées de la chambre à dérive

Déflexion initiale

La déflexion initiale des plateaux [69] a été mesurée avant le tissage de la chambre, en simulant la tension des fils par des câbles fixés sur chaque plateau comme il est indiqué sur la figure 3.18. Les mesures ont été faites pour chaque position radiale d'une couche de fils. Ces mesures furent en bon accord avec un modèle d'éléments finis. Après le montage du cylindre interne et le tissage des fils dans la chambre, la présence des embouts des fils n'a permis de mesurer les déflexions qu'au niveau du rayon externe de la chambre avant et après le transport de la chambre de Vancouver (TRIUMF) à SLAC. Les mesures sont consignées dans le tableau 3.2. Finalement, un calcul d'éléments finis tenant en compte les contraintes des mesures au rayon externe a été utilisé pour calculer le profil de déflexion final $\delta z(r)$ pour chaque plateau comme il est montré sur la figure 3.19. On note clairement le changement de comportement, pour le plateau avant, à l'endroit où son épaisseur change, au niveau de la 17ème couche de fils.

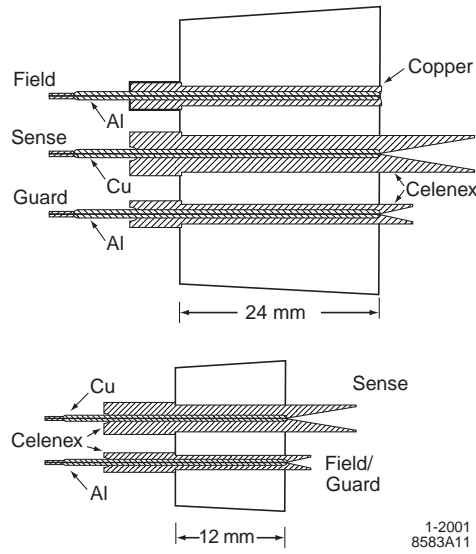


FIG. 3.16 – Embouts des fils de la chambre : les modèles du haut sont utilisés pour une épaisseur de plateau de 24 mm et les modèles du bas, pour une épaisseur de 12 mm. Les embouts qui nous intéressent sont ceux des fils de détection, “sense”.

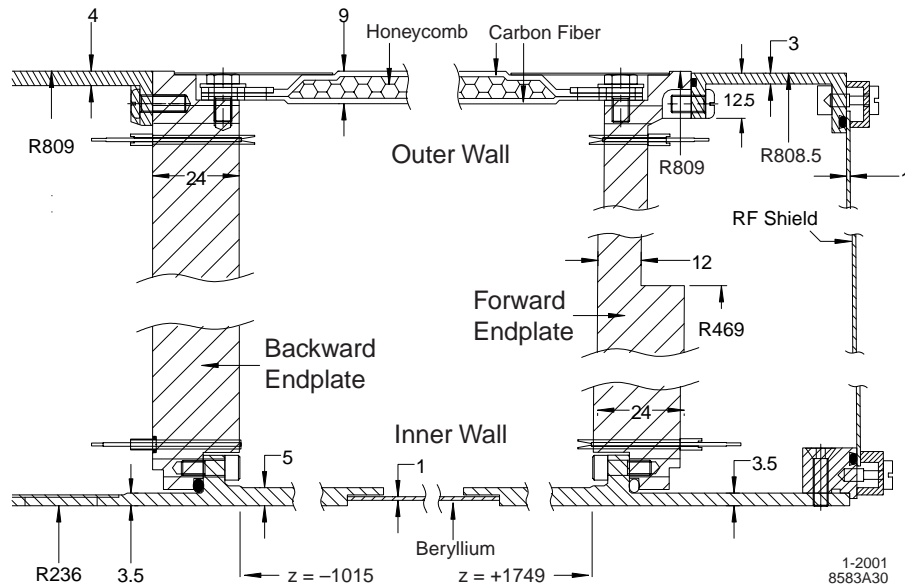


FIG. 3.17 – Détails de la structure de la chambre et de ses plateaux avant et arrière

δz (mm)	TRIUMF	SLAC
plateau arrière	0.39 ± 0.06	0.35 ± 0.06
plateau avant	2.70 ± 0.10	2.38 ± 0.10

TAB. 3.2 – Mesures (mm) des déflexions δz des plateaux au rayon externe.

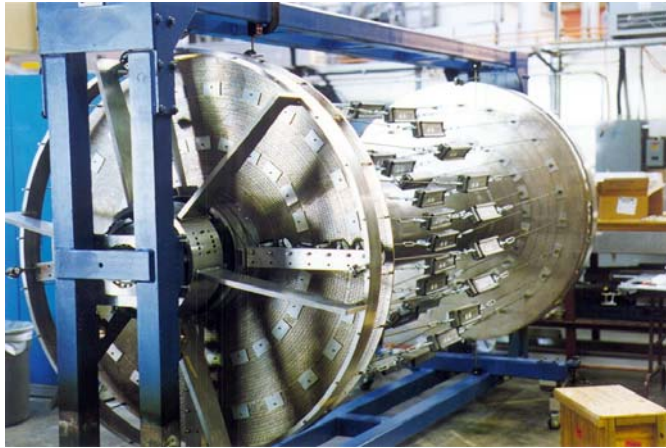


FIG. 3.18 – Montage de câbles simulant la tension des fils sur les plateaux de la chambre à dérive

Incertitudes sur les déflexions

Les causes qui peuvent contribuer aux incertitudes sur le profil de déflexion des plateaux sont de deux types :

- a/ Les incertitudes sur le profil : elles viennent de l'effet de la tension des fils sur la déflexion qui n'a été mesurée qu'au niveau du cylindre externe, avec une marge d'erreur non négligeable. Le contrôle qualité du cylindre interne indique qu'à ce niveau, les plateaux n'ont qu'un faible degré de liberté, au maximum $100 \mu m$ au niveau des épaulements du cylindre interne sur lesquels ils s'appuient comme il est schématisé sur la figure 3.20. Par contre, les tolérances sur les longueurs sont moins connues au niveau du cylindre externe et une incertitude totale sur la longueur de 1 à 1.5 mm est tout à fait envisageable, en combinant l'incertitude sur les déflexions mesurées à ce niveau et l'incertitude au niveau de l'assemblage des plateaux avec le cylindre externe.
- b/ Des variations thermiques en cours de fonctionnement : la température des plateaux et des cylindres de la chambre est contrôlée en ligne et un circuit de circulation d'eau est utilisé pour le refroidissement de l'électronique placée sur le plateau avant. La température est très stable, ce qui ne permet pas une variation significative de la longueur du cylindre interne en beryllium (au maximum quelques dizaines de microns).

Il ressort de ceci la possibilité d'une variation significative de la distance entre les plateaux au niveau du cylindre externe par rapport à la distance au niveau du cylindre interne qui est plus contrainte.

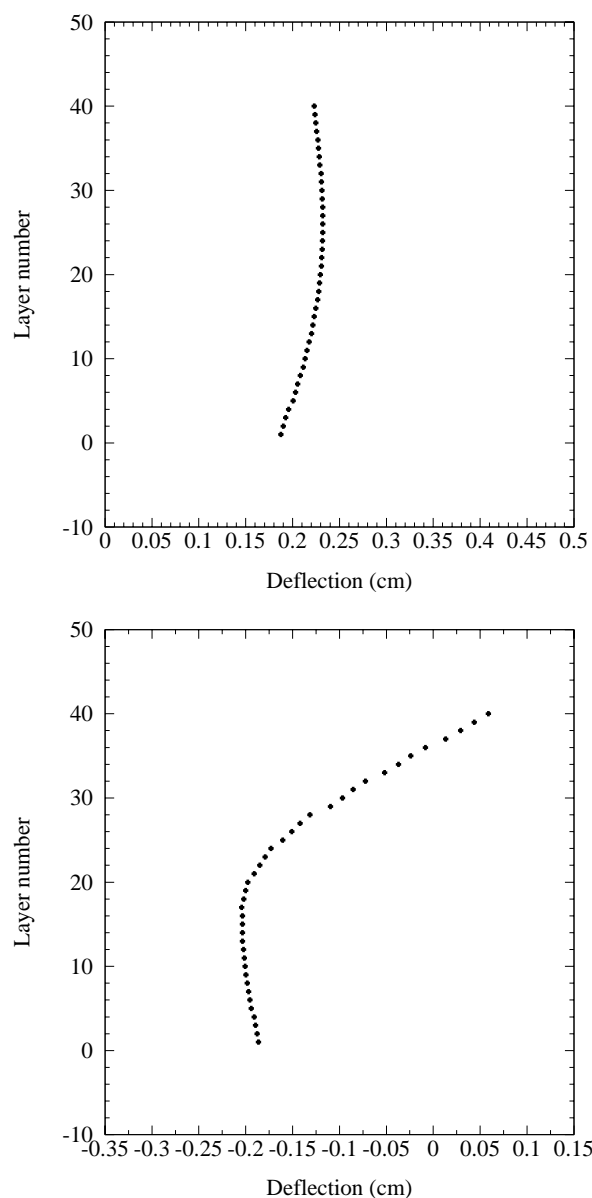


FIG. 3.19 – Profil de déflexion des plateaux arrière (haut) et avant (bas), en abscisse figure la déflexion δz et en ordonnée le numéro de couche de fils, qui croît avec le rayon r

3.5.3 Échelle en z de la chambre et systématique de l’alignement global

Ajustement des fils

Nous avons vu au paragraphe 3.4.5 l’effet systématique des résidus en z de l’alignement global, en fonction de la coordonnée z . Il a été expliqué pourquoi cet effet provient, au moins en partie, d’un problème de géométrie de la chambre à dérive.

La figure 3.14 montre que plus on s’écarte du centre du détecteur, plus les traces DCH et les traces SVT sont décalées. Pour la partie arrière du détecteur, on a $z_{DCH} > z_{SVT}$, et

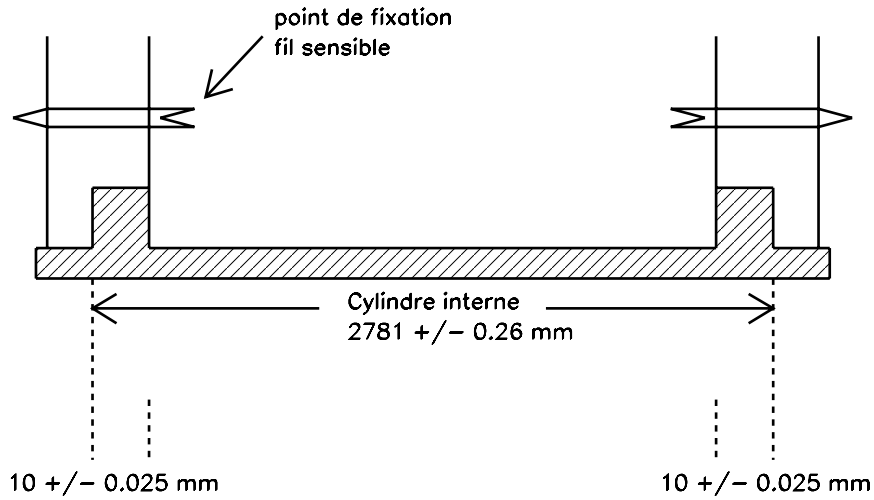


FIG. 3.20 – Représentation schématique du cylindre interne sur lequel sont fixés les deux plateaux. Des embouts de fixation des fils sensibles des premières couches sont aussi représentés.

pour la partie avant, $z_{DCH} < z_{SVT}$. De plus, la coordonnée z est mesurée par les fils stéréo dans la chambre, donc c'est au niveau de l'alignement de ceux-ci que l'investigation va s'orienter.

Une correction ad-hoc a été faite au niveau de la position des extrémités des fils de détection stéréo comme il est décrit sur la figure 3.21 : un ajustement des embouts de $45 \mu\text{m}$ à l'intérieur du volume de la chambre a été effectué pour faire "tourner" les traces DCH vers l'arrière du détecteur pour les traces arrière (c'est le cas illustré sur la figure) et vers l'avant du détecteur pour les traces avant. C'est exactement le genre de correction recherché puisque plus une trace est éloignée du centre de la chambre et plus la correction est importante, or le biais observé augmente justement à mesure que l'on s'éloigne du centre de la chambre. L'ajustement prend en compte les tolérances géométriques du montage des embouts des fils et donc le déplacement maximal physiquement possible pour les extrémités.

Le biais est en partie absorbé comme le montre la figure 3.22(a), en comparant avec la figure 3.14, les échelles horizontales n'étant pas identiques, cependant. L'amélioration est notable au niveau de la partie avant du détecteur, si on compare le biais dans la région $30 < z < 40 \text{ cm}$, il varie entre -500 et $-400 \mu\text{m}$ pour la figure 3.14 alors qu'il se situe entre -300 et $-200 \mu\text{m}$ pour la figure 3.22(a). L'effet n'est que très partiellement corrigé par ces ajustements.

Motivation pour l'ajustement des plateaux

La figure 3.22(b) montre le même effet que celui discuté précédemment avec les résidus calculés entre la trace DCH extrapolée dans le SVT et les mesures du SVT, mais avec la convention opposée au niveau de la définition des résidus, $z_{SVT} - z_{DCH}$ (tels que définis

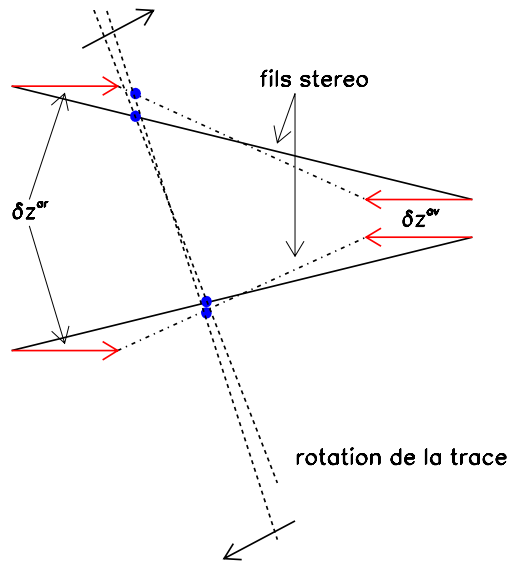


FIG. 3.21 – Illustration de l’effet de l’ajustement des fils stéréo : les extrémités des fils sont déplacées de δz^{av} et δz^{ar} , ce qui modifie l’angle stéréo. Le déplacement des points de mesure engendré entraîne une rotation de la trace correspondante.

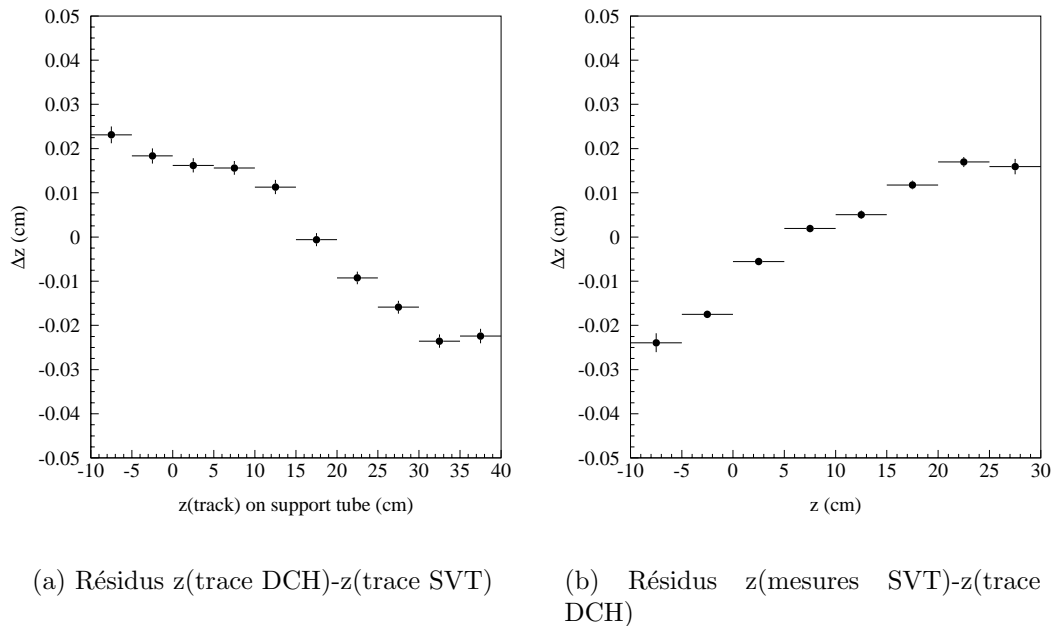


FIG. 3.22 – Comportement des deux types de résidus en z en fonction de z

en 3.4.3). L’avantage de ces résidus est qu’ils permettent de s’affranchir de tout effet de la reconstruction dans le SVT et seule la reconstruction dans la chambre est utilisée. D’autre part, ils nous donnent la possibilité d’inspecter leur comportement en fonction de la couche de SVT où ils sont calculés.

La figure 3.23 montre les mêmes résidus en fonction de z pour les 5 couches du SVT séparément. On retrouve globalement la même dérive pour chacune des couches. Il est intéressant de noter le point où les résidus s'annulent, en fonction de la couche SVT. La figure 3.24 montre la position de ces points. La ligne qui joint les points de résidus nuls situés sur les couches de SVT passe aussi par le point d'interaction et le centre de la chambre à dérive. Le centre de la chambre à dérive est l'endroit où les mesures sont les moins sensibles à l'alignement interne des fils. Le fait que le SVT nous indique le centre de la chambre confirme encore une fois que le problème d'échelle en z ne vient pas du détecteur de vertex.

Les fils stéréo ont été ajustés au maximum des tolérances géométriques et leur ajustement a permis d'absorber une partie du biais des résidus. Les embouts des fils étant fixés sur les plateaux de la chambre, le profil de déflexion δz des plateaux est donc une piste naturelle à explorer pour l'explication de la systématique de l'alignement global, c'est ce qui va être expliqué dans la suite.

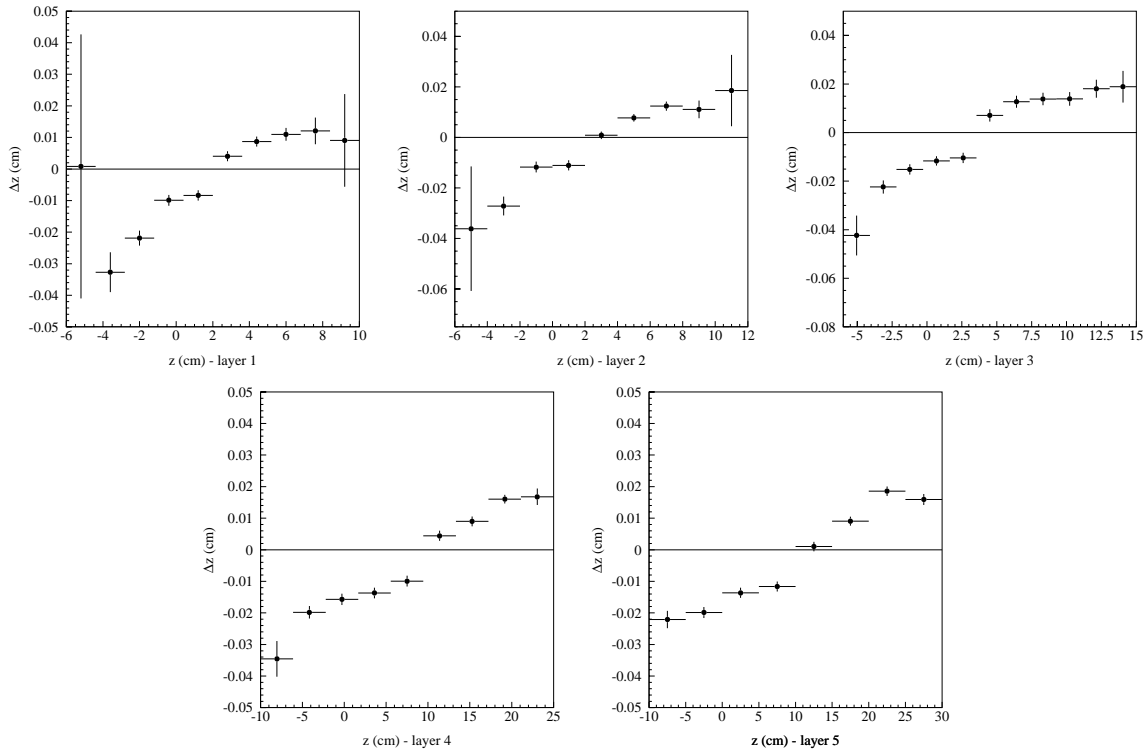


FIG. 3.23 – Résidu en z en fonction de z pour les 5 couches du SVT

3.5.4 Calibration des plateaux

Principe

La méthode repose sur l'utilisation des résidus en z entre la trace DCH et les mesures du SVT et leurs erreurs pour calculer la quantité $\chi^2 = \sum_{trk,h} \left(\frac{\Delta_z^{trk,h}}{\sigma_z} \right)^2$ de la même manière que dans le paragraphe 3.4.3. Le seul point à noter ici est qu'une méthode alternative de

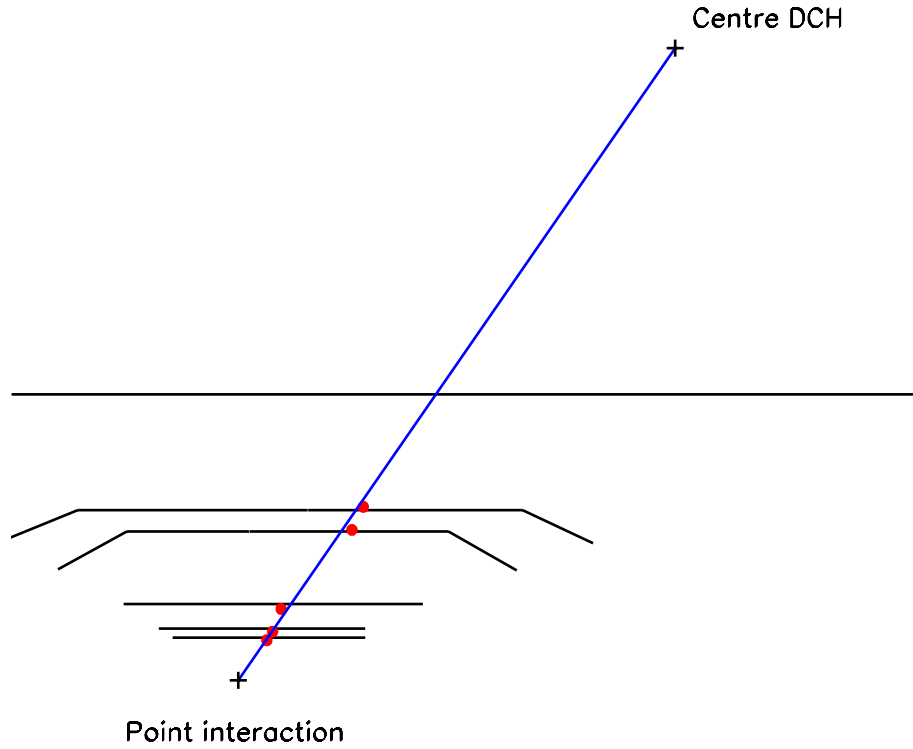


FIG. 3.24 – Positions des points de résidus nuls sur les couches du SVT

calcul des résidus entre la trace et les mesures a été implémentée (voir l'annexe A) : au lieu d'utiliser le point de la trajectoire le plus proche de la mesure, l'intersection de la trace avec le plan de la plaquette où se trouve la mesure est calculée. Les résultats obtenus avec les deux types de résidus sont strictement identiques. Pour le même échantillon de traces, la quantité χ^2 est calculée pour plusieurs profils de déflexion des plateaux, le but étant de chercher le profil qui minimise cette quantité. La reconstruction des traces DCH de l'échantillon est répétée pour chaque forme de plateaux utilisée.

Implémentation

Les profils de plateaux testés s'écrivent sous la forme :

$$\delta z_{av}(r) = \delta z_{av}^{def}(r) + \zeta_{av}(r) \quad (3.26)$$

$$\delta z_{ar}(r) = \delta z_{ar}^{def}(r) + \zeta_{ar}(r) \quad (3.27)$$

Les indices av , ar sont les labels des plateaux avant et arrière, la notation $\delta z^{def}(r)$ indique le profil par défaut tel que mesuré à l'origine (figure 3.19). La notation $\zeta(r)$ indique la correction au profil par défaut.

Plusieurs modèles ont été testés pour les corrections $\zeta_{av}(r)$ et $\zeta_{ar}(r)$. Les formes analytiques utilisées sont des polynômes du premier ou du second degré.

Trois modèles ont été testés :

a/ “Double cône” : les fonctions correctives sont des polynômes d’ordre un,

$$\zeta_{av,ar}(r) = \Delta z_{av,ar}^{max} \cdot \frac{r - r_{min}}{r_{max} - r_{min}} \quad (3.28)$$

r_{min} et r_{max} sont les rayons des couches de fils interne et externe.

Deux paramètres sont utilisés, Δz_{av}^{max} et Δz_{ar}^{max} qui sont les déflexions maximales additionnelles, au niveau du cylindre externe, les points situés au niveau du cylindre interne sont laissés fixes.

b/ Cône + quadratique : La fonction $\zeta_{ar}(r)$ est la même que pour le modèle “double cone”, la fonction corrective pour la plaque avant est un polynôme d’ordre deux,

$$\zeta_{av}(r) = \Delta z_{av}^1 \cdot \frac{r - r_{min}}{r_{max} - r_{min}} + \Delta z_{av}^2 \cdot \left(\frac{r - r_{min}}{r_{max} - r_{min}} \right)^2 \quad (3.29)$$

Les paramètres utilisés sont Δz_{av}^1 , Δz_{av}^2 et Δz_{ar}^{max}

c/ Cône + “coude” : La fonction $\zeta_{ar}(r)$ est la même que pour le modèle “double cone”, par contre, la correction du plateau avant s’inspire du fait que celui-ci change d’épaisseur au rayon $r_t = 46.9$ cm (voir la figure 3.17),

$$\zeta_{av}(r) = \Delta z_{av}^t \cdot \frac{r - r_{min}}{r_t - r_{min}}, \quad r_{min} < r < r_t \quad (3.30)$$

$$\zeta_{av}(r) = (\Delta z_{av}^{max} - \Delta z_{av}^t) \cdot \frac{r - r_t}{r_{max} - r_t} + \Delta z_{av}^t, \quad r_t < r < r_{max} \quad (3.31)$$

Il y a un paramètre en plus par rapport au modèle “double cône”, Δz_{av}^t , qui est la déflexion au point où l’épaisseur du plateau avant change.

Les paramètres optimaux d’un modèle donné sont ceux qui minimisent la fonction χ^2 présentée précédemment. Les valeurs de cette fonction sont calculées pour plusieurs jeux de paramètres du modèle, p_i ($i=1, \dots, n$; n étant le nombre de paramètres du modèle). A l’approche du minimum, une forme analytique peut être utilisée à l’aide d’une approximation de second ordre autour du minimum (p_i^0 , χ_0^2) :

$$f(\mathbf{p}) = \chi_0^2 + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n a_{ij} \cdot (p_i - p_i^0)(p_j - p_j^0) \quad (3.32)$$

Les coefficients $a_{ij} = a_{ji}$ représentent les dérivées secondes de χ^2 calculées au minimum. Dans l’expression ci-dessus, le nombre d’inconnues est $\frac{n \cdot (n+1)}{2} + n + 1$, $\frac{n \cdot (n+1)}{2}$ est le nombre de coefficients a_{ij} , n est le nombre de paramètres correspondant au minimum p_i^0 et la dernière inconnue est la valeur χ_0^2 . Il faut donc au moins $\frac{n \cdot (n+1)}{2} + n + 1$ points de mesure χ_m^2 ($m = 1, \dots, \frac{n \cdot (n+1)}{2} + n + 1$) dans l’espace des paramètres pour déterminer toutes les inconnues.

En pratique, la démarche est la suivante :

- $N = \frac{n \cdot (n+1)}{2} + n + 1$ points de mesures χ_m^2 sont calculés pour des valeurs “raisonnables” des paramètres géométriques p_i^m . Pour chaque jeu de paramètres p_i^m , un profil des plateaux avant et arrière est utilisé par le code d’analyse.

- Si on écrit l'équation 3.32 sous la forme :

$$f(\mathbf{p}) = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i \cdot p_i + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n c_{ij} \cdot p_i \cdot p_j \quad (3.33)$$

on obtient N équations $\chi_m^2 = f(\mathbf{p}^m)$ qui nous permettent de déterminer, par inversion, les coefficients a_0, a_i, c_{ij}

- La définition du minimum nous permet ensuite d'extraire les valeurs du minimum $(\chi_0^2)^{(1)}$ et sa position $(p_i^0)^{(1)}$ dans l'espace des paramètres :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial p_i} \Big|_{(\mathbf{p}^0)^{(1)}} &= 0 \\ (\chi_0^2)^{(1)} &= f((\mathbf{p}^0)^{(1)}) \end{aligned} \quad (3.34)$$

- Le χ^2 est évalué dans les données pour les paramètres $(\mathbf{p}^0)^{(1)}$. Si la valeur obtenue dans les données est trop écartée de la valeur $(\chi_0^2)^{(1)}$ calculée par l'algorithme, on remplace le point (\mathbf{p}^m, χ_m^2) de plus haut χ_m^2 par le point $((\mathbf{p}^0)^{(1)}, (\chi_0^2)^{(1)})$, ce qui permet de déterminer un minimum $((\mathbf{p}^0)^{(2)}, (\chi_0^2)^{(2)})$ etc...Et l'opération est répétée jusqu'à ce que $(\chi_0^2)^{(p)}$ à l'iteration p soit très proche de la valeur obtenue dans les données pour les paramètres géométriques $(\mathbf{p}^0)^{(p-1)}$, $|(\chi_0^2)^{(p)} - \chi^2((\mathbf{p}^0)^{(p-1)})| < \epsilon$

La variation du χ^2 en fonction des paramètres de correction du profil des plaques n'est vraiment appréciable (de l'ordre du %) que pour les premières itérations et elle devient faible (de l'ordre du pour mille) lorsqu'on s'approche du minimum. Pour chaque modèle, un minimum χ_0^2 est déterminé. Le modèle choisi est celui qui a la valeur χ_0^2 la plus basse³.

Résultats

Les résultats présentés dans le tableau 3.3 montrent que le modèle "double cône" est le plus optimal.

	Double cône	Cône + quadratique	Linéaire + coude
χ_0^2/n_{DL}	1.04405	1.06744	1.06753
paramètres (μm)	$\Delta z_{av}^{max} = -350$ $\Delta z_{ar}^{max} = 950$	$\Delta z_{av}^1 = 0$ $\Delta z_{av}^2 = -300$ $\Delta z_{ar}^{max} = 800$	$\Delta z_{av}^{max} = -155$ $\Delta z_{av}^t = 0$ $\Delta z_{ar}^{max} = 955$

TAB. 3.3 – Valeurs du minimum du χ^2 , normalisé au nombre de degrés de liberté, et valeurs des paramètres au minimum pour les trois modèles de correction du profil des plaques.

³pour être plus précis, c'est la quantité χ_0^2/n_{DL} qu'il faut utiliser pour la comparaison entre les modèles car n_{DL} qui est le nombre de degrés de liberté est égal à $N_r - n$, N_r est le nombre de résidus utilisés dans les données et n est le nombre de paramètres du modèle. Mais étant donné la statistique utilisée, $N_r \gg n$ ($N_r \sim 50000$ typiquement et n est égal à 2 ou 3 pour les modèles utilisés).

Dans ce qui suit, la discussion concerne les résultats obtenus avec le modèle “double cône”. La figure 3.25 illustre le résultat obtenu : les profils de déflexion des plateaux sont montrés avant et après correction. La figure 3.26 montre les résidus en z en fonction de z dans le cas de la géométrie par défaut et dans le cas où la correction est ajoutée. L’amélioration est appréciable, un léger biais subsiste mais son amplitude ne dépasse pas $50 \mu m$.

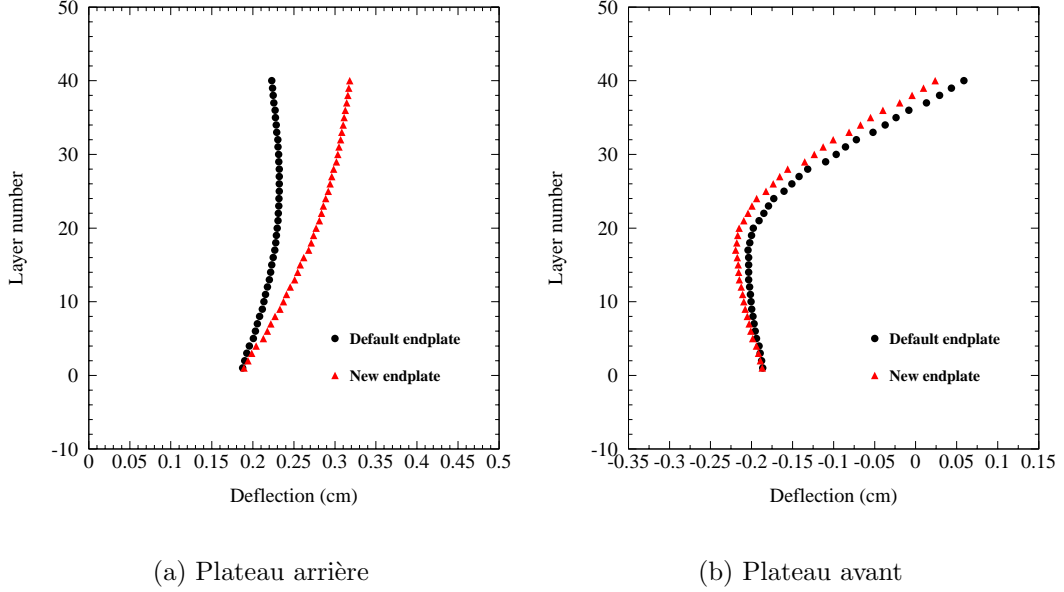


FIG. 3.25 – Comparaison des profils de déflexion des plateaux, avec et sans les corrections

Si on s’intéresse au comportement des résidus calculés en comparant les intersections de la trace SVT et la trace DCH au cylindre de rayon $r = 20$ cm, on s’aperçoit que l’amélioration n’est pas aussi bonne comme le montre la figure 3.27. Pour ce type de résidus, les effets de reconstruction dans le SVT sont combinés à la reconstruction dans la chambre à fils et il semble donc qu’une partie de la correction des résidus soit réabsorbée dans la reconstruction de la trace SVT.

Jusqu’ici, la correction à la déflexion des plateaux a été fixée à zéro au niveau du cylindre interne pour les raisons expliquées au paragraphe 3.5.2. Cependant, l’effet d’une modification globale ΔL de la longueur de la chambre à dérive a été étudié. La correction “double cône” est utilisée en y ajoutant un terme constant correspondant au changement de longueur globale :

$$\zeta_{av}(r) = \Delta z_{av}^{max} \cdot \frac{r - r_{min}}{r_{max} - r_{min}} + \frac{\Delta L}{2} \quad (3.35)$$

$$\zeta_{ar}(r) = \Delta z_{ar}^{max} \cdot \frac{r - r_{min}}{r_{max} - r_{min}} - \frac{\Delta L}{2} \quad (3.36)$$

Les paramètres Δz_{av}^{max} et Δz_{ar}^{max} ont été fixés aux valeurs trouvées précédemment et

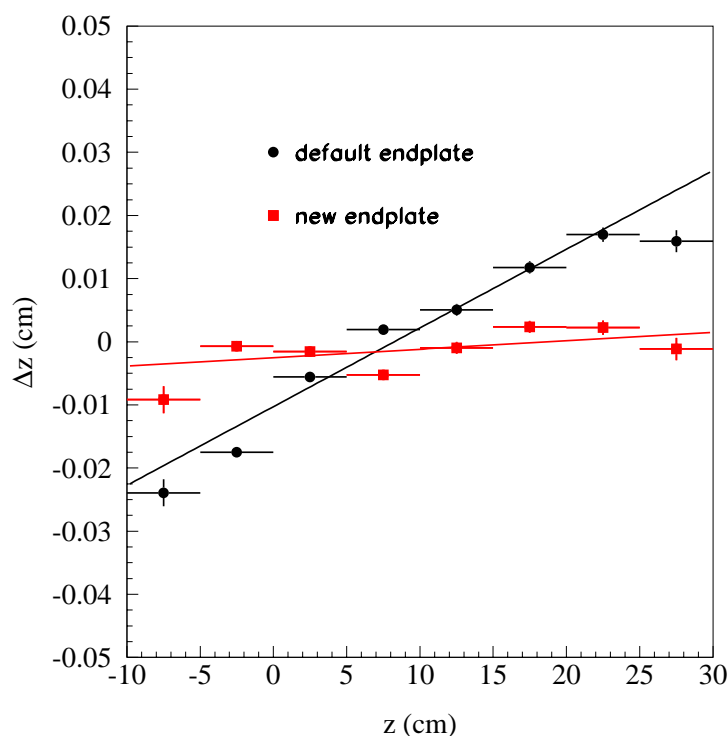


FIG. 3.26 – Résidus $z(\text{mesures SVT})-z(\text{trace DCH})$ en fonction de z : les points noirs correspondent à la géométrie par défaut et les carrés rouges correspondent à la géométrie corrigée

différentes valeurs du paramètre ΔL sont testées. On permet donc un mouvement des plateaux au niveau du cylindre interne.

La figure 3.28 montre la variation des deux types de résidus Δz en fonction de z pour différentes valeurs de ΔL . Il apparaît que si l'adjonction du paramètre ΔL permet de raffiner la correction pour les résidus $z(\text{mesures SVT})-z(\text{trace DCH})$, elle ne suffit pas à corriger le comportement des résidus $z(\text{trace DCH})-z(\text{trace SVT})$ même avec une valeur de ΔL égale à 1 mm, ce qui est loin de la valeur maximale possible donnée par le contrôle métrologique du cylindre interne.

Les biais des deux types de résidus ne peuvent donc pas être corrigés simultanément. De plus les résidus $z(\text{trace DCH})-z(\text{trace SVT})$ sont moins sensibles à la variation de la forme des plateaux de la chambre. La trace SVT est reconstruite à partir des mesures, c'est donc dans le passage entre les points de mesure et la reconstruction de la trace que la correction est absorbée de manière non triviale.

3.6 Conclusions et perspectives

L'algorithme d'alignement du SVT par rapport à la chambre à fils est fiable, il réagit bien à des mouvements réels du SVT comme il a été montré. Les paramètres de rotation

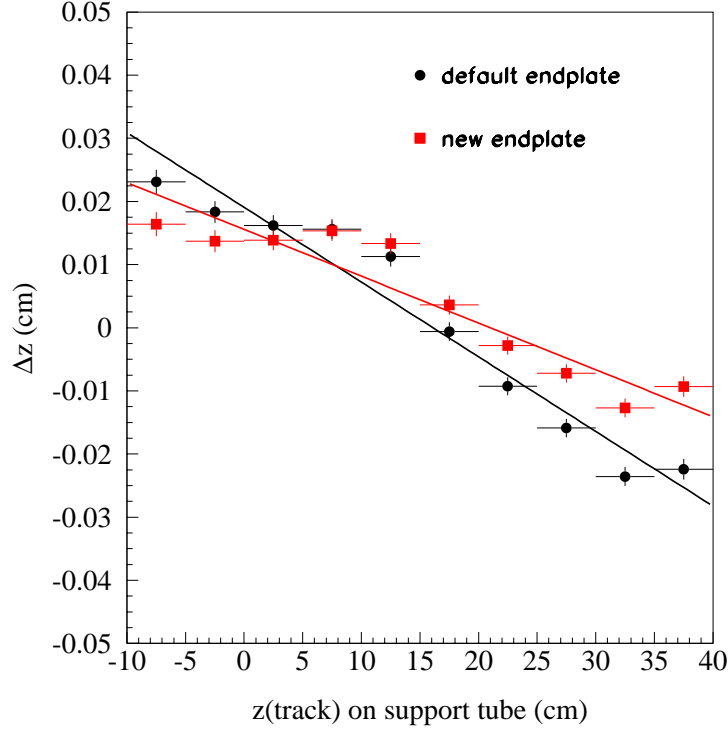


FIG. 3.27 – Résidus en $z(\text{trace DCH})-z(\text{trace SVT})$ en fonction de z : les points noirs correspondent à la géométrie par défaut et les carrés rouges correspondent à la géométrie corrigée

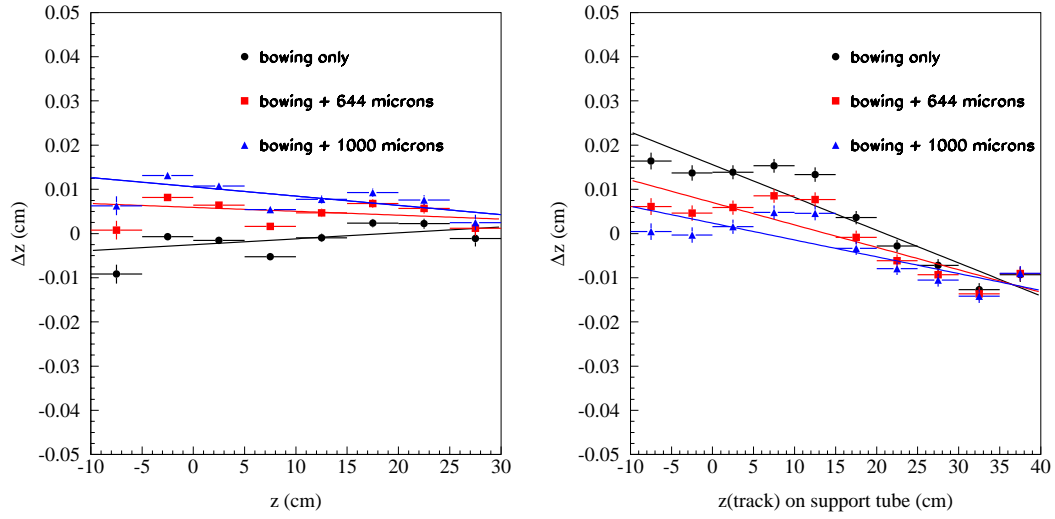
et de translation du SVT par rapport à la chambre sont correctement calculés. Le calcul de la translation en z du SVT en fonction de z a révélé un biais (qui n'est bien sûr pas visible lorsqu'on intègre le calcul sur z). L'étude de la systématique en z des résidus Δz a permis de faire un certain nombre d'observations sur la géométrie de la chambre et l'ordre de grandeur de l'ajustement des plateaux qui peut expliquer le biais observé.

Cependant, si la géométrie de la chambre peut expliquer le biais en z des résidus Δz , il demeure encore des éléments incompris lorsque l'on compare la trace DCH non pas avec les mesures du détecteur de vertex mais avec la trace reconstruite avec ces mesures.

D'autre part, si on s'intéresse à la différence entre les directions des traces SVT et DCH à l'intersection avec le cylindre de rayon $r = 20 \text{ cm}$, en fonction de la tangente de l'angle λ (la coordonnée z du point d'intersection est reliée à λ par $z = r \tan(\lambda)$), comme cela est illustré sur la figure 3.29, on s'aperçoit que le biais des résidus en direction s'aggrave avec le nouvel ajustement des plateaux, comme le montre la figure 3.30.

La correction du biais des résidus en position entraîne donc une augmentation du biais des résidus en direction. Ce comportement inattendu vient compliquer la compréhension de la relation entre la géométrie de la chambre à fils et la systématique de l'alignement.

Pour pallier cela, deux directions peuvent être explorées :



(a) Résidus $z(\text{mesures SVT})-z(\text{trace DCH})$

(b) Résidus $z(\text{trace DCH})-z(\text{trace SVT})$

FIG. 3.28 – Variation des résidus Δz en fonction de z pour $\Delta L = 0, 644 \mu m$ et $1000 \mu m$. Les paramètres Δz_{av}^{max} et Δz_{ar}^{max} sont fixés à -350 et $950 \mu m$.

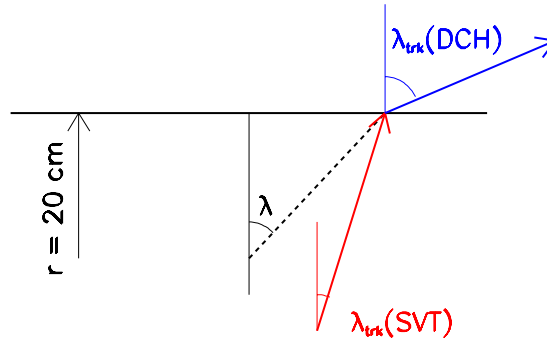


FIG. 3.29 – Représentation schématique des directions des traces SVT et DCH au point d'intersection avec le cylindre de rayon $r = 20 \text{ cm}$. Celles-ci font un angle $\lambda_{trk}(SVT)$ et $\lambda_{trk}(DCH)$ avec la verticale. L'angle λ indique la position du point d'intersection sur le cylindre.

- Faire une étude de l'alignement avec un lot d'événements où les traces ne sont pas corrélées suivant l'angle polaire θ (ou alternativement l'angle $\lambda = \frac{\pi}{2} - \theta$), ce qui n'est pas le cas des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ utilisés dans cette étude. Ceci peut être accompli en utilisant des muons cosmiques par exemple. Ceci permettrait de vérifier que la présence du biais est indépendante des caractéristiques du lot d'événements utilisé.
- Développer un algorithme d'alignement utilisant à la fois les résidus en position et les résidus en direction et vérifier si d'une part, il donne des résultats sensés et

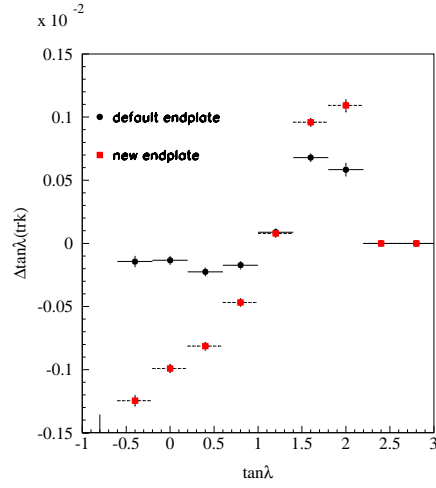


FIG. 3.30 – Résidus des tangentes des directions de traces par rapport à la verticale, $\Delta \tan(\lambda_{trk}) = \tan(\lambda_{trk}(SVT)) - \tan(\lambda_{trk}(DCH))$, en fonction de $\tan(\lambda)$

d'autre part, si le biais des résidus Δz est reproductible.

Chapitre 4

Reconstruction des particules et sélection des événements $B\bar{B}$

Avant de détailler les analyses des canaux $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$ et $B \rightarrow \eta' X_S$, il convient d'exposer les études en amont qui sont effectuées d'une part sur les sélections des particules intervenant dans la reconstruction des candidats B et d'autre part sur la caractérisation des événements $B\bar{B}$ par leurs propriétés cinématiques et topologiques.

Ce chapitre a donc deux objectifs principaux :

- présenter la reconstruction et l'identification de toutes les particules intervenant dans les chaînes de désintégrations des processus étudiés.
- expliquer comment les événements $B\bar{B}$ sont sélectionnés et comment le bruit de fond principal venant des événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) est rejeté.

4.1 Le lot de données

4.1.1 Données réelles

Les données utilisées pour les analyses sont celles qui ont été prises entre le mois d'octobre de l'année 1999 et le mois de juillet de l'année 2002.

Ces données ont été enregistrées sur deux périodes appelées Run I et Run II. Le Run I s'est terminé au mois d'octobre 2000 et le Run II commence à partir du mois de février de l'année 2001.

Le tableau 4.1 montre le découpage en temps des données en fonction de différentes valeurs de fonctionnement de la haute tension de la chambre à fils.

La luminosité accumulée au pic du $\Upsilon(4S)$ correspond à un nombre de paires $B\bar{B}$ égal à $N_{B\bar{B}} = (88.85 \pm 0.97) \times 10^6$.

4.1.2 Simulation

Pour évaluer les efficacités de détection des canaux de désintégrations étudiés, la réponse du détecteur est simulée en utilisant le logiciel `GEANT4`[70] et les désintégrations des particules sont simulés dans la librairie `EvtGen`[71].

		Luminosité accumulée à $\sqrt{s} =$	
Période	tension DCH	$m(\Upsilon(4S))$	$m(\Upsilon(4S)) - 40 \text{ MeV}$
22/10/1999 →28/11/1999	1960 V	470 pb^{-1}	–
24/02/2000 →10/07/2000	1960 V	10700 pb^{-1}	1200 pb^{-1}
20/07/2000 →28/10/2000	1900 V	9550 pb^{-1}	1402 pb^{-1}
12/02/2001 →30/06/2002	1930 V	61158 pb^{-1}	6983 pb^{-1}
Total		81878 pb^{-1}	9585 pb^{-1}

TAB. 4.1 – Données

4.2 Sélection des traces chargées

La sélection des traces chargées comporte deux étapes : une première étape où des coupures sur la qualité de la reconstruction sont effectuées et une deuxième étape où des algorithmes d'identification de particules, ici les kaons chargés, sont utilisés.

4.2.1 Critères sur la reconstruction des traces

Dans l'expérience BaBar, trois types de traces chargées sont utilisés pour les analyses de physique :

Les traces chargées

Cette catégorie enveloppe l'ensemble des traces reconstruites par les détecteurs de vertex et de traces. Aucune coupure sur leurs propriétés n'est appliquée. Ces traces peuvent aussi bien provenir du point d'interaction que d'une région éloignée de celui-ci. Elles sont utiles pour la reconstruction de particules qui ont un grand temps de vie comme le Λ ($c\tau = 7.89 \text{ cm}$) mais aussi le K_s^0 ($c\tau = 2.68 \text{ cm}$).

Les traces provenant de l'origine

Les traces de cette catégorie sont déjà plus contraintes. Des coupures sont appliquées sur les paramètres d'impact d_0 et z_0 : $|d_0| < 1.5 \text{ cm}$ et $|z_0| < 10 \text{ cm}$. Ces coupures servent à rejeter les traces qui proviennent d'interactions secondaires avec la matière du détecteur comme le tube à vide par exemple. Une autre contrainte est appliquée sur l'impulsion transverse : $p_T < 10 \text{ GeV}/c$.

Les traces provenant des désintégrations de B (sauf exception rare) ne sont pas affectées par ces coupures.

Les traces DCH

Pour cette catégorie de traces, on requiert de l'information dans la chambre à dérive. Le nombre de points de mesures doit être au moins égal à 12 et l'impulsion transverse doit être au moins égale à $100 \text{ MeV}/c$ qui est la valeur minimale à partir de laquelle la reconstruction dans la chambre à fils est efficace. Avec ces coupures, on obtient une plus grande précision sur la courbure des traces. Cependant, certaines études ne peuvent utiliser ces critères. L'exemple typique de traces en majeure partie rejetées par ces critères vient des pions mous provenant des désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$.

Les algorithmes d'identification des particules chargées utilisent tous l'information donnée par la chambre à dérive et il est donc naturel de sélectionner les traces à identifier dans cette catégorie de traces DCH.

4.2.2 Identification des traces

Pour les analyses qui vont être présentées dans la suite, l'identification des kaons nous intéresse en particulier car elle est utilisée à la fois pour la signature du quark étrange dans le système hadronique X_S des désintégrations $B \rightarrow \eta' X_S$ et pour reconstruire des D^0 dans la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$.

L'identification utilise les informations provenant du détecteur de vertex, de la chambre à fils et du détecteur de lumière Cherenkov pour distinguer les particules, en particulier les kaons des pions.

L'algorithme d'identification [72] calcule les fonctions de vraisemblance des pertes en énergie dans le SVT et la DCH, de l'angle Cherenkov et du nombre de photons dans le DIRC.

En ce qui concerne les pertes en énergie, les erreurs sont supposées gaussiennes et la valeur moyenne est celle prédite par la loi de Bethe-Block, $(\frac{dE}{dX})^{th}$. Si on pose $\zeta = \frac{dE}{dX}$, les vraisemblances pour le SVT et la DCH s'écrivent :

$$\mathcal{L}_{Svt} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\zeta_{Svt}}^2}} \exp\left(-\frac{(\zeta_{Svt} - \zeta_{Svt}^{th})^2}{2\sigma_{\zeta_{Svt}}^2}\right) \quad (4.1)$$

$$\mathcal{L}_{Dch} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\zeta_{Dch}}^2}} \exp\left(-\frac{(\zeta_{Dch} - \zeta_{Dch}^{th})^2}{2\sigma_{\zeta_{Dch}}^2}\right) \quad (4.2)$$

Pour les variables du DIRC, l'angle θ_c est supposé être une grandeur gaussienne et la distribution utilisée pour le nombre de photons émis est poissonnienne. Ces grandeurs sont calculées pour cinq hypothèses de particules $\alpha = e^\pm, \mu^\pm, K^\pm, \pi^\pm, p$. La vraisemblance de l'angle Cherenkov s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{\theta_c}^\alpha = C_{\theta_c}^\alpha \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\theta_c}^2}} \exp\left(-\frac{(\theta_c - \theta_c^\alpha)^2}{2\sigma_{\theta_c}^2}\right) \quad (4.3)$$

$C_{\theta_c}^\alpha$ est une constante de normalisation. La moyenne θ_c^α est l'angle Cherenkov attendu pour l'hypothèse α :

$$\theta_c^\alpha = \arccos\left(\frac{1}{n} \sqrt{1 + \left(\frac{m_\alpha c}{p}\right)^2}\right) \quad (4.4)$$

La normalisation sur les hypothèses de particules s'écrit :

$$\sum_{\alpha=1}^5 \int \mathcal{L}_{\theta_c}^{\alpha} d\theta_c = 1 \quad (4.5)$$

La condition $|\cos(\theta_c^{\alpha})| < 1$ implique :

$$p > \frac{m_{\alpha}c}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (4.6)$$

La normalisation de la vraisemblance totale doit donc tenir en compte du fait que certaines hypothèses de particule peuvent ne pas satisfaire à cette condition. Si on note t l'indice de la particule la plus lourde qui satisfait à la condition 4.6, on assigne à toutes les particules plus lourdes ($\alpha > t$) une probabilité de 0.2. Cette valeur correspond à l'équiprobabilité des hypothèses de particules en l'absence d'information provenant du DIRC. Ceci mène aux équations :

$$\sum_{\alpha=t+1}^5 \int \mathcal{L}_{\theta_c}^{\alpha} d\theta_c = (5 - t) \times 0.2 = m \quad (4.7)$$

$$\sum_{\alpha=1}^t \int \mathcal{L}_{\theta_c}^{\alpha} d\theta_c = 1 - m \quad (4.8)$$

La vraisemblance du nombre de photons émis, pour une hypothèse de particule α , s'écrit :

$$\mathcal{L}_{N_{ph}}^{\alpha} = C_{N_{ph}}^{\alpha} \frac{(N_{\alpha}^{th} + N_f)^{N_s + N_f}}{(N_s + N_f)} \cdot \exp(-(N_{\alpha}^{th} + N_f)) \quad (4.9)$$

N_s est le nombre de photons de signal, N_f est le nombre de photons de fond et N_{α}^{th} est le nombre de photons de signal attendu pour l'hypothèse α . $C_{N_{ph}}^{\alpha}$ est une constante de normalisation. La condition de normalisation de la vraisemblance totale s'écrit :

$$\sum_{\alpha=e^{\pm}} \sum_{N_{ph}} \mathcal{L}_{N_{ph}}^{\alpha} = 1 \quad (4.10)$$

La fonction de vraisemblance globale des informations provenant du DIRC s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{DIRC}^{\alpha} = \frac{\mathcal{L}_{\theta_c}^{\alpha} \cdot \mathcal{L}_{N_{ph}}^{\alpha}}{\sum_{\alpha} \sum_{N_{ph}} \int \mathcal{L}_{\theta_c}^{\alpha} \cdot \mathcal{L}_{N_{ph}}^{\alpha}} \quad (4.11)$$

La vraisemblance totale d'une particule candidate est le produit des vraisemblances de la DCH, du SVT et du DIRC. Le tableau 4.2 rassemble les conditions exigées pour chaque sous-détecteur, pour que l'information soit utilisée.

Plusieurs sélecteurs de kaons sont ensuite définis et classés selon les coupures sur la vraisemblance totale \mathcal{L}^{α} . Dans les analyses présentées dans ce chapitre, trois critères de sélection sont utilisés :

- **Critère minimal "KNotPion" :**

La trace est acceptée si $\mathcal{L}^K \geq r_{\pi} \mathcal{L}^{\pi}$ ou $\mathcal{L}^p \geq r_{\pi} \mathcal{L}^{\pi}$.

$r_{\pi} = 0.1$ si $p \leq 0.5 \text{ GeV}/c$ et $r_{\pi} = 1.0$ si $p > 0.5 \text{ GeV}/c$.

Sous-détecteur	domaine en impulsion	conditions
SVT ($\frac{dE}{dx}$)	$0.025 < p < 0.7 \text{ GeV}/c$	nombre de points de mesure > 3
DCH ($\frac{dE}{dx}$)	$0.09 < p < 0.7 \text{ GeV}/c$	nombre de points de mesure > 10
DIRC (θ_c et N_{ph})	$0.6 < p < 10 \text{ GeV}/c$	nombre de photons attendus pour $e^\pm > 0$

TAB. 4.2 – Conditions d'utilisation des quantités pour l'identification des kaons

- **Critère intermédiaire “KLoose” :**

La trace est acceptée si $\mathcal{L}^K > r_\pi \mathcal{L}^\pi$ s'il n'y a pas d'information provenant du DIRC, sinon la condition est : $\mathcal{L}^K > r_\pi \mathcal{L}^\pi$ et $\mathcal{L}^K > r_p \mathcal{L}^p$, $r_p = 1$.

$r_\pi = 15$ si $0.5 < p < 0.7 \text{ GeV}/c$, $r_\pi = 1$ si $0.7 < p < 2.7 \text{ GeV}/c$ et $r_\pi = 80$ si $p > 2.7 \text{ GeV}/c$.

- **Critère serré “KTight” :**

La trace est acceptée si $\mathcal{L}^K > r_\pi \mathcal{L}^\pi$ et $\mathcal{L}^K > r_p \mathcal{L}^p$, $r_p = 1$.

$r_\pi = 15$ si $0.5 < p < 0.7 \text{ GeV}/c$, $r_\pi = 1$ si $0.7 < p < 2.7 \text{ GeV}/c$ et $r_\pi = 80$ si $p > 2.7 \text{ GeV}/c$.

La différence entre les critères réside dans le degré de compromis entre un faible taux de contamination en pions et une bonne efficacité pour les kaons. Ce degré de compromis dépend de l'analyse dans laquelle l'identification du kaon rentre en compte.

Pour le critère minimal, l'efficacité est de 95 % en moyenne mais la contamination en pions est de l'ordre de 20 %. Pour le critère intermédiaire, l'efficacité moyenne est de l'ordre de 80% tandis que la contamination en pions n'est plus que de l'ordre de 5%. Enfin, pour le critère serré, l'efficacité moyenne est de 70% alors que la contamination moyenne se situe entre 2 et 3 %.

La figure 4.1 montre l'efficacité et la contamination en pions en fonction de l'impulsion pour le critère intermédiaire.

4.3 Sélection des particules intermédiaires

4.3.1 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Les pions neutres sont utilisés dans la reconstruction d'une partie du système X_S dans les désintégrations $B \rightarrow \eta' X_S$ et dans la reconstruction du canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ dans l'analyse $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$. Ils se désintègrent dans 98.8% des cas [73] en une paire de photons. L'acceptance géométrique du calorimètre est de 87.4%. Pour un π^0 , la reconstruction est donc affectée par un facteur géométrique $0.874^2 = 0.764$.

L'efficacité de reconstruction pour des π^0 tombant dans l'acceptance du calorimètre est variable selon leur impulsion : pour $0.05 < p(\pi^0) < 0.5 \text{ GeV}/c$, elle est de 40% en moyenne et pour $0.5 < p(\pi^0) < 2.5 \text{ GeV}/c$, elle est de 70% en moyenne.

Pour les pions qui nous intéressent dans le cas du mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, une coupure en énergie, $E(\pi^0) > 0.3 \text{ GeV}$, est appliquée pour réduire le fond combinatoire des photons.

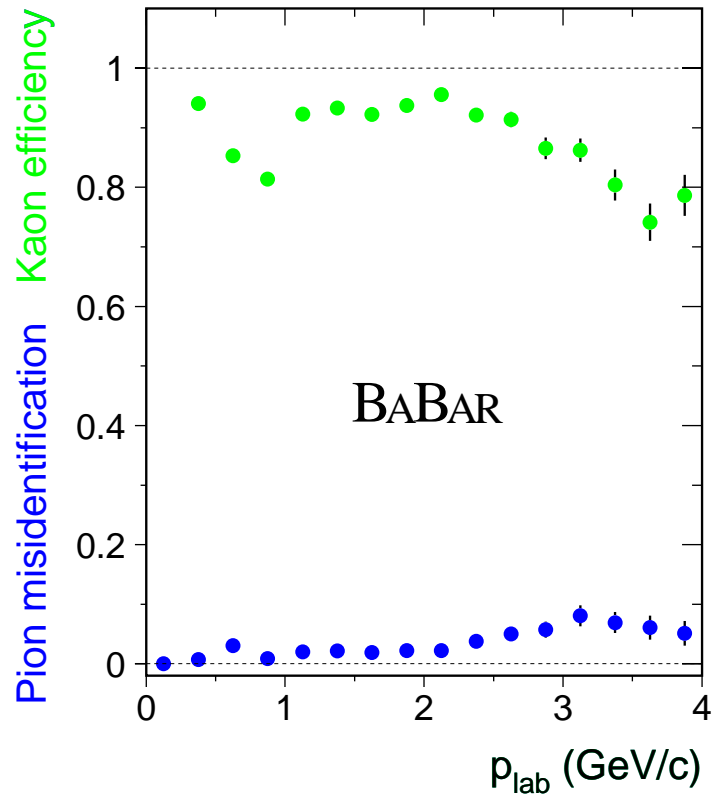


FIG. 4.1 – Efficacité d’identification des kaons (points du haut) et taux de contamination en pions (points du bas) pour le critère intermédiaire.

La figure 4.2 montre la distribution inclusive de masse invariante $m(\gamma\gamma)$ pour des événements hadroniques.

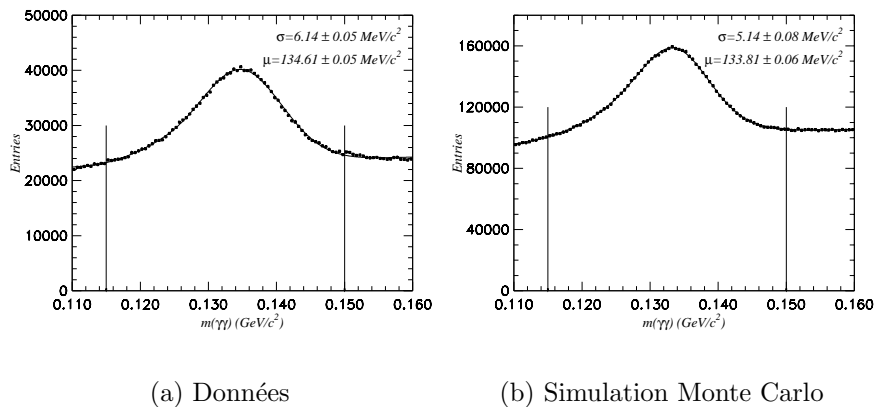


FIG. 4.2 – Masse invariante des candidats π^0 avec la sélection de base

La fonction utilisée pour ajuster la distribution de masse invariante est une somme de

deux gaussiennes pour le signal et un polynôme de second degré pour le fond combinatoire :

$$f_{\pi^0}(x) = \mathcal{A}_p \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_p^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu_p)^2}{2\sigma_p^2}\right) + \mathcal{A}_q \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_q^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu_q)^2}{2\sigma_q^2}\right) + A_0x + A_1x + A_2x^2 \quad (4.12)$$

Les paramètres de la gaussienne principale sont labellés par p et ceux de la gaussienne de queue sont labellés par q . La gaussienne de queue sert à ajuster le léger excès à gauche du pic de masse et qui est dû aux photons mal reconstruits dans le calorimètre.

Les paramètres ajustés de la gaussienne principale valent :

$$\mu_p = 134.61 \pm 0.05 \text{ MeV}/c^2, \sigma_p = 6.14 \pm 0.05 \text{ MeV}/c^2.$$

Avec la simulation Monte Carlo, on obtient les paramètres suivants :

$$\mu_p = 133.81 \pm 0.06 \text{ MeV}/c^2, \sigma_p = 5.14 \pm 0.08 \text{ MeV}/c^2.$$

Pour l'utilisation des π^0 dans la reconstruction du mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ et du système X_S , les candidats sont sélectionnés dans la fenêtre $115 < m(\gamma\gamma) < 150 \text{ MeV}/c^2$ et leur énergie-impulsion est recalculée avec la contrainte :

$$E^2(\pi^0) - p_x^2(\pi^0) - p_y^2(\pi^0) - p_z^2(\pi^0) = m_{PDG}^2(\pi^0) \quad (4.13)$$

où $m_{PDG}(\pi^0) = 134.98 \text{ MeV}/c^2$ [73].

4.3.2 $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Seuls les modes $B \rightarrow \eta' K_s^0 n\pi$ sont reconstruits dans les états finaux $B \rightarrow \eta' K^0 n\pi$ des désintégrations $B \rightarrow \eta' X_S$. Les K_s^0 représentent la moitié des K^0 , ils sont reconstruits dans le canal $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ dont le taux de branchement est $68.61 \pm 0.28 \%$ [73].

Ce canal est reconstruit à partir de deux traces chargées telles que définies dans le paragraphe 4.2.1. Le point de désintégration du K_s^0 est ajusté en utilisant les deux traces [74]. La figure 4.3 montre la distribution de la masse invariante $m(\pi^+\pi^-)$ avec cette sélection minimale.

La fonction utilisée pour ajuster la distribution de la masse invariante est composée d'une fonction de Breit-Wigner pour le signal, et un polynôme du second degré pour le bruit de fond combinatoire :

$$f_{K_s^0}(x) = \mathcal{A} \cdot \frac{\frac{\Gamma}{2\pi}}{(x - \mu)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} + A_0x + A_1x + A_2x^2 \quad (4.14)$$

Γ est la largeur totale à mi-hauteur et μ est la moyenne.

Sans aucune sélection, on observe que le niveau de bruit de fond combinatoire est assez élevé. Pour le réduire, on utilise le fait que le K_s^0 a une distance de vol appréciable. On définit la quantité :

$$\alpha(2D) = \arccos\left(\frac{\vec{p}_T(\pi^+\pi^-) \cdot \vec{d}}{p_T(\pi^+\pi^-) \cdot d}\right) \quad (4.15)$$

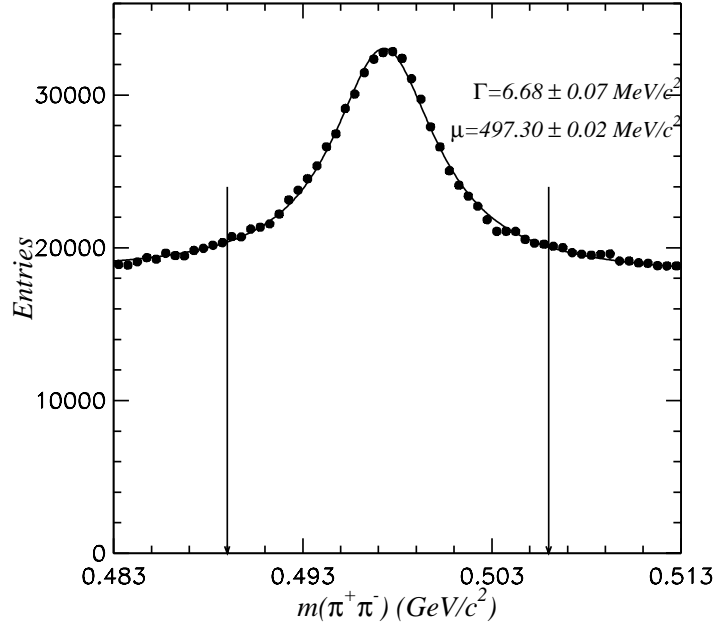


FIG. 4.3 – masse invariante des candidats K_s^0 avec la sélection de base (données).

$\alpha(2D)$ est l'angle entre le vecteur de vol \vec{d} du K_s^0 dans le plan $x - y$ et l'impulsion transverse \vec{p}_T du candidat K_s^0 . Le vecteur \vec{d} relie le vertex primaire de l'événement calculé avec les traces provenant de l'origine et le point de désintégration du K_s^0 . La figure 4.4 représente schématiquement $\alpha(2D)$.

Cette quantité est théoriquement nulle pour des vrais K_s^0 et elle est répartie entre 0 et π pour le fond combinatoire. La figure 4.5 montre la distribution de cette quantité et la position de la coupure appliquée, $\alpha(2D) < 50 \text{ mrad}$.

La figure 4.6 montre la masse invariante $m(\pi^+\pi^-)$ après la coupure $\alpha(2D) < 50 \text{ mrad}$.

Les paramètres ajustés de la fonction Breit-Wigner valent :

$$\Gamma = 5.67 \pm 0.03 \text{ MeV}/c^2, \mu = 497.47 \pm 0.02 \text{ MeV}/c^2.$$

Avec la simulation Monte Carlo, on obtient les paramètres suivants :

$$\Gamma = 5.96 \pm 0.03 \text{ MeV}/c^2, \mu = 497.85 \pm 0.01 \text{ MeV}/c^2.$$

Le rapport signal sur bruit dans la fenêtre en masse $489 < m(\pi^+\pi^-) < 506 \text{ MeV}/c^2$ est grandement amélioré, il passe de 0.38 à 5.98. 70% des vrais K_s^0 sont gardés après cette coupure.

Pour l'utilisation par la suite, les K_s^0 sont sélectionnés dans la fenêtre en masse $489 < m(\pi^+\pi^-) < 506 \text{ MeV}/c^2$ (indiquée par des flèches verticales sur les figures 4.3 et 4.6) et leur énergie-impulsion est recalculée avec la contrainte :

$$E^2(K_s^0) - p_x^2(K_s^0) - p_y^2(K_s^0) - p_z^2(K_s^0) = m_{PDG}^2(K_s^0) \quad (4.16)$$

Les K_s^0 sont ainsi ajustés cinématiquement à leur masse nominale $m_{PDG}(K_s^0) = 497.67 \text{ MeV}/c^2$ [73].

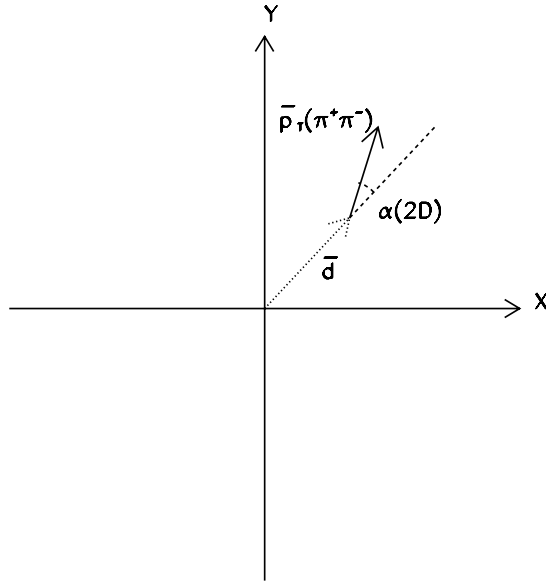


FIG. 4.4 – Définition de l’angle entre le vecteur de vol dans le plan $x - y$ et l’impulsion transverse du candidat K_s^0

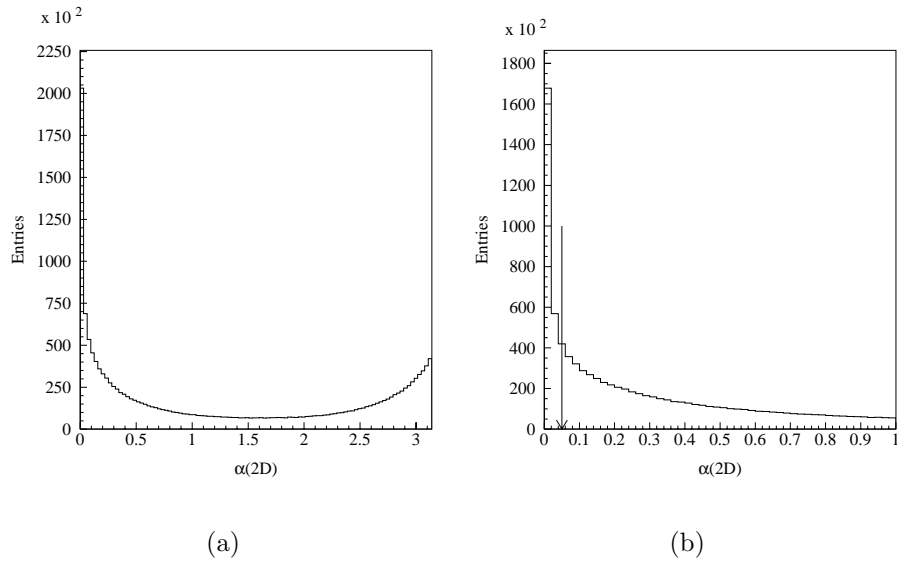


FIG. 4.5 – Distribution de l’angle $\alpha(2D)$ (a) et position de la coupure (b).

4.3.3 $\eta \rightarrow \gamma\gamma$

Le η est utilisé dans la reconstruction du canal $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$. Il est reconstruit dans le canal $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ qui représente 39.33% [73] des désintégrations du η . L’énergie des photons utilisés est supérieure à 100 MeV. La figure 4.7 montre la distribution de masse invariante $m(\gamma\gamma)$.

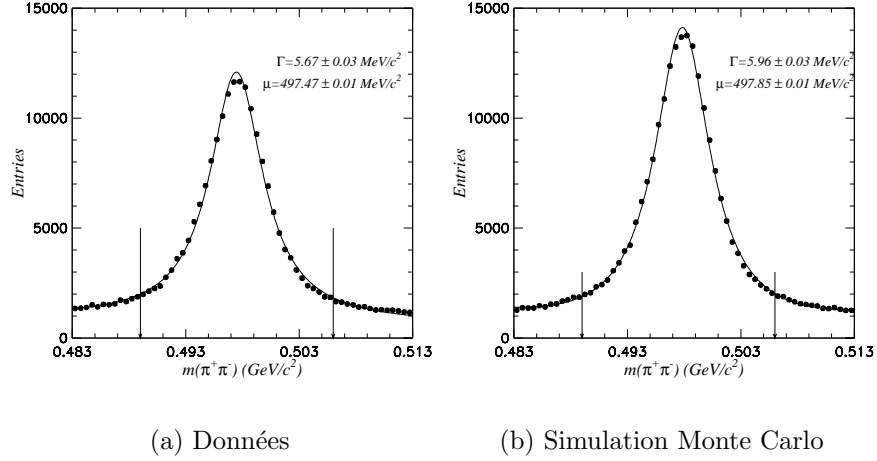


FIG. 4.6 – masse invariante des candidats K_s^0 après la coupure $\alpha(2D) < 0.05 \text{ rad}$.

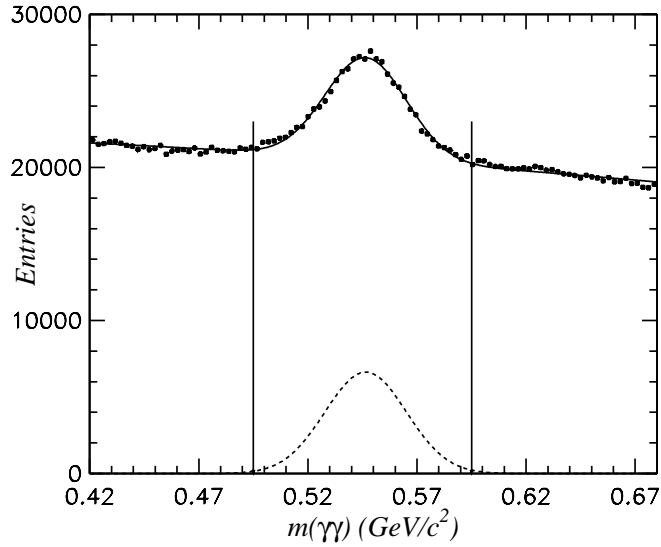


FIG. 4.7 – masse invariante des candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ avec la sélection de base

La fonction utilisée pour ajuster la distribution de masse invariante est la même que dans le cas du π^0 .

Une partie du fond combinatoire peut être supprimée de manière assez efficace. En effet, une partie importante des photons présents dans le bruit de fond provient des π^0 . On applique un veto sur les photons provenant des candidats π^0 : on rejette tout photon dont l'énergie est au moins égale à 100 MeV et qui a servi à la reconstruction d'un π^0 dans une fenêtre de masse $115 < m(\gamma\gamma) < 150 \text{ MeV}/c^2$.

La figure 4.8 montre la masse invariante $m(\gamma\gamma)$ après application du veto. Les paramètres ajustés de la gaussienne principale valent :

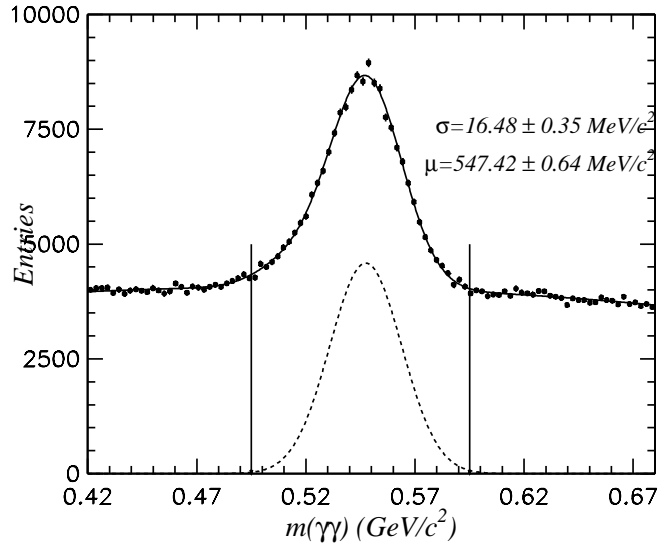


FIG. 4.8 – masse invariante des candidats $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ après application du veto sur les photons des π^0 . La gaussienne principale est montrée en pointillé.

$$\mu_p = 547.42 \pm 0.64 \text{ MeV}/c^2, \sigma_p = 16.48 \pm 0.35 \text{ MeV}/c^2.$$

La simulation Monte Carlo donne les paramètres suivants :

$$\mu_p = 542.38 \pm 0.64 \text{ MeV}/c^2, \sigma_p = 15.12 \pm 0.30 \text{ MeV}/c^2.$$

Le rapport signal sur bruit dans la fenêtre $0.495 < m(\gamma\gamma) < 0.595 \text{ MeV}/c^2$ passe de 0.15 à 0.47.

Pour l'utilisation des η dans la reconstruction du η' , les candidats sont sélectionnés dans la fenêtre $0.495 < m(\gamma\gamma) < 0.595$ et leur énergie-impulsion est recalculée avec la contrainte :

$$E^2(\eta) - p_x^2(\eta) - p_y^2(\eta) - p_z^2(\eta) = m_{PDG}^2(\eta) \quad (4.17)$$

où $m_{PDG}(\eta) = 547.3 \text{ MeV}/c^2$ [73].

4.3.4 $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$

Le η' est la particule centrale des analyses présentées dans cette thèse. Elle est reconstruite dans le canal $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ qui représente 44.3 % [73] des désintégrations du η' .

Dans la reconstruction des candidats η' , on combine un candidat $\eta(\rightarrow \gamma\gamma)$ décrit dans le paragraphe précédent et deux particules chargées parmi les traces DCH (section 4.2.1).

La figure 4.9 montre la masse invariante $m(\eta\pi^+\pi^-)$ pour une impulsion dans le centre de masse d'au moins $2 \text{ GeV}/c$ dans le cas où le veto des photons provenant π^0 n'est pas appliqué.

La figure 4.10 montre la même quantité après application du veto sur les photons du η . 80% des η' sont préservés par le veto. Le rapport signal sur bruit dans la fenêtre $943 < m(\eta\pi^+\pi^-) < 973 \text{ MeV}/c^2$ passe de 0.18 à 0.41.

La résolution sur la masse invariante est de $4.5 \text{ MeV}/c^2$ et la moyenne est $957.15 \text{ MeV}/c^2$.

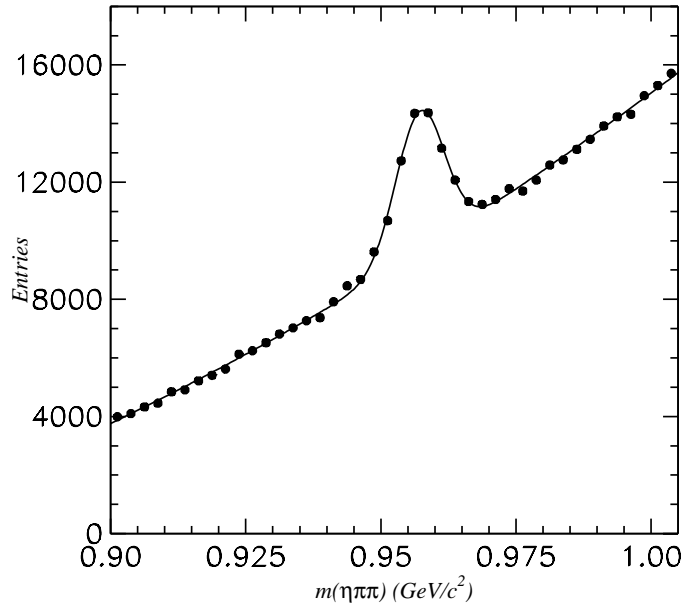


FIG. 4.9 – masse invariante des candidats $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$

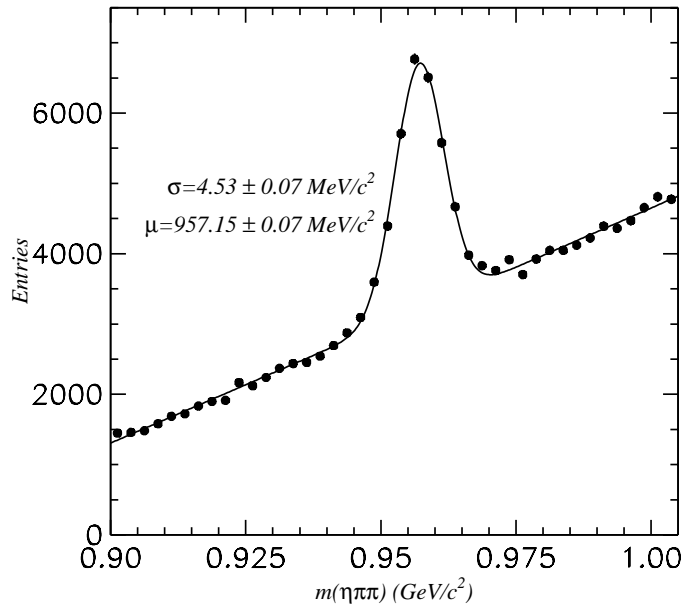


FIG. 4.10 – masse invariante des candidats $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ après application du veto π^0 sur les photons du η .

L'efficacité de reconstruction pour des η' d'impulsion dans le centre de masse supérieure à $2 \text{ GeV}/c$ est de 23%.

4.3.5 D^0

Pour le méson charmé D^0 , trois canaux de désintégrations sont reconstruits. Le D^0 se désintègre en de nombreux modes et aucun n'a un rapport de branchement vraiment important. Les canaux choisis pour la reconstruction sont ceux qui allient à la fois un rapport de branchement significatif et une bonne efficacité de reconstruction. Dans la suite, la reconstruction du méson conjugué de saveur, \bar{D}^0 , est sous-entendue.

$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ représente 3.8% des désintégrations du D^0 . Deux traces DCH (4.2.1) sont utilisées pour sa reconstruction. Pour diminuer le bruit de fond, le critère d'indentification "KNotPion" (section 4.2.2) est appliqué sur le kaon chargé. D'autre part, un veto est appliqué sur le pion, ce dernier ne doit pas passer le critère "KTight". La sélection est raffinée en coupant sur la probabilité de χ^2 du vertex calculé, le candidat est accepté si $p(\chi^2) > 0.1$ %. La figure 4.11 montre la masse invariante $m(K^- \pi^+)$ avec une telle sélection.

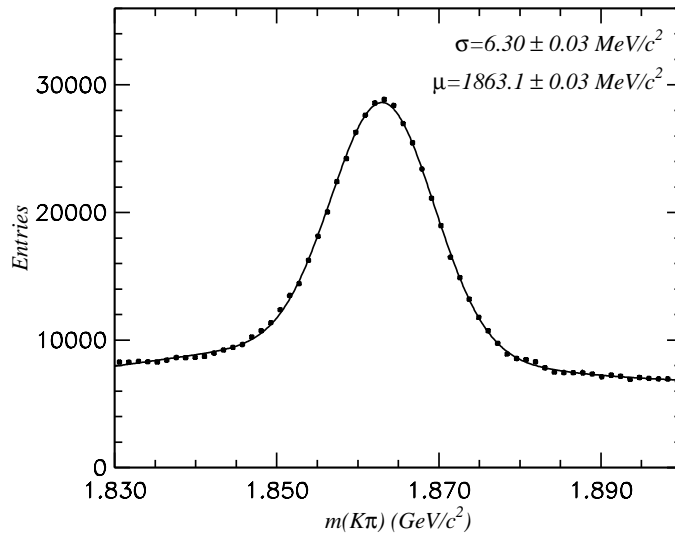


FIG. 4.11 – masse invariante des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

La moyenne et la résolution de la distribution valent $\mu = 1863.10 \pm 0.03 \text{ MeV}/c^2$ et $\sigma = 6.30 \pm 0.03 \text{ MeV}/c^2$ pour les données.

Les paramètres ajustés dans la simulation valent : $\mu = 1864.10 \pm 0.09 \text{ MeV}/c^2$ et $\sigma = 9.91 \pm 0.12 \text{ MeV}/c^2$.

L'efficacité de reconstruction pour ce mode, avec les critères appliqués, est de 70%.

$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$

Le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ représente 13.1% des désintégrations du D^0 . L'état final $K^- \pi^+ \pi^0$ provient essentiellement de résonances intermédiaires, comme le montre le tableau 4.3.

$D^0 \rightarrow$	Branchement
$K^- \rho^+$	$10.2 \pm 0.9\%$
$K^{*-}(892)\pi^+$	$2.0 \pm 0.2\% \times \mathcal{B}(K^{*-} \rightarrow K^- \pi^0)$
$K^{*0}(892)\pi^0$	$1.9 \pm 0.3\% \times \mathcal{B}(K^{*0} \rightarrow K^- \pi^+)$
$K^- \pi^+ \pi^0$ non résonant	$1.05^{+0.51}_{-0.19} \times 10^{-2}$
Total	$13.1 \pm 0.9\%$

TAB. 4.3 – Rapports de branchement des états intermédiaires conduisant à l'état $K^- \pi^+ \pi^0$

Des traces DCH sont utilisées pour le kaon et le pion chargé. La distribution de masse invariante $m(K^- \pi^+ \pi^0)$ avec cette sélection de base est montrée sur la figure 4.14(a). Plusieurs critères de sélection sont ensuite appliqués pour améliorer le rapport signal sur bruit.

Le premier critère est l'utilisation de l'identification des particules : le kaon doit passer le critère "KTight" et le pion chargé ne doit pas passer ce même critère. La figure 4.14(b) montre la masse invariante après application de l'identification des particules.

Le deuxième critère est l'utilisation du vertex calculé avec le kaon et le pion chargé : on applique une coupure sur la probabilité de χ^2 du vertex, $p(\chi^2) > 0.1\%$. La masse invariante après application de cette coupure est montrée sur la figure 4.14(c).

Le troisième critère consiste en l'utilisation des résonances intermédiaires. La largeur différentielle de désintégration en fonction des masses $m(K^- \pi^+)$ et $m(K^- \pi^0)$ s'écrit :

$$\frac{d^2\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0)}{dm^2(K^- \pi^+) dm^2(K^- \pi^0)} = |\mathcal{A}_{NR} + \mathcal{A}_{\bar{K}^{*0}(892)} + \mathcal{A}_{K^{*-}(892)} + \mathcal{A}_{\rho^+}|^2 \quad (4.18)$$

\mathcal{A}_{NR} est l'amplitude associée à la partie non-résonante des désintégrations, la valeur $\mathcal{A}_{NR} = 1$ est prise comme référence. Les autres amplitudes sont associées à chaque résonance intermédiaire intervenant dans les désintégrations [75].

La quantité utilisée est le poids de Dalitz, qui est la convolution de 4.18 avec deux gaussiennes représentant les fonctions de résolution des quantités $m^2(K^- \pi^+)$ et $m^2(K^- \pi^0)$ [76].

$$DW(m^2(K^- \pi^+), m^2(K^- \pi^0)) = \int \int dxdy \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{m^2(K^- \pi^+)}}} \exp\left[-\frac{(x - m^2(K^- \pi^+))^2}{2\sigma_{m^2(K^- \pi^+)}^2}\right] \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{m^2(K^- \pi^0)}}} \exp\left[-\frac{(y - m^2(K^- \pi^0))^2}{2\sigma_{m^2(K^- \pi^0)}^2}\right] \times \frac{d^2\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0)}{dxdy} \quad (4.19)$$

La figure 4.12 montre la distribution du poids de Dalitz pour le signal de D^0 et le fond combinatoire dans la simulation de désintégrations aléatoires de mésons B .

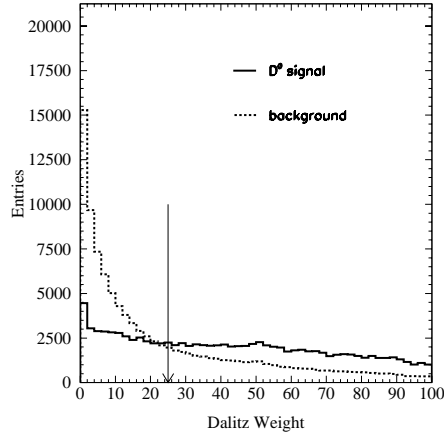


FIG. 4.12 – Distribution du poids de Dalitz pour le signal de D^0 (trait plein) et pour la combinatoire (tirets) dans la simulation d'événements aléatoires $B\bar{B}$

La figure 4.13 montre le diagramme de Dalitz avant coupure et après application de la coupure $DW > 25$. La distribution de la masse invariante $m(K^-\pi^+\pi^0)$ résultante est montrée sur la figure 4.14(d).

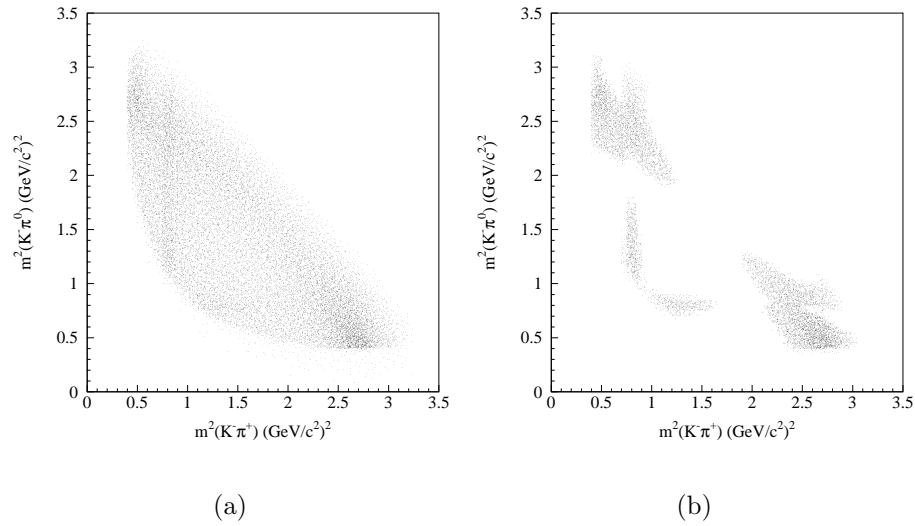


FIG. 4.13 – Diagramme de Dalitz de la désintégration, pour tous les candidats (a) et après la coupure $DW > 25$ (b).

La moyenne et la résolution de la distribution valent $\mu = 1862.70 \pm 0.10 \text{ MeV}/c^2$ et $\sigma = 10.27 \pm 0.10 \text{ MeV}/c^2$ pour les données.

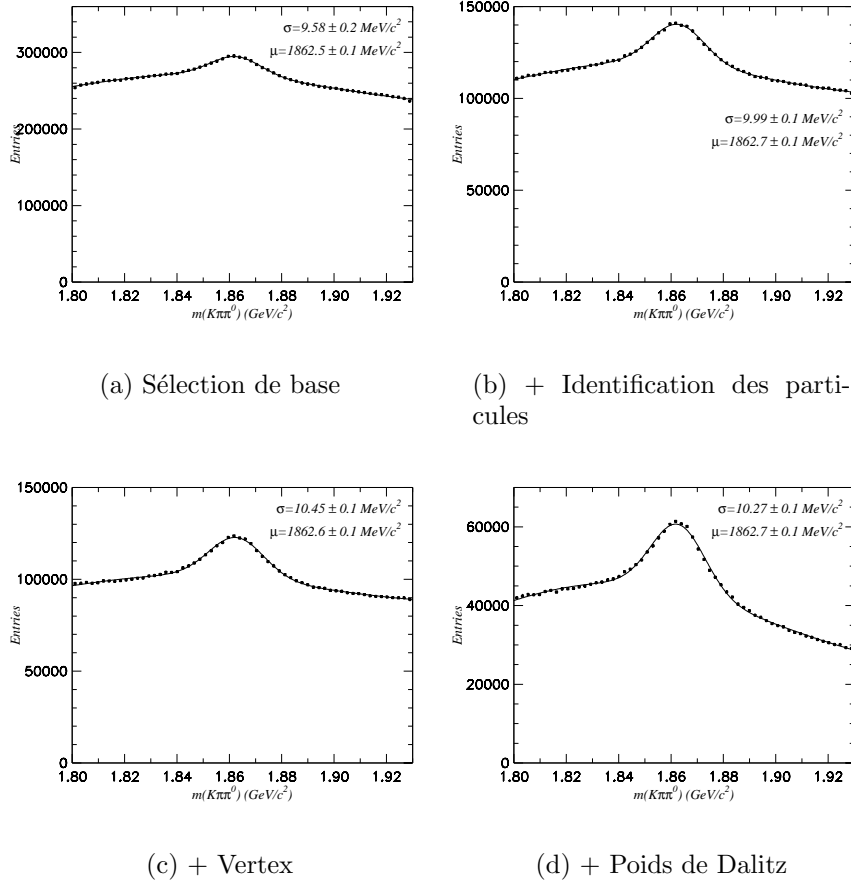


FIG. 4.14 – masse invariante des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$

Les paramètres ajustés dans la simulation valent : $\mu = 1864.10 \pm 0.09 \text{ MeV}/c^2$ et $\sigma = 9.91 \pm 0.12 \text{ MeV}/c^2$.

Avec cette sélection, l'efficacité de reconstruction du mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ est de 20%.

$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$

Le rapport de branchement des désintégrations du D^0 qui aboutissent à l'état final $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ est de 7.46%. Le tableau 4.4 donne le détail les modes en question.

Dans la reconstruction de ce mode, quatre traces DCH sont utilisées. La distribution de la masse invariante obtenue est montrée sur la figure 4.15(a).

La combinatoire des traces est élevée dans ce canal de désintégration. Pour la diminuer, on utilise l'identification de particules et l'information sur le vertex :

- Les kaons doivent passer le critère "Ktight" et les pions ne doivent pas le passer. La figure 4.15(b) montre la masse invariante après identification des particules.
- Le vertex est précisément calculé avec quatres traces. La coupure sur la probabilité de vertex, $p(\chi^2) > 0.1 \%$, conduit à une nette amélioration du rapport signal sur bruit comme le montre la figure 4.15(c).

$D^0 \rightarrow$	Branchement
$K^- \pi^+ \rho^0$	$6.2 \pm 0.4\%$
$K^{*0}(892) \pi^+ \pi^-$	$1.5 \pm 0.4\%$ $\times \mathcal{B}(\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+)$
$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ non-résonnant	$1.74 \pm 0.25\%$
$K_1(1270)^- \pi^+$	$(3.7 \pm 1.0) \times 10^{-3}$ $\times \mathcal{B}(K_1^-(1270) \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-)$
Total	$7.46 \pm 0.31\%$

TAB. 4.4 – Rapports de branchement des états intermédiaires conduisant à l'état $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$

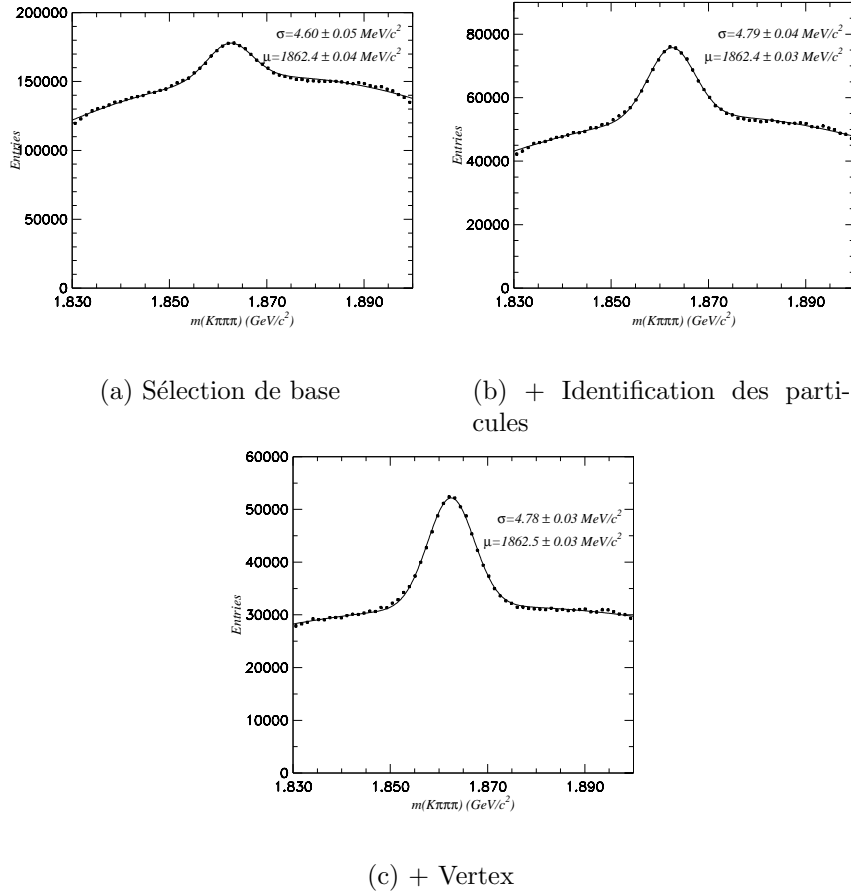


FIG. 4.15 – masse invariante des candidats $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$

La moyenne et la résolution de la distribution valent $\mu = 1862.50 \pm 0.03 \text{ MeV}/c^2$ et $\sigma = 4.78 \pm 0.03 \text{ MeV}/c^2$ pour les données. Les paramètres ajustés dans la simulation valent : $\mu = 1863.40 \pm 0.02 \text{ MeV}/c^2$ et $\sigma = 4.53 \pm 0.03 \text{ MeV}/c^2$.

L'efficacité de reconstruction de ce canal est de 18%.

4.4 Sélection des événements $B\bar{B}$

4.4.1 Variables cinématiques des mésons B

Les mésons B sont produits par le processus $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$. Chaque B emporte la moitié de l'énergie dans le référentiel au repos du $\Upsilon(4S)$. Utilisant cette caractéristique cinématique propre aux usines à B , deux variables cinématiques peu corrélées sont définies pour caractériser les candidats B .

M_{ES}

La masse du B est définie comme suit :

$$M_B = \sqrt{E_B^2 - |\vec{p}_B|^2} \quad (4.20)$$

Dans cette expression E_B est la somme des énergies mesurées des particules neutres et chargées présentes dans la chaîne de désintégration du B . \vec{p}_B est la somme des impulsions mesurées de ces particules.

La résolution observée pour cette quantité est de l'ordre de $20 \text{ MeV}/c^2$.

Pour améliorer la précision sur cette variable, on utilise le fait que l'énergie-impulsion des faisceaux, $(E_0, \vec{p}_0) = (E_{e^+} + E_{e^-}, \vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})$, est connue avec une très bonne précision. En fonction des paramètres des faisceaux, l'énergie E_B s'écrit :

$$E_B = \frac{1}{E_0} \left(\frac{s}{2} + \vec{p}_0 \cdot \vec{p}_B \right) \quad (4.21)$$

En substituant cette expression dans l'équation 4.20, on obtient l'expression de la masse contrainte à l'énergie du faisceau :

$$M_{ES} = \sqrt{\left(\frac{1}{E_0} \left(\frac{s}{2} + \vec{p}_0 \cdot \vec{p}_B \right) \right)^2 - |\vec{p}_B|^2} \quad (4.22)$$

La seule quantité reconstruite utilisée est l'impulsion \vec{p}_B .

Les paramètres de M_{ES} sont très stables et dependent très peu du canal de désintégration. La moyenne ne s'écarte pas appréciablement de la masse nominale des B ($m_{B^0} = 5279.4 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$, $m_{B^+} = 5279.0 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$ [73]) et la résolution typique est de $3 \text{ MeV}/c^2$ ce qui est bien meilleur que la résolution obtenue avec la masse invariante.

La figure 4.16 montre la distribution du signal et le fond combinatoire pour la variable M_{ES} dans les données pour le canal de désintégration $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$.

ΔE

ΔE est la différence entre l'énergie reconstruite du B , dans le référentiel du centre de masse, et la moitié de l'énergie disponible dans le centre de masse :

$$\Delta E = (E_0 E_B - \vec{p}_0 \cdot \vec{p}_B - \frac{s}{2}) / \sqrt{s} = E_B^* - \frac{\sqrt{s}}{2} \quad (4.23)$$

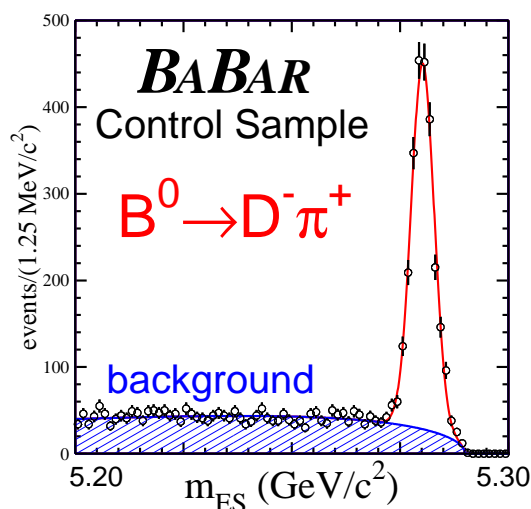
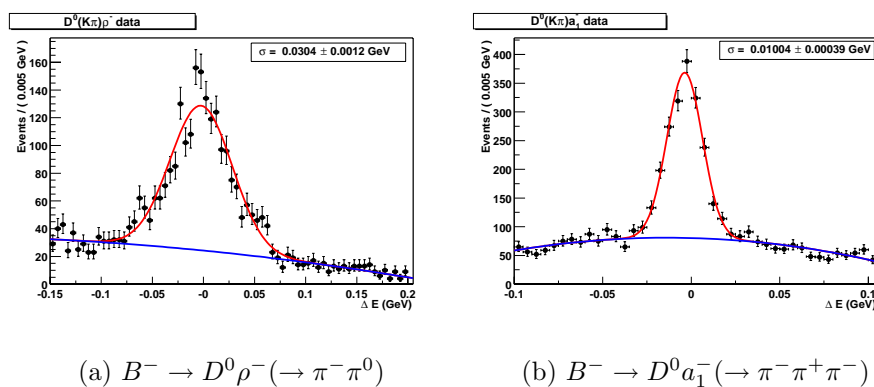


FIG. 4.16 – Distribution de la variable M_{ES} pour la désintégration $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$

ΔE est centré en 0 pour des vrais B .

La résolution pour cette quantité varie en fonction du mode de désintégration considéré. De manière générale, la présence de photons dans la chaîne de désintégration dégrade la résolution. L'effet est cependant moins prononcé dans le cas de photons non énergiques. D'autre part, plus la multiplicité en traces chargées est importante, meilleure est la précision sur ΔE .

La figure 4.17 illustre ce fait pour les deux canaux $B^- \rightarrow D^0(\rightarrow K^- \pi^+) \rho^-(\rightarrow \pi^- \pi^0)$ et $B^- \rightarrow D^0(\rightarrow K^- \pi^+) a_1^-(\rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-)$



(a) $B^- \rightarrow D^0 \rho^-(\rightarrow \pi^- \pi^0)$

(b) $B^- \rightarrow D^0 a_1^-(\rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-)$

FIG. 4.17 – Distribution de la variable ΔE (données)

La résolution du canal $B^- \rightarrow D^0(\rightarrow K^- \pi^+) a_1^-(\rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-)$ est de $10.04 \pm 0.39 \text{ MeV}$ alors qu'elle est de $30.4 \pm 1.2 \text{ MeV}$ pour le canal $B^- \rightarrow D^0(\rightarrow K^- \pi^+) \rho^-(\rightarrow \pi^- \pi^0)$. Dans le premier cas, il y a 5 traces chargées dans l'état final alors que dans le deuxième cas, il y a 3 traces chargées et deux photons énergiques provenant du π^0 .

4.4.2 Variables topologiques

Dans les événements de continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$), les particules sont réparties en deux jets dos à dos dans le centre de masse.

Dans les événements $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$, les mésons B sont pratiquement produits au repos dans le centre de masse et les particules issues des désintégrations des B sont réparties de manière isotrope.

La différence de topologie des événements est mise à profit pour le rejet des événements de continuum.

Rapport des moments de Fox-Wolfram R_2

On définit la variable R_2 , qui est le rapport du moment de Fox-Wolfram d'ordre deux au moment de Fox-Wolfram d'ordre zéro [77] :

$$R_2 = \frac{H_2}{H_0} \quad (4.24)$$

où

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{\|\vec{p}_i\| \|\vec{p}_j\|}{E_{vis}^2} P_l(\cos \theta_{ij}) \quad (4.25)$$

Les vecteurs \vec{p}_i représentent les impulsions des particules de l'événement, E_{vis} l'énergie totale de l'événement et P_l le polynôme de Legendre d'ordre l .

La variable R_2 prend des valeurs entre 0 et 1.

Pour les événements $B\bar{B}$ où la distribution des particules est isotrope, la distribution de R_2 est regroupée autour des faibles valeurs alors que dans les événements de jets $q\bar{q}$, la distribution est plus large et centrée autour de 0.5.

$\cos(\theta_T)$

Pour un ensemble donné de n particules, on définit l'axe de poussée \hat{T} comme étant l'axe selon lequel la projection de la somme des impulsions $\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i \cdot \hat{T}|$ est maximale.

Le cosinus de l'angle entre l'axe de poussée des particules formant le candidat B et l'axe de poussée des particules restantes de l'événement est noté $\cos(\theta_T)$. La distribution de cette variable est uniforme pour des événements $B\bar{B}$ et piquée autour de ± 1 pour les événements $q\bar{q}$.

Flux d'énergie autour du B

On considère les 9 double cônes dont l'axe commun est la direction du candidat B . Le cône m ($m = 1, \dots, 9$) a un demi-angle au sommet égal à $(10 \times m)^\circ$. On définit alors les énergies E_m comme étant la somme des énergies des particules de l'événement dont la direction est située entre le double cône $m - 1$ et le double cône m . Seules les particules n'ayant pas servi à la reconstruction du candidat B sont considérées.

Pour les événements $B\bar{B}$, le flux d'énergie est réparti uniformément dans les 9 double

cônes alors que dans les événements de continuum $q\bar{q}$, le flux d'énergie est concentré dans les premiers cônes.

Discriminant de Fisher \mathcal{F}

Dans la méthode du discriminant de Fisher [78], un ensemble de variables discriminantes est utilisé pour former une combinaison linéaire définissant une variable optimale pour la séparation entre deux hypothèses.

Soit $\mathbf{X} = (V_1, \dots, V_p)$ un vecteur de p variables. Pour deux hypothèses a et b , on nomme \mathbf{X}^a et \mathbf{X}^b les vecteurs correspondants. On définit par $\bar{\mathbf{X}}^a$ et $\bar{\mathbf{X}}^b$ les vecteurs des moyennes $\bar{V}_\alpha^{a,b}$ des distributions des variables. La combinaison linéaire optimale $\sum_\alpha \lambda_\alpha V_\alpha$ est celle dont la différence entre les moyennes des hypothèses a et b , $\sum_\alpha \lambda_\alpha (\bar{V}_\alpha^a - \bar{V}_\alpha^b)$, est maximale.

Pour des lots de n_a et n_b d'événements des catégories a et b , la meilleure combinaison linéaire est :

$$\mathcal{F} = \frac{\sqrt{n_a n_b}}{n_a + n_b} \cdot (\bar{\mathbf{X}}^a - \bar{\mathbf{X}}^b)^T \cdot \mathbf{W}^{-1} \cdot \mathbf{X} \quad (4.26)$$

La matrice \mathbf{W} a pour composantes :

$$W_{\alpha\beta} = \frac{1}{n_a + n_b} \sum_{t=a,b} \sum_{i=1}^{n_t} (V_{\alpha,i} - \bar{V}_\alpha^t)(V_{\beta,i} - \bar{V}_\beta^t) \quad (4.27)$$

où la valeur moyenne des variables discriminantes est $\bar{V}_\alpha^t = \frac{1}{n_t} \cdot \sum_{i=1}^{n_t} V_{\alpha,i}$ ($t = a, b$).

Les coefficients de la combinaison optimale $\mathcal{F} = \sum_\alpha \lambda_\alpha V_\alpha$ sont donc :

$$\lambda_\alpha = \frac{\sqrt{n_a n_b}}{n_a + n_b} (\bar{V}_\beta^a - \bar{V}_\beta^b) (W^{-1})_{\beta\alpha} \quad (4.28)$$

En pratique, les catégories a et b sont générées par la simulation Monte Carlo (les données prises hors-résonance $\Upsilon(4S)$ peuvent être utilisées pour le continuum $q\bar{q}$). L'algorithme de Fisher est appliqué aux échantillons simulés pour déterminer les coefficients optimaux de la combinaison linéaire.

Les catégories à séparer sont les événements $B\bar{B}$ et le continuum $q\bar{q}$. L'optimisation de la variable de Fisher dépend néanmoins du type de désintégration de B étudiée. Le discriminant utilisé pour l'analyse du canal $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$ a été optimisé pour les désintégrations du type $B \rightarrow R_1 R_2$ où R_1 et R_2 sont deux résonances, après une coupure préliminaire sur $\cos(\theta_T)$, $\cos(\theta_T) < 0.9$

Les variables utilisées comme ingrédients de la construction du discriminant de Fisher [79] sont les suivantes :

- Les énergies des cônes E_m ($m = 1, \dots, 9$)
- Le cosinus de l'angle entre l'impulsion du candidat B dans le centre de masse et l'axe z des faisceaux, $\cos(\theta_B)$. Du fait de la production des paires de mésons pseudo-scalaires $B\bar{B}$ à partir du vecteur $\Upsilon(4S)$, la distribution de l'angle θ_B est $\sin^2(\theta_B)$

pour ces événements tandis qu'elle est uniforme pour les événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$.

- Le cosinus de l'angle entre l'axe de poussée des particules formant le candidat B et l'axe z des faisceaux.

Chapitre 5

η' de haute impulsion dans les désintégrations de B

5.1 Introduction

Ce chapitre présente deux analyses complètement indépendantes techniquement. L'étude de la désintégration supprimée de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$ est faite à l'aide d'une analyse purement exclusive où deux méthodes sont appliquées. La production des η' dans le processus $B \rightarrow \eta' X_S$, généré par la désintégration "pingouin" $b \rightarrow sg^*$ au niveau des quarks, est étudié par une méthode de reconstruction semi-exclusive dans laquelle un η' , un kaon neutre ou chargé, et un à quatre pions sont combinés pour former un candidat B . Dans les modes $B \rightarrow \eta' K n \pi$ ainsi reconstruits, le kaon représente la signature du quark étrange du système hadronique X_S .

Bien qu'analysé de manière indépendante, le mode $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$ (ainsi que $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$) constitue un bruit de fond dans l'analyse des modes $B \rightarrow \eta' X_S$, du fait qu'une grande partie des désintégrations du D^0 donnent des états finaux du type $K n \pi$. La mesure de son taux de branchement permettra d'estimer plus précisément la contribution réelle du processus $b \rightarrow sg^*$ dans la production d'un η' de haute impulsion dans le centre de masse de l'expérience, $2 < p^*(\eta') < 2.7 \text{ GeV}/c$.

5.2 La désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$

5.2.1 Introduction

Statistique attendue

Le rapport de branchement de cette désintégration n'a pas été mesuré avant l'étude présentée ici mais des résultats récents [40, 41, 42] sur les désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 D^0, \eta D^0, \omega D^0$ permettent d'anticiper un rapport de branchement $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0)$ de l'ordre de 10^{-4} .

À partir des efficacités de reconstruction des modes du D^0 utilisés et du η' dans la canal $\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-$, ainsi que des rapports de branchement secondaires, on peut faire une estimation du nombre d'événements attendus :

- Pour le sous mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$:

$$\begin{aligned} N_{\text{attendu}}(\eta' D^0(\rightarrow K^-\pi^+)) &= N_{B\bar{B}} \times \text{eff}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) \\ &\times \text{eff}(\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-) \times \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) \\ &\times \mathcal{B}(\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-) \times \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0) \end{aligned} \quad (5.1)$$

En prenant les valeurs mentionnées dans les paragraphes précédents, $N_{B\bar{B}} = 88.10^6$, $\text{eff}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = 0.7$, $\text{eff}(\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-) = 0.23$, $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = 0.038$, $\mathcal{B}(\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-) = 0.174$,

on aboutit à $N_{\text{attendu}}(\eta' D^0(\rightarrow K^-\pi^+)) \sim 9.3$

- De même, pour le sous mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, en prenant $\text{eff}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0) = 0.2$ et $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0) = 0.131$, on aboutit à $N_{\text{attendu}}(\eta' D^0(\rightarrow K^-\pi^+\pi^0)) \sim 9.7$.
- Enfin, pour le sous mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, en prenant $\text{eff}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+) = 0.18$ et $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+) = 0.0746$, on aboutit à $N_{\text{attendu}}(\eta' D^0(\rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+)) \sim 4.7$.

Les nombres d'événements attendus sont donc petits, avant même de considérer les coupures supplémentaires dans la sélection des candidats B qui les réduiraient davantage. Un faible nombre d'événements de signal à détecter dans un bruit de fond abondant nécessite une optimisation précise de l'efficacité de reconstruction du signal par rapport au rejet du bruit de fond.

Bruit de fond

Le bruit de fond principal vient des événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$).

Un autre bruit de fond qui intervient dans une moindre mesure et qui est spécifique à cette analyse vient de la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$ où le π^0 et le γ provenant des modes $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$, $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ ne sont pas reconstruits.

5.2.2 Stratégie

Les variables utilisées sont ΔE , M_{ES} , \mathcal{F} , et les masses $m(\eta')$ et $m(D^0)$. Deux approches sont suivies dans l'utilisation des variables discriminantes. La première consiste en l'optimisation de coupures sur les variables. La deuxième repose sur une méthode de maximum de vraisemblance impliquant les fonctions de densité de probabilité des variables discriminantes pour les hypothèses de signal, bruit de fond venant du continuum et bruit de fond venant du mode $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$. Dans cette approche, seules des coupures très larges sont appliquées sur les variables.

Dans la deuxième approche, l'efficacité de reconstruction est plus élevée mais le nombre d'événements de fond est plus important.

5.2.3 Combinatoire

Pour un événement donné, il se peut qu'il y ait plusieurs candidats B possibles. Deux approches ont été testées pour traiter cette situation :

- Ne retenir que le candidat B pour lequel la quantité

$$\chi^2 = \frac{(m(D^0) - \mu_{D^0})^2}{\sigma_{D^0}^2} + \frac{(m(\eta') - \mu_{\eta'})^2}{\sigma_{\eta'}^2}$$

est minimale. μ_{D^0} , σ_{D^0} , $\mu_{\eta'}$, $\sigma_{\eta'}$ sont les moyennes et largeurs des particules filles du candidat B .

- Accepter les n_C candidats B de l'événement en les normalisant par un poids $1/n_C$ lors de l'ajustement final du signal et du fond.

La première approche peut engendrer un biais introduit par la procédure de sélection du meilleur candidat. Ceci est particulièrement vrai dans l'analyse par la fonction de vraisemblance où les fonctions de probabilité représentant le fond peuvent être biaisées par le critère du χ^2 .

La deuxième approche a donc été retenue pour les résultats présentés ici.

5.2.4 Coupures de pré-sélection

Les coupures de départ des deux méthodes détaillées dans les prochaines sections sont les suivantes :

- $|\Delta E| < 0.35 \text{ GeV}$
- $5.2 < M_{ES} < 5.3 \text{ GeV}/c^2$
- Le domaine par défaut du discriminant de Fisher est $-4 < \mathcal{F} < 6$.
- $R_2 < 0.5$
- $|\cos(\theta_T)| < 0.9$
- $930 < m(\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-) < 990 \text{ MeV}/c^2$
- $1825 < m(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) < 1905 \text{ MeV}/c^2$
- $1800 < m(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0) < 1930 \text{ MeV}/c^2$
- $1830 < m(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+) < 1900 \text{ MeV}/c^2$

5.2.5 Découpage du plan $M_{ES} - \Delta E$

Les variables M_{ES} et ΔE sont les principales variables discriminantes pour le bruit de fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. La distribution du bruit de fond est uniforme dans le plan $M_{ES} - \Delta E$ alors que les événements de signal s'accumulent autour de $M_{ES} \sim 5.28 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta E \sim 0 \text{ GeV}$. La figure 5.1 montre les différentes régions du plan $M_{ES} - \Delta E$.

Les régions situées hors de la région d'accumulation des événements de signaux (région I) sont utilisées pour l'étude du bruit de fond $q\bar{q}$:

- La région II, $|\Delta E| < 0.2 \text{ GeV}$ et $5.2 < M_{ES} < 5.27 \text{ GeV}/c^2$, est utilisée pour le calcul du nombre d'événements de fond dans la région de signal, après applications des facteurs de correction adéquats.

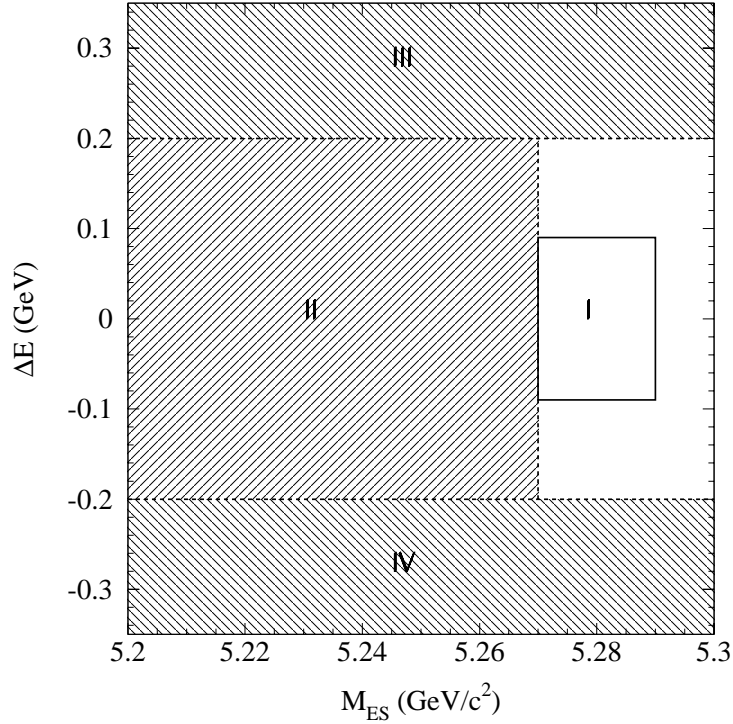


FIG. 5.1 – Régions du plan $M_{ES} - \Delta E$

- Les régions III et IV, $0.2 < |\Delta E| < 0.35 \text{ GeV}$ et $5.2 < M_{ES} < 5.3 \text{ GeV}/c^2$, servent à étudier la fonction de densité de probabilité du bruit de fond pour la variable M_{ES} .
- La région $|\Delta E| < 0.35 \text{ GeV}$ et $5.2 < M_{ES} < 5.27 \text{ GeV}/c^2$ est utilisée pour l'étude des fonctions de densité de probabilité des variables ΔE , \mathcal{F} , $m(\eta')$ et $m(D^0)$.

La taille de la région I est optimisée dans l'analyse utilisant les coupures sur les variables.

5.2.6 Corrélation entre les variables

Que ce soit pour l'application conjointe des coupures sur les variables discriminantes ou pour la construction de la fonction de densité de probabilité conjointe, il est nécessaire de vérifier que le degré de corrélation entre les variables ne soit pas trop important.

Les tableaux 5.1, 5.2, 5.3 montrent les coefficients de corrélation entre les variables utilisées pour l'analyse. Ceux-ci sont calculés avec des échantillons d'événements simulés de signal. En moyenne, les coefficients de corrélation sont faibles, de l'ordre de quelques pourcent. Il faut cependant noter que les variables les plus corrélées sont M_{ES} , ΔE et $m(\eta')$. La corrélation $M_{ES} - \Delta E$ augmente quand la multiplicité dans l'état final baisse et que le nombre de photons est minimum : ainsi, elle atteint 10.8%, en valeur absolue, pour le mode $\eta' D^0 (\rightarrow K^- \pi^+)$. La corrélation $m(\eta') - \Delta E$ varie dans le même sens et atteint 11.7%.

Même pour les variables les plus corrélées, la corrélation reste limitée.

	ΔE	M_{ES}	\mathcal{F}	$m(D^0)$	$m(\eta')$
ΔE	1.000				
M_{ES}	-0.108	1.000			
\mathcal{F}	0.033	-0.012	1.000		
$m(D^0)$	-0.048	-0.006	-0.017	1.000	
$m(\eta')$	0.117	-0.032	0.023	-0.015	1.000

TAB. 5.1 – Matrice de corrélation entre variables pour le mode $\eta' D^0 (\rightarrow K^- \pi^+)$ calculée avec 5367 événements.

	ΔE	M_{ES}	\mathcal{F}	$m(D^0)$	$m(\eta')$
ΔE	1.000				
M_{ES}	-0.054	1.000			
\mathcal{F}	0.014	0.065	1.000		
$m(D^0)$	0.023	0.018	0.009	1.000	
$m(\eta')$	0.073	-0.015	0.029	0.033	1.000

TAB. 5.2 – Matrice de corrélation entre variables pour le mode $\eta' D^0 (\rightarrow K^- \pi^+ \pi^0)$ calculée avec 1397 événements.

	ΔE	M_{ES}	\mathcal{F}	$m(D^0)$	$m(\eta')$
ΔE	1.000				
M_{ES}	-0.069	1.000			
\mathcal{F}	0.065	-0.022	1.000		
$m(D^0)$	0.030	0.012	-0.005	1.000	
$m(\eta')$	0.089	0.030	-0.006	-0.040	1.000

TAB. 5.3 – Matrice de corrélation entre variables pour le mode $\eta' D^0 (\rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+)$ calculée avec 2236 événements.

5.2.7 Fonctions de densité de probabilité des variables

Les paramètres des fonctions de densité de probabilité des variables ΔE , M_{ES} , \mathcal{F} , $m(D^0)$, $m(\eta')$ sont déterminées pour le signal, le bruit de fond $q\bar{q}$ et le bruit de fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$.

Pour le signal $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$ et le bruit de fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$, les événements utilisés proviennent de la simulation Monte Carlo dans chacun des sous modes reconstruits du D^0 .

Pour le fond $q\bar{q}$, les données provenant des régions du plan $\Delta E - M_{ES}$ décrites en 5.2.5 sont utilisées.

Les résultats des ajustements pour le signal et les bruits de fond sont montrés dans l'annexe B. Pour le bruit de fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$, seules les distributions pertinentes pour la discrimination, ΔE et M_{ES} , y sont montrées.

Les fonctions utilisées pour ajuster les distributions sont les suivantes :

a/ ΔE : Pour le signal et le fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$, une double gaussienne est utilisée :

$$N_{DG} \times \left[f \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + (1 - f) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_2^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) \right] \quad (5.2)$$

f est la fraction de première gaussienne.

Pour le signal, la deuxième gaussienne ajuste les queues de distributions. Pour le fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$, deux gaussiennes sont nécessaires pour ajuster le fond venant des sous-modes $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ et $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$. Le photon ou le π^0 provenant du D^{*0} n'étant pas reconstruit, l'énergie E_B^* du candidat B dans le centre de masse est diminuée de l'énergie du photon ou du π^0 , la distribution de ΔE est donc décalée de $-E_\gamma^*$ ou $-E_{\pi^0}^*$. L'énergie du π^0 est au minimum égale à sa masse tandis que l'énergie du photon peut être nulle, ceci se traduit par une queue qui se prolonge dans la zone $\Delta E \sim 0$.

Le fond $q\bar{q}$ est ajusté par un polynôme d'ordre 1 :

$$\frac{1}{N_{pol1}} (1 + A_1 \cdot x) \quad (5.3)$$

N_{pol1} est une constante de normalisation du polynôme sur l'intervalle d'intégration $[x_{min}, x_{max}]$, $N_{pol1} = (x_{max} - x_{min}) + \frac{A_1}{2} \cdot (x_{max} - x_{min})^2$.

b/ M_{ES} : La fonction du signal est une gaussienne.

Le bruit de fond $q\bar{q}$ est ajusté par une fonction d'ARGUS [80] :

$$N_{ARG} \cdot x \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2}{E_f^2}} \cdot \exp\left(\xi \left(1 - \frac{x^2}{E_f^2}\right)\right) \quad (5.4)$$

N_{ARG} est un facteur de normalisation, $E_f = \frac{\sqrt{s}}{2} = 5.29 \text{ GeV}/c^2$ est la limite cinématique atteinte par M_{ES} . ξ est le paramètre de forme de la fonction.

Le bruit de fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$ est ajusté par une gaussienne bifurquée :

$$N_{BG} \times \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_L^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma_L^2}\right) & x < \mu \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_R^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma_R^2}\right) & x > \mu \end{cases} \quad (5.5)$$

σ_L et σ_R sont les résolutions à gauche et à droite respectivement.

c/ \mathcal{F} : Le signal et les bruits de fond sont ajustés par une gaussienne bifurquée.

d/ $m(D^0)$: Les distributions en masse invariante des modes $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ sont essentiellement gaussiennes pour le signal et le bruit $\bar{B}^0 \rightarrow \eta'D^{*0}$. Une deuxième gaussienne dont la moyenne est la même que celle de la gaussienne principale est cependant utilisée pour ajuster les queues des distributions. La fonction utilisée est la même que celle de l'équation 5.2 avec $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, $\sigma_1 = \sigma$ et $\sigma_2 = \sigma_t$.

Pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, la deuxième gaussienne est décalée ($\mu_2 = \mu_t$) par rapport à la gaussienne principale, ceci est dû aux photons du π^0 dont une partie de l'énergie n'a pas été reconstruite dans le calorimètre.

En ce qui concerne le fond $q\bar{q}$, pour les trois sous-modes de D^0 , la distribution comprend à la fois du fond combinatoire, ajusté par un polynôme du second degré et de vrais D^0 , ajustés par une gaussienne :

$$N_{GP} \times \left[f \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) + (1-f) \cdot \left[\frac{1}{N_{pol2}} (1 + A_1 \cdot x + A_2 \cdot x^2) \right] \right] \quad (5.6)$$

$$N_{pol2} = (x_{max} - x_{min}) + \frac{A_1}{2} \cdot (x_{max} - x_{min})^2 + \frac{A_2}{3} \cdot (x_{max} - x_{min})^3.$$

e/ $m(\eta')$: Le signal et le bruit $\bar{B}^0 \rightarrow \eta'D^{*0}$ sont ajustés par la fonction décrite par l'équation 5.2 avec $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, $\sigma_1 = \sigma$ et $\sigma_2 = \sigma_t$ et le fond $q\bar{q}$ est décrit par l'équation 5.6.

Il faut noter que les intégrales des fonctions de probabilité sur les intervalles définis en 5.2.4 sont toutes normalisées à 1.

5.2.8 Contrôle des distributions par les données

Les fonctions de densité de probabilité pour le signal sont ajustées à l'aide d'événements simulés. Il peut toutefois exister une différence avec les données réelles. Ceci est surtout le cas pour la variable ΔE dont la distribution varie de manière appréciable selon le canal de désintégration considéré, comme cela a été montré dans la section 4.4.1

Les moyennes et résolutions des masses des résonances D^0 et η' sont contrôlées à partir des distributions inclusives dans les données. Il n'y a pas d'écart majeur en ce qui concerne ces variables.

Dans l'expérience BaBar, la distribution de la variable ΔE utilisée pour décrire le signal est contrôlée à l'aide des données, en utilisant des canaux de désintégrations abondants ($B^- \rightarrow D^0\pi^-$, $B^- \rightarrow D^0\rho^-$ et $B^- \rightarrow D^0a_1^-$ essentiellement), ayant une cinématique similaire au canal étudié. Pour l'étude qui est réalisée ici, aucun mode de désintégration abondant ayant la même cinématique (désintégration en deux corps avec les mêmes particules stables dans l'état final) que le signal étudié ne peut être utilisé.

Cependant, on peut noter que les états finaux des canaux de désintégrations à trois corps

$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ et $\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-$ sont identiques. De plus, le rapport de branchement secondaire $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ est de $89.1 \pm 0.7\%$ à comparer avec $\mathcal{B}(\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-) = 17.4\%$. La statistique de la désintégration supprimée de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega(\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ est donc plus importante ce qui permet l'utilisation de ce mode comme indicateur d'une éventuelle différence entre données réelles et simulation. La figure 5.2 montre la distribution de ΔE pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. La résolution est comparable à celle évaluée dans la simulation. La moyenne, -10.6 MeV , est légèrement décalée, $\delta\mu = -6.5 \text{ MeV}$, par rapport à la moyenne ajustée dans la simulation qui est de -4.1 MeV [81]. Pour le cas du canal étudié ici, $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\eta'$, il est raisonnable de considérer un décalage similaire. La moyenne de la distribution dans la simulation est de -1.8 MeV . Nous prendrons un décalage de $\delta\mu = -8.8 \text{ MeV}$ (différence entre la moyenne de la simulation $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'$ et celle des données $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\omega$), et non $\delta\mu = -6.5 \text{ MeV}$, pour un calcul conservateur de l'erreur systématique affectant le rapport de branchement.

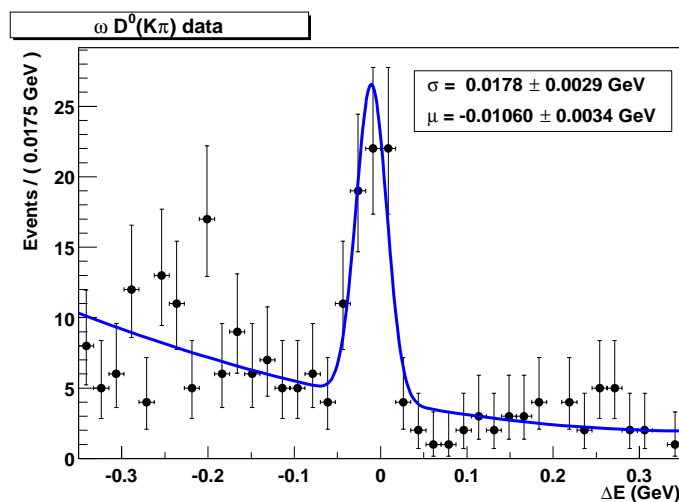


FIG. 5.2 – Distribution de la variable ΔE pour le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\omega(\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ (données).

5.2.9 Analyse par optimisation des coupures

Méthode

Les coupures sont appliquées sur les cinq variables ΔE , M_{ES} , \mathcal{F} , $m(D^0)$, $m(\eta')$. Si on note N_S et N_B les nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus dans les données, les coupures optimales sont celles qui maximisent la signification statistique, $\mathcal{S} = \frac{N_S}{\sqrt{N_S+N_B}}$, qui représente le nombre de déviations standard qui sépare la valeur mesurée N_S de l'hypothèse nulle $N_S = 0$.

Les coupures sont appliquées comme suit :

- $|\Delta E| < \mathcal{C}_{\Delta E}$
- $|M_{ES} - \mu_{M_{ES}}| < \mathcal{C}_{M_{ES}}$
- $\mathcal{F} < \mathcal{C}_{\mathcal{F}}$

- $|m(D^0) - \mu_{m(D^0)}| < \mathcal{C}_{m(D^0)}$
- $|m(\eta') - \mu_{m(\eta')}| < \mathcal{C}_{m(\eta')}$

où les quantités $\mu_{M_{ES}}$, $\mu_{m(D^0)}$ et $\mu_{m(\eta')}$ sont les moyennes des distributions M_{ES} , $m(D^0)$, $m(\eta')$ pour le signal. Les quantités $\mathcal{C}_{\Delta E}$, $\mathcal{C}_{M_{ES}}$, $\mathcal{C}_{\mathcal{F}}$, $\mathcal{C}_{m(D^0)}$, $\mathcal{C}_{m(\eta')}$ sont les coupures en fonction desquelles la signification $\mathcal{S}(\mathcal{C}_{\Delta E}, \mathcal{C}_{M_{ES}}, \mathcal{C}_{\mathcal{F}}, \mathcal{C}_{m(D^0)}, \mathcal{C}_{m(\eta')})$ est optimisée.

Les quantités N_S et N_B pour un sous-mode $D^0 \rightarrow X_D$ sont calculées de la façon suivante :

•

$$N_S = N_{B\bar{B}} \cdot \epsilon(\mathcal{C}_{\Delta E}, \mathcal{C}_{M_{ES}}, \mathcal{C}_{\mathcal{F}}, \mathcal{C}_{m(D^0)}, \mathcal{C}_{m(\eta')}) \cdot \mathcal{B}(D^0 \rightarrow X_D) \times \mathcal{B}(\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-) \times \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0) \quad (5.7)$$

$\epsilon(\mathcal{C}_{\Delta E}, \mathcal{C}_{M_{ES}}, \mathcal{C}_{\mathcal{F}}, \mathcal{C}_{m(D^0)}, \mathcal{C}_{m(\eta')})$ est l'efficacité de reconstruction calculée avec la simulation pour les coupures considérées.

•

$$N_B = N_{B,II} \times \frac{\int \int \int \int_{\mathcal{C}} P(\Delta E, M_{ES}, \mathcal{F}, m(D^0), m(\eta'))}{\int \int \int \int_{\mathcal{D}} P(\Delta E, M_{ES}, \mathcal{F}, m(D^0), m(\eta'))} \quad (5.8)$$

$N_{B,II}$ est le nombre d'événements de fond observés dans la région II définie dans la section 5.2.5.

$P(\Delta E, M_{ES}, \mathcal{F}, m(D^0), m(\eta')) = P(\Delta E) \times P(M_{ES}) \times P(\mathcal{F}) \times P(m(D^0)) \times P(m(\eta'))$ est composée des fonctions de densité de probabilité de chacune des variables (voir section 5.2.7). L'indice \mathcal{C} indique l'intégration sur les domaines définis par les coupures appliquées. L'indice \mathcal{D} indique l'intégration sur les domaines par défaut définis en 5.2.4 pour les variables \mathcal{F} , $m(D^0)$, $m(\eta')$ et l'intégration porte sur la région II pour les variables ΔE et M_{ES} .

Il faut noter ici que l'optimisation dépend de l'hypothèse choisie sur le rapport de branchement attendu $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0)$. Trois valeurs ont été testées, 10^{-4} , 2×10^{-4} et 4×10^{-4} . Les résultats présentés par la suite proviennent de l'optimisation pour laquelle le plus petit rapport de branchement a été utilisé.

Résultats de l'optimisation

Les résultats de l'optimisation sont montrés sur les figures de l'annexe C.

Pour chaque sous-mode $D^0 \rightarrow X_D$, seule la distribution de la variable ΔE est montrée pour le bruit $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$, $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma / \pi^0$, $D^0 \rightarrow X_D$.

La seule coupure sur la variable ΔE suffit à supprimer le bruit $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$.

Les valeurs optimales trouvées pour les coupures sont montrées dans le tableau 5.4.

$D^0 \rightarrow$	$\mathcal{C}_{\Delta E} (GeV)$	$\mathcal{C}_{M_{ES}} (GeV/c^2)$	$\mathcal{C}_{\mathcal{F}}$	$\mathcal{C}_{m(D^0)} (GeV/c^2)$	$\mathcal{C}_{m(\eta')} (GeV/c^2)$
$K^- \pi^+$	0.06	0.006	2	0.015	0.01
$K^- \pi^+ \pi^0$	0.04	0.006	2	0.03	0.01
$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	0.04	0.006	2	0.01	0.01

TAB. 5.4 – Valeurs des coupures après optimisation pour les trois sous-modes du D^0 .

Efficacités

Pour chaque sous-mode $D^0 \rightarrow X_D$, les efficacités sont calculées en utilisant des événements simulés :

$$\epsilon = \frac{N_{reco}}{N_{gen}} \quad (5.9)$$

N_{gen} est le nombre d'événements $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$ générés dans le sous-mode $D^0 \rightarrow X_D$ et N_{reco} est le nombre d'événements reconstruits.

Plusieurs corrections à l'efficacité sont apportées pour tenir compte de la différence entre les données et la simulation pour la reconstruction des traces chargées et des photons ainsi que pour l'identification des kaons. Les corrections sont calculées en utilisant des événements dans les données ayant une signature cinématique caractéristique, facilement identifiable et ayant donc une grande pureté, et en comparant les effets des algorithmes de reconstruction et d'identification sur les événements réels et les événements simulés. Les corrections sont ensuite tabulées en fonction des caractéristiques cinématiques des particules.

L'efficacité finale, ϵ_f s'écrit alors :

$$\epsilon_f = \epsilon \times \epsilon_{tr} \times \epsilon_\gamma \times \epsilon_{id} \times \epsilon_{vtx} \quad (5.10)$$

où ϵ_{tr} , ϵ_γ , ϵ_{id} et ϵ_{vtx} sont les facteurs correctifs relatifs à la reconstruction des traces, la reconstruction des photons (du π^0 et du η), l'identification des kaons et la reconstruction des vertex des D^0 respectivement. Le tableau 5.5 montre les corrections apportées et les efficacités finales.

	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
ϵ_{tr}	0.947	0.948	0.911
ϵ_γ	0.986	0.955	0.992
ϵ_{id}	0.985	0.960	0.94
ϵ_{vtx}	0.982	0.982	0.909
ϵ_f	11.22%	2.65%	3.41%

TAB. 5.5 – Corrections et efficacités finales pour les trois sous-modes du D^0

Extraction du signal dans les données

Pour extraire le nombre d'événements de signal, on applique les coupures sur toutes les quantités sauf M_{ES} . La distribution de la variable M_{ES} est ensuite ajustée par les fonctions de densité de probabilité du signal ($P_S(M_{ES})$) et du fond $q\bar{q}$ ($P_B(M_{ES})$), en ajoutant un poids poissonnien pour extraire le nombre d'événements de signal et de fond, après application de la coupure sur M_{ES} :

$$\frac{e^{-(n_S+n_B)}}{n!} \prod_{i=1}^n (n_S \cdot P_S(M_{ES}^i) + n_B \cdot P_B(M_{ES}^i)) \quad (5.11)$$

n est le nombre total d'événements, M_{ES}^i est la valeur de M_{ES} pour l'événement i . Les nombres d'événements de signal et de fond après coupure sur M_{ES} sont calculés comme suit :

$$\begin{aligned} N_S &= n_S \int_{\mu_{M_{ES}} - c_{M_{ES}}}^{\mu_{M_{ES}} + c_{M_{ES}}} P_S(M_{ES}) dM_{ES} \\ N_B &= n_B \int_{\mu_{M_{ES}} - c_{M_{ES}}}^{\mu_{M_{ES}} + c_{M_{ES}}} P_B(M_{ES}) dM_{ES} \end{aligned} \quad (5.12)$$

La figure 5.3 montre les ajustements en M_{ES} et la distribution des événements en ΔE pour les trois sous-modes de D^0 séparément. On observe une accumulation d'événements autour de $M_{ES} \sim 5.28 \text{ GeV}/c^2$ et $\Delta E \sim 0 \text{ GeV}$ avec de grandes fluctuations statistiques. La figure 5.4 montre l'ajustement obtenu en combinant les trois sous-modes de D^0 ainsi que la distribution combinée en ΔE . Le signal est clairement visible pour les deux variables.

Le tableau 5.6 rassemble les résultats des ajustements.

En termes de fluctuation gaussienne, la signification statistique du signal observé avec la combinaison des modes D^0 est de 4.4. Si on considère la quantité $\chi^2 = -2\ln(L/L_{max})$, où L est la vraisemblance décrite par l'équation 5.11, une définition plus générale de la signification est $\sqrt{-2\ln(L(n_S = 0)/L_{max})}$, qui mesure l'écart par rapport au signal absent. Cette quantité vaut 6.3 pour le résultat combiné présenté dans le tableau.

	N_S	N_B	\mathcal{S}
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	11.0 ± 3.7	2.8 ± 0.6	3
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	5.9 ± 3.2	4.6 ± 0.8	1.8
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	9.5 ± 3.4	2.9 ± 0.6	2.8
Combinaison	26.6 ± 6.0	10.4 ± 1.1	4.4

TAB. 5.6 – Nombres d'événements ajustés de signal et de fond et significations statistiques correspondantes.

Erreur systématique et rapport de branchement

Plusieurs sources contribuent à l'incertitude systématique sur le rapport de branchement dont les principales sont :

- Reconstruction des traces : l'efficacité de reconstruction d'une trace DCH utilisée est connue à 0.8% près.
- Reconstruction des π^0 et η : l'efficacité de reconstruction des photons est connue à 2.5% près.
- Identification des kaons : l'efficacité est connue à 2.5% près.
- Reconstruction des vertex des D^0 : l'incertitude sur la recherche des vertex est de 1.1% pour les vertex à deux traces et 2.2% pour les vertex à quatre traces [82].
- Coupures : l'incertitude sur les coupures est estimée en calculant la variation de l'efficacité de reconstruction obtenue lorsque les coupures sur les variables sont déplacées

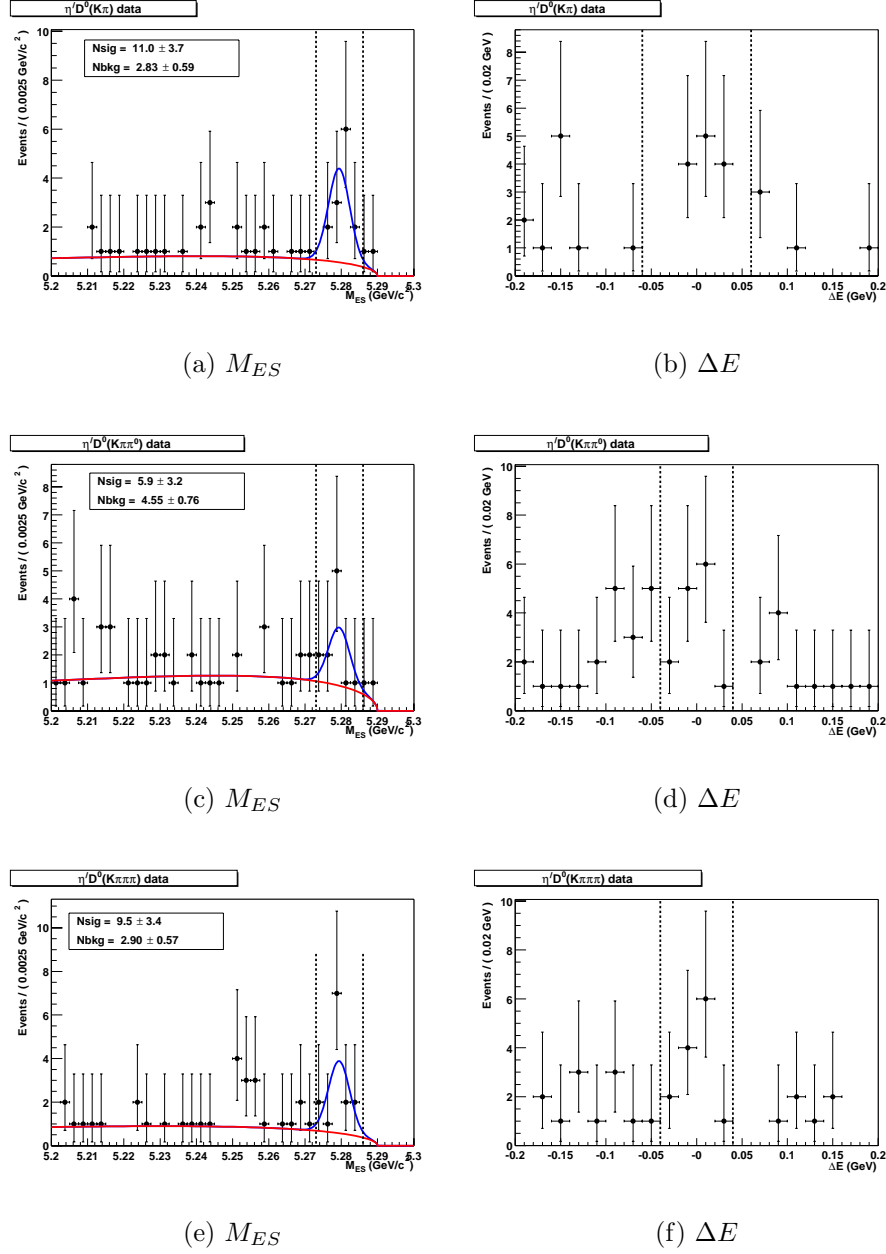


FIG. 5.3 – Projection en M_{ES} et ΔE des événements dans les données, pour les sous-modes $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ (de haut en bas). La distribution de la variable ΔE est montré après coupure sur M_{ES} et vice-versa. Les coupures sont indiquées par les lignes pointillées.

autour de la valeur appliquée. La résolution pour une variable donnée est utilisée comme échelle de variation. La contribution la plus grande à l'incertitude provient des coupures les plus serrées.

- Estimation du fond : pour estimer l'incertitude due à l'ajustement du fond, on refait

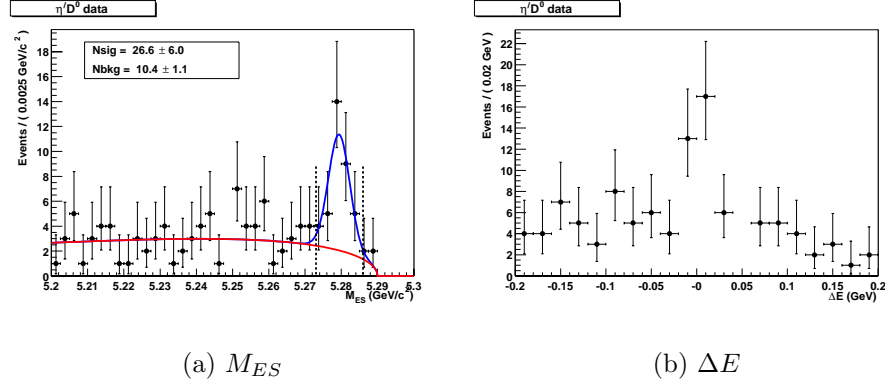


FIG. 5.4 – Projection en M_{ES} et ΔE des événements dans les données, pour la combinaison des trois sous-modes de D^0 . La distribution de la variable ΔE est montré après coupure sur M_{ES} et vice-versa. L'intervalle d'intégration en M_{ES} est indiqué par les lignes pointillées.

l'ajustement de la distribution de la variables M_{ES} en faisant varier le paramètre du fond ξ dans les limites de sa barre d'erreur.

- Rapport de branchement des D^0 , η' , η : les erreurs sur les taux de branchement contribuent de manière significative à l'incertitude systématique totale.
- Nombre de paires de B : le nombre $N_{B\bar{B}}$ est connu à 1.1% près.
- Statistique de la simulation Monte Carlo : l'échantillon des événements simulés étant fini, une erreur statistique est associée à l'efficacité.

Le tableau 5.7 rassemble l'ensemble des contributions à l'erreur systématique.

$D^0 \rightarrow$	$K^- \pi^+$	$K^- \pi^+ \pi^0$	$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	Combinaison
traces	3.2%	3.2%	4.8%	3.7%
η, π^0	5%	10.2%	6.4%	8.2%
K	2.5%	2.5%	2.5%	2.5%
Vertex	1.1%	1.1%	2.2%	1.4%
Coupures	5.4%	9.4%	9.3%	8.7%
Fond	2%	2.5%	2.6%	2.5%
$\mathcal{B}(D^0)$	2.3%	6.5%	4.1%	5.1%
$\mathcal{B}(\eta')$	3.4%	3.4%	3.4%	3.4%
$N_{B\bar{B}}$	1.1%	1.1%	1.1%	1.1%
Statistique	1.4%	2.5%	1.9%	2.1%
Total	9.8%	16.7%	14.2%	14.6%

TAB. 5.7 – Contributions des différentes sources d'erreur systématique

Les rapports de branchement finaux sont présentés dans le tableau 5.8 : les résultats obtenus avec les trois sous-modes du D^0 sont compatibles statistiquement. La signification

statistique de la combinaison des trois sous-modes permet d'établir clairement la première observation de la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$.

	$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0) (\times 10^{-4})$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$1.7 \pm 0.6(stat) \pm 0.2(syst)$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$1.1 \pm 0.6(stat) \pm 0.2(syst)$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$2.4 \pm 0.9(stat) \pm 0.3(syst)$
Combinaison	$1.7 \pm 0.4(stat) \pm 0.2(syst)$

TAB. 5.8 – Rapports de branchement pour les différents sous-modes de D^0 et leur combinaison.

5.2.10 Analyse par la fonction de vraisemblance

Méthode

Dans cette deuxième approche, on utilise les fonctions de probabilités présentées dans la section 5.2.7, sans coupures sur les variables discriminantes. Les trois hypothèses, signal, fond $q\bar{q}$ et fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$ sont prises en compte simultanément. Pour un total de N événements, la fonction de vraisemblance s'écrit :

$$L = \frac{e^{-(N_S + N_{q\bar{q}} + N_{D^{*0}})}}{N!} \prod_{i=1}^N (N_S \cdot P_S(\{x^i\}) + N_{q\bar{q}} \cdot P_{q\bar{q}}(\{x^i\}) + N_{D^{*0}} \cdot P_{D^{*0}}(\{x^i\})) \quad (5.13)$$

Pour une hypothèse α , $P_\alpha(\{x^i\}) = P_\alpha(M_{ES}^i) \times P_\alpha(\Delta E^i) \times P_\alpha(\mathcal{F}^i) \times P_\alpha(m(D^0)^i) \times P_\alpha(m(\eta')^i)$. Il a déjà été montré dans la section 5.2.6 que la faiblesse des corrélations entre les variables permettait d'écrire la probabilité conjointe sous la forme d'un produit de fonctions de densité de probabilité.

Les paramètres à ajuster pour la maximisation de la fonction de vraisemblance sont les nombres d'événements dans chacune des catégories, N_S , $N_{q\bar{q}}$ et $N_{D^{*0}}$.

Efficacité

L'efficacité est évaluée avec des événements simulés de signal et est corrigée de la même manière que celle décrite dans le tableau 5.5. Cependant, le comportement de l'ajustement doit être étudié en présence de fond. Ceci est réalisé en générant aléatoirement, suivant les lois de probabilité montrées dans la section 5.2.7, des événements de signal et de fond qui sont ensuite ajustés par la fonction de vraisemblance. Tout biais dans la procédure d'ajustement peut ainsi être estimé.

Une source possible de biais vient du fait que les queues de distributions pour le signal sont noyées dans le fond et le nombre d'événements de signal peut éventuellement être sous-estimé.

Les nombres d'événements de signal et de fond injectés correspondent à la taille de

l'échantillon à ajuster dans les données réelles et le nombre approximatif d'événements de signal attendus. Le tableau 5.9 montre, pour chaque sous-mode du D^0 , la taille de l'échantillon à ajuster, les nombres d'événements de signal et de fond générés aléatoirement et la moyenne de la distribution gaussienne du nombre d'événements ajustés pour 1000 expériences de ce type (génération aléatoire et ajustement).

	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
échantillon	597	1403	1358
nombres générés	$N_S = 10$ $N_{q\bar{q}} = 585$ $N_{D^{*0}} = 2$	$N_S = 10$ $N_{q\bar{q}} = 1392$ $N_{D^{*0}} = 1$	$N_S = 14$ $N_{q\bar{q}} = 1343$ $N_{D^{*0}} = 1$
moyenne signal ajusté	$\langle N_S \rangle = 10.04 \pm 0.11$	$\langle N_S \rangle = 10.02 \pm 0.13$	$\langle N_S \rangle = 14.01 \pm 0.14$

TAB. 5.9 – Nombres d'événements générés et moyenne du nombre d'événements de signal ajusté pour 1000 expériences.

Les chiffres obtenus montrent que l'ajustement ne produit aucun biais puisque le nombre d'événements de signal ajusté correspond au nombre généré. Ainsi, il n'est pas nécessaire de corriger l'efficacité totale par une efficacité d'ajustement. Enfin, le tableau 5.10 rassemble les corrections et les efficacités finales calculées pour cette méthode.

	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
ϵ_{tr}	0.946	0.944	0.909
ϵ_γ	0.991	0.986	0.996
ϵ_{id}	0.985	0.960	0.94
ϵ_{vtx}	0.982	0.982	0.909
ϵ_f	14.1%	4.2%	4.8%

TAB. 5.10 – Corrections et efficacités finales pour les trois sous-modes du D^0

Extraction du signal

Dans les données, le signal et le fond sont ajustés par la fonction de vraisemblance de la même manière que dans la simulation.

La valeur maximale de la fonction de vraisemblance est notée L_{max} . La fonction χ^2 associée à la fonction de vraisemblance est définie par $\chi^2 = -2\ln(L/L_{max})$. La fonction $\chi^2(N_S)$ est représenté sur la figure 5.5. L'erreur statistique sur le nombre d'événements est calculée en cherchant les valeurs de N_S pour lesquels $\chi^2(N_S) = 1$. Pour une fonction de vraisemblance purement gaussienne, cela correspond à une déviation standard $\pm 1\sigma$.

La signification statistique du résultat de l'ajustement est donnée par $\mathcal{S} = \sqrt{\chi^2(N_S = 0)}$. Le tableau 5.11 montre les nombres d'événements de signal et de fond ajustés pour chaque sous-mode de D^0 .

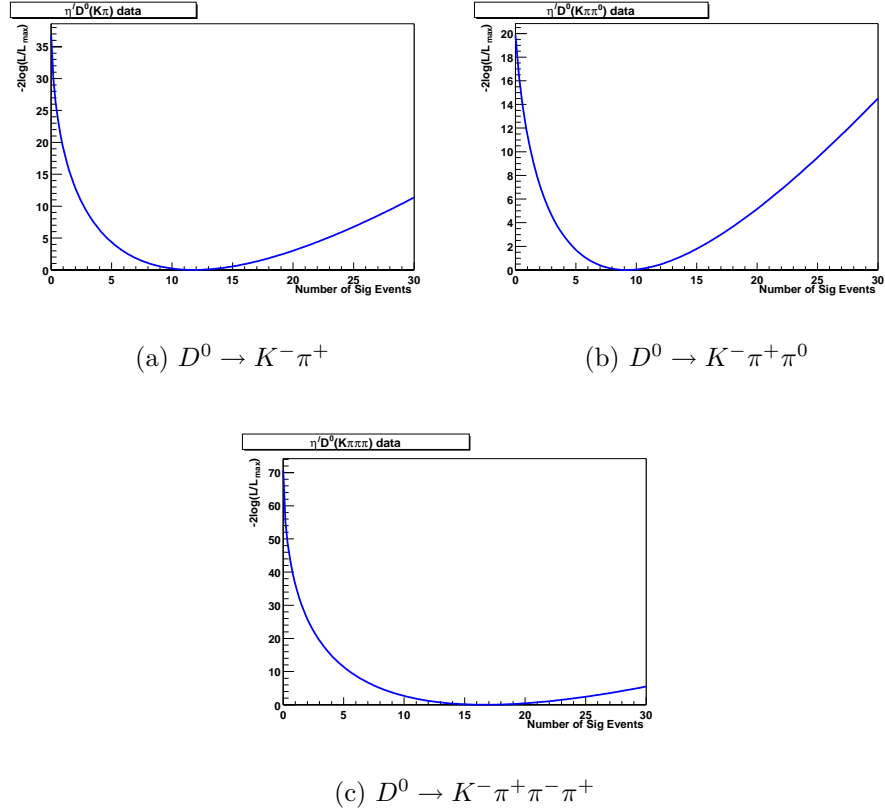


FIG. 5.5 – Variation de la quantité $\chi^2 = -2\ln(L/L_{max})$ en fonction du nombre d'événements de signal.

	Nombres ajustés	signification \mathcal{S}
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$N_S = 11.8^{+4.7}_{-2.8}$ $N_{q\bar{q}} = 584.8 \pm 24.4$ $N_{D^{*0}} = 1.5 \pm 2.9$	6
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$N_S = 9.2^{+4.0}_{-3.2}$ $N_{q\bar{q}} = 1391.6 \pm 37.5$ $N_{D^{*0}} = 2.1 \pm 3.2$	4.5
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$N_S = 16.7^{+4.8}_{-4.2}$ $N_{q\bar{q}} = 1339.0 \pm 36.7$ $N_{D^{*0}} = 1.7 \pm 4.8$	8.3

TAB. 5.11 – Résultats des ajustements et significations statistiques associées.

Vérification de la signification statistique

Dans le paragraphe précédent, nous avons évalué la signification statistique du signal comme étant $\sqrt{-2\ln(L_0/L_{max})}$ où L_0 est la vraisemblance dans l'hypothèse d'un signal

absent et L_{max} est la vraisemblance maximale déduite de l'ajustement.

Les fluctuations du bruit de fond sont susceptibles d'amplifier la signification statistique des signaux ajustés. La signification statistique peut aussi être vu comme le nombre de déviations standard d'une distribution gaussienne pour laquelle l'aire intégrée correspond au rapport des vraisemblances L_0/L_{max} . L'aire ζ résiduelle de la queue de la distribution représente la probabilité qu'une fluctuation du bruit de fond simule le signal ajusté.

Le test consiste donc à effectuer $N = 1/\zeta$ expériences dans lesquelles on génère un échantillon d'événements correspondant à l'échantillon ajusté dans les données réelles. La différence importante avec les données est que seul du bruit de fond est généré. Pour chaque expérience, on ajuste les distributions générées par la fonction de vraisemblance pour extraire le nombre d'événements de signal N_S .

Sur les N expériences, la distribution de N_S est fortement piquée en zéro. Cependant, si la signification statistique évaluée dans les données est correcte, on s'attend à ce que dans un cas sur N , une fluctuation du bruit de fond simule les événements de signal ajustés dans les données.

Pour le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$: la signification statistique vaut 4.5. Dans un cas sur environ 300000, la fluctuation du bruit de fond doit simuler 9.2 événements de signal, à l'erreur statistique près. La figure 5.6 montre la distribution de N_S réalisée avec 300000 expériences. On peut observer deux cas où le nombre d'événements de signal est autour de 7.

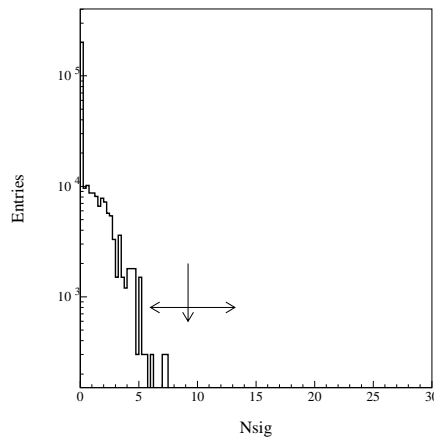


FIG. 5.6 – Distribution du nombre d'événements de signal ajustés pour 300000 expériences où seul du bruit de fond a été généré, pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. L'échelle verticale est logarithmique. La flèche verticale indique le nombre ajustée dans les données et la double flèche horizontale indique la barre d'erreur associée.

Pour les autres modes du D^0 , la signification statistique est plus grande et donc le nombre d'expériences requis est beaucoup plus important. Des tests ont été faits avec deux millions d'événements et ont confirmé l'absence de fluctuations de bruit de fond

simulant le signal ce qui permet d'affirmer que les significations observées ne sont pas artificiellement amplifiées par les fluctuations du bruit de fond.

Erreur systématique et rapport de branchement

Les sources d'erreur systématique sont identiques à celles citées dans la section 5.2.9 et consignées dans le tableau 5.7, sauf pour les sources inhérentes à la méthode elle-même. L'équivalent de l'erreur systématique due aux coupures sur les variables est l'incertitude systématique sur les paramètres des fonctions de probabilité, en particulier le paramètre ξ du fond $q\bar{q}$ pour la variable M_{ES} et la moyenne de la distribution de la variable ΔE pour le signal qui sont les deux paramètres auxquels l'ajustement est le plus sensible. La figure montre la quantité $-2\ln(L/L_{max})$ en fonction du rapport de branchement pour les trois sous-modes du D^0 et leur combinaison. Le tableau 5.12 rassemble les résultats et les erreurs statistiques et systématiques associées. La signification statistique du résultat combiné est de 11.2, à comparer avec la signification observée avec la méthode des coupures, 6.3.

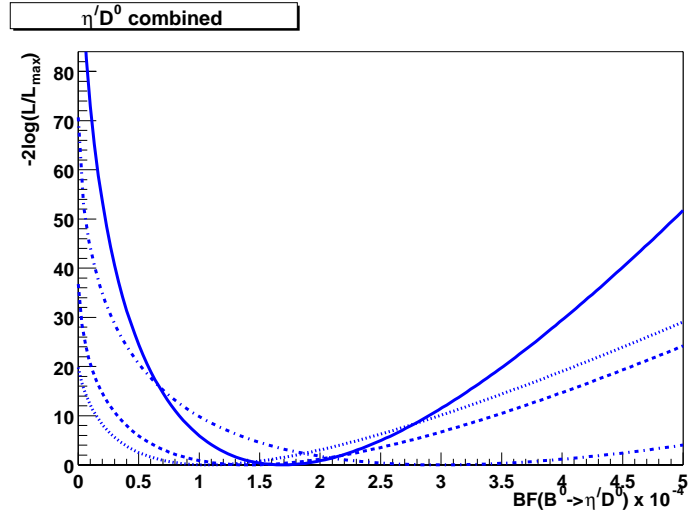


FIG. 5.7 – Courbes de $\chi^2 = -2\ln(L/L_{max})$ en fonction du rapport de branchement pour les sous-modes $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (tirets), $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ (pointillés), $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ (tirets alternés) et leur combinaison (trait plein).

	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' D^0) (\times 10^{-4})$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$1.4_{-0.3}^{+0.6} (stat) \pm 0.2 (syst)$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$1.1_{-0.4}^{+0.5} (stat) \pm 0.2 (syst)$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$3.0_{-0.8}^{+0.9} (stat) \pm 0.4 (syst)$
Combinaison	$1.7 \pm 0.3 (stat) \pm 0.2 (syst)$

TAB. 5.12 – Rapports de branchement.

Projection sur M_{ES}

L'ajustement de la fonction de vraisemblance se fait dans l'espace des variables discriminantes qui a cinq dimensions. Pour visualiser le résultat, on procède à une projection sur la variable M_{ES} :

- Pour chaque catégorie α et pour chaque événement i , on calcule la probabilité conjointe des variables autres que M_{ES} , $\mathcal{P}_\alpha = P_\alpha(\Delta E^i) \times P_\alpha(\mathcal{F}^i) \times P_\alpha(m(D^0)^i) \times P_\alpha(m(\eta')^i)$.
- On considère ensuite le rapport $\frac{\mathcal{P}_S}{\mathcal{P}_S + \mathcal{P}_{q\bar{q}} + \mathcal{P}_{D^{*0}}}$ qui représente la fraction de probabilité de signal.
- La variable M_{ES} est alors représentée en projection après coupure sur le rapport $\frac{\mathcal{P}_S}{\mathcal{P}_S + \mathcal{P}_{q\bar{q}} + \mathcal{P}_{D^{*0}}}$.

La figure 5.8 montre la distribution de la quantité $\frac{\mathcal{P}_S}{\mathcal{P}_S + \mathcal{P}_{q\bar{q}} + \mathcal{P}_{D^{*0}}}$ pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. On peut noter l'accumulation des événements de fond autour de 0 et le faible nombre d'événements de signal pour les valeurs supérieures à 0.5.

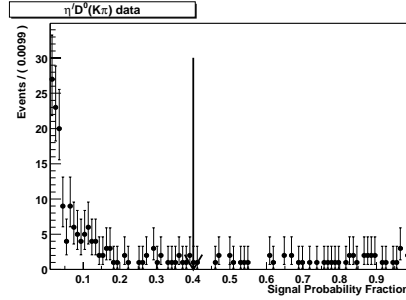


FIG. 5.8 – Distribution de la fraction de probabilité de signal pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

La figure 5.9 représente la projection sur la variable M_{ES} pour les trois sous-modes du D^0 , après application de la coupure $\frac{\mathcal{P}_S}{\mathcal{P}_S + \mathcal{P}_{q\bar{q}} + \mathcal{P}_{D^{*0}}} > 0.4$.

5.2.11 Discussion des résultats

Le rapport de branchement $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0)$ a été mesuré avec deux méthodes différentes, en combinant statistiquement les trois sous-modes du D^0 . La méthode utilisant l'optimisation des coupures a abouti à la mesure

$$(1.7 \pm 0.4(stat) \pm 0.2(syst)) \times 10^{-4}$$

et la méthode utilisant une fonction de vraisemblance à cinq dimensions a donné la mesure $(1.7 \pm 0.3(stat) \pm 0.2(syst)) \times 10^{-4}$.

Les deux résultats sont compatibles et montrent que les prédictions basées sur un modèle de factorisation sont bien en dessous de ce qui est mesuré comme il a été montré expérimentalement pour les autres désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 D^0$, ηD^0 , ωD^0 .

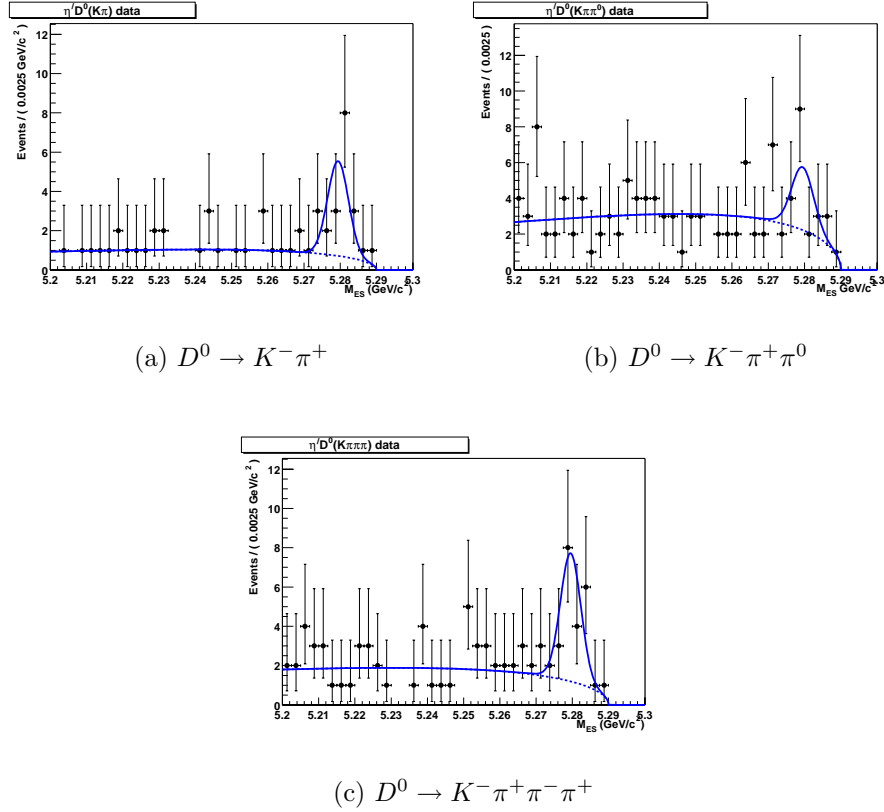


FIG. 5.9 – Projection sur la variable M_{ES} de l’ajustement par la fonction de vraisemblance.

D’autre part, la valeur centrale de la mesure semble en deçà des mesures des autres modes, en particulier la mesure $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \eta D^0) = (2.6 \pm 0.3 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ [81], observation qui est consistante avec une suppression d’environ 60% prédite par le modèle des quarks constituants des mésons η et η' , comme il a été détaillé dans le premier chapitre de cette thèse.

5.3 Les désintégrations $B \rightarrow \eta' X_S$

5.3.1 Introduction

Rappel des motivations

Le but est de mesurer le taux de production des η' de haute impulsion, dans les désintégrations $b \rightarrow sg^*$ au niveau des quarks, c’est à dire $\bar{B}(b\bar{q}) \rightarrow \eta' s\bar{q}(g)(q = u, d)$ au niveau des mésons B . Le système $s\bar{q}(g)$ forme un système hadronique étrange X_S . La possibilité de la participation d’un gluon (g) à la formation de X_S est envisagée à travers le couplage du η' aux gluons, $b \rightarrow sg^*$, $g^* \rightarrow \eta'g$.

Pour l’étude de la réponse du détecteur, trois modèles ont été implémentés au niveau de la simulation :

- Un modèle où le système X_S est composé d'un mélange de résonances K, K^*, \dots et dont la masse invariante présente une accumulation autour de $1.5 \text{ GeV}/c^2$.
- Un modèle où le système X_S se désintègre à partir des constituants $s\bar{q}$ de manière non résonante, mis à part la plus basse résonance K , et dont le spectre en masse invariante est continu et s'accumule surtout autour de $2 \text{ GeV}/c^2$.
- Le dernier modèle est identique au précédent mais la désintégration se fait à partir des constituants $s\bar{q}g$ (désintégration "trois corps").

Par conséquent, la dépendance de l'analyse vis à vis de la modélisation du signal est la principale source d'erreur systématique.

Les deux aspects principaux de l'analyse sont la mesure du taux de production du processus et l'étude du spectre de masse invariante du système X_S qui constitue une information complémentaire pour la compréhension de la dynamique de la désintégration $B \rightarrow \eta' X_S$.

Bruit de fond

Le principal bruit de fond provient d'une part du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ et d'autre part des événements B suivants :

- Les désintégrations donnant des η' directs :
 - La désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{(*)0}$ étudiée précédemment.
 - La désintégration $\bar{B} \rightarrow \eta' D\pi$ (figure 5.10) : seule une limite supérieure du taux de production de ce processus est connue, $\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow \eta' D\pi) < 1.3 \times 10^{-3}$.
- Les désintégrations produisant des η' indirects : ce sont les cascades charmées $b \rightarrow c \rightarrow \eta'$ qui se traduisent au niveau des mésons par les processus $B \rightarrow D_s X$ avec $D_s \rightarrow \eta' X$, $B \rightarrow D^+ X$ avec $D^+ \rightarrow \eta' X$, $B \rightarrow D^0 X$ avec $D^0 \rightarrow \eta' X$, $B \rightarrow \Lambda_c X$ avec $\Lambda_c \rightarrow \eta' X$.

La figure 5.11 montre la distribution de l'impulsion du η' dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$, $p^*(\eta')$, pour des événements simulés de signal et de fond B . Les bruits de fond $B \rightarrow \eta' D\pi$ et $b \rightarrow c \rightarrow \eta'$ sont supprimés par la coupure en impulsion, $p^*(\eta') > 2 \text{ GeV}/c$. Le seul fond qui subsiste est $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{(*)0}$.

La contribution du continuum est estimée à partir des données tandis que la simulation est utilisée pour estimer la contribution de $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{(*)0}$.

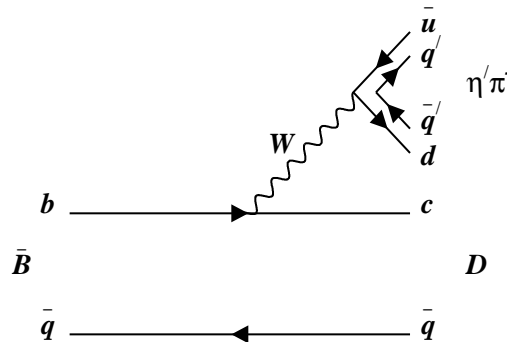


FIG. 5.10 – Diagramme des désintégrations $\bar{B} \rightarrow \eta' D\pi$. ($q, q' = u, d$).

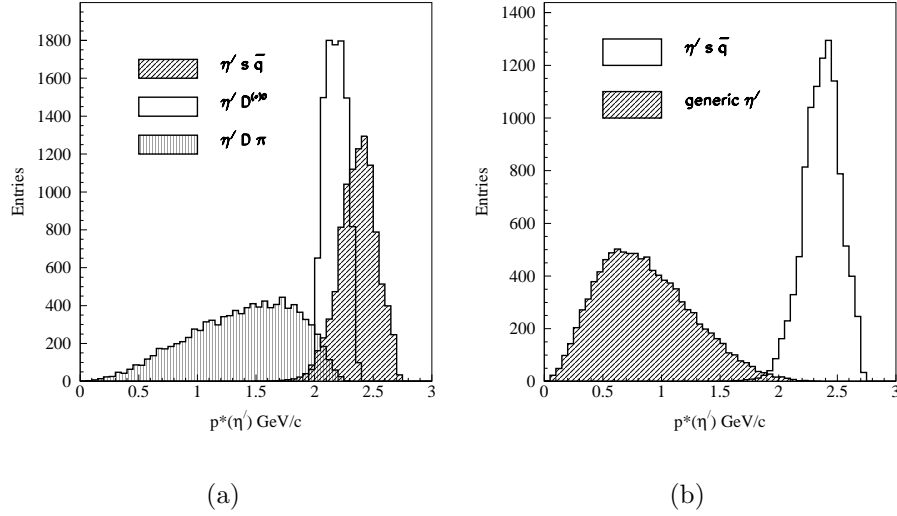


FIG. 5.11 – Distribution de l’impulsion dans le centre de masse pour le signal $B \rightarrow \eta' s \bar{q}$ et le fond des η' directs (a) et indirects (b). Les aires des histogrammes ont une normalisation commune pour la comparaison.

5.3.2 Stratégie

L’analyse développée repose sur une reconstruction semi-exclusive du signal dans laquelle un candidat B est formé à partir d’une combinaison comprenant un η' , un kaon neutre ou chargé, et un à quatre pions dont un pion neutre au plus. La meilleure combinaison est ensuite choisie à partir des variables cinématiques caractéristiques des B , ΔE et M_{ES} .

Dans cette combinaison, le signal de masse invariante du η' , pour le domaine en impulsion $p^*(\eta') > 2 \text{ GeV}/c$, est analysé pour l’extraction du rapport de branchement.

L’étude de ce même signal en fonction d’intervalles en masse $M(X_S)$ permet d’extraire l’information sur le spectre en masse invariante du système X_S .

Dans le cas d’une désintégration à deux corps $B \rightarrow \eta' X_S$, la masse $M(X_S)$ est reliée à l’impulsion du η' dans le référentiel au repos du B , $p^B(\eta')$ par :

$$\begin{aligned}
 M(X_S)^2 &= E^B(X_S)^2 - p^B(\eta')^2 \\
 E^B(X_S) &= \frac{M_B^2 + M(X_S)^2 - M(\eta')^2}{2M_B}
 \end{aligned}
 \tag{5.14}$$

La coupure $p^B(\eta') > 2 \text{ GeV}/c$ correspond à $M(X_S) < 2.32 \text{ GeV}/c^2$. Si on considère une coupure sur l’impulsion du η' dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$, $p^*(\eta') > 2 \text{ GeV}/c$, il faut prendre en compte l’impulsion du méson B qui est de l’ordre de $300 \text{ MeV}/c$ et qui engendre un étalement du spectre $M(X_S)$ jusqu’à la valeur $2.5 \text{ GeV}/c^2$.

5.3.3 Simulation

Plusieurs catégories d'événements simulés ont été utilisés pour modéliser le signal d'une part et pour les études de bruit de fond venant d'autres désintégrations de B d'autre part. Pour le signal, comme il a déjà été dit, des modèles de X_S résonants et non résonants sont utilisés :

- Le spectre en masse $M(X_S)$ du modèle non-résonant est inspiré des prédictions faites par Atwood et Soni [29], Hou et Tseng [30]. Le spectre va bien au delà de $1.5 \text{ GeV}/c^2$ et prend son maximum autour de $2 \text{ GeV}/c^2$ comme il est montré sur la figure 5.12(a). Deux types d'événements sont simulés avec ce même spectre en masse : des événements où le système X_S se fragmente à partir de $s\bar{q}$ et d'autres événements où X_S se fragmente en "trois corps", $s\bar{q}g$. La fragmentation en trois corps engendre une plus grande multiplicité dans l'état final.
- Le modèle résonant consiste en un mélange d'états liés du système $s\bar{q}$: le kaon K et les résonances $K^*(892)$, $K_1(1273)$, $K_1(1402)$, $K^*(1414)$, $K_2(1430)$, $K_3(1780)$, $K_4(2045)$ dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 5.13. La concentration de résonances dans la région $1.4\text{-}1.5 \text{ GeV}/c^2$ produit un spectre en masse plus bas que le spectre non-résonant. Ceci est illustré sur les figures 5.12(b) et 5.12(c). La résonance $K^*(892)$ ne contribue pas autant que le kaon K : en effet une analyse spécifique [86] du mode $B \rightarrow \eta' K^*(892)$ a montré que la désintégration $B \rightarrow \eta' K^*(892)$ est supprimée par rapport à la désintégration $B \rightarrow \eta' K$. Les résonances de masse supérieure n'ont pas donné lieu à des analyses exclusives.

Résonance	masse (MeV/c^2)	largeur (MeV/c^2)
$K^*(892)$: chargé	891.66 ± 0.26	50.8 ± 0.9
neutre	896.10 ± 0.27	50.7 ± 0.6
$K_1(1273)$	1273 ± 7	90 ± 20
$K_1(1402)$	1402 ± 7	174 ± 13
$K^*(1414)$	1414 ± 15	232 ± 21
$K_2(1430)$: chargé	1425.6 ± 1.5	98.5 ± 2.7
neutre	1432.4 ± 1.3	109 ± 5
$K_3(1780)$	1776 ± 7	159 ± 21
$K_4(2045)$	2045 ± 9	198 ± 30

TAB. 5.13 – Résonances de l'état $s\bar{q}$ ($q = u, d$)

Pour les études de fond, mis à part la simulation des événements $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{(*)0}$ et $\bar{B} \rightarrow \eta' D\pi$, des événements $B \rightarrow \eta' n\pi$ sont utilisés pour tester l'identification du kaon du système hadronique X_S . Les événements à états finaux $\eta' n\pi$ sont simulés par un mélange des désintégrations $B \rightarrow \eta' \pi$, $B \rightarrow \eta' \rho$, $B \rightarrow \eta' a_1$, $B \rightarrow \eta' b_1$, $B \rightarrow \eta' f_1$. Le tableau 5.14 donne les caractéristiques des résonances utilisées.

Les désintégrations générant les états finaux $\eta' n\pi$ ne constituent pas un fond significatif puisque les processus physiques correspondants sont fortement supprimés. La figure 5.13 montre le diagramme dominant dans le cas particulier de $B \rightarrow \eta' \pi$. Dans ce cas précis, des tentatives de mesure expérimentale [84, 85] ont confirmé la forte suppression attendue par

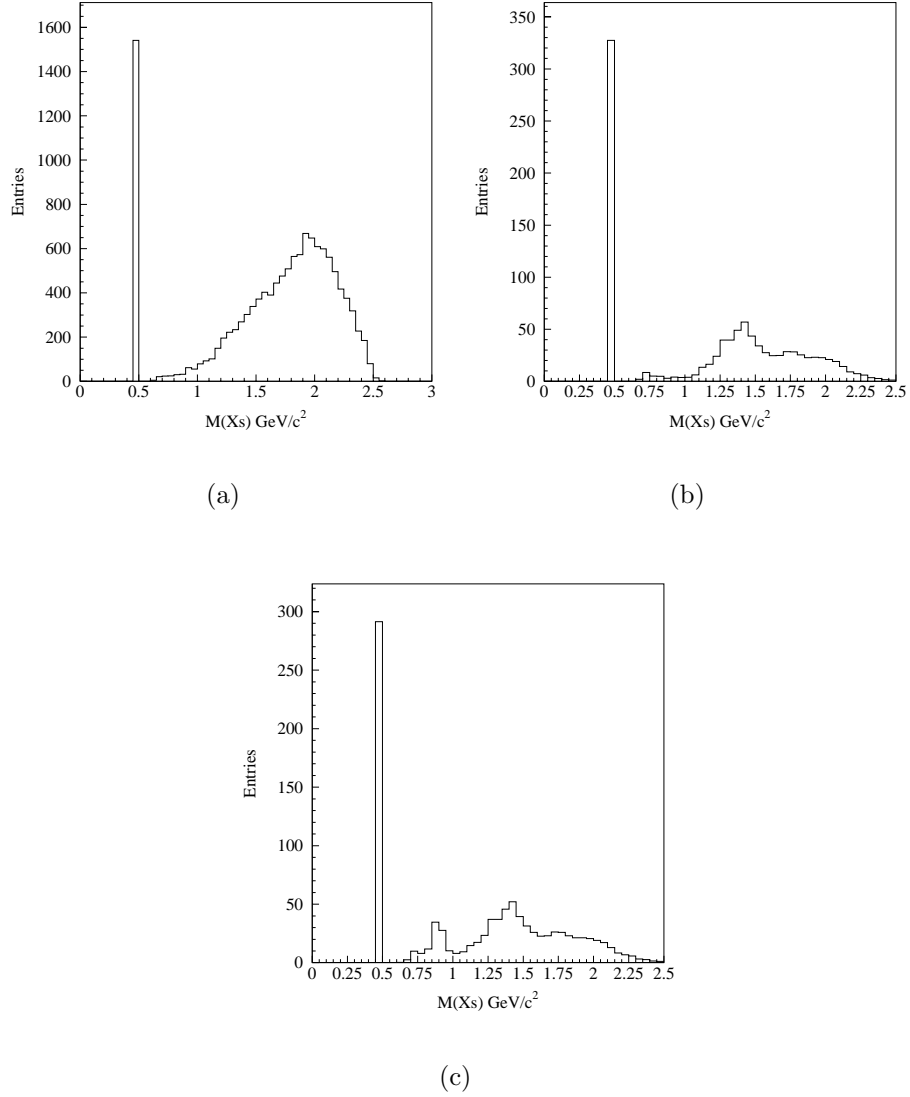


FIG. 5.12 – Distribution de la masse invariante du système X_S pour les modèles non-résonant (a) et résonant (b) sans $K^*(892)$, (c) avec $K^*(892)$, après application de la coupure $p^*(\eta') > 2 \text{ GeV}/c$.

Résonance	masse (MeV/c^2)	largeur (MeV/c^2)
$\rho \rightarrow \pi\pi$	771.1 ± 0.9	149.2 ± 0.7
$b_1 \rightarrow \pi\pi\pi\pi^0$	1229.5 ± 3.2	142 ± 9
$a_1 \rightarrow \rho\pi$	1230 ± 40	400
$f_1 \rightarrow \pi\pi\pi\pi$	1281.9 ± 0.6	24.0 ± 1.2

TAB. 5.14 – Résonances utilisées dans la génération des états finaux $n\pi$

rapport à la désintégration $B \rightarrow \eta' K$, et aucun signal statistiquement significatif $B \rightarrow \eta' \pi$ n'a été détecté à ce jour.

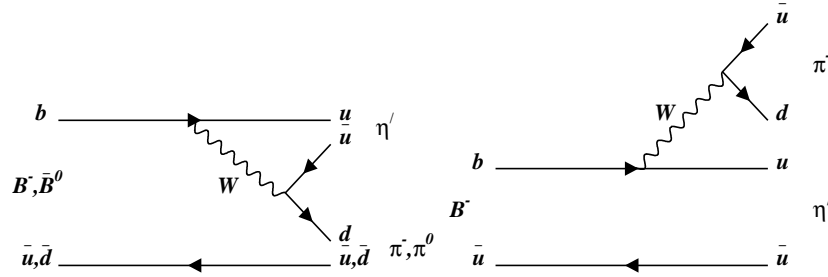


FIG. 5.13 – Diagrammes des désintégrations $B \rightarrow \eta' \pi$.

5.3.4 Méthode

Définition des candidats

16 canaux sont ajoutés pour la reconstruction du signal $B \rightarrow \eta' X_S$. Deux catégories sont à distinguer : les modes K^\pm où l'étrangeté du système X_S est étiquetée par un kaon chargé et les modes K_S^0 où elle est étiquetée par un K_S^0 reconstruit dans le canal $\pi^+ \pi^-$ comme il a été détaillé dans la section 4.3.2. Le tableau 5.15 donne la liste des canaux considérés.

	modes K_S^0	modes K^\pm
$B^0 \rightarrow$	$\eta' K_S^0$ $\eta' K_S^0 \pi^0$ $\eta' K_S^0 \pi^+ \pi^-$ $\eta' K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	$\eta' K^\pm \pi^\mp$ $\eta' K^\pm \pi^\mp \pi^0$ $\eta' K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$ $\eta' K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0$
$B^\pm \rightarrow$	$\eta' K_S^0 \pi^\pm$ $\eta' K_S^0 \pi^\pm \pi^0$ $\eta' K_S^0 \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ $\eta' K_S^0 \pi^\pm \pi^+ \pi^- \pi^0$	$\eta' K^\pm$ $\eta' K^\pm \pi^0$ $\eta' K^\pm \pi^+ \pi^-$ $\eta' K^\pm \pi^+ \pi^- \pi^0$

TAB. 5.15 – Modes utilisés pour la reconstruction du signal $B \rightarrow \eta' X_S$.

Toutes les traces chargées sont choisies parmi les traces DCH (définies dans la section 4.2.1). Les pions chargés ne doivent pas passer le critère d'identification "KTight" et pour les modes K^\pm , les kaons doivent passer le critère "KLoose".

Les modes qui ne sont pas reconstruits sont les modes K_L^0 , qui représentent 25% du signal, les modes contenant plus d'un π^0 ou plus de trois π , qui représentent 13% du signal en moyenne, et des modes plus exotiques (comme $K\eta$ par exemple) qui représentent environ 10% du signal. Ces chiffres varient légèrement selon le type de

simulation considérée, en particulier pour la simulation $X_S \rightarrow s\bar{q}g$ où la proportion d'états de plus de trois pions chargés et un pion neutre est de l'ordre de 17%.

Le meilleur candidat par événement est sélectionné en fonction de la quantité :

$$\chi^2(M_{ES}, \Delta E) = \frac{(M_{ES} - \mu_{M_{ES}})^2}{\sigma_{M_{ES}}^2} + \frac{(\Delta E)^2}{\sigma_{\Delta E}^2} \quad (5.15)$$

$\mu_{M_{ES}} = 5.28 \text{ MeV}/c^2$ est la masse nominale des B , $\sigma_{M_{ES}}$ et $\sigma_{\Delta E}$ sont les largeurs typiques des distributions des variables M_{ES} et ΔE , elles valent respectivement $3 \text{ MeV}/c^2$ et 25 MeV . Le candidat choisi est celui dont la quantité $\chi^2(M_{ES}, \Delta E)$ est minimale.

Sélection des candidats

Pour diminuer la contribution du fond $q\bar{q}$, des coupures sur les variables d'événement R_2 et $|\cos(\theta_T)|$, définies dans la section 4.4.2, sont appliquées :

- $R_2 < 0.5$
- $|\cos(\theta_T)| < 0.8$

La figure 5.14 montre les distribution de $|\cos(\theta_T)|$ et R_2 pour des événements simulés de signal et des événements réels enregistrés hors résonance $\Upsilon(4S)$. Des coupures caractérisant les B sont ensuite appliquées :

- $M_{ES} > 5.265 \text{ GeV}/c^2$
- $|\Delta E| < 0.1 \text{ GeV}$

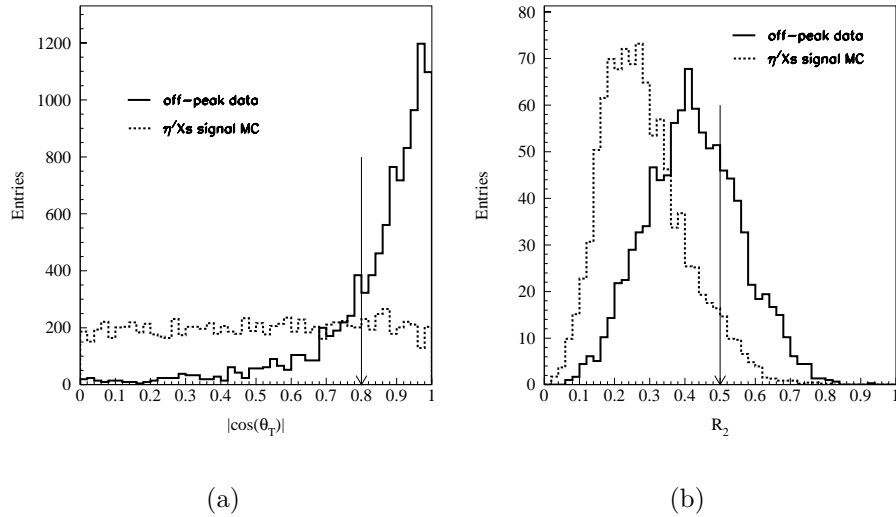


FIG. 5.14 – Distribution des variables $|\cos(\theta_T)|$ (a) et R_2 (b) pour les données hors résonance (trait plein) et pour le signal simulé (tirets). Les aires des histogrammes sont normalisées pour la comparaison. Les flèches indiquent la position des coupures.

Estimation du fond $q\bar{q}$

Deux alternatives sont possibles pour la soustraction du fond :

- a/ Utiliser les données hors résonance. Il y a deux inconvénients à cette méthode. La limite cinématique de la variable M_{ES} pour des données prises à l'énergie $\sqrt{s} = M(\Upsilon(4S)) - 40 \text{ MeV}/c^2$ n'est plus $5.29 \text{ MeV}/c^2$ mais se situe autour $5.27 \text{ MeV}/c^2$, à de faibles fluctuations près, il y a donc nécessité de modifier le quadri-vecteur des faisceaux e^+e^- qui entre dans le calcul de M_{ES} pour reproduire la cinématique du véritable fond $q\bar{q}$ qui contamine les données prises à l'énergie $\sqrt{s} = M(\Upsilon(4S))$. Cette méthode présente en plus une limitation statistique puisque le rapport des luminosités à la résonance $\Upsilon(4S)$ et hors résonance est de 8.479.
- b/ Utiliser les événements de la région $5.25 < M_{ES} < 5.265 \text{ GeV}/c^2 - |\Delta E| < 0.1 \text{ GeV}$ du plan $M_{ES} - \Delta E$ et estimer le fond $q\bar{q}$ dans la région de signal B par extrapolation. Avec cette méthode, les événements $q\bar{q}$ sont à la bonne énergie \sqrt{s} et d'autre part, la statistique est beaucoup plus importante et le fond est estimé avec plus de précision. Ainsi, l'erreur statistique du résultat final sera réduite. Cependant, l'extrapolation nécessite la connaissance de la forme de la distribution de la variable M_{ES} pour le fond. Celle-ci est étudiée dans la région $0.1 < |\Delta E| < 0.15 \text{ GeV}$. La distribution du fond $q\bar{q}$ est sensée être uniforme dans le plan $M_{ES} - \Delta E$. Mais le critère de sélection du meilleur candidat B décrit par l'équation 5.15 est susceptible d'introduire un biais qui fausserait l'extrapolation.

Si la méthode b/ présente un avantage au niveau de la statistique, le risque de biais systématique au niveau de l'extrapolation nécessite un contrôle du résultat final par la méthode a/ dans laquelle la statistique est limitée mais le fond est estimée directement dans la région de signal. Les deux méthodes seront donc appliquées.

5.3.5 Efficacité pour le signal

L'efficacité est calculée pour les deux types de simulations $X_S \rightarrow s\bar{q}$ et $X_S \rightarrow s\bar{q}g$ ainsi que pour le mélange de résonances K, K^*, \dots . L'efficacité pour les modes $X = K^\pm, K_S^0$ est définie par :

$$\epsilon_X = \frac{N_X^{reco}}{N_X^{gen}} \quad (5.16)$$

N_X^{reco} et N_X^{gen} sont les nombres d'événements reconstruits et générés dans les modes X , respectivement. Le tableau 5.16 rassemble les efficacités pour les résonances utilisées dans le modèle résonant.

Le tableau 5.17 montre les efficacités pour les modèles non-résonants $X_S \rightarrow s\bar{q}g$ et $X_S \rightarrow s\bar{q}$ ainsi que pour différents mélanges (a,b,c) des modes résonants. Les études expérimentales développées jusqu'à maintenant ont montré que le taux de production du mode $\eta'K^*(892)$ est supprimé par au moins un facteur trois par rapport au taux de production du mode $\eta'K$ [87], bien que les mesures ne soient pas encore significatives statistiquement. La suppression est prise en compte dans la constitution du mélange. Le mode $\eta'K$ représente environ 10% de l'ensemble des résonances du système $s\bar{q}$ (certaines résonances ne figurent dans le mélange utilisé, en particulier les résonances lourdes de masse supérieure à $2.05 \text{ GeV}/c^2$ qui sont encore très mal connues).

mode	efficacité (modes K_s^0)	efficacité (modes K^\pm)
$\eta' K$	6.6%	16.0%
$\eta' K^*(892)$	4.7%	10.5%
$\eta' K_1(1273)$	3.9%	6.1%
$\eta' K_1^*(1402)$	3.6%	6.1%
$\eta' K^{*'}(1414)$	4.0%	6.5%
$\eta' K_2^*(1430)$	4.7%	7.5%
$\eta' K_3^*(1780)$	3.7%	5.2%
$\eta' K_4^*(2045)$	3.1%	4.5%

TAB. 5.16 – Efficacités pour les résonances

Les résonances autres que le $K^*(892)$ sont mélangées soit en proportions égales (mélange a), soit en favorisant les résonances légères (mélange b : une fraction de 20% pour les résonances $K_1(1273)$, $K_1^*(1402)$, $K^{*'}(1414)$, $K_2^*(1430)$ et 5% pour les résonances $K_3^*(1780)$, $K_4^*(2045)$), soit en favorisant les résonances lourdes (mélange c : une fraction de 20% pour les résonances $K_3^*(1780)$, $K_4^*(2045)$ et 12.5% pour les résonances $K_1(1273)$, $K_1^*(1402)$, $K^{*'}(1414)$, $K_2^*(1430)$).

simulation	efficacité (modes K_s^0)	efficacité (modes K^\pm)
modèle $X_S \rightarrow s\bar{q}g$	5.1%	5.5%
modèle $X_S \rightarrow s\bar{q}$	5.3%	6.5%
mélange résonant a	4.2%	7.0%
mélange résonant b	4.3%	7.4%
mélange résonant c	4.1%	6.8%

TAB. 5.17 – Efficacité des différents modèles

L'efficacité des modes K^\pm pour les mélanges de résonances est systématiquement supérieure à celle des modèles non résonants. Pour les modes K_s^0 , on observe la tendance inverse. En moyennant les modes K^\pm et K_s^0 , la différence entre les modèles résonants et non-résonants diminue.

Variation de l'efficacité en fonction $M(X_S)$

Pour les événements $B \rightarrow \eta' X_S$ non résonants, l'efficacité est calculée en fonction de la masse invariante $M(X_S)$. Les intervalles sont choisis de telle sorte que la statistique dans les données soit suffisante. L'efficacité est calculée avec tous les modes reconstruits (K^\pm , K_s^0) et est normalisée à tous les modes de kaons (K^\pm , K_s^0 , K_L^0). Le tableau 5.18 montre les efficacités pour les deux simulations de modes non résonants.

La figure 5.15 montre l'évolution de l'efficacité en fonction de $M(X_S)$ pour la moyenne des modes non-résonants et les modes résonants.

L'efficacité baisse avec la masse du système X_S car la multiplicité dans l'état final augmente et la détection devient plus difficile. L'efficacité de détection de la résonance

intervalle (GeV/c^2)	$X_S \rightarrow s\bar{q}g$	$X_S \rightarrow s\bar{q}$
$0.4 < M(X_S) < 0.6$	9.7%	9.7%
$0.6 < M(X_S) < 1.2$	5.0%	5.9%
$1.2 < M(X_S) < 1.5$	4.1%	4.9%
$1.5 < M(X_S) < 1.8$	3.4%	3.5%
$1.8 < M(X_S) < 2$	2.9%	2.6%
$2 < M(X_S) < 2.3$	2.2%	2.5%
$2.3 < M(X_S) < 2.5$	2.0%	2.0%

TAB. 5.18 – Efficacité en fonction de $M(X_s)$

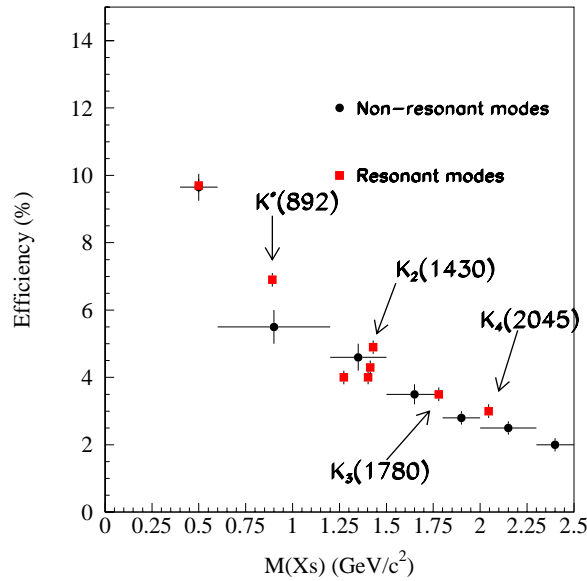


FIG. 5.15 – Efficacité en fonction de $M(X_s)$ pour les modes résonants et non résonants.

$K_2(1430)$ est significativement plus grande que les efficacités des résonances voisines. Cela s'explique par le fait que 50% des désintégrations du $K_2(1430)$ sont des désintégrations à deux corps $K_2(1430) \rightarrow K\pi$ dont l'efficacité de détection est élevée.

Pour $M(X_s) > 2.05 GeV/c^2$, la modélisation des modes résonants est problématique car le secteur des résonances $s\bar{q}$ lourdes est mal connu et seules des indications de signal nécessitant confirmation existent à ce jour dans les tables [73].

La différence entre les modes résonants et non-résonants ne dépasse pas 20%, c'est la valeur qui sera prise comme incertitude systématique due à la modélisation.

5.3.6 Test de l'identification des kaons

La simulation des modes $B \rightarrow \eta'\pi$, $B \rightarrow \eta'\rho$, $B \rightarrow \eta'a_1$, $B \rightarrow \eta'b_1$, $B \rightarrow \eta'f_1$ donnant des états finaux $\eta'n\pi$ est utilisée pour évaluer la qualité de l'identification des kaons

étiquetant le système X_s .

Il faut avoir à l'esprit que le test effectué ici est très sévère puisque les combinaisons $\eta'n\pi$ utilisées viennent de mésons B alors que dans la réalité, ces désintégrations ne sont pas observées et ne représentent pas une contamination. Le seul fond $\eta'n\pi$ qui peut intervenir dans les données est d'origine combinatoire et ses caractéristiques cinématiques ne seront pas celles d'un méson B .

Les efficacités mesurées dans les modes K^\pm et K_s^0 pour cette simulation valent :

$$\begin{aligned}\epsilon(\eta'n\pi)_{K^\pm} &= 0.30 \pm 0.02\% \\ \epsilon(\eta'n\pi)_{K_s^0} &= 0.32 \pm 0.02\%\end{aligned}$$

Ce qui représente moins de 10% de l'efficacité obtenue pour le signal.

Ainsi, même avec un test très conservateur, on constate que la qualité d'étiquetage de l'étrangeté du système X_s est très bonne.

5.3.7 Analyse du signal de η'

Extraction du signal dans les données

Le signal du η' est ajusté séparément pour les modes K^\pm et K_s^0 , dans la région du signal $M_{ES} > 5.265 \text{ GeV}/c^2$ et $|\Delta E| < 0.1 \text{ GeV}$, dans la région $5.25 < M_{ES} < 5.265 \text{ GeV}/c^2$, $|\Delta E| < 0.1 \text{ GeV}$, et dans les données hors résonance pour estimer le nombre de η' venant du fond $q\bar{q}$. Pour la méthode utilisant la région $5.25 < M_{ES} < 5.265 \text{ GeV}/c^2$, $|\Delta E| < 0.1 \text{ GeV}$, l'extrapolation dans la zone de signal est faite en analysant la forme de la distribution de M_{ES} dans la région $0.1 < |\Delta E| < 0.15 \text{ GeV}$, comme il est montré sur la figure 5.16. Le coefficient d'extrapolation est calculé par le rapport des aires :

$$R_{M_{ES}} = \frac{\mathcal{A}(5.265 < M_{ES} < 5.29 \text{ GeV}/c^2)}{\mathcal{A}(5.25 < M_{ES} < 5.265 \text{ GeV}/c^2)} \quad (5.17)$$

Pour les données hors résonance, le facteur de normalisation est le rapport des luminosités des échantillon de données enregistrées à la résonance $\Upsilon(4S)$ et hors résonance, $f = \frac{L_{on}}{L_{off}} = 8.479$.

Les figures 5.17, 5.18 et 5.19 montrent les résultats des ajustements pour les modes K^\pm et K_s^0 , dans la région du signal, dans la région du fond $q\bar{q}$ et pour les données hors résonance.

Le tableau 5.19 rassemble les résultats des ajustements.

La figure 5.20 représente la distribution de la variable M_{ES} dans la région de signal $|\Delta E| < 0.1 \text{ GeV}$ ainsi que la distribution de la variable ΔE pour le signal ($M_{ES} > 5.265 \text{ GeV}/c^2$) et le fond $q\bar{q}$ ($M_{ES} < 5.265 \text{ GeV}/c^2$) extrapolé dans la région de signal.

On peut voir sur la distribution de $|\Delta E|$ que l'extrapolation du fond $q\bar{q}$ donne une distribution linéaire. Cependant, la forme réelle du fond dans la région de signal peut contenir une composante gaussienne introduite par la sélection du meilleur candidat.

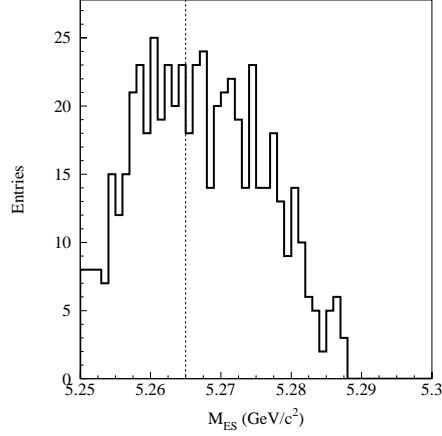
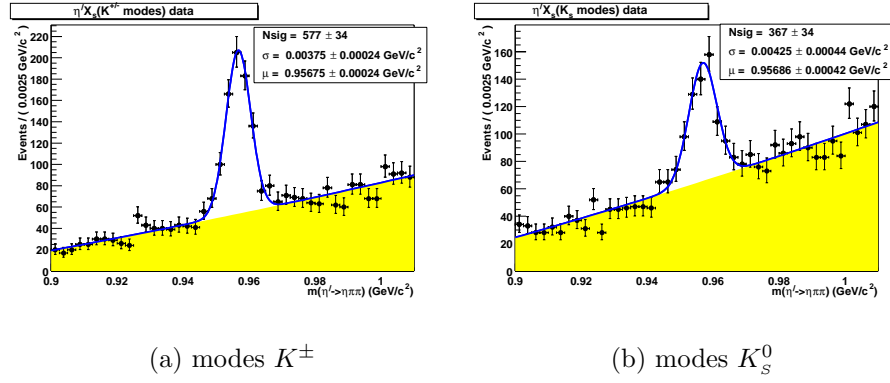


FIG. 5.16 – Distribution de la variable M_{ES} dans la région $0.1 < |\Delta E| < 0.15 \text{ GeV}$. Le trait vertical en pointillé indique la position de la coupure $M_{ES} > 5.265 \text{ GeV}/c^2$



(a) modes K^\pm

(b) modes K_S^0

FIG. 5.17 – Ajustement de la masse invariante $m(\eta\pi\pi)$ pour la région du signal, pour les modes K^\pm et les modes K_S^0

	modes K^\pm	modes K_S^0
signal	577 ± 34	367 ± 34
fond $q\bar{q}$	174 ± 19	101 ± 18
$R_{M_{ES}}$	1.069 ± 0.112	1.193 ± 0.131
fond $q\bar{q}$ (hr)	18.9 ± 8.5	21.7 ± 8.4

TAB. 5.19 – Nombres d'événements ajustés pour le signal, le bruit de fond ajusté dans les données à la résonance ainsi que les facteurs d'extrapolation associés et enfin le bruit de fond ajusté dans les données hors-résonance (hr).

Contribution du fond $B\bar{B}$

Le fond venant des événements $B\bar{B}$ est dû aux désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{(*)0}$. La contribution de ce fond est calculée à partir du rapport de branchement mesuré, $(1.7 \pm$

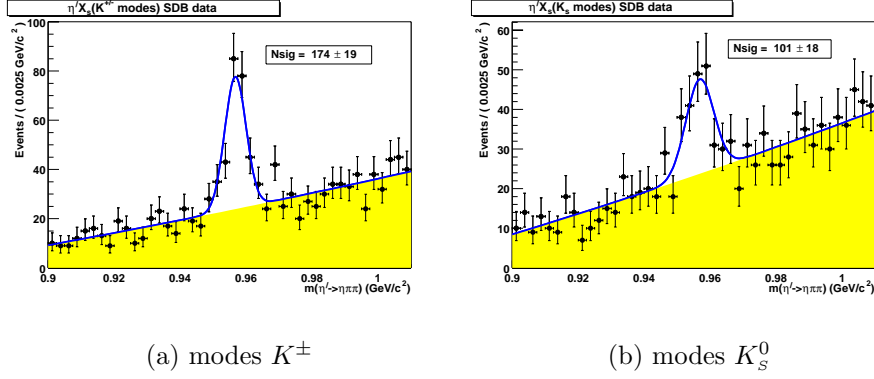


FIG. 5.18 – Ajustement de la masse invariante $m(\eta\pi\pi)$ pour la région du fond, pour les modes K^\pm et les modes K_S^0

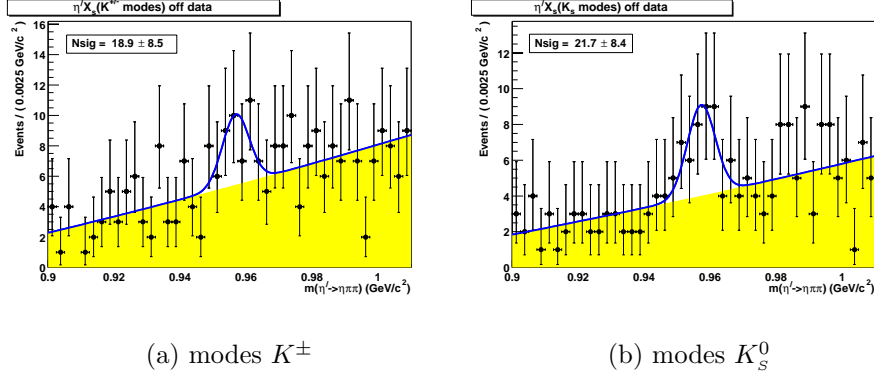


FIG. 5.19 – Ajustement de la masse invariante $m(\eta\pi\pi)$ pour la données hors résonance, pour les modes K^\pm et les modes K_S^0

$0.4) \times 10^{-4}$, et de la statistique totale analysée (section 4.1).

La contribution pour un mode $X = K^\pm, K_S^0$ donné est :
 $N_{D^{(*)}0\eta'}^X = N_{BB} \times \epsilon_{D^{(*)}0\eta'}^X \times \mathcal{B}(\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi^+\pi^-) \times \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}0\eta')$
 où $\epsilon_{D^{(*)}0\eta'}^X$ est défini par :

$$\epsilon_{D^{(*)}0\eta'}^X = \frac{N_{D^{(*)}0\eta'}^{X, reco}}{N_{D^{(*)}0\eta'}^{gen}} \quad (5.18)$$

et dont les valeurs sont :

$$\begin{aligned} \epsilon_{D^0\eta'}^{K^\pm} &= 1.8 \pm 0.1\% & \epsilon_{D^{*0}\eta'}^{K^\pm} &= 0.7 \pm 0.1\% \\ \epsilon_{D^0\eta'}^{K_S^0} &= 0.6 \pm 0.1\% & \epsilon_{D^{*0}\eta'}^{K_S^0} &= 0.5 \pm 0.1\% \end{aligned}$$

Les efficacités du mode $D^{*0}\eta'$ sont inférieures à celles du mode $D^0\eta'$ pour les raisons suivantes :

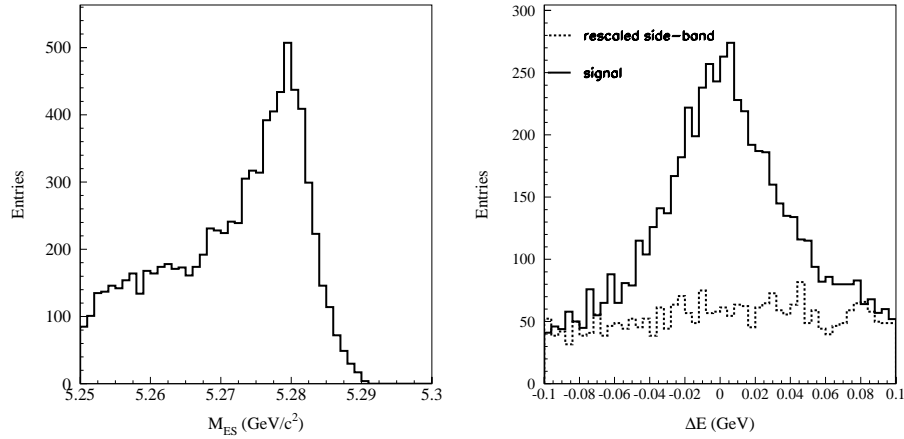


FIG. 5.20 – Distribution des variables M_{ES} (a) et ΔE (b). La distribution en ΔE du fond $q\bar{q}$ est superposée en pointillés.

- 38.1% des désintégrations du D^{*0} aboutissent à l'état final $D^0\gamma$ qui n'est donc pas reconstruit dans la combinaison $Kn\pi$ du système X_s .
- Pour le reste des désintégrations, $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$, seuls les modes où le canal de désintégration du D^0 ne contient pas de π^0 sont correctement reconstruits. En effet, les combinaisons $Kn\pi$ reconstruites dans l'analyse ne contiennent qu'un π^0 au plus et les états finaux contenant plus d'un π^0 ne sont pas reconstruits ou sont partiellement reconstruits.

Les contributions attendues sont présentées dans le tableau 5.20. Bien qu'étant non significative, la limite supérieure de la contribution attendue des événements $B \rightarrow \eta'D\pi$ est indiquée.

désintégration	modes K^\pm	modes K_s^0
$B^0 \rightarrow D^0\eta'$	44.2 ± 10.4	14.5 ± 3.4
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'$	19.4 ± 4.6	12.4 ± 2.9
$B \rightarrow \eta'D\pi$	< 1	< 1

TAB. 5.20 – Nombre d'événements de fond $B\bar{B}$ attendus.

Erreur systématique et rapport de branchement

Plusieurs sources contribuent à l'erreur systématique sur le rapport de branchement mesuré à partir des modes K^\pm et K_s^0 .

La contribution la plus importante à l'erreur systématique provient de la modélisation du signal. L'estimation du fond $q\bar{q}$ par la méthode d'extrapolation utilisant les données à la résonance est aussi une source d'erreur systématique, elle est évaluée par l'erreur sur le coefficient d'extrapolation qui dépend de la statistique disponible dans la région $0.1 < |\Delta E| < 0.15 \text{ GeV}$.

Les autres contributions proviennent des sources déjà citées dans l'analyse présentée dans la section précédente, à savoir la détection des traces chargées et des photons (π^0, η) et l'identification des kaons. L'erreur systématique sur la détection des traces chargées dépend de la multiplicité moyenne de l'état final $\eta'Kn\pi$.

Le tableau 5.21 rassemble les contributions à l'erreur systématique.

source	modes K^\pm	modes K_s^0
modèle	20%	20%
traces	3.4%	3.3%
η, π^0	7.0%	8.2%
K	2.5%	2.9%
Fond $q\bar{q}$	10.5%	11.0%
$\mathcal{B}(\eta')$	3.4%	3.4%
$N_{B\bar{B}}$	1.1%	1.1%
Statistique	3.0%	2.9%
Total	24.5%	25.1%

TAB. 5.21 – Contributions des différentes sources d'erreur systématique

La contribution des modes supprimés de couleur est incluse comme deuxième barre d'erreur systématique.

Le rapport de branchement du processus $B \rightarrow \eta' X_s$ est calculé avec les modes K^\pm et K_s^0 pris séparément puis une combinaison statistique est effectuée pour le résultat final. Pour calculer les rapports de branchement, un facteur de correction est appliquée pour prendre en compte les K_L^0 et les kaons chargés pour les modes K_s^0 ($\mathcal{F}(K \rightarrow K_s^0) = 0.25$) et les kaons neutres pour les modes K^\pm ($\mathcal{F}(K \rightarrow K^\pm) = 0.5$) :

$$\begin{aligned}
\mathcal{B}(B \rightarrow \eta' X_s)_{K^\pm} &= \frac{N_{K^\pm}}{2 \times N_{B\bar{B}} \times \epsilon_{K^\pm} \times \mathcal{B}(\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi\pi) \times \mathcal{F}(K \rightarrow K^\pm)} \\
\mathcal{B}(B \rightarrow \eta' X_s)_{K_s^0} &= \frac{N_{K_s^0}}{2 \times N_{B\bar{B}} \times \epsilon_{K_s^0} \times \mathcal{B}(\eta' \rightarrow \eta(\rightarrow \gamma\gamma)\pi\pi) \times \mathcal{F}(K \rightarrow K_s^0)}
\end{aligned}
\tag{5.19}$$

Les nombres d'événements N_{K^\pm} et $N_{K_s^0}$ sont les nombres ajustés dans la région du signal auxquels on a soustrait le fond. Les deux méthodes de soustraction décrites dans les sections 5.3.4 et 5.3.7 ont été appliquées.

Ainsi, avec la méthode d'extrapolation, pour des modes X , le nombre d'événements N_X et son erreur statistique sont calculés comme suit :

$$\begin{aligned}
N_X &= N_X^{rs} - R_{MES} \times N_X^{rf} \\
\sigma_{N_X} &= \sqrt{\sigma_{N_X^{rs}}^2 + R_{MES}^2 \times \sigma_{N_X^{rf}}^2}
\end{aligned}
\tag{5.20}$$

En utilisant les ajustements des données hors-résonance, ces quantités valent :

$$N_X = N_X^{rs} - f \times N_X^{hr} \quad (5.21)$$

$$\sigma_{N_X} = \sqrt{\sigma_{N_X^{rs}}^2 + f^2 \times \sigma_{N_X^{hr}}^2}$$

Le tableau 5.22 montre les résultats sur les rapports de branchement obtenus avec les deux méthodes de soustraction.

	$\mathcal{B}(B \rightarrow \eta' X_S) (\times 10^{-4})$ (rf)	$\mathcal{B}(B \rightarrow \eta' X_S) (\times 10^{-4})$ (hr)
modes K^\pm	$4.2 \pm 0.4(stat) \pm 1.0(syst)$	$4.5 \pm 0.8(stat) \pm 1.0(syst)$
modes K_s^0	$6.6 \pm 1.0(stat) \pm 1.6(syst)$	$4.6 \pm 2.0(stat) \pm 1.1(syst)$
Combinaison	$4.3 \pm 0.4(stat) \pm 1.0(syst)_{-0.5}^{+0.0}(col.)$	$4.5 \pm 0.7(stat) \pm 1.0(syst)_{-0.5}^{+0.0}(col.)$

TAB. 5.22 – Rapports de branchement calculés avec les modes K^\pm et K_s^0 et leur combinaison statistique, avec la méthode de soustraction utilisant la région de fond (rf) et la méthode utilisant les données hors résonance (hr)

Les erreurs systématiques provenant de la modélisation du signal sont importantes et complètement corrélées entre les modes K^\pm et les modes K_s^0 . La combinaison des mesures doit prendre en compte ceci comme il est expliqué dans l'annexe D.

Les rapports de branchement finaux calculés avec les deux méthodes de soustraction sont consistents, la barre d'erreur statistique pour la méthode utilisant les données hors résonance est plus grande comme cela était attendu.

5.3.8 Analyse du spectre $M(X_S)$

L'étude du système hadronique X_S est importante qualitativement pour compléter l'information sur les désintégrations $B \rightarrow \eta' X_S$. Le spectre en masse invariante $M(X_S)$ peut renseigner sur la contribution éventuelle de résonances.

Ce spectre est étudié d'une part en analysant la masse invariante brute $M(X_S)$ et d'autre part en étudiant le signal de η' en fonction de $M(X_S)$. Les deux méthodes ont leur avantage et leur inconvénient. La première méthode permet d'utiliser des intervalles fins en $M(X_S)$ mais la contribution du fond combinatoire présent dans la région du signal de η' n'est pas séparée. La deuxième méthode permet de s'affranchir du fond combinatoire mais pour garder une statistique convenable nécessaire à l'ajustement du signal de η' , les intervalles en $M(X_S)$ doivent être choisis suffisamment larges. D'autre part, la faible statistique des données hors résonance ne permet pas de les utiliser pour faire une soustraction par intervalles de $M(X_S)$, seule la région de fond $q\bar{q}$ dans les données à la résonance est donc utilisée.

Estimation de la résolution en $M(X_S)$

Les modes résonants $B \rightarrow \eta' K^*(892), \eta' K_1(1273), \dots$ sont utilisés pour estimer l'effet de la reconstruction sur la masse X_S . *A priori*, plus la multiplicité dans l'état final est

importante, plus grande est la probabilité de mal reconstruire la désintégration, ce qui se traduit par un élargissement de la résonance. On vérifie aussi par cette méthode qu'il n'y a pas de distorsion flagrante du spectre en $M(X_s)$.

Dans l'annexe E, les ajustements des résonances générées et reconstruites sont montrés. Des fonctions de Breit-Wigner sont utilisées pour les ajustements.

La convolution de deux fonctions de Breit-Wigner de largeurs à mi-hauteur Γ_1 et Γ_2 donne une fonction de Breit-Wigner de largeur $\Gamma_1 + \Gamma_2$.

Par conséquent, l'effet d'élargissement est estimé par $\Gamma_{reco} - \Gamma_{gen}$. Les indices *gen* et *reco* indiquent les paramètres ajustés sur les distributions générées et reconstruites respectivement. Le tableau 5.23 donne les valeurs de l'élargissement observé pour les différentes résonances.

mode	$\Gamma_{reco} - \Gamma_{gen} (MeV/c^2)$
$\eta' K^*(892)$	8.6
$\eta' K_1(1273)$	39.0
$\eta' K_1^*(1402)$	48.3
$\eta' K^{*'}(1414)$	46.3
$\eta' K_2^*(1430)$	18.6
$\eta' K_3^*(1780)$	18.2
$\eta' K_4^*(2045)$	53.5

TAB. 5.23 – Élargissement des résonances

L'élargissement n'est fonction de la masse de la résonance que dans la mesure où les résonances massives se désintègrent vers des états finaux de grande multiplicité. Ceci n'est par exemple pas valable pour le $K_2^*(1430)$. La résonance $K_4^*(2045)$ nous donne une idée de l'élargissement maximal, de l'ordre de $50 MeV/c^2$ dans la zone en masse qui nous intéresse. Pour des désintégrations non résonantes où la multiplicité est élevée, on peut envisager des élargissement plus grand que la valeur obtenue pour $K_4^*(2045)$, en particulier pour $M(X_s) > 2 GeV/c^2$.

Il est donc raisonnable d'envisager une étude de la masse invariante $M(X_s)$ avec des intervalles de largeur supérieure où égale à $50 MeV/c^2$.

Masse invariante de la combinaison $K n \pi$

La distribution de masse invariante est étudiée pour l'ensemble des modes K^\pm et K_s^0 réunis. Pour pouvoir détecter les fluctuations dues à la contribution des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta'$, la distribution de masse pour les modes $B^0 \rightarrow \eta' X_s^0$ est étudiée séparément. La masse invariante brute $M(K n \pi)$ est observée après une coupure en masse du η' autour du signal.

La figure 5.21(a) montre la distribution en masse invariante pour tous les B , après soustraction du fond $q\bar{q}$.

La première chose qu'on remarque est le pic très prononcé situé à $0.5 GeV/c^2$ qui est dû aux désintégrations à deux corps $B \rightarrow \eta' K$ ($X_s = K$).

Des fluctuations compatibles avec la présence de la résonance $K^*(892)$ et une résonance K^* de masse voisine de $1.4 \text{ GeV}/c^2$ peuvent être distinguées. Pour l'éventuelle présence de la deuxième résonance, il est difficile de définir son identité puisque la région en masse $1.4\text{-}1.5 \text{ GeV}/c^2$ est peuplée par plusieurs résonances larges dont les masses sont très proches.

Dans la région, $1.8\text{-}2 \text{ GeV}/c^2$, des fluctuations pouvant correspondre au mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'$ sont observées (le mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'$ donne une masse $M(X_s)$ trop large pour être mis en évidence). Des fluctuations similaires peuvent être observées sur la figure 5.21(b) représentant la masse invariante pour les modes $B^0 \rightarrow \eta'X_s^0$ seulement. Les intervalles ont été choisis plus larges pour cette figure car la statistique est plus faible.

Sur les deux figures, 5.21(a) et 5.21(b), on peut voir les contributions attendues des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'$. L'élargissement du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'$ est dû à la mauvaise reconstruction du D^{*0} dans les combinaisons $Kn\pi$ utilisées dans cette analyse, comme cela a été expliqué auparavant.

Il est difficile de quantifier la contribution de la production $B \rightarrow \eta'X_s$ non résonante à la distribution de $M(X_s)$ car elle est mêlée au fond combinatoire. L'allure générale observée sur la figure 5.21(a) semble toutefois indiquer une production non-résonante assez importante, et plus particulièrement au delà de $1.5 \text{ GeV}/c^2$.

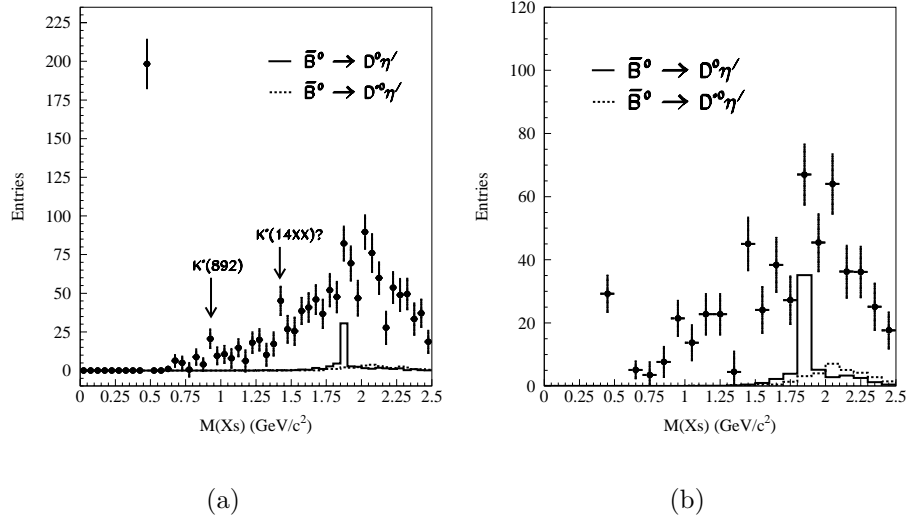


FIG. 5.21 – Distribution de la masse invariante $M(X_s)$ pour tous les modes $B \rightarrow \eta'X_s$ (a) et pour les modes $B^0 \rightarrow \eta'X_s^0$ (b). Les points représentent les données, l'histogramme en trait plein indique la contribution attendue du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'$ et l'histogramme en traits tiretés indique la contribution du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'$.

Production des η' en fonction de $M(X_S)$

Le signal en masse invariante du η' est ajusté pour différents intervalles en $M(X_S)$ du domaine $0.4 < M(X_S) < 2.5 \text{ GeV}/c^2$, pour $p^*(\eta') > 2 \text{ GeV}/c^2$. La soustraction du fond $q\bar{q}$ est faite de la même manière que dans la section 5.3.7, le facteur d'extrapolation vaut : $R_{MES} = 1.136 \pm 0.093$.

Les figures 5.22 et 5.23 montrent les ajustements pour le signal et le fond $q\bar{q}$ et le tableau 5.24 rassemble les nombres d'événements ajustés pour chaque intervalle en $M(X_S)$. La contribution totale attendue des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*0)}\eta'$ y est indiquée.

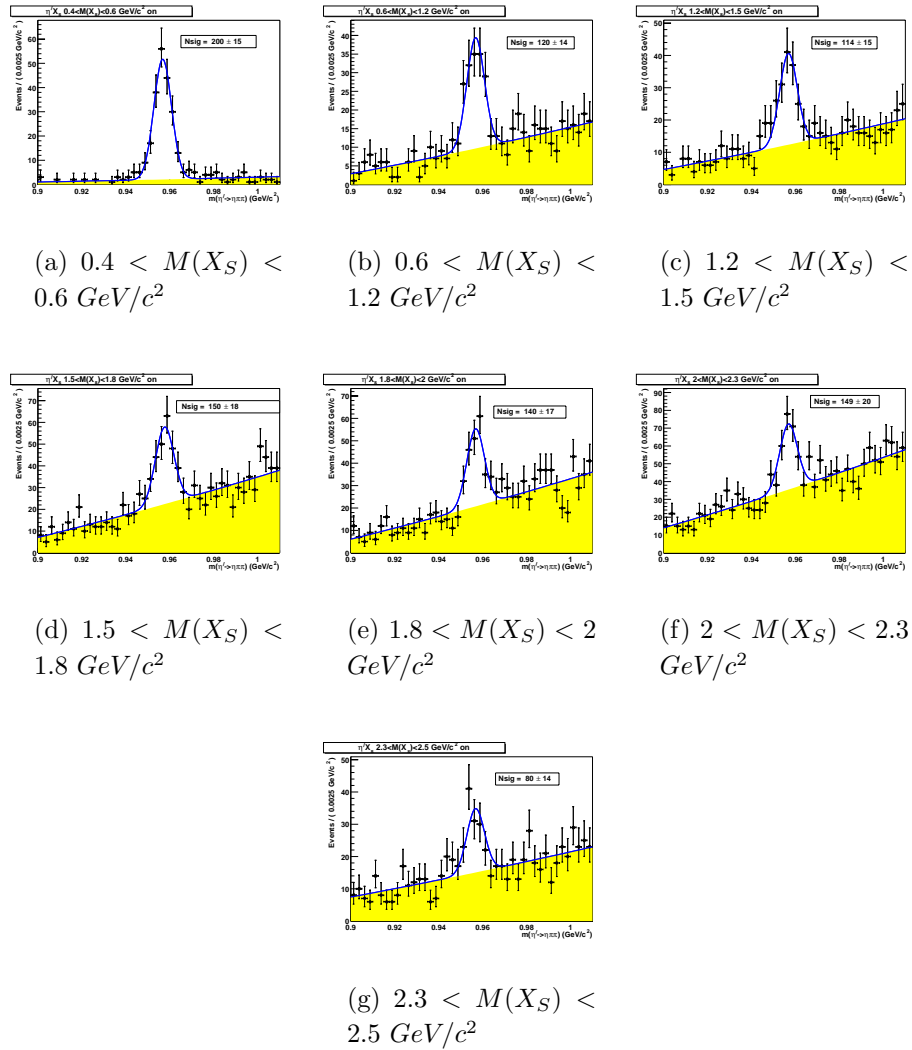


FIG. 5.22 – Ajustements du signal de η' en fonction de $M(X_S)$ pour la région du signal

La figure 5.24 montre les nombres d'événements bruts et la figure 5.25 montre les rapports de branchement partiels en fonction de $M(X_S)$. Pour le calcul des rapports de

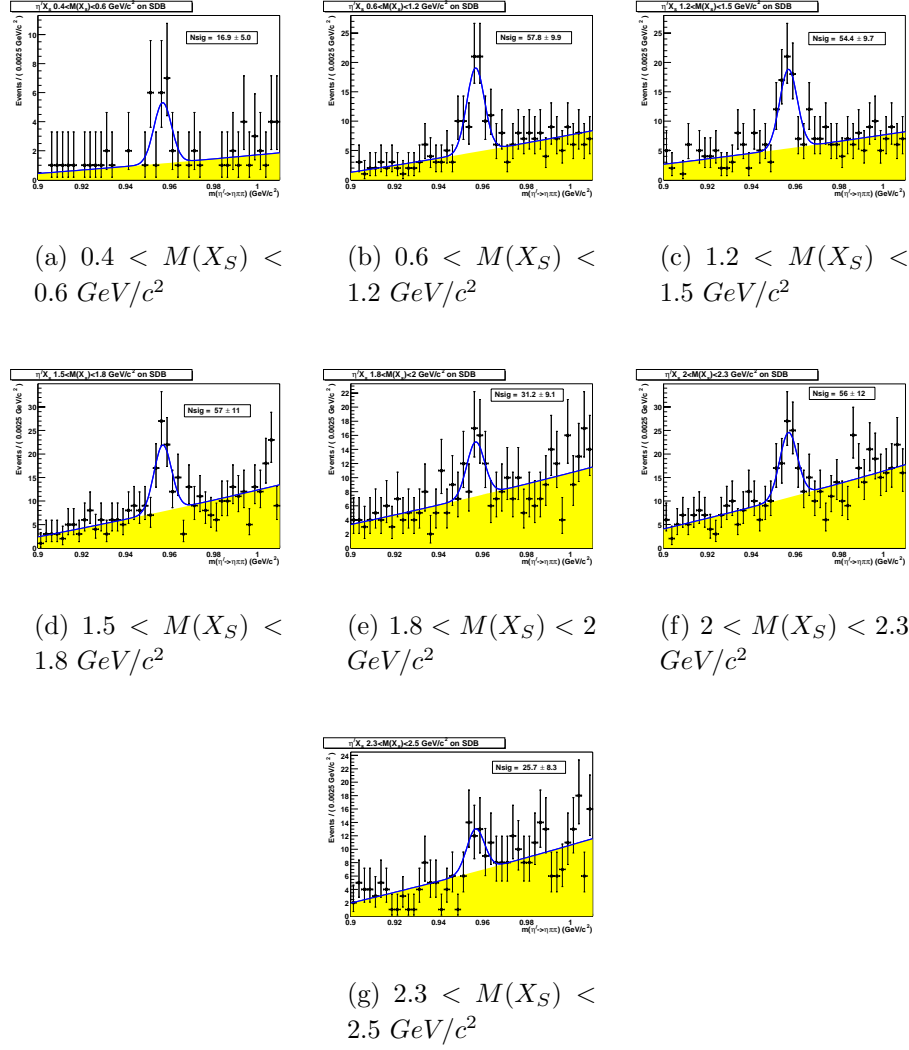


FIG. 5.23 – Ajustements du signal de η' en fonction de $M(X_S)$ pour la région du fond $q\bar{q}$

intervalle (GeV/c^2)	signal	fond $q\bar{q}$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'$
$0.4 < M(X_S) < 0.6$	200 ± 15	16.9 ± 5.0	—
$0.6 < M(X_S) < 1.2$	120 ± 14	57.8 ± 9.9	—
$1.2 < M(X_S) < 1.5$	114 ± 15	54.4 ± 9.7	1.1 ± 0.3
$1.5 < M(X_S) < 1.8$	150 ± 18	57 ± 11	7.7 ± 1.6
$1.8 < M(X_S) < 2$	140 ± 17	31.2 ± 9.1	47.4 ± 9.6
$2 < M(X_S) < 2.3$	149 ± 20	56 ± 12	26.2 ± 4.5
$2.3 < M(X_S) < 2.5$	80 ± 14	25.7 ± 8.3	4.9 ± 0.9

TAB. 5.24 – Nombres d'événements ajustés en fonction de $M(X_S)$

branchement partiels, la table des corrections en efficacité utilisée figure dans la section 5.3.5. Les deux profils d'efficacité en fonction de $M(X_s)$ des modes résonants et non-résonants montrés sur la figure 5.15 sont testés.

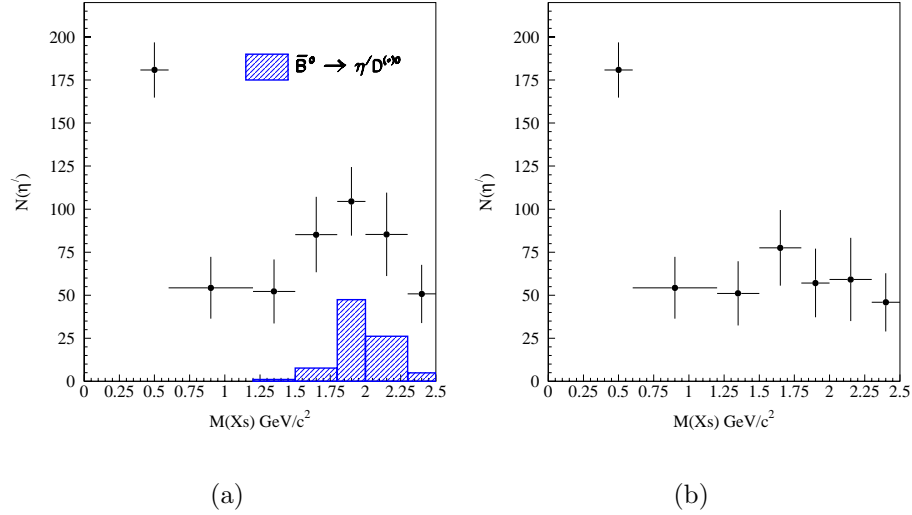


FIG. 5.24 – Distribution du nombre d'événements ajustés en fonction de $M(X_s)$ après soustraction du fond $q\bar{q}$. La figure (a) montre la contribution des modes $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\eta'$. La figure (b) représente la même distribution après soustraction de cette contribution.

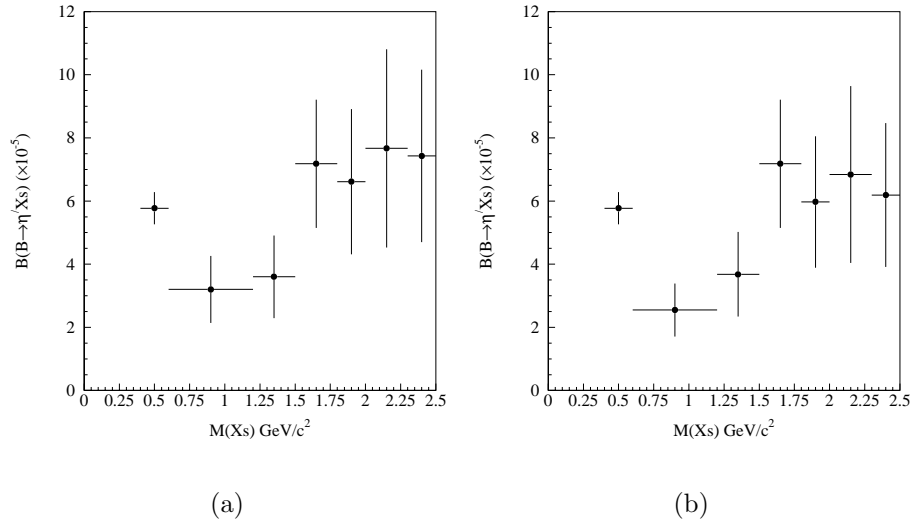


FIG. 5.25 – Rapports de branchement partiels en fonction de $M(X_s)$, calculés avec le profil en efficacité non-résonant (a) et résonant (b).

Malgré les barres d'erreur importantes, les distributions des nombres d'événements

ajustés en fonction de $M(X_s)$ et des rapports de branchements partiels correspondants d'autre part tendent à montrer que la contribution de la région $M(X_s) > 1.5 \text{ GeV}/c^2$ au signal est non négligeable, même après soustraction des fonds. Ceci pourrait être l'indication d'une production non-résonante appréciable ou de la contribution de résonances très lourdes ($2 < M(X_s) < 2.5 \text{ GeV}/c^2$) à cette production.

Cas particulier des désintégrations à deux corps $B \rightarrow \eta' K$ ($X_s = K$)

Le rapport de branchement des désintégrations à deux corps $B \rightarrow \eta' K$ a été calculé de manière globale dans le paragraphe précédent.

Le calcul séparé des branchements $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \eta' K^\pm)$ et $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^0)$ est intéressant en tant que validation supplémentaire de la méthode semi-exclusive développée ici. La figure 5.26 montre les ajustements pour les modes $\eta' K^\pm$ et $\eta' K_s^0$ pour la région de signal et le fond $q\bar{q}$. Le tableau 5.25 rassemble les nombres ajustés et les rapports de branchement. L'erreur systématique n'est pas détaillée, elle est cependant beaucoup plus simple à évaluer que celle du processus global $B \rightarrow \eta' X_s$ où plusieurs modèles ont du être pris en compte.

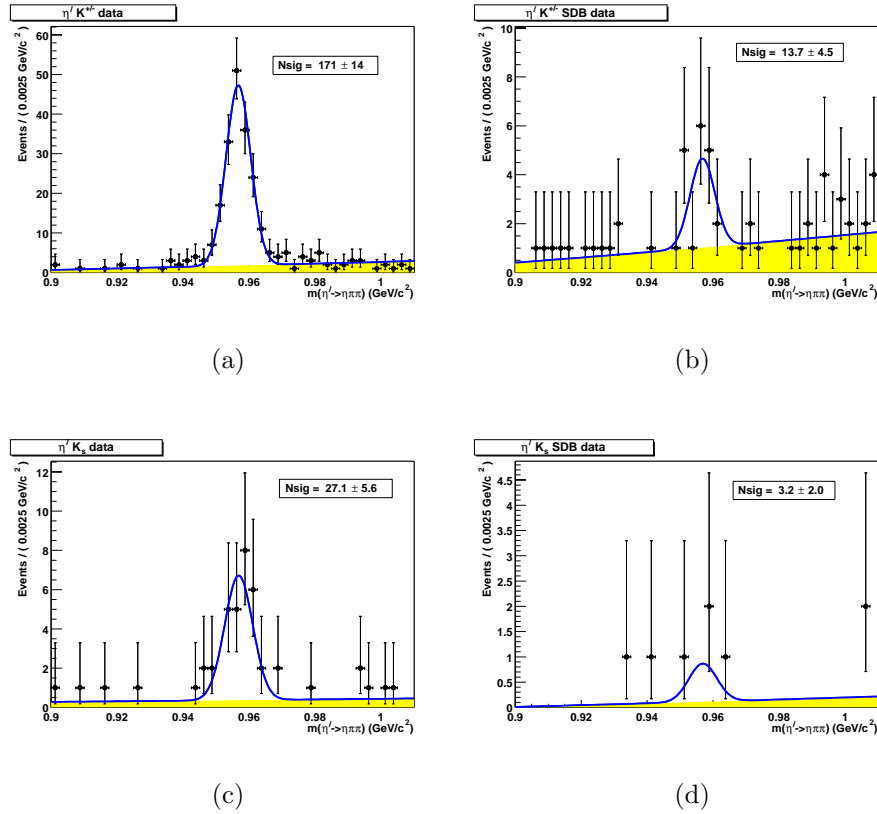


FIG. 5.26 – Ajustements des modes à deux corps $B^\pm \rightarrow \eta' K^\pm$, signal (a) et fond (b), $B^0 \rightarrow \eta' K_s^0$, signal (c) et fond (d).

Une analyse indépendante [88] réalisée par un groupe de BaBar et dont le but est l'étude détaillée des désintégrations $B \rightarrow \eta' K$ a abouti aux résultats :

	$B^\pm \rightarrow \eta' K^\pm$	$B^0 \rightarrow \eta' K_s^0$
signal	171 ± 14	27.1 ± 5.6
fond	13.7 ± 4.5	3.2 ± 2.0
Branchement ($\times 10^{-5}$)	$\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \eta' K^\pm) :$ $(6.3 \pm 0.6(stat) \pm 0.8(syst))$	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^0) :$ $(4.7 \pm 1.2(stat) \pm 0.6(syst))$

TAB. 5.25 – Nombres d'événements ajustés et rapports de branchement.

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \eta' K^\pm) &= (7.1 \pm 0.5(stat) \pm 0.4(syst)) \times 10^{-5} \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^0) &= (3.8 \pm 0.6(stat) \pm 0.4(syst)) \times 10^{-5}\end{aligned}$$

Les valeurs figurant dans le tableau 5.25 sont en bon accord avec ces chiffres. La différence qui peut être notée entre le mode neutre et le mode chargé n'est pas attendue au niveau théorique. Elle n'est pas observée lorsque le η' est reconstruit dans le mode $\rho^0\gamma$. Cette différence est donc interprétée comme une fluctuation statistique avec les données disponibles actuellement.

5.4 Discussion des résultats

Les mesures des rapports de branchement des processus $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'$,

$$(1.7 \pm 0.3(stat) \pm 0.2(syst)) \times 10^{-4}$$

et $B \rightarrow \eta' X_s$,

$$(4.3 \pm 0.4(stat) \pm 1.0(syst)_{-0.5}^{+0.0}(col.)) \times 10^{-4}$$

avec la méthode de soustraction utilisant la région du fond $5.25 < M_{ES} < 5.265 \text{ GeV}/c^2$ et

$$(4.5 \pm 0.7(stat) \pm 1.0(syst)_{-0.5}^{+0.0}(col.)) \times 10^{-4}$$

avec la méthode de soustraction utilisant les données hors résonance, ont montré que la production des η' d'impulsion $p^*(\eta') > 2 \text{ GeV}/c^2$ est dominée par les processus pingouins $b \rightarrow sg^*$. Cependant la contribution des désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta'$ est plus importante que ce que les modèles théoriques ont prédit jusqu'à maintenant. On peut faire la même remarque pour les désintégrations similaires déjà observées $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^0$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\eta$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\omega$. La mesure du mode $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\eta'$ vient donc compléter l'information sur les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}X^0$.

La valeur du rapport de branchement du processus $B \rightarrow \eta' X_s$ n'exclut pas une production par des diagrammes pingouins classiques interférents. Cependant, malgré les fluctuations statistiques, le spectre de masse invariante du système hadronique $M(X_s)$ montre une accumulation pour des masses $M(X_s) > 1.5 \text{ GeV}/c^2$, ce qui ne plaide pas en faveur de processus résonnants décrits par les diagrammes pingouins interférents [28, 35].

La question de l'existence ou non d'une forte composante gluonique dans la structure du η' ne peut être tranchée de manière définitive par la mesure $\mathcal{B}(B \rightarrow \eta' X_s)$. Toutefois, la

collaboration CLEO a amené une information cruciale avec la mesure de la production inclusive de η' à la résonance $\Upsilon(1S)$ via le processus $\Upsilon(1S) \rightarrow ggg \rightarrow \eta'X$ [89]. Cette mesure tendrait à montrer que le facteur de forme paramétrant le couplage effectif du η' aux gluons n'est pas important, ceci s'accorde avec les calculs théoriques qui prédisent sa suppression.

Bien que d'autres manières de faire intervenir l'anomalie QCD du η' aient été récemment suggérées [90], la possibilité de l'intervention d'une physique hors Modèle Standard, comme il est détaillé dans la référence [28], dans laquelle le taux de la transition $b \rightarrow sg^*$ est amplifié, semble être une hypothèse à développer à l'avenir.

Bibliographie

- [1] C.Itzykson & J.B. Zuber, *Quantum field theory*, Mc Graw Hill (1985).
- [2] G.Chanfray & G.Smadja, *Les particules et leurs symétries*, Masson (1997).
- [3] T.D.Lee, *Particle physics and introduction to field theory*, Harwood academic publishers (1981).
- [4] I.I.Bigi & A.I.Sanda, *CP Violation*, Cambridge University Press (2000).
- [5] N.Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [6] M.Kobayashi & T.Maskawa, Prog. Th. Phys. **49** (1973) 652.
- [7] J.H.Christenson *et al*, Phys.Rev.Lett.**13** (1964) 138.
- [8] Collaboration BaBar, Phys.Rev.Lett.**89** (2002) 201802.
- [9] T.Inami & C.S.Lim, Prog. Theor. Phys. **65**, (1981) 297.
- [10] T.Cheng & L.Li, *Gauge theory of elementary particle physics*, Oxford University Press (1984).
- [11] Collaboration CLEO, Phys.Rev.Lett.**80** (1998) 3710-3714.
- [12] Collaboration CLEO, Phys.Rev.Lett.**81** (1998) 272-276.
- [13] Collaboration BaBar, Phys.Rev.Lett.**87** (2001) 151801.
- [14] Collaboration CLEO, Phys.Rev.Lett.**71** (1993) 674-678.
- [15] Collaboration CLEO, Phys.Rev.Lett.**87**, (2001) 251807.
- [16] Collaboration BaBar, hep-ex/0207074, hep-ex/0207076, soumis à la conférence ICHEP 2002 (Amsterdam).
- [17] Collaboration Belle, Phys.Lett.B**511** (2001) 151-158.
- [18] Collaboration BaBar, hep-ex/0207082, soumis à la conférence ICHEP 2002 (Amsterdam).
- [19] Collaboration Belle, hep-ex/0208029, soumis à Phys.Rev.Lett.
- [20] A.Ali *et al*, Phys.Rev.D**66** (2002) 034002.
- [21] Collaboration BaBar, hep-ex/0207053, soumis à la conférence ICHEP 2002 (Amsterdam).
- [22] Collaboration Belle, Phys.Rev.Lett.**89** (2002) 231804.
- [23] Collaboration CLEO, CLEO CONF 96-18, soumis à la conférence ICHEP 1996 (Varsovie).

- [24] Fayyazuddin & Riazuddin, *A modern introduction to particle physics*, World Scientific (1992).
- [25] E.Kou, Phys.Rev.D**63** (2001) 054027.
- [26] Collaboration KLOE, hep-ex/0107022, soumis à la conférence *20th International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (LP 01)*, Rome, Italie, 23-28 Juillet 2001.
Une publication a fait suite à cette présentation, Phys. Lett. B **541** (2002) 45-51, dans laquelle le rapport de branchement est $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \eta'\gamma) = (6.10 \pm 0.61(stat.) \pm 0.43(syst.)) \times 10^{-5}$. L'interprétation du résultat effectué sous l'hypothèse d'une composante gluonique nulle du η' a conduit à la contrainte $Z_{\eta'} < 15\%$.
- [27] Collaboration CLEO, Phys.Rev.Lett.**81**, (1998) 1786-1790.
- [28] A.Kagan, hep-ph/9806266, soumis à la conférence *7th International Symposium on Heavy Flavor Physics*, Santa Barbara, Californie, 7-11 Juillet 1997.
- [29] D.Atwood & A.Soni, **Phys. Lett. B** **405** (1997) 150-156.
- [30] W.S.Hou & B.Tseng, **Phys. Rev. Lett.** **80** (1998) 434-437.
- [31] M.Franz *et al.*, Phys.Rev.D**62** (2000) 074024.
- [32] T.Muta & M.Z.Yang, Phys.Rev.D**61** (2000) 050047.
- [33] M.R.Ahmady *et al.*, Phys.Rev.D**57** (1998) 7034-7036.
- [34] A.Ali & A.Y.Parkhomenko, Phys.Rev.D**65** (2002) 074020.
- [35] A.Datta *et al.*, Phys. Lett. **B419** (1998) 369-376.
- [36] G.Buchalla *al*, Rev.Mod.Phys.**68** (1996) 1125-1144.
- [37] G.Buchalla, hep-ph/0202092, Cours donné au 55th *Scottish Universities Summer School in Physics*, St Andrews, Écosse, 7-23 Août 2001.
- [38] A.Deandrea *et al.*, **Phys. Lett. B** **318**, (1993) 549.
- [39] M.Neubert *et al.*, *Heavy Flavours*, édité par A.J.Buras and M.Linder, Singapour, (1992).
- [40] Collaboration CLEO, Phys.Rev.Lett.**88** (2002) 062001.
- [41] Collaboration Belle, Phys.Rev.Lett.**88** (2002) 052002.
- [42] Collaboration BaBar, **hep-ex/0207092** (2002).
- [43] M.Neubert & A.A.Petrov, **Phys. Lett. B** **519**, (2001) 50.
- [44] A.Deandrea & A.Polosa, Eur. Phys. J. **C22**, (2002) 677-681.
- [45] Collaboration BABAR, *Letter of Intent for the study of CP violation and heavy flavor physics at PEP-II*, SLAC-443, 1994.
- [46] PEP-II, *An asymmetric B Factory, Conceptual Design Report*, SLAC-418, LBL-5379, 1993.
- [47] J.Seeman *et al.*, *The PEP-II storage rings*, SLAC-PUB-8786, Nuclear Instruments and Methods, 2002, en cours de soumission.
- [48] J.Seeman *et al.*, *Status Report on PEP-II Performance*, soumis à la conférence "European Particle Accelerator Conference" (EPAC) 2000, Vienne, Autriche, 2000.

- [49] M.Sullivan, *B Factory interaction region designs*, soumis à la conférence “the IEEE Particle Accelerator Conference (PAC97)”, Vancouver, BC, Canada, 1997.
- [50] T.Mattison *et al.*, *Background measurements during PEP-II commissioning*, soumis à la conférence “the IEEE Particle Accelerator Conference (PAC99)”, New York, NY, USA, 1999.
- [51] W.Kozanecki, *Nuclear Instruments and Methods A* 446 (2000) 59.
- [52] C.Hast *et al.*, *Report of the high-luminosity background task force*, BaBar note #522, 2000.
- [53] Collaboration BABAR, *The BABAR detector*, *Nuclear Instruments and Methods A* 479 (2002).
- [54] G.Lynch *et al.*, BaBar note #488 (1999).
- [55] C.Bozzi *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods A* 447 (2000) 15.
- [56] G.Sciolla *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods A* 419 (1998) 310.
- [57] O.Long, BaBar Note #499 (1999).
- [58] A.Gelb (ed.), *Applied Optimal Estimation*, MIT Press Cambridge and London (1975).
- [59] S.M.Bozic, *Digital and Kalman Filtering*, Edward Arnold, London (1979).
- [60] A.Jazwinski, *Stochastic Processes and Filtering Theory*, Academic Press, New York, San Francisco, London, (1979),
- [61] P.Billoir, *Nuclear Instrument Methods A* **225**, 352 (1984).
- [62] R.Fruewirth, *Nuclear Instrument Methods A* **262**, 444 (1987).
- [63] D.N.Brown, *An object-oriented extended Kalman filter tracking algorithm*, présentation faite à la conférence Computing in High Energy Physics, Berlin (1997).
- [64] D.N.Brown, *The BaBar Track Fitting Algorithm*, présentation faite à la conférence Computing in High Energy Physics, Padova (2000).
- [65] C.Hearty, note interne, *Selection of an unbiased muon control sample with Btamu-muSample* (2000).
- [66] D.N.Brown *et al.*, BaBar Analysis Document #486 (2002).
- [67] P.Burchat & D.Kirkby, BaBar Note #348 (1997).
- [68] M.Chew *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods A* **323**, 345 (1992).
- [69] C.Hearty, BaBar Note #486 (1999). .
- [70] GEANT4, Collaboration Geant4, CERN-IT-2002-003, soumis à Nucl. Instrum. Methods.
- [71] D.J.Lange, *Nucl.Instrum.Meth. A***462**, (2001) 152-155.
- [72] G.Mancinelli & S.Spanier, BaBar Analysis Document # 116 (2001).
- [73] K.Hagiwara *et al*, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D66,010001 (2002).
- [74] F.Martinez-Vidal *et al*, *The BABAR Vertexing*, BaBar Analysis Document # 102 (2001).
- [75] Collaboration E691, J.C.Anjos *et al*, Phys. Rev. D48 (1993).

- [76] C.H.Cheng,
<http://www.slac.stanford.edu/~chcheng/talk/kpipo0DalitzFunc>
- [77] G.C.Fox & S.Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1581.
- [78] R.A.Fisher, Annals of Eugenics **7**, (1936) 179; M.G.Kendall & A.Stuart, *The advanced theory of statistics*, Volume III, 2nd. Ed., Hafner Publishing, New York (1968); M.S. Srivastava & E.M. Carter, *An introduction to Applied Multivariate Statistics*, North Holland, Amsterdam (1983).
- [79] Collaboration CLEO, D.M. Asner *et al.*, Phys.Rev.**D53** (1996) 1039-1050.
- [80] Collaboration ARGUS, H.Albrecht *et al.*, Phys. Lett. B241 (1990), 278.
- [81] A.Hicheur, V.Tisserand, H.Paar, U.Schwanke, BaBar Analysis Document # 364 (2003).
- [82] J.Albert *et al.*, BaBar Analysis Document #166 (2002).
- [83] R.Barlow *et al.*, BaBar Analysis Document # 318, *Recommended Statistical Procedures for BaBar* (2002).
- [84] Collaboration BaBar, B.Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 221802.
- [85] Collaboration Belle, K. Abe *et al.*, Phys. Lett. B517 (2001) 309-318.
- [86] N.Berger *et al.*, BaBar Analysis Document # 412 (2002).
N.Berger *et al.*, BaBar Analysis Document # 189 (2002).
- [87] P.Bloom, *Measurements of Rare B Decays at BABAR* , présentation faite à la conférence : 30th SLAC Summer Institute, “*Secrets of the B Meson*”, 5 - 16 Août 2002, Stanford, Californie.
- [88] F.Palombo *et al.*, BaBar Analysis Document #534 (2002).
- [89] Collaboration CLEO, M.Artuso *et al.*, hep-ex/0211029, soumis à Phys. Rev. D.
- [90] H.Fritzsch & Y.F.Zhou, hep-ph/0301038 (2003).

Annexe A

Les résidus en z de la trace DCH dans le SVT et leur erreur

Reprenons les équations de la trajectoire hélicoïdale de la trace :

$$\begin{aligned} x &= r \sin(\varphi) - (r + d_0) \sin(\varphi_0) \\ y &= -r \cos(\varphi) + (r + d_0) \cos(\varphi_0) \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

$$z = z_0 + l \tan(\lambda) \quad (\text{A.2})$$

où $\varphi = \varphi_0 + \omega l$, $x_0 = -d_0 \sin(\varphi_0)$, $y_0 = d_0 \cos(\varphi_0)$, $r = \frac{l}{\omega}$
 l est la longueur d'arc parcourue dans le plan transverse (x, y) . Cette quantité suffit à nous situer sur la trajectoire, une fois les paramètres de la trace déterminés.

Soit \vec{x}_P un point du plan de la plaquette, par exemple la position du point définie par les points de mesure en z et en ϕ . Soit \vec{x} un autre point de ce plan, par exemple le point d'intersection de la trace avec le plan, \vec{x} est donc aussi un point de la trajectoire dont les coordonnées satisfont aux équations A.1 et A.2. Soit $\vec{\eta}$ la normale au plan.

L'équation du plan s'écrit alors :

$$\vec{\eta} \cdot (\vec{x} - \vec{x}_P) = 0 \quad (\text{A.3})$$

Nous posons par définition $\Delta = \vec{\eta} \cdot \vec{x}_P$ et $\vec{\eta} = (\cos(\beta) \sin(\alpha), \sin(\beta) \sin(\alpha), \cos(\alpha))$.
 L'équation A.3 devient :

$$\sin(\alpha) [r \sin(\varphi - \beta) - (r + d_0) \sin(\varphi_0 - \beta)] + \cos(\alpha) (z_0 + l \tan(\lambda)) - \Delta = 0 \quad (\text{A.4})$$

Cette équation donne le point de la trajectoire situé sur le plan de la plaquette, l'inconnu est l_{int} , la longueur d'arc au point d'intersection. L'équation ne peut être résolue analytiquement mais par itération en utilisant les tangentes à la trajectoire.

l_{int} nous permet alors de calculer le résidu en z , $\Delta z = z_P - z_{int}$.

L'erreur sur le résidu est dominée par la projection de la matrice d'erreur Σ de la trace sur le plan. Soit $J = (\frac{\partial z}{\partial d_0}, \frac{\partial z}{\partial \varphi_0}, \frac{\partial z}{\partial \omega}, \frac{\partial z}{\partial z_0}, \frac{\partial z}{\partial s})$ ($s = \tan(\lambda)$) le jacobien de la transformation $z \rightarrow (d_0, \varphi_0, \omega, z_0, s)$. L'erreur sur le résidu z s'écrit alors :

$$\sigma_z = J^T \Sigma J \quad (\text{A.5})$$

Les dérivées de z par rapport aux paramètres $d_0, \varphi_0, \omega, z_0, s$; sont calculées en utilisant l'équation A.2 :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial z}{\partial d_0} &= s \frac{\partial l}{\partial d_0} \\
 \frac{\partial z}{\partial \varphi_0} &= s \frac{\partial l}{\partial \varphi_0} \\
 \frac{\partial z}{\partial \omega} &= s \frac{\partial l}{\partial \omega} \\
 \frac{\partial z}{\partial z_0} &= 1 + s \frac{\partial l}{\partial z_0} \\
 \frac{\partial z}{\partial s} &= l + s \frac{\partial l}{\partial s}
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

Les dérivées de l sont calculées en utilisant l'équation A.4 ou l est une fonction implicite des paramètres de trace.

Si on pose $D = \cos(\alpha)s + \sin(\alpha)\cos(\phi - \beta)$, les dérivées s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial l}{\partial d_0} &= \frac{\sin(\alpha)\sin(\varphi_0 - \beta)}{D} \\
 \frac{\partial l}{\partial \varphi_0} &= \frac{\sin(\alpha)((r+d_0)\cos(\varphi_0 - \beta) - r\cos(\phi - \beta))}{D} \\
 \frac{\partial l}{\partial \omega} &= \frac{\sin(\alpha)(\sin(\phi - \beta) - \sin(\varphi_0 - \beta) - (\phi - \varphi_0)\cos(\phi - \beta))}{\omega^2 D} \\
 \frac{\partial l}{\partial z_0} &= \frac{-\cos(\alpha)}{D} \\
 \frac{\partial l}{\partial s} &= \frac{-l\cos(\alpha)}{D}
 \end{aligned}$$

Annexe B

Fonctions de probabilité des variables discriminantes dans l'analyse $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$

Les figures présentées dans les pages suivantes montrent les ajustements des distributions des variables ΔE , M_{ES} , \mathcal{F} , $m(D^0)$, $m(\eta')$, pour le signal $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$, le bruit de fond $q\bar{q}$, et enfin les distributions des variables ΔE et M_{ES} sont montrées pour le bruit de fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$. Les tableaux B.1,B.2,B.3 rassemblent les résultats des ajustements. Il faut noter que certains points de la distribution de la variable M_{ES} pour le bruit de fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$ s'écartent significativement de l'ajustement. L'analyse n'y est toutefois pas sensible dans la mesure où la variable discriminante principale pour ce fond est ΔE dont la distribution très nettement décalée par rapport à celle du signal.

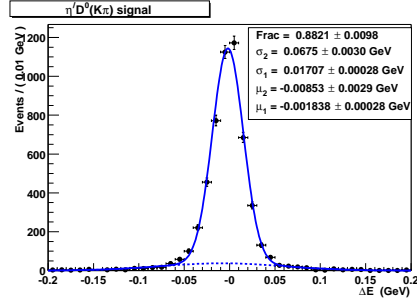
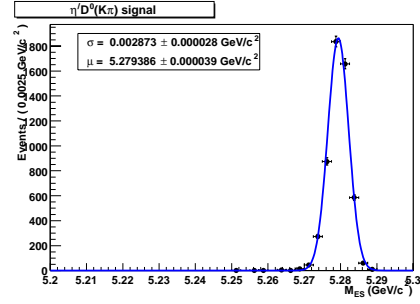
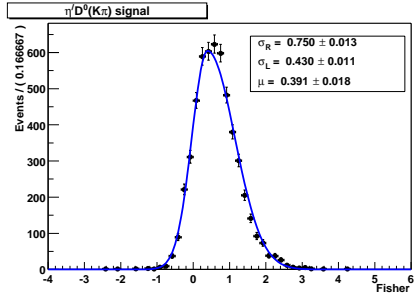
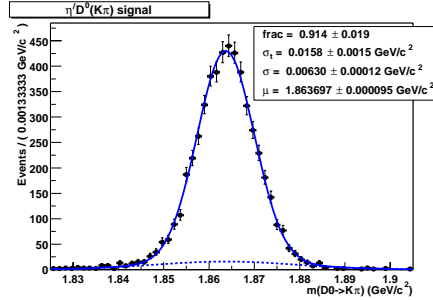
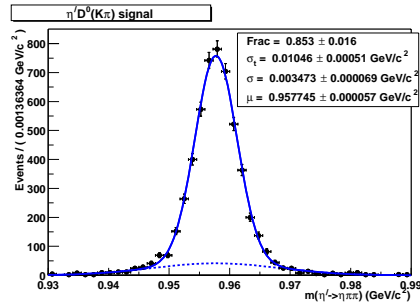
(a) ΔE (b) M_{ES} (c) \mathcal{F} (d) $m(D^0)$ (e) $m(\eta')$

FIG. B.1 – Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, pour le signal simulé.

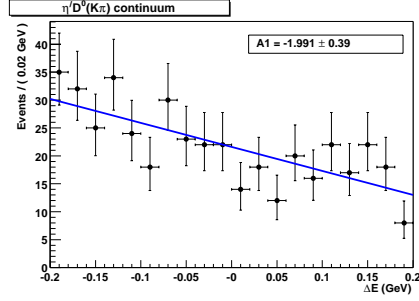
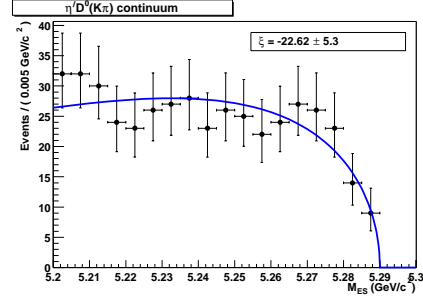
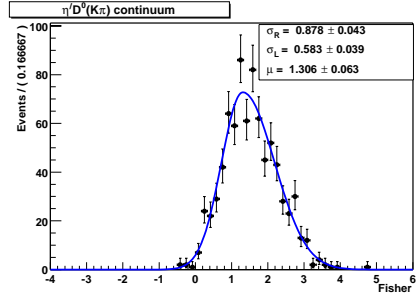
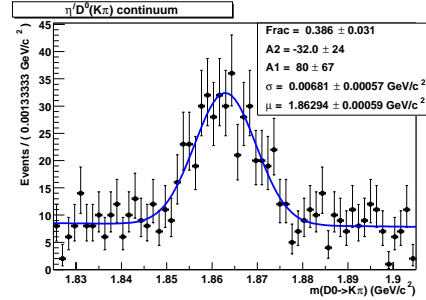
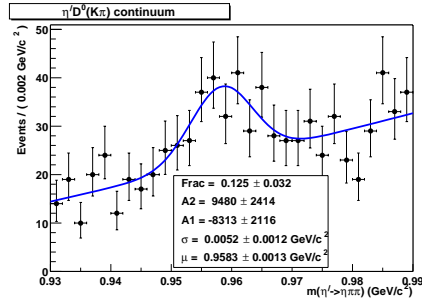
(a) ΔE (b) M_{ES} (c) \mathcal{F} (d) $m(D^0)$ (e) $m(\eta')$

FIG. B.2 – Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, pour le fond $q\bar{q}$ dans les données.

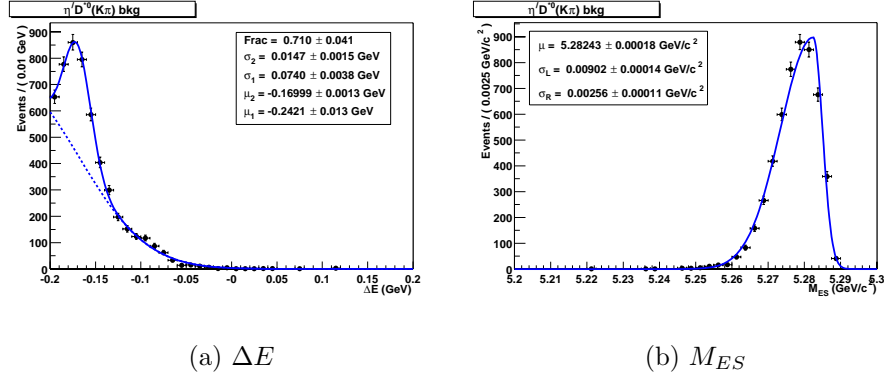


FIG. B.3 – Ajustements des fonctions de probabilités des variables ΔE et M_{ES} dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, pour le fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$.

	$\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$	$q\bar{q}$	$\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$
ΔE	$\mu_1 = -1.8 \pm 0.3$ $\sigma_1 = 17.3 \pm 0.3$ $\mu_2 = -8.5 \pm 2.9$ $\sigma_2 = 67.5 \pm 3.0$ $f = 0.882 \pm 0.010$	$A_1 = -1.99 \pm 0.39$	$\mu_1 = -242.1 \pm 13.0$ $\sigma_1 = 74.0 \pm 3.8$ $\mu_2 = -170.0 \pm 1.3$ $\sigma_2 = 14.7 \pm 1.5$ $f = 0.710 \pm 0.041$
M_{ES}	$\mu = 5279.39 \pm 0.04$ $\sigma = 2.87 \pm 0.03$	$\xi = -22.6 \pm 5.3$	$\mu = 5282.43 \pm 0.18$ $\sigma_L = 9.02 \pm 0.14$ $\sigma_R = 2.56 \pm 0.11$
\mathcal{F}	$\mu = 0.391 \pm 0.018$ $\sigma_L = 0.430 \pm 0.011$ $\sigma_R = 0.750 \pm 0.013$	$\mu = 1.306 \pm 0.063$ $\sigma_L = 0.583 \pm 0.039$ $\sigma_R = 0.878 \pm 0.043$	$\mu = 0.394 \pm 0.020$ $\sigma_L = 0.429 \pm 0.012$ $\sigma_R = 0.787 \pm 0.014$
$m(D^0)$	$\mu = 1863.7 \pm 0.1$ $\sigma = 6.3 \pm 0.1$ $\sigma_t = 15.8 \pm 1.5$ $f = 0.914 \pm 0.019$	$\mu = 1862.9 \pm 0.6$ $\sigma = 6.8 \pm 0.6$ $A_1 = 80 \pm 67$ $A_2 = -32 \pm 24$ $f = 0.386 \pm 0.031$	$\mu = 1863.5 \pm 0.1$ $\sigma = 6.4 \pm 0.1$ $\sigma_t = 16.5 \pm 1.7$ $f = 0.913 \pm 0.019$
$m(\eta')$	$\mu = 957.75 \pm 0.06$ $\sigma = 3.47 \pm 0.07$ $\sigma_t = 10.5 \pm 0.5$ $f = 0.853 \pm 0.016$	$\mu = 958.3 \pm 1.3$ $\sigma = 5.2 \pm 1.2$ $A_1 = -8313 \pm 2116$ $A_2 = 9480 \pm 2414$ $f = 0.125 \pm 0.032$	$\mu = 957.68 \pm 0.06$ $\sigma = 3.48 \pm 0.07$ $\sigma_t = 9.9 \pm 0.5$ $f = 0.843 \pm 0.017$

TAB. B.1 – Paramètres ajustés des fonctions de probabilité pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Les écarts-type et les moyennes sont données en $MeV(/c^2)$.

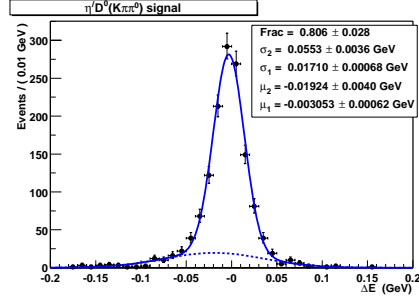
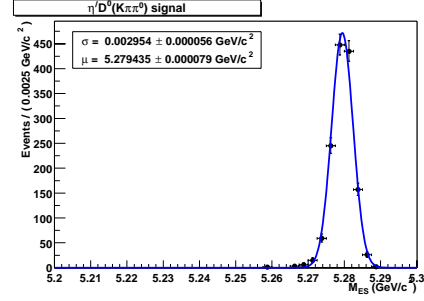
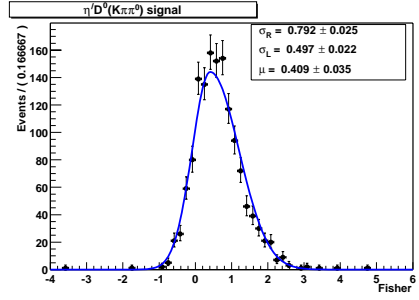
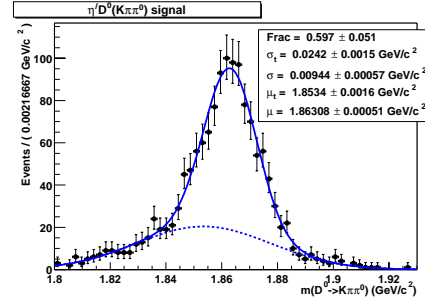
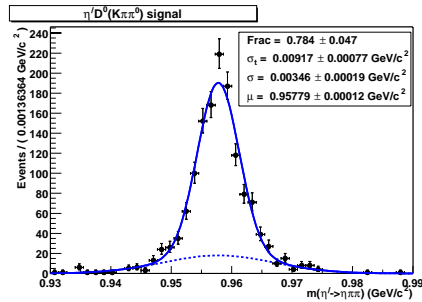
(a) ΔE (b) M_{ES} (c) \mathcal{F} (d) $m(D^0)$ (e) $m(\eta')$

FIG. B.4 – Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, pour le signal simulé.

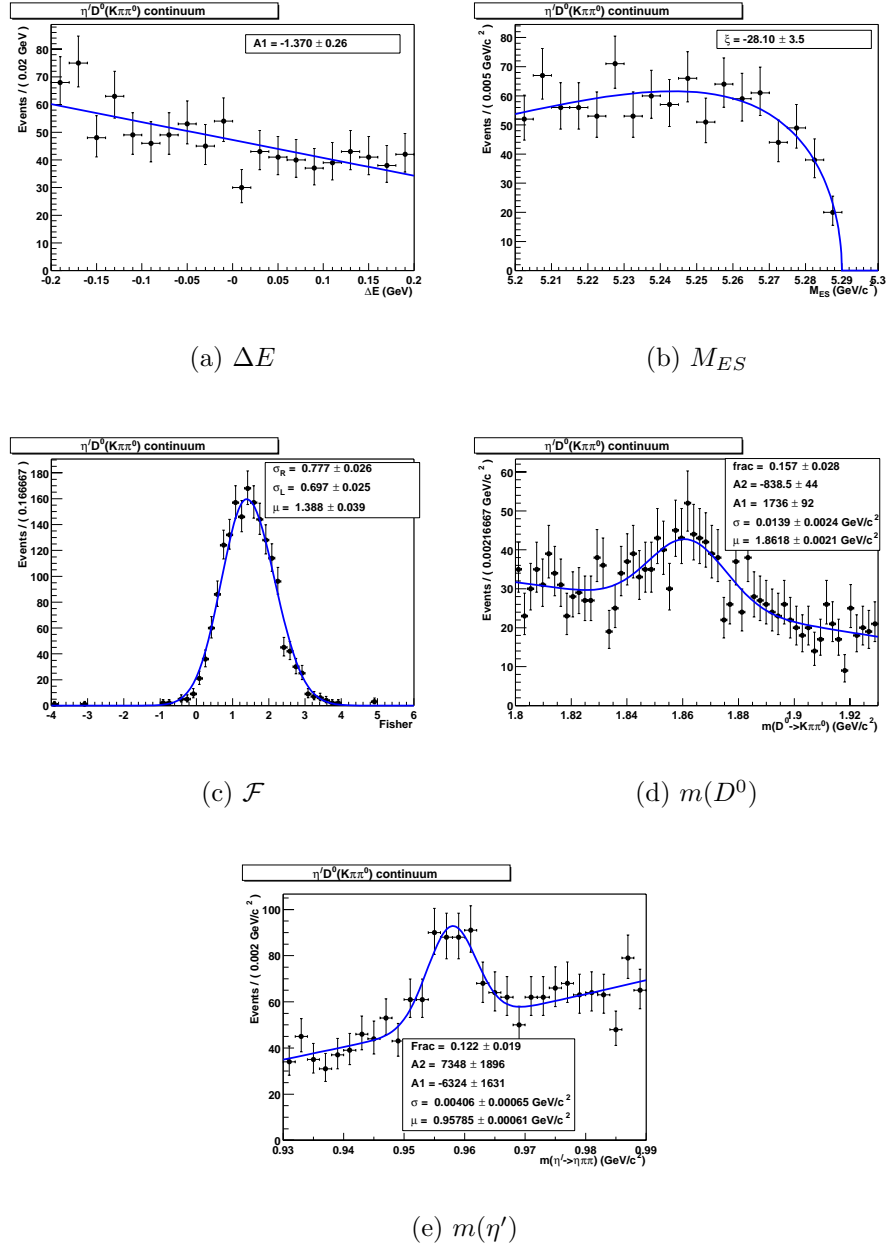


FIG. B.5 – Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, pour le fond $q\bar{q}$ dans les données.

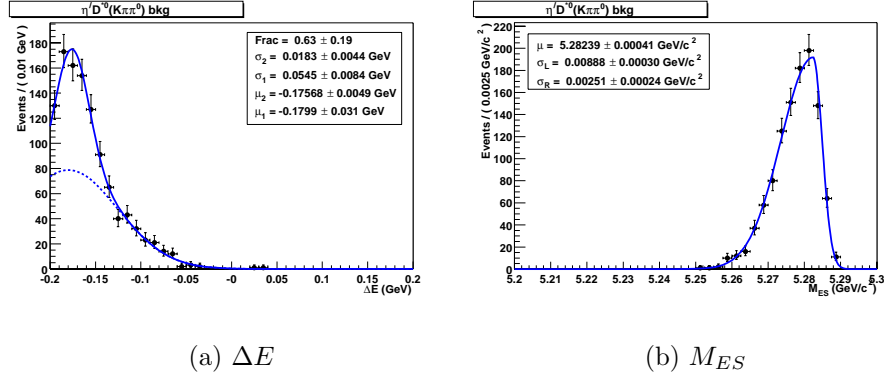


FIG. B.6 – Ajustements des fonctions de probabilités des variables ΔE et M_{ES} dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, pour le fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$.

	$\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$	$q\bar{q}$	$\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$
ΔE	$\mu_1 = -3.1 \pm 0.6$ $\sigma_1 = 17.1 \pm 0.7$ $\mu_2 = -19.2 \pm 4.0$ $\sigma_2 = 55.3 \pm 3.6$ $f = 0.806 \pm 0.028$	$A_1 = -1.37 \pm 0.26$	$\mu_1 = -179.9 \pm 31.0$ $\sigma_1 = 54.5 \pm 8.4$ $\mu_2 = -175.7 \pm 4.9$ $\sigma_2 = 18.3 \pm 4.4$ $f = 0.630 \pm 0.19$
M_{ES}	$\mu = 5279.44 \pm 0.08$ $\sigma = 2.95 \pm 0.06$	$\xi = -28.1 \pm 3.5$	$\mu = 5282.4 \pm 0.4$ $\sigma_L = 8.9 \pm 0.3$ $\sigma_R = 2.51 \pm 0.24$
\mathcal{F}	$\mu = 0.409 \pm 0.035$ $\sigma_L = 0.497 \pm 0.022$ $\sigma_R = 0.792 \pm 0.025$	$\mu = 1.388 \pm 0.039$ $\sigma_L = 0.697 \pm 0.025$ $\sigma_R = 0.777 \pm 0.026$	$\mu = 0.432 \pm 0.040$ $\sigma_L = 0.488 \pm 0.025$ $\sigma_R = 0.737 \pm 0.028$
$m(D^0)$	$\mu = 1863.1 \pm 0.5$ $\mu_t = 1853.4 \pm 1.6$ $\sigma = 9.4 \pm 0.6$ $\sigma_t = 24.2 \pm 1.5$ $f = 0.597 \pm 0.051$	$\mu = 1861.8 \pm 2.1$ $\sigma = 13.9 \pm 2.4$ $A_1 = 1736 \pm 92$ $A_2 = -838.5 \pm 44$ $f = 0.157 \pm 0.028$	$\mu = 1862.8 \pm 0.6$ $\mu_t = 1854.5 \pm 0.1$ $\sigma = 9.2 \pm 0.7$ $\sigma_t = 23.8 \pm 1.5$ $f = 0.560 \pm 0.059$
$m(\eta')$	$\mu = 957.79 \pm 0.12$ $\sigma = 3.46 \pm 0.19$ $\sigma_t = 9.2 \pm 0.8$ $f = 0.784 \pm 0.047$	$\mu = 957.85 \pm 0.61$ $\sigma = 4.1 \pm 0.7$ $A_1 = -6324 \pm 1631$ $A_2 = 7348 \pm 1896$ $f = 0.122 \pm 0.019$	$\mu = 957.68 \pm 0.06$ $\sigma = 3.48 \pm 0.07$ $\sigma_t = 9.9 \pm 0.5$ $f = 0.843 \pm 0.017$

TAB. B.2 – Paramètres ajustés des fonctions de probabilité pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. Les écarts-type et les moyennes sont données en $MeV(/c^2)$.

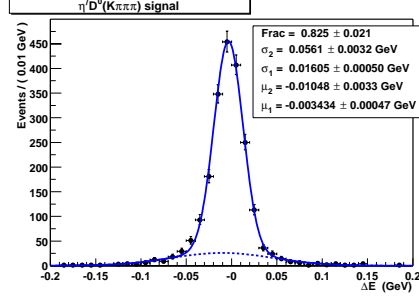
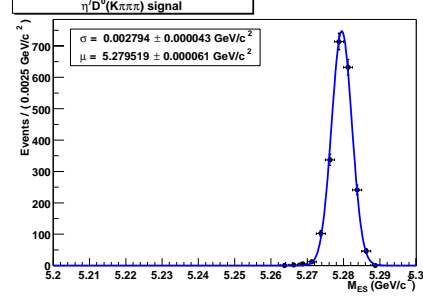
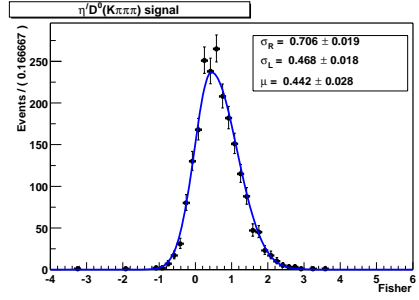
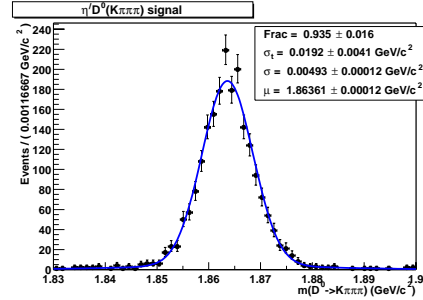
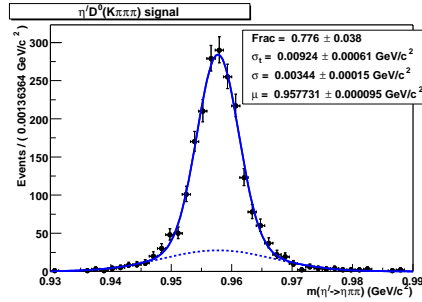
(a) ΔE (b) M_{ES} (c) \mathcal{F} (d) $m(D^0)$ (e) $m(\eta')$

FIG. B.7 – Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, pour le signal simulé.

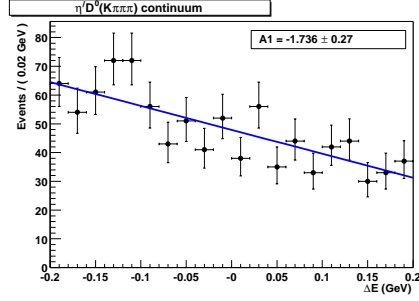
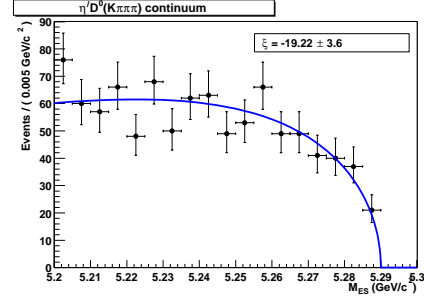
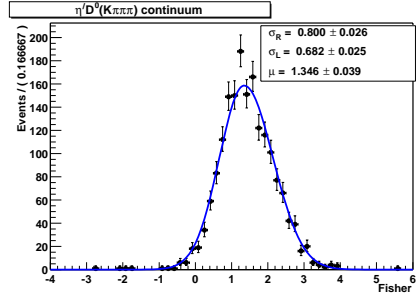
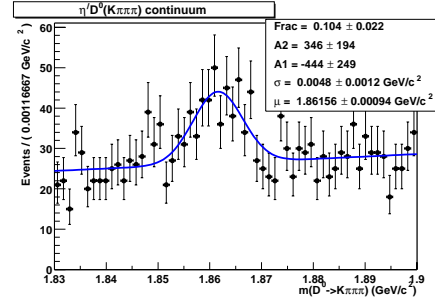
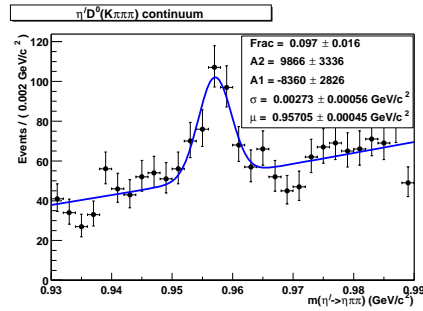
(a) ΔE (b) M_{ES} (c) \mathcal{F} (d) $m(D^0)$ (e) $m(\eta')$

FIG. B.8 – Ajustements des fonctions de probabilités dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, pour le fond $q\bar{q}$ dans les données.

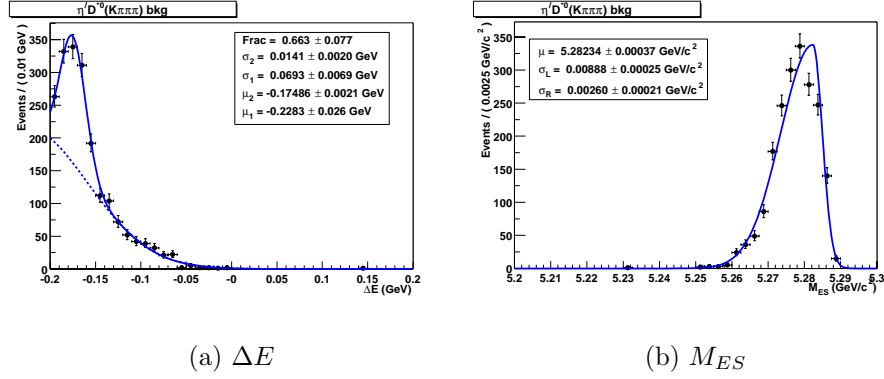


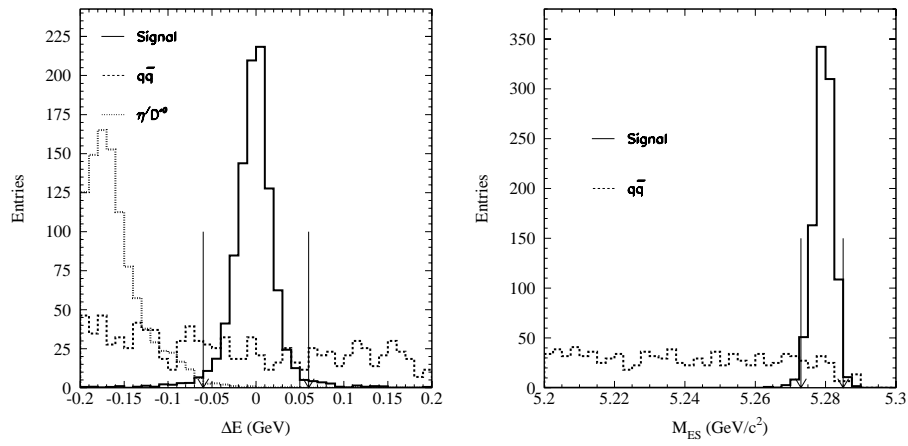
FIG. B.9 – Ajustements des fonctions de probabilités des variables ΔE et M_{ES} dans le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, pour le fond $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$.

	$\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$	$q\bar{q}$	$\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^{*0}$
ΔE	$\mu_1 = -3.4 \pm 0.5$ $\sigma_1 = 16.1 \pm 0.5$ $\mu_2 = -10.5 \pm 3.3$ $\sigma_2 = 56.1 \pm 3.2$ $f = 0.825 \pm 0.021$	$A_1 = -1.74 \pm 0.27$	$\mu_1 = -228.3 \pm 26.0$ $\sigma_1 = 69.3 \pm 6.9$ $\mu_2 = -174.9 \pm 2.1$ $\sigma_2 = 14.1 \pm 2.0$ $f = 0.663 \pm 0.077$
M_{ES}	$\mu = 5279.52 \pm 0.06$ $\sigma = 2.79 \pm 0.04$	$\xi = -19.2 \pm 3.6$	$\mu = 5282.34 \pm 0.37$ $\sigma_L = 8.88 \pm 0.25$ $\sigma_R = 2.6 \pm 0.2$
\mathcal{F}	$\mu = 0.442 \pm 0.028$ $\sigma_L = 0.468 \pm 0.018$ $\sigma_R = 0.706 \pm 0.019$	$\mu = 1.346 \pm 0.039$ $\sigma_L = 0.682 \pm 0.025$ $\sigma_R = 0.800 \pm 0.026$	$\mu = 0.379 \pm 0.028$ $\sigma_L = 0.408 \pm 0.018$ $\sigma_R = 0.738 \pm 0.020$
$m(D^0)$	$\mu = 1863.6 \pm 0.1$ $\sigma = 4.9 \pm 0.1$ $\sigma_t = 19.2 \pm 4.1$ $f = 0.935 \pm 0.016$	$\mu = 1861.6 \pm 0.9$ $\sigma = 4.8 \pm 1.2$ $A_1 = -444 \pm 249$ $A_2 = 346 \pm 194$ $f = 0.104 \pm 0.022$	$\mu = 1863.4 \pm 0.1$ $\sigma = 4.6 \pm 0.1$ $\sigma_t = 15.8 \pm 1.8$ $f = 0.885 \pm 0.019$
$m(\eta')$	$\mu = 957.73 \pm 0.06$ $\sigma = 3.44 \pm 0.15$ $\sigma_t = 9.2 \pm 0.6$ $f = 0.776 \pm 0.038$	$\mu = 957.1 \pm 0.5$ $\sigma = 2.7 \pm 0.6$ $A_1 = -8360 \pm 2826$ $A_2 = 9866 \pm 3336$ $f = 0.097 \pm 0.016$	$\mu = 957.74 \pm 0.09$ $\sigma = 3.17 \pm 0.11$ $\sigma_t = 9.1 \pm 0.6$ $f = 0.796 \pm 0.030$

TAB. B.3 – Paramètres ajustés des fonctions de probabilité pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. Les écarts-type et les moyennes sont données en $MeV(/c^2)$.

Annexe C

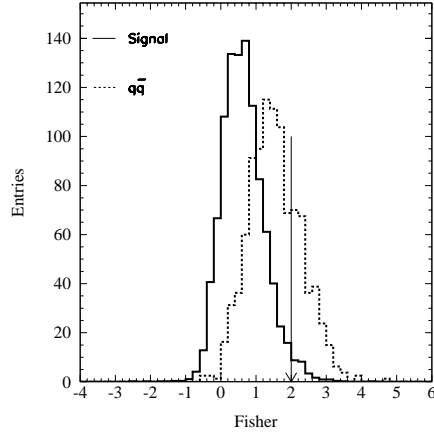
Résultats de l'optimisation des coupures dans l'analyse $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$



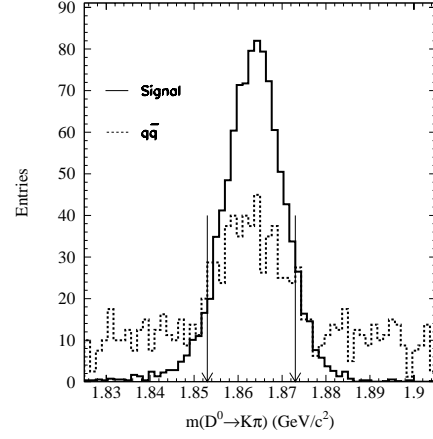
(a) ΔE : la distribution du bruit $\eta' D^{*0}$ est indiquée en pointillé

(b) M_{ES}

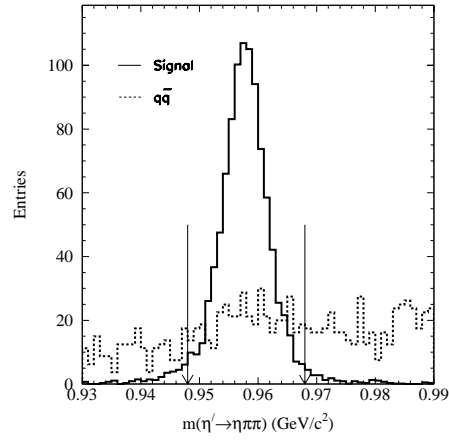
FIG. C.1 – Distribution des variables ΔE et M_{ES} pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.



(a) \mathcal{F}

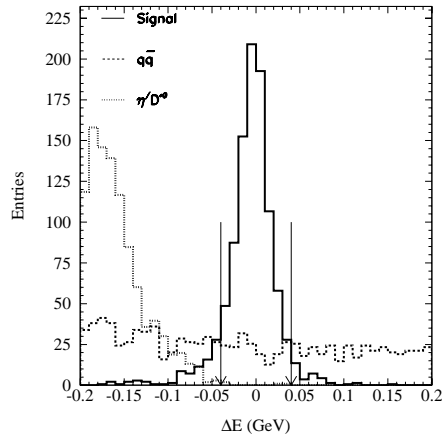


(b) $m(D^0)$

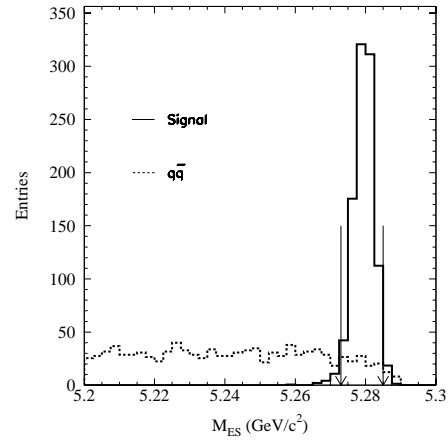


(c) $m(\eta')$

FIG. C.2 – Distribution des variables \mathcal{F} , $m(D^0)$ et $m(\eta')$ pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.

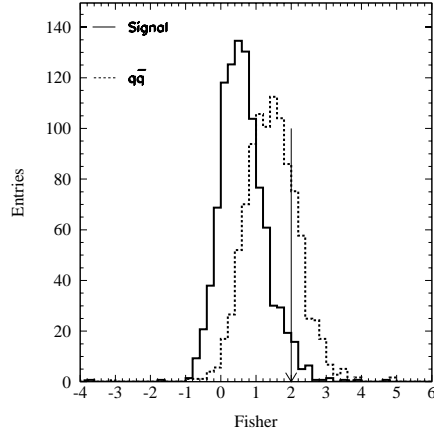


(a) ΔE : la distribution du bruit $\eta' D^{*0}$ est indiquée en pointillé

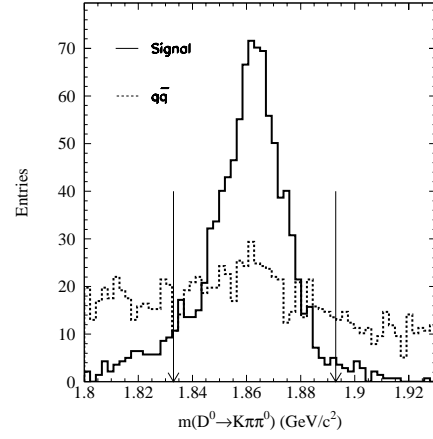


(b) M_{ES}

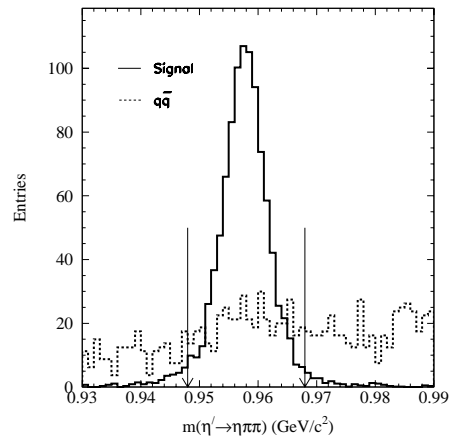
FIG. C.3 – Distribution des variables ΔE et M_{ES} pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.



(a) \mathcal{F}

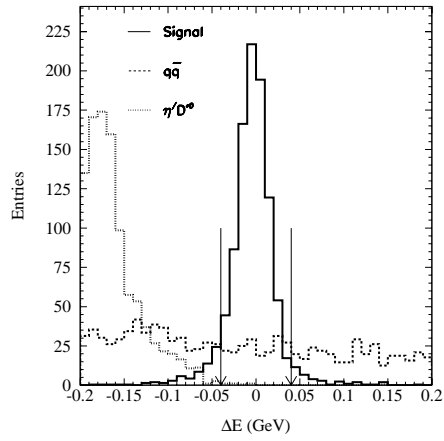


(b) $m(D^0)$

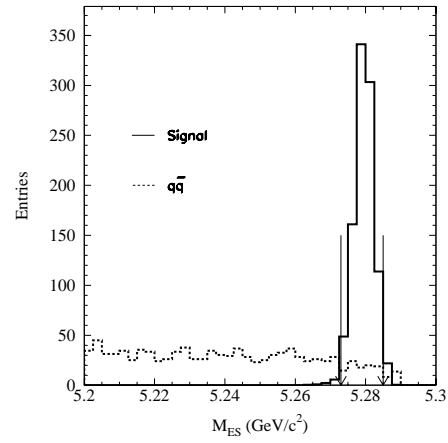


(c) $m(\eta')$

FIG. C.4 – Distribution des variables \mathcal{F} , $m(D^0)$ et $m(\eta')$ pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.



(a) ΔE : la distribution du bruit $\eta' D^{*0}$ est indiquée en pointillé



(b) M_{ES}

FIG. C.5 – Distribution des variables ΔE et M_{ES} pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.

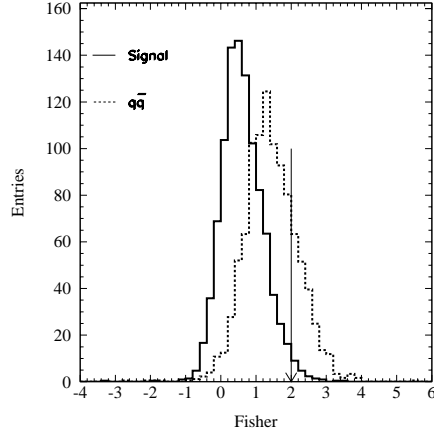
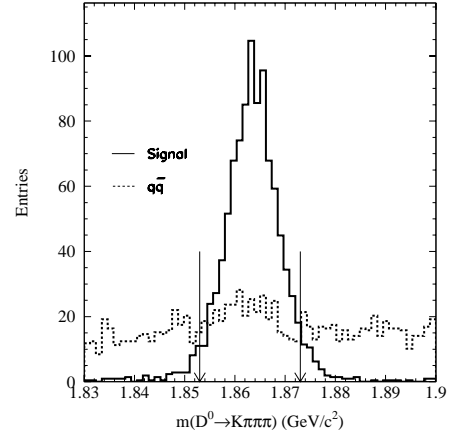
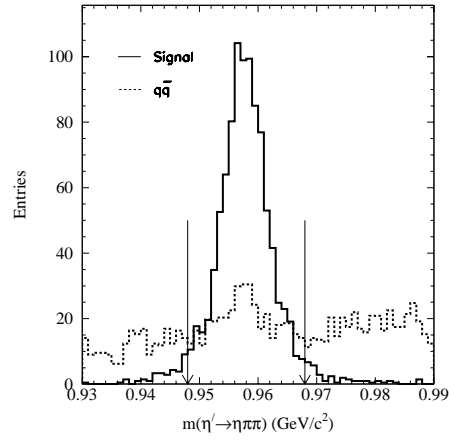
(a) \mathcal{F} (b) $m(D^0)$ (c) $m(\eta')$

FIG. C.6 – Distribution des variables \mathcal{F} , $m(D^0)$ et $m(\eta')$ pour le sous-mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, pour le signal (traits pleins) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (tirets). Les coupures résultant de l'optimisation sont indiquées par des flèches.

Annexe D

Combinaison de mesures dont les erreurs sont corrélées

Pour effectuer la combinaison des mesures d'un rapport de branchement, il est nécessaire de prendre en compte d'éventuels corrélations.

Soit n mesures x_i d'une quantité X . La combinaison la plus générale des mesures s'écrit :

$$\bar{x} = \sum_i \lambda_i x_i \quad (\text{D.1})$$

Le meilleur estimateur \bar{x} est celui qui satisfait aux conditions suivantes :

- sa moyenne $\langle \bar{x} \rangle$ doit être égale à la valeur vraie X , ce qui implique la normalisation $\sum_i \lambda_i = 1$.
- sa variance $\sigma_{\bar{x}}^2 = \sum_{ij} \lambda_i \lambda_j V_{ij}$ doit être minimal, $\frac{\partial \sigma_{\bar{x}}^2}{\partial \lambda_k} = 0$.

$V_{ij} = \langle \delta x_i \delta x_j \rangle$ sont les éléments de la matrice de corrélation entre les mesures.

Ces deux conditions permettent de déterminer les coefficients λ_i :

$$\lambda_i = \frac{\sum_k (V^{-1})_{ik}}{\sum_{j,k} (V^{-1})_{jk}} \quad (\text{D.2})$$

Pour des mesures complètement décorréliées, $(V^{-1})_{ij} = \delta_{ij}/\sigma_i^2$, on retrouve le résultat bien connu :

$$\lambda_i = \frac{1/\sigma_i^2}{\sum_k 1/\sigma_k^2} \quad (\text{D.3})$$

Dans le cas particulier de cette thèse, les mesures sont décorréliées statistiquement mais certaines erreurs systématiques sont complètement corrélées.

Si on prend l'exemple de la combinaison de deux mesures, la matrice V s'écrit :

$$V = \begin{pmatrix} \sigma_{s1}^2 + \sigma_{nc1}^2 + \sigma_{c1}^2 & \sigma_{c1}\sigma_{c2} \\ \sigma_{c1}\sigma_{c2} & \sigma_{s2}^2 + \sigma_{nc2}^2 + \sigma_{c2}^2 \end{pmatrix} \quad (\text{D.4})$$

Les indices s , nc et c indiquent les erreurs statistique, systématique non corrélée et systématique corrélée respectivement.

Il en résulte alors :

$$\lambda_1 = \frac{\sigma_{s2}^2 + \sigma_{nc2}^2 + \sigma_{c2}^2 - \sigma_{c1}\sigma_{c2}}{\sigma_{s2}^2 + \sigma_{nc2}^2 + \sigma_{s1}^2 + \sigma_{nc1}^2 + (\sigma_{c1}^2 - \sigma_{c2}^2)^2} \quad (\text{D.5})$$

et l'autre coefficient se déduit de la normalisation :

$$\lambda_2 = 1 - \lambda_1 \quad (\text{D.6})$$

De l'expression générale de la variance, on extrait les composantes statistique et systématique de l'erreur totale :

$$\sigma_{stat} = \sqrt{\lambda_1^2 \sigma_{s1}^2 + \lambda_2^2 \sigma_{s2}^2} \quad (\text{D.7})$$

$$\sigma_{syst} = \sqrt{\lambda_1^2 \sigma_{nc1}^2 + \lambda_2^2 \sigma_{nc2}^2 + (\lambda_1 \sigma_{c1} + \lambda_2 \sigma_{c2})^2} \quad (\text{D.8})$$

Annexe E

Effet d'élargissement des résonances dans l'analyse $B \rightarrow \eta' X_s$

Les figures E.1,E.2,E.3,E.4 montrent les ajustements des résonances $K^*(892)$, $K_1(1273)$, $K_1^*(1402)$, $K^{*'}(1414)$, $K_2^*(1430)$, $K_3^*(1780)$, $K_4^*(2045)$. Pour chaque résonance, l'histogramme du haut représente les événements générés dans la simulation et l'histogramme du bas représente les événements reconstruits. Toutes les distributions ont été ajustées par une fonction de Breit-Wigner, sauf les événements reconstruits de la simulation $B \rightarrow \eta' K_4^*(2045)$ qui ont été ajustés par une gaussienne, la correspondance entre l'écart-type de la gaussienne σ et la largeur totale effective à mi-hauteur Γ étant $\Gamma = 2\sqrt{2\ln 2} \times \sigma$.

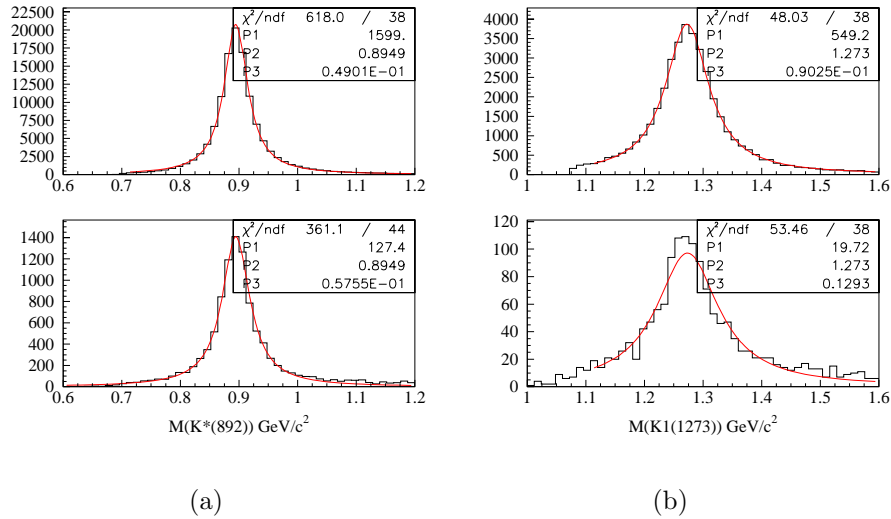
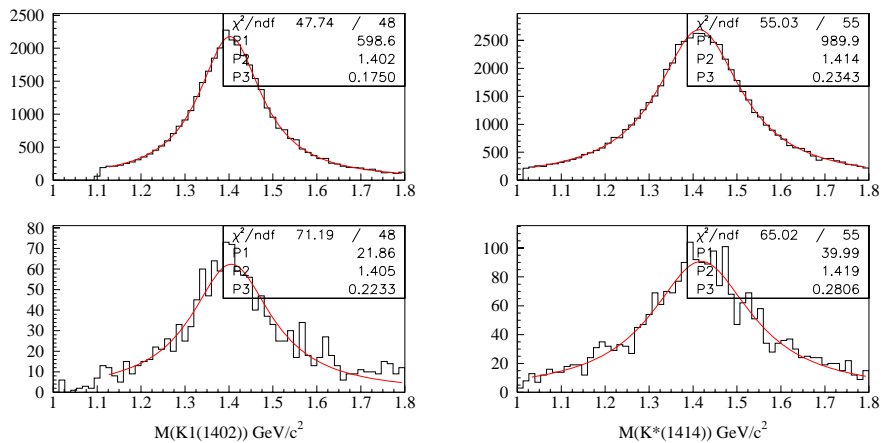
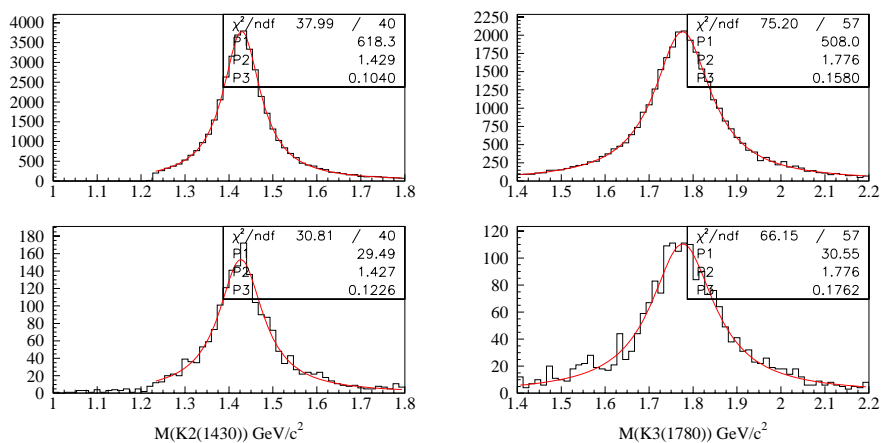


FIG. E.1 – Ajustements des résonances $K^*(892)$ (a) et $K_1(1273)$ (b).



(a)

(b)

FIG. E.2 – Ajustements des résonances $K_1^*(1402)$ (a) $K^*(1414)$ (b).

(a)

(b)

FIG. E.3 – Ajustements des résonances $K_2^*(1430)$ (a) et $K_3^*(1780)$ (b).

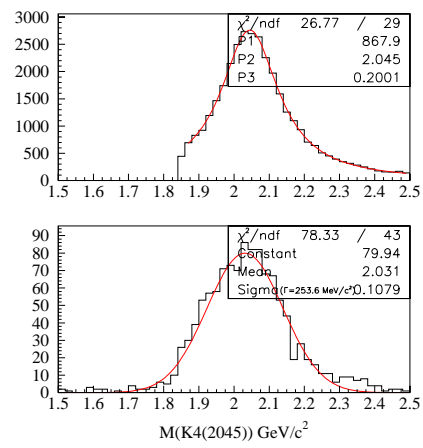


FIG. E.4 – Ajustement de la résonance $K_4^*(2045)$

RÉSUMÉ

Le travail effectué dans cette thèse repose sur l'analyse de données enregistrées par l'expérience BaBar sur le collisionneur PEP-II à SLAC (Stanford, Californie) entre le mois d'octobre 1999 et le mois de juillet 2002. Des collisions électrons-positrons à une énergie dans le centre de masse égale à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$ sont utilisées pour produire des paires de mésons B .

Au mois de juillet 2001, la collaboration a publié la première mesure de la violation de la symétrie \mathcal{CP} dans le système des B neutres. La précision de la mesure est constamment améliorée depuis. Deux structures servent à la reconstruction des trajectoires des particules chargées : le détecteur de vertex au silicium et la chambre à fils. Le détecteur de vertex est crucial pour la reconstruction du point de désintégration des B . Son mouvement par rapport au reste du détecteur, et en particulier la chambre à fils, nécessite une calibration courante de son alignement toutes les deux heures environ. Le lien entre la géométrie de la chambre à dérive et l'alignement a été étudié.

Outre le programme de violation de \mathcal{CP} , l'étude de la dynamique des désintégrations du B est un autre volet important de l'activité de BaBar. Dans ce cadre, les désintégrations rares sont particulièrement importantes dans la mesure où elles pourraient permettre de détecter une nouvelle physique au delà du Modèle Standard.

La production de mésons η' de haute impulsion dans les désintégrations des mésons B a été étudiée. Pour ce faire, les processus $B \rightarrow \eta' X_s$ provenant de la désintégration rare $b \rightarrow sg^*$ et $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$ provenant de la désintégration supprimée de couleur $b \rightarrow c\bar{u}d$, qui sont les principales contributions à cette production, ont été considérés. L'amélioration de la mesure du processus $B \rightarrow \eta' X_s$ et la première observation du processus $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$ permettent d'une part d'établir que la production du η' est dominée par la désintégration $b \rightarrow sg^*$ et d'autre part de contraindre la structure en quarks de ce méson.

ABSTRACT

The work presented in this thesis relies on the analysis of data collected between October 1999 and July 2002 by the BaBar experiment at the PEP-II collider located at SLAC (Stanford, California). Electron-positron collisions at a center of mass energy equal to the $\Upsilon(4S)$ resonance mass are used for the production of B meson pairs.

In July 2001, the BaBar collaboration published the first measurement of \mathcal{CP} violation in the neutral B mesons system. Since then, the precision of the measurement has been continually being improved with the increasing data sample. Two devices are dedicated to the reconstruction of charged particles : the Silicon Vertex Tracker and the Drift Chamber. The Silicon Vertex Tracker is crucial for the reconstruction of the B meson decay vertex. Its motion with regard to the Drift Chamber needs a rolling calibration of the corresponding alignment parameters roughly every two hours. The relation between the Drift Chamber geometry and the alignment has been studied.

Beside \mathcal{CP} violation, Heavy Flavour Physics is an other important issue of BaBar research program. Rare decays are of particular interest as they are sensible to a new physics beyond the Standard Model.

The production of high energy η' in B decays has been studied through the two main contributions, $B \rightarrow \eta' X_s$ coming from the rare decay $b \rightarrow sg^*$, and $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$ coming from the internal tree color-suppressed decay $b \rightarrow c\bar{u}d$. The improvement of the measurement of the process $B \rightarrow \eta' X_s$ and the first observation of the decay $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' D^0$ have lead to the conclusion that the η' production is dominated by the decay $b \rightarrow sg^*$ and enables to constrain its quark content.