

Université de Montréal

Le rapport d'embranchement $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ à l'expérience BaBar

par

Jean-François Arguin

Département de physique

Faculté des Arts et des Sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures

en vue de l'obtention du grade de

Maître ès sciences (M.Sc.)

en physique

Octobre, 2000

©Jean-François Arguin, 2000

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Le rapport d'embranchement $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ à l'expérience BaBar

présenté par:

Jean-François Arguin

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Louis Lessard, président-rapporteur
Paul Taras, directeur de recherche
Adil Hasan, co-directeur
David London, membre du jury

Mémoire accepté le:

Sommaire

La physique du charme a connu un développement important depuis la découverte du quark c en 1974. En particulier, l'étude des mésons D , composés d'un quark charmé et d'un anti-quark étrange, down ou up, a contribué au développement de modèles phénoménologiques de désintégrations faibles des quarks lourds. Malgré cela, les modèles de désintégrations non-leptoniques des quarks sont toujours incomplets, à cause de l'incertitude associée à la présence de l'interaction forte au cours des désintégrations faibles.

Ce mémoire est consacré à l'étude de la désintégration non-leptonique $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Nous avons tenté d'évaluer la possibilité d'une mesure précise du rapport d'embranchement de cette désintégration par le détecteur BaBar, situé au SLAC.

Notre analyse est basée sur l'étude de 14 millions d'événements simulés et 19 millions d'événements hadroniques réels collectés par le détecteur BaBar entre les mois de février et de juillet 2000. L'étude des données simulées a permis le développement d'une stratégie efficace d'extraction des événements $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ par le détecteur et les outils de reconstruction de BaBar. Cette stratégie a été appliquée aux données réelles. Un rapport d'embranchement préliminaire a été extrait de ces données: $Br(D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = (6,67 \pm 0,41 \text{ (stat.)} \pm 1,96 \text{ (syst.)}) \times 10^{-4}$. Une étude complète des incertitudes systématiques reste à faire.

REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier les gens qui m'ont appuyé, supporté, ouvert l'esprit ou encouragé durant ces deux dernières années. Donc:

- ♣ Merci au professeur Paul Taras d'avoir accepté de diriger ma maîtrise. J'espère avoir acquis au cours de mon passage un peu de son excellente expertise en physique expérimentale.
- ♣ Merci à Adil Hasan d'avoir accepté de co-diriger ma maîtrise, malgré le travail qui lui a été offert au SLAC au beau milieu de notre collaboration. Il a été un véritable mentor pour moi. *Thank you Adil!*
- ♣ Merci à Jean-Yves Nief, le “troisième co-directeur”, pour tous les bons conseils qu'il m'a donné durant ce projet. Son implication volontaire a été appréciée au plus haut point.
- ♣ Je tiens à remercier les chercheurs de BaBar, en particulier les membres des groupes du π^0 et du charme, qui m'ont aidé à un moment ou à un autre du projet. Pour en citer quelques-uns: Roland Waldi, Jim Olsen, Patrick Robbe, Ulrik Egede, Kevin Flood.
- ♣ Je remercie mes parents pour le support inconditionnel (!) dont ils ont fait preuve au cours des deux dernières années. Leurs conseils et encouragements ont été essentiels à ma réussite.
- ♣ Merci à Thomas Grégoire et Ervig Lapalme pour m'avoir aidé à prendre conscience des efforts nécessaires à la réussite d'études en physique. Je suis rendu où je suis un peu grâce à eux.

- ♣ Merci à Phanie Rioux pour m'avoir fait prendre conscience du sens de la mesure dans l'exercice de ces efforts... Ca me sera sûrement utile dans l'avenir!
- ♣ Comment oublier Pierre-Hugues Beauchemin, Hugo pour les intimes, qui a partagé avec moi les mêmes moments de joie et d'angoisse intellectuelles au cours des deux dernières années. Et qui les partagera peut-être encore pour les trois ou quatre prochaines à venir...
- ♣ Je tiens à remercier Simon Sabik et Sylvie Brunet avec qui l'adaptation à la vie californienne a été un réel plaisir!
- ♣ Finalement, je remercie tous les étudiants de physique de l'UdeM avec qui la vie d'étudiant a été si agréable au cours des deux dernières années!

“C’est là le paradoxe suprême de la pensée que de vouloir découvrir quelque chose qu’elle-même ne puisse penser.”

- Søren Kierkegaard, *Riens Philosophiques*.

Table des matières

Sommaire	iii
REMERCIEMENTS	iv
Table des matières	vii
Liste des tableaux	xi
Liste des figures	xiii
Introduction	1
Chapitre 1: Contexte théorique	5
1.1 Introduction	5
1.2 Désintégrations faibles non-leptoniques des quarks lourds	7
1.2.1 Désintégrations faibles des quarks dans le Modèle Standard	7
1.2.2 Les désintégrations non-leptoniques	9
1.2.3 La décomposition en amplitudes d'isospin et l'analyse en isospin	17
1.3 Les désintégrations des mésons D et la voie $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	19
1.3.1 Introduction	19
1.3.2 Les canaux $D \rightarrow \pi \pi$	21

1.3.3	Un résumé des modèles théoriques	24
Chapitre 2: Contexte expérimental		28
2.1	Introduction	28
2.2	Le PEP-II	29
2.3	Le détecteur BaBar et l'analyse de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	33
2.4	Le "Silicon Vertex Tracker" ou SVT	34
2.5	La chambre à dérive ou DCH	38
2.6	Le DIRC	39
2.7	Le calorimètre électromagnétique à cristaux ICs(Tl) ou EMC	40
2.8	L'IFR (Instrumented flux return)	45
Chapitre 3: Les outils d'analyse		47
3.1	La simulation Monte Carlo à BaBar	47
3.1.1	Les générateurs d'événements	48
3.1.2	La simulation <i>Bbsim</i>	48
3.2	La reconstruction des particules	50
3.2.1	La reconstruction des traces chargées	50
3.2.2	La reconstruction dans le calorimètre électromagnétique	52
3.2.3	La sortie de la reconstruction	56
3.3	L'identification des particules	57

3.3.1	L'identification des particules chargées	57
3.3.2	L'identification des particules neutres	59
Chapitre 4: Étude systématique de la reconstruction des particules du signal		61
4.1	Étude de la reconstruction des γ originaires de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	62
4.1.1	Efficacité de reconstruction des γ	62
4.1.2	Description des causes des pertes des γ	64
4.2	Effet du bruit de fond de la machine sur la reconstruction du signal	78
4.3	Corrections à l'associateur vérité Monte Carlo	80
4.3.1	L'association pour les π^0 fusionnés	81
4.3.2	L'association pour les γ	82
4.4	Étude de reconstruction des $\gamma \rightarrow e^+e^-$	84
4.4.1	Description de l'algorithme de reconstruction	85
4.4.2	La sélection des γ convertis	86
4.4.3	Les résultats	88
4.5	Étude de reconstruction des π^+ du signal	92
Chapitre 5: Étude de la mesure du rapport d'embranchement de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$		97
5.1	Principe de reconstruction	98
5.2	Les échantillons étudiés	99
5.3	Les sources de bruit de fond	102

5.4	Sélection des événements de signal	103
5.5	Extraction du signal sur la simulation	123
5.6	Extraction du signal sur les données réelles	129
5.6.1	Comparaison entre les données réelles et les données simulées	130
5.6.2	Biais par surestimation des événements de signal	136
5.6.3	Mesure du rapport d'embranchement	138
	Conclusion	146
	Bibliographie	149

Liste des tableaux

I	Rapports d'embranchements mesurés $D \rightarrow \pi\pi$ à ce jour.	21
II	Les prédictions du rapport d'embranchement $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ pour divers modèles de désintégrations des D	26
III	Sections efficaces de production à l'énergie du centre de masse = $M(\Upsilon(4S))$ dans les collisions e^+e^-	33
IV	Propriétés du ICs dopé au Thallium	43
V	Efficacité de reconstruction des γ du signal	63
VI	Tableau des causes de pertes de γ du signal $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ à BaBar. $28,8 \pm 0,4$ % des γ du signal produits dans les événements $c\bar{c}$ ne sont pas reconstruits et $29,4 \pm 0,4$ % dans les événements $b\bar{b}$. . .	76
VII	Efficacité de reconstruction et impulsion moyenne transverse ($\langle p_t \rangle$) des π issus du $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$	92
VIII	Temps de vie des particules de la désintégration.	99
IX	Efficacité d'élimination des événements de bruit de fond à l'aide du dE/dx en fonction du type de particule pour $3,169 fb^{-1}$ de données simulées. La deuxième colonne montre le nombre de particules avant cette coupure pour donner une idée de la contamination du signal en fonction du type de particule.	114

X	Rapports d'embranchement implantés dans la simulation Monte Carlo	127
XI	Différence dans la distribution de l'impulsion du D^* (p_{D^*}) et $ \cos \theta_\pi $ entre les données simulées et les données réelles.	132
XII	Rapports d'embranchement de production de D^* selon PDG. . . .	133
XIII	Rapports d'embranchement de production du signal selon PDG. .	141

Liste des figures

1	Exemple de désintégrations en arbre avec transition Cabibbo-défavorisée $c \rightarrow d$. En haut:Désintégration de Type I ($D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$), en bas:Désintégration de type II ($D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$).	11
2	Octet de SU(3) des mésons pseudoscalaires formés des quarks u , d et s . En abscisse: I_z est la troisième composante d'isospin. En ordonnée, Y est l'hypercharge (somme du nombre baryonique et du nombre d'étrangeté).	13
3	Un exemple de diffusion additionnelle inélastique: Un diagramme de désintégration de type I (1) est modifié par la formation d'une résonance (2) qui se désintègre via l'interaction forte en des états finaux différents (3).	16
4	Image des anneaux du PEP-II et du point d'interaction. Le "HER", ou <i>High Energy Ring</i> porte les électrons alors que le "LER", ou <i>Low Energy Ring</i> porte les positrons. Le détecteur BaBar se trouve au point d'interaction des deux faisceaux.	30
5	Aperçu du détecteur BaBar. 1- Le <i>Silicon Vertex Tracker</i> . 2- La chambre à dérive. 3- Le DIRC. 4- Le calorimètre électromagnétique. 5- Le solénoïde. 6- Le IFR.	35
6	Coupe transversale du SVT.	37

7	Résolution mesurée [21] en fonction de l'angle d'incidence de la trace dans le SVT (un angle d'incidence de 0° correspond à un angle polaire de 90°).	37
8	Vue de côté de la DCH. Les dimensions sont en mm.	39
9	Vue de côté du EMC. Le EMC est composé d'une partie avant et d'un baril. Les dimensions sont en mm.	41
10	Résolution en énergie (FWHM/2,36) (a) et efficacité de détection des photons (b) en fonction de $\cos \theta$	44
11	Vue transversale du détecteur BaBar modélisé par <i>Bbsim</i>	49
12	dE/dx mesuré en fonction de l'impulsion dans le SVT pour e , μ , π , K et p . (issus de données réelles: $1,31 fb^{-1}$, BaBar janvier-mars 2000) . . .	58
13	Définition des variables de LAT.	60
14	Distribution de l'angle polaire (radians) pour des γ non-reconstruits (a) et reconstruits (b) (événements $c\bar{c}$). Les flèches indiquent les limites du EMC. On peut voir des pics importants dans la distribution à l'extérieur de l'acceptance du EMC pour les γ non-reconstruits.	65
15	Angle (radians) entre un γ du signal à l'intérieur de l'acceptance du EMC et l'amas chargé le plus proche (événement $c\bar{c}$). L'histogramme (a) est pour les γ non-reconstruits et l'histogramme (b) pour les γ reconstruits. Un pic apparaît à petit angle pour les photons non-reconstruits. On choisit 0,11 rad comme limite de non-reconstruction (flèche).	67

- 16 Rayon de conversion (cm) des γ du signal à l'intérieur de l'acceptance du EMC (événements $b\bar{b}$). On peut voir des pics aux endroits où le détecteur est le plus dense. La plupart des conversions sont créées à moins de 10 cm où se trouvent le tuyau du faisceau et les trois premières couches du SVT. On a ensuite des conversions aux 4^{ème} et 5^{ème} couches du SVT. Le tuyau de support du SVT convertit aussi un nombre important de photons. La dernière partie du détecteur qui a une longueur de radiation importante est le DIRC à 80 cm. 69
- 17 Distribution de l'énergie (GeV) (selon l'associateur vérité Monte Carlo) des γ non-reconstruits pour une raison autre que les causes 1-4 en (a) et reconstruits en (b) (événements $b\bar{b}$). On peut voir un pic important à très petite énergie pour les γ non-reconstruits. Nous choisirons comme limite de non-reconstruction 0,030 GeV. . 73
- 18 En haut, la distribution de $M_{\gamma\gamma}$ pour de vrais π^0 selon l'associateur par défaut de BaBar. En bas, la même distribution pour de vrais π^0 selon l'associateur modifié. La distribution gaussienne de $m_{\gamma\gamma}$ est retrouvée (événements $c\bar{c}$). 83
- 19 Rayon des vertex de désintégration des fausses combinaisons de traces (lignes pleines) et de vrais $\gamma \rightarrow e^+e^-$ (lignes pointillées) avant les autres coupures. Cette coupure est la plus efficace pour éliminer le bruit de fond. 89
- 20 Impulsion (GeV) pour des π^\pm générés par la simulation. Les pions sont issus d'événements $b\bar{b}$ et sont reconstruits en (a) et non-reconstruits en (b). Tous ces pions ont été générés à l'intérieur de l'acceptance géométrique du SVT. Les pions non-reconstruits ont une impulsion significativement plus faible. 94

- 21 Angle polaire (valeur générée par la simulation) pour des π^\pm du signal issus d'événements $c\bar{c}$. Les pions sont reconstruits en (a) et non-reconstruits en (b). Les flèches montrent les limites de l'acceptance géométrique de SVT. 95
- 22 Énergie des γ , en (a) le signal et en (b), le bruit de fond. Le signal a une énergie moyenne (878 MeV) significativement plus élevée que le bruit de fond (592 MeV). 105
- 23 Masse invariante des γ pour des événements génériques après les coupures 1, 2 et 4. Un signal clair apparaît à la masse nominale des π^0 , et on distingue clairement la forme asymétrique de la gaussienne du signal. Le bruit de fond est ajusté par un polynôme de degré 2 et le signal par une gaussienne asymétrique. L'endroit des coupures est indiqué par les flèches. L'ajustement nous donne une masse de $(135,1 \pm 0,1)$ MeV et une résolution de $(6,53 \pm 0,04)$ MeV pour des π^0 génériques (i.e. ne provenant pas du signal). . . 108
- 24 Masse invariante des γ issus de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. La distribution est ajustée avec une gaussienne asymétrique. L'ajustement donne une masse de $(135,3 \pm 0,3)$ MeV et une résolution de $(7,2 \pm 0,2)$. Les flèches indiquent l'endroit des coupures. 109
- 25 Impulsion des π^0 . En (a), le signal et en (b), le bruit de fond. La coupure se fait à 0,400 GeV (indiquée par la flèche). Le signal a une impulsion moyenne (1,714 GeV) plus élevée que celle du bruit de fond (1,242 GeV). 110
- 26 z_0 : la trace chargée reconstruite est en ligne pleine, l'extrapolation de la trace est en ligne pointillée. 112
- 27 Définition de θ_π 115

28	valeur absolue de $\cos \theta_\pi$, En (a), le signal et en (b), le bruit de fond. La coupure se fait à 0,8 (indiquée par la flèche).	116
29	$((M_{D^*} - M_{D^0}) - 145,42 \text{ MeV})$, En (a), le signal et en (b) le bruit de fond. La coupure se fait entre -2,5 MeV et 3,5 MeV (indiquée par les flèches).	118
30	Impulsion du D^* , En (a), le signal provenant de $b\bar{b}$ est en ligne pleine et le signal provenant de $c\bar{c}$ est en ligne pointillée; en (b), le bruit de fond. Le signal en $c\bar{c}$ a une impulsion beaucoup plus élevée qu'en $b\bar{b}$. La coupure se fait à 2,8 GeV (indiquée par la flèche).	119
31	$(E_{\pi^0 \text{ restante}}) / (E_{\pi^0 \text{ totale}})$, En (a), le signal et en (b), le bruit de fond. La coupure se fait à 60 % (indiquée par la flèche). Remarque: 3,3 % des entrées de bruit de fond et 15,4 % des entrées de signal n'apparaissent pas sur les figures parce qu'ils ont 0 GeV d'énergie restantes de π^0 et ils passeront donc automatiquement la coupure.	121
32	Masse invariante des π^0 après toutes les coupures pour la simulation (3,169 fb^{-1}).	124
33	Masse invariante des π^0 après toutes les coupures pour la simulation. En haut: les événements $b\bar{b}$, au centre: les événements $c\bar{c}$ et en bas: les événements uds	126
34	Ajustement de la masse invariante des π^0 (données simulées).	129
35	Masse invariante des π^0 pour les données réelles (sur-résonance) en haut et les données simulées en bas.	131

36	Masse invariante des π^0 pour le bruit de fond quand la désintégration de signal $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ est présente dans l'événement. Les flèches indiquent la région de signal.	137
37	Ajustement de la masse invariante des π^0 pour 8,481 fb^{-1} de données réelles.	140

Introduction

La physique du charme a connu un essor important depuis la découverte de la résonance J/ψ en 1974 [33][34]. On a supposé à l'époque que cette résonance était composée de l'état lié du quark charmé c et de son anti-particule, une particule prédite par le mécanisme de GIM (Glashow, Illiopoulos et Maiani [52]). Deux ans plus tard, les premiers mésons D, composés du quark c et d'un anti-quark u , d ou s , ont été observés [31][32]. La découverte de ces particules, qui portent explicitement le nombre quantique du charme et se désintègrent exclusivement en état non-charmé par interaction faible, a confirmé définitivement l'hypothèse du quark charmé et le mécanisme de GIM des générations de quarks.

Depuis cette époque, plusieurs avancées ont été faites dans la compréhension de la production, de la spectroscopie et des désintégrations des mésons D. En particulier, l'étude des mésons D a fortement contribué au développement des modèles de désintégrations faibles de quarks lourds [59]. Cependant, les progrès dans ce domaine sont limités à cause de l'intervention de l'interaction forte dans la désintégration faible des mésons, qui complique grandement les calculs des éléments de matrice de ces désintégrations. Ces écueils sont particulièrement pénibles à surmonter dans la formulation de modèles de désintégrations non-leptoniques des mésons.

C'est dans cette optique de développement de modèles théoriques de désintégrations des quarks lourds que le rapport d'embranchement de $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ tire son intérêt. C'est dans le but de contribuer à ce domaine que nous nous sommes penchés sur la possibilité de détection de cette désintégration à l'expérience BaBar. Dans le cadre d'un projet de maîtrise, le but de notre travail se limite à

étudier la faisabilité d'une telle mesure à l'expérience BaBar. Plus spécifiquement, nous essayerons de déterminer s'il nous sera possible d'améliorer la seule mesure précédente de ce rapport d'embranchement à l'expérience CLEO [15], qui donne la valeur $Br(D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = (8, 4 \pm 2, 2) \times 10^{-4}$. Puisque des données réelles n'ont été disponibles qu'au cours de la deuxième année de ce projet, notre travail est basé principalement sur des données simulées. Cependant, les données réelles ont aussi été étudiées en fin de projet.

Dans un premier temps, nous voulons démontrer comment la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ s'inscrit dans le développement de la phénoménologie des désintégrations faibles des quarks lourds. Nous présenterons d'abord le formalisme des désintégrations faibles des quarks dans le cadre fourni par le Modèle Standard et réduirons ensuite la discussion aux désintégrations non-leptoniques qui nous intéressent particulièrement. Cette section présente les difficultés rencontrées dans la formulation d'un modèle phénoménologique de ces désintégrations. La section suivante porte spécifiquement sur $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, et sur les éclaircissements que pourrait apporter la connaissance de ce rapport d'embranchement aux difficultés présentées précédemment. Ce chapitre se termine sur les prédictions théoriques des différents modèles phénoménologiques actuels qui ont traité de cette désintégration.

Le chapitre 2 est consacré à la présentation de l'appareillage expérimental qui nous est disponible à l'expérience BaBar pour réaliser l'observation de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. La discussion dans ce chapitre est orientée du point de vue de la détection et de la reconstruction de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Nous présentons tout d'abord le collisionneur e^+e^- de l'expérience BaBar, le PEP-II. Suit ensuite une présentation des différents sous-détecteurs du détecteur BaBar. L'emphase est mise alors sur la calorimètre électromagnétique, qui est le sous-détecteur le plus important pour la détection de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, puisqu'il sert à la reconstruction des π^0 de la désintégration étudiée.

Le chapitre 3 est consacré aux outils d'analyse qui ont été utilisés au cours

de ce projet. Nous présentons d'abord la simulation à BaBar. La reconstruction des particules est le sujet de la section suivante, dans laquelle nous insisterons sur la reconstruction des particules neutres. Ce chapitre se termine par la description des outils d'identification des particules à BaBar.

Lors du chapitre 4, nous étudions le comportement des particules du signal $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ dans le détecteur BaBar. Nous débutons par l'étude de la détection des γ issus de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et des π^+ ¹. Nous étudions aussi l'effet du bruit de fond dû au collisionneur sur notre analyse. Ces recherches nous ont fait prendre conscience de problèmes ou d'améliorations possibles à notre analyse qui sont traités dans les deux sections suivantes. De plus, ces études nous ont permis d'améliorer nos coupures de sélection dont l'exposé fait partie du chapitre suivant.

Le dernier chapitre de ce mémoire est consacré à l'étude du rapport d'embranchement $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Nous commençons par discuter du principe général de reconstruction de la désintégration et par une brève section sur les sources de bruit de fond de la désintégration étudiée. Pour éliminer ces sources de bruit de fond, nous avons développé une série de coupures. Après avoir sélectionné le signal avec ces coupures tout en rejetant le mieux possible le bruit de fond, nous avons ajusté les données dans le but de développer une méthode d'ajustement pour extraire le nombre d'événements observé. Nous étudions ensuite 8,481 fb^{-1} de données réelles. Par après, nous discutons qualitativement des sources d'erreurs systématiques de notre analyse. Ce chapitre se termine par l'extraction d'un rapport d'embranchement préliminaire de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ sur les données réelles.

En guise de conclusion, nous dressons un bilan du travail effectué et nous comparons les conditions de mesure du rapport d'embranchement $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ à BaBar et à CLEO. De plus, nous comparons notre résultats aux prédictions théoriques et nous discutons des améliorations et des prolongements possibles de

¹Nous exigeons dans notre analyse que le D^0 provienne d'un $D^*(2010)^+$ via $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$.

notre projet.

(**Note:** Tout au long de ce mémoire, les appellations D^0 , $D^*(2010)^+$ et π^+ font aussi référence aux particules conjuguées \bar{D}^0 , $D^*(2010)^-$ et π^- .)

Chapitre 1

Contexte théorique

1.1 Introduction

Historiquement, l'étude des désintégrations faibles a mené à une multitude de découvertes fondamentales en physique nucléaire et en physique des particules. Parmi celles-ci se trouvent la découverte des neutrinos, la violation CP dans les mésons K et la découverte des bosons W et Z [53]. Les désintégrations faibles ont aussi joué un rôle important dans la compréhension de l'interaction forte. Ainsi, l'étude de désintégrations faibles a contribué à la compréhension de la structure des nucléons, de leurs spins et parités et des propriétés chirales de l'interaction forte [53].

Cependant, tant et aussi longtemps que la physique connue était restreinte aux quarks u , d et s et leurs partenaires leptoniques, l'énergie en jeu était limitée et peu de canaux de désintégrations étaient ouverts aux mésons et baryons composés de ces quarks. Par conséquent, les progrès significatifs dans ce domaine sont récents et coïncident avec les découvertes des quarks c et b [33][34][35]. En effet, l'étude des mésons D et B (des états liés de quarks c et b respectivement et d'un anti-quark u , d ou s) qui sont les états liés les plus communs des quarks lourds, comporte plusieurs avantages par rapport au mésons de saveur u , d ou s :

- Une grande quantité de canaux sont ouverts aux désintégrations de ces mésons, ce qui implique une richesse en transition de saveur et en états de

spins inégale par l'analyse des mésons légers.

- Sous certaines circonstances, l'énergie en jeu dans la désintégration des mésons B et D est assez élevée pour effectuer un développement perturbatif des éléments de matrice apparaissant dans le Lagrangien effectif des désintégrations faibles des mésons lourds [23]. Ceci n'était jamais le cas avec les mésons de saveur u , d ou s .
- Une approximation utile est de considérer que l'état initial de ces désintégrations est composé d'une particule isolée, le quark lourd, celui-ci étant beaucoup plus énergétique que le quark léger, dit quark spectateur [3][53].

Malgré les découvertes des quarks c et b , les progrès dans la conception d'un modèle cohérent des désintégrations faibles non-leptoniques des quarks lourds demeurent modestes. En effet, certains aspects non-perturbatifs de la théorie de la chromodynamique quantique qui régit l'interaction forte sont toujours présents à l'échelle d'énergie des masses des quarks lourds (c et b) [36][53][59]. Encore aujourd'hui, il n'existe aucun modèle rigoureux des désintégrations faibles non-leptoniques des quarks lourds car la présence de l'interaction forte dans les désintégrations faibles n'est pas encore correctement modélisée. Il y a espoir toutefois que dans un avenir rapproché l'étude des mésons D et B nous donnera l'information la plus substantielle sur la physique de QCD (chromodynamique quantique) à longue distance avec les données de nouvelles expériences telles que BaBar, Belle et CLEO-III qui étudieront ces désintégrations avec une statistique jamais égalée auparavant. Nous tenterons de démontrer au cours de ce chapitre que l'étude de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ s'inscrit parfaitement bien dans la quête d'une compréhension globale des processus faibles des quarks lourds en états finaux non-leptoniques.

Dans ce chapitre, les désintégrations faibles des quarks dans le modèle standard seront tout d'abord introduites. Il sera discuté ensuite plus spécifiquement

des désintégrations non-leptoniques. Nous présenterons dans ce cadre une discussion phénoménologique des difficultés qui surviennent lors des calculs des amplitudes des désintégrations non-leptoniques des mésons lourds. La discussion sera restreinte par la suite au cas du méson D et de la voie que nous avons analysée, $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Nous traiterons alors de l'intérêt de la mesure du rapport d'embranchement de cette voie dans le cadre théorique qui aura été précédemment établi. Finalement, ce chapitre se terminera avec une succincte présentation des modèles qui ont abordé la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ et les prédictions de ces modèles seront présentées dans un tableau récapitulatif.

1.2 Désintégrations faibles non-leptoniques des quarks lourds

1.2.1 Désintégrations faibles des quarks dans le Modèle Standard

Les désintégrations faibles des quarks lourds sont gouvernées dans le Modèle Standard par le courant chargé transmis par les bosons vecteurs W^\pm , qui couplent les membres "haut" et "bas" des trois générations de quarks [38]:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

Des transitions sont permises entre les différentes générations de quarks. Ces transitions sont régies par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [27].

Chacune des entrées de cette matrice donne le couplage des champs des quarks aux différents saveurs:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

La matrice V_{CKM} peut être exprimée à l'aide de quatre paramètres réels: trois angles et une phase, qui constituent 4 des 18 paramètres du modèle standard. Puisque ce sont des paramètres de la théorie, les entrées de la matrice CKM doivent être déterminées par l'expérience. Voici un résumé de notre connaissance des éléments de V_{CKM} en 2000 [30]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.9742 \text{ à } 0.9757 & 0.219 \text{ à } 0.226 & 0.002 \text{ à } 0.005 \\ 0.219 \text{ à } 0.225 & 0.9734 \text{ à } 0.9749 & 0.037 \text{ à } 0.0043 \\ 0.004 \text{ à } 0.014 & 0.035 \text{ à } 0.043 & 0.9990 \text{ à } 0.9993 \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Une coup d'œil rapide à (1.2) nous indique que même si des transitions à des générations différentes sont permises, elles sont tout de même défavorisées. En effet, les éléments de la diagonale de la matrice sont proche de un, et les autres par conséquent beaucoup plus petits par unitarité de la matrice CKM¹. Une désintégration d'un quark à un quark de même génération est dite "Cabibbo-favorisée". Une désintégration à une autre génération de quark est dite "Cabibbo-défavorisée". La voie $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ est donc Cabibbo-défavorisée puisqu'elle implique la transition d'un quark c à un quark d (voir figure 1, diagramme du bas).

Les désintégrations des hadrons peuvent résulter en leptons dans les états finaux (désintégrations leptoniques), en leptons et hadrons (désintégrations semi-leptoniques) ou hadrons seulement (désintégrations non-leptoniques). Du point de vue de la compréhension des désintégrations non-leptoniques, les deux premiers types tirent leur intérêt du fait qu'ils souffrent moins des incertitudes théoriques dues à l'interaction forte dans les états finaux, qu'on appelle incertitudes hadroniques. Ces désintégrations ont permis de déterminer les facteurs de forme des hadrons initiaux qui décrivent la structure interne des hadrons. Ceux-ci sont difficiles à calculer par la théorie QCD parce qu'ils impliquent la présence de

¹La matrice CKM doit être unitaire puisqu'elle relie les états propres de masse aux états propres de saveur des quarks. La norme de ces deux états doit être conservée lors de la transformation.

l'interaction forte à basse énergie (où la production de gluons mous et de paires de quarks augmente), ce qui demande des calculs non-perturbatifs. La connaissance de ces facteurs de forme est ensuite appliquée à l'étude des désintégrations non-leptoniques, qui possèdent quant à eux beaucoup d'incertitudes hadroniques.

1.2.2 Les désintégrations non-leptoniques

Dans les désintégrations non-leptoniques, la présence de l'interaction forte lors de désintégrations faibles est très importante et il est impossible d'approximer l'interaction forte comme négligeable dans la conception d'un modèle rigoureux de désintégrations des mésons [9][56]. Tel qu'il a été mentionné en introduction, les mésons lourds sont assez énergétiques pour pouvoir utiliser dans certains cas des approximations perturbatives sur le comportement des quarks de valence². Cependant, des effets à longue distance de QCD sont non-négligeables et compliquent grandement la vie des théoriciens; citons ici Berthold Stech [53], phénoménologue des quarks lourds, pour mieux illustrer la situation dans laquelle les théoriciens se trouvent:

One is in a situation doctors are used to: to find even a qualitative explanation for the “symptoms” one needs experience from large data samples and intuition as well.

Probablement à la grande satisfaction de M. Stech, de nombreuses expériences ont accumulé une quantité considérable de données sur les mésons D et B. On peut citer les expériences Argus, MarkIII, CLEO, CDF et les expériences du LEP parmi les plus importantes. Le cumul de ces données permet de contraindre de plus en plus les paramètres des modèles théoriques des désintégrations des

²QCD prédit que les mésons sont composés de 2 principaux types de quarks, les *quarks de valence* et d'un ensemble de gluons et de quarks qui se créent et s'annihilent continuellement qu'on appelle la *mer de quarks*.

mésos lourds.

Le Lagrangien effectif de QCD à courte distance

Le Lagrangien effectif à courte distance décrit la désintégration des quarks lourds en états finaux hadroniques [53]:

$$L_{eff} = \frac{G_f}{\sqrt{2}} \{ C_1(\mu)(\bar{u}d')(\bar{s}'c) + C_2(\mu)(\bar{s}'d')(\bar{u}c) + \text{termes} \quad (1.3)$$

correspondant aux diagrammes de pingouins + h.c.},

où G_f est la constante de Fermi, $C_1(\mu)$ et $C_2(\mu)$ sont des paramètres dépendant de l'échelle d'énergie μ de la désintégration et *h.c.* signifie "hermitien conjugué". Les diagrammes de pingouins sont des diagrammes de Feynmann dans lesquels le W^\pm de la désintégration du quark lourd est réabsorbé sur la même ligne de quark, et où sa réabsorption constitue la seule boucle fermée du diagramme de la désintégration faible. Ce sont des diagrammes généralement négligeables dans les désintégrations des quarks lourds (pour plus de détails, voir [24]). s' et d' sont les états propres de masse des quarks s et d :

$$\begin{aligned} |d' \rangle &= \cos \theta_c |d \rangle + \sin \theta_c |s \rangle \\ |s' \rangle &= \cos \theta_c |s \rangle - \sin \theta_c |d \rangle, \end{aligned}$$

où θ_c est l'angle de Cabibbo. Les coefficients $C_1(\mu)$ et $C_2(\mu)$ sont calculables par des techniques perturbatives de QCD. À l'énergie correspondant à la masse du quark c ($\mu \simeq 1,5$ GeV):

$$C_1(\mu) \simeq 1,24 \quad C_2(\mu) \simeq -0,47. \quad (1.4)$$

Un courant effectif chargé vient du terme multipliant C_1 , i.e. les diagrammes de ces termes auront des états finaux chargés (en négligeant l'interaction dans les états finaux, voir section suivante), alors qu'un courant effectif neutre est décrit par le terme multipliant C_2 (états finaux neutres) [58]. On appelle les

désintégrations régies par les termes multipliant C_1 : “type I”, et celles régies par les termes multipliant C_2 : “type II” [58]. Les diagrammes en arbre sont les diagrammes dominants pour ces deux types. La figure 1 montre les diagrammes en arbre pour la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (type I) et $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ (type II).

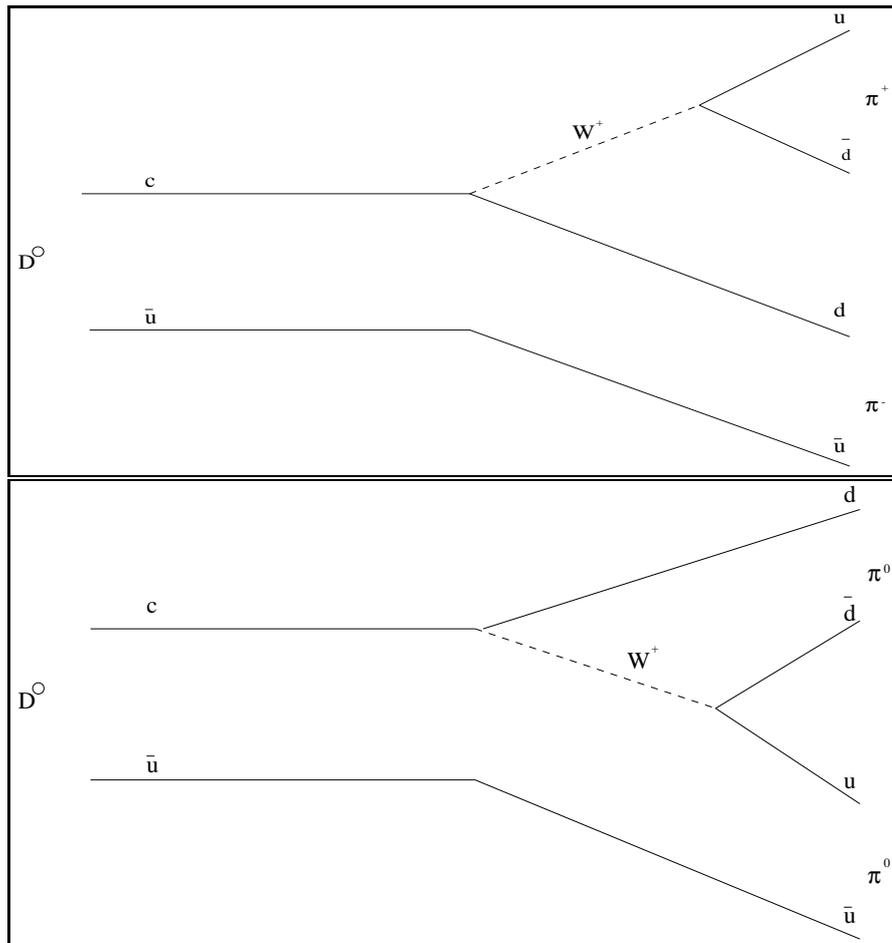


Figure 1. Exemple de désintégrations en arbre avec transition Cabibbo-défavorisée $c \rightarrow d$. En haut: Désintégration de Type I ($D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$), en bas: Désintégration de type II ($D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$).

Les quarks portent des nombres quantiques de couleur qui sont à l’interaction forte ce qu’est la charge électrique à l’interaction électromagnétique. Les W^\pm et les hadrons, quant à eux, ne portent pas de couleurs. On dira que ce sont des singlets de couleur. Par conséquent, dans la figure 1, les mésons π^\pm du

diagramme de $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ auront toujours un nombre quantique de couleur nul puisque le W^+ se désintègre en π^+ , et le π^- a les mêmes nombres quantiques de couleur que le méson initial. Par contre, le W^+ du diagramme de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, ne devrait se désintégrer qu'une fois sur trois dans la combinaison adéquate de couleur dans laquelle chacun des π^0 dans les états finaux demeurent singulets de couleur (puisque les quarks peuvent porter trois couleurs différentes). Ceci devrait réduire l'amplitude du diagramme du bas de la figure 1 par un facteur $1/3$ environ³ par rapport au diagramme du haut. C'est ce qu'on retrouve approximativement dans les rapport des coefficients C_1 et C_2 à la masse du quark c . Ce phénomène est appelé *réduction due à l'effet de couleur*.

Calcul des amplitudes de désintégration

On peut calculer les amplitudes des désintégrations des mésons lourds à l'aide du Lagrangien effectif introduit à l'équation 1.3. Ce calcul est par contre parsemé d'embûches qui seront décrites ici. La compréhension de ces difficultés est importante pour saisir les enjeux de l'étude de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

1. **Calculs des éléments de matrice:** Le Lagrangien effectif contient des éléments de matrice hadroniques dont le calcul requiert des méthodes non-perturbatives. Des approximations doivent être faites, comme la méthode de factorisation utilisée par le modèle BSW [58], qui sera très brièvement décrite à la section 1.3.3.
2. **La brisure de symétrie $SU(3)$:** Historiquement, on a regroupé les baryons et mésons des quarks u , d et s dans des multiplets d'isospin [18] (voir figure 2).

³Ce facteur est approximatif parce que même à haute énergie, des échanges de gluons peuvent réduire la couleur des quarks des états finaux. La situation réelle est donc plus compliquée.

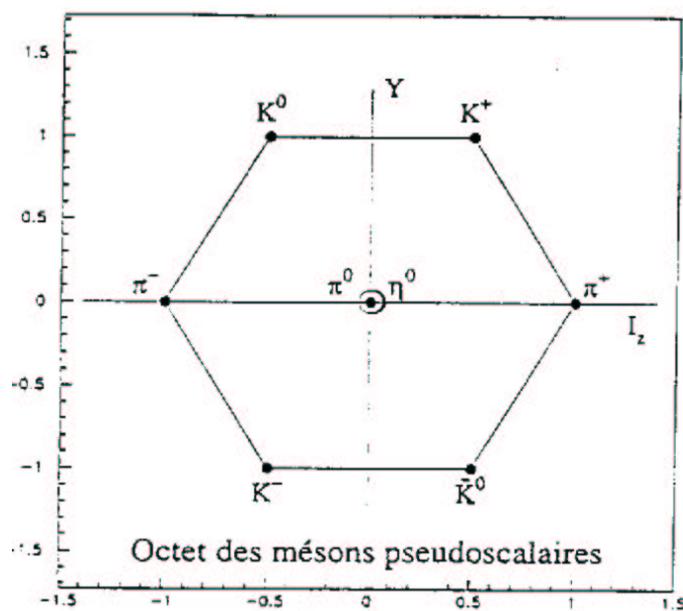


Figure 2. Octet de $SU(3)$ des mésons pseudoscalaires formés des quarks u , d et s . En abscisse: I_z est la troisième composante d'isospin. En ordonnée, Y est l'hypercharge (somme du nombre baryonique et du nombre d'étrangeté).

Les multiplets d'isospin font alors partie du groupe $SU(3)$ [54]. Si la symétrie $SU(3)$ était respectée, les caractéristiques des mésons d'un même multiplet, comme la masse ou le facteur de forme, seraient identiques. Dans la nature, la symétrie $SU(3)$ est brisée [18]. Un exemple de brisure de $SU(3)$ est la valeur différente des masses des mésons π et K . Supposer la symétrie $SU(3)$ en utilisant des facteurs de forme identiques pour les mésons dans les états finaux est une approximation efficace lors des calculs des amplitudes de désintégrations, et elle est utilisée parfois. Cependant, un modèle complet des désintégrations des quarks doit tenir compte des brisures de $SU(3)$.

3. **Interactions dans les états finaux:** Un modèle rigoureux des désintégrations faibles des mésons lourds doit considérer le fait que des gluons et des quarks venant de la mer de quarks peuvent interagir “fortement” avec les quarks de valence dans les états finaux. Ils peuvent ainsi changer les nombres quantiques des quarks finaux, parfois même leur saveur. Ces interactions, abrégées FSI (*Final State Interactions*), peuvent conséquemment altérer considérablement les amplitudes de désintégration naïvement calculées à partir du Lagrangien effectif seulement. Étant donné l'importance qu'ont ces corrections dans les mésons D , le sujet sera approfondi dans la prochaine section.

Interactions dans les états finaux

Les interactions dans les états finaux sont la conséquence de l'action de l'interaction forte au travers d'une désintégration faible [10][56]. Ces FSI se divisent en deux catégories:

- Les processus de diffusion additionnelle élastique
- Les processus de diffusion additionnelle inélastique

Les effets sur les états finaux de ces deux types de FSI sont différents. Les interactions inélastiques modifient la saveur des particules avec lesquelles elles interagissent, alors que les interactions élastiques se contentent d'altérer la phase complexe des amplitudes de désintégration. Concrètement, la phase de l'amplitude de la désintégration qui subit la FSI élastique devient égale à la phase du processus de diffusion additionnelle [60].

Les processus de diffusion additionnelle inélastique sont dus à des résonances⁴ qui sont momentanément créées entre l'état initial et les états finaux [61]. La figure 3 montre un exemple de FSI inélastique. On y voit que les états finaux du diagramme en arbre réagissent fortement pour créer une résonance qui se désintégrera dans une voie de désintégration qui lui est propre. La norme de l'amplitude de désintégration est donc directement transformée par l'existence de cette résonance intermédiaire qui change les états finaux en une autre voie. Les résonances $f_0(980)$ et $f_0(1370)$ ont été identifiées comme susceptibles d'agir dans la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ [11][20].

Les FSI élastiques sont quant à eux dominées par des échanges de gluons mous dans les états finaux. Ce phénomène peut entre autres éliminer partiellement la réduction de couleur en changeant la couleur des quarks dans les désintégrations de type II.

Malheureusement, les interactions dans les états finaux sont très mal connues. Leurs effets doivent être calculés par la théorie QCD à longue distance. En bref, il n'existe aucun calcul fiable de ces diffusions additionnelles, et pour inclure leurs effets dans un calcul d'amplitude, les théoriciens doivent étudier les canaux cas par cas et juger qualitativement du comportement qui s'ensuivra.

⁴Des états liés $q\bar{q}'$ au temps de vie très court ($\simeq 10^{-23}$ s) et qui se désintègrent via l'interaction forte.

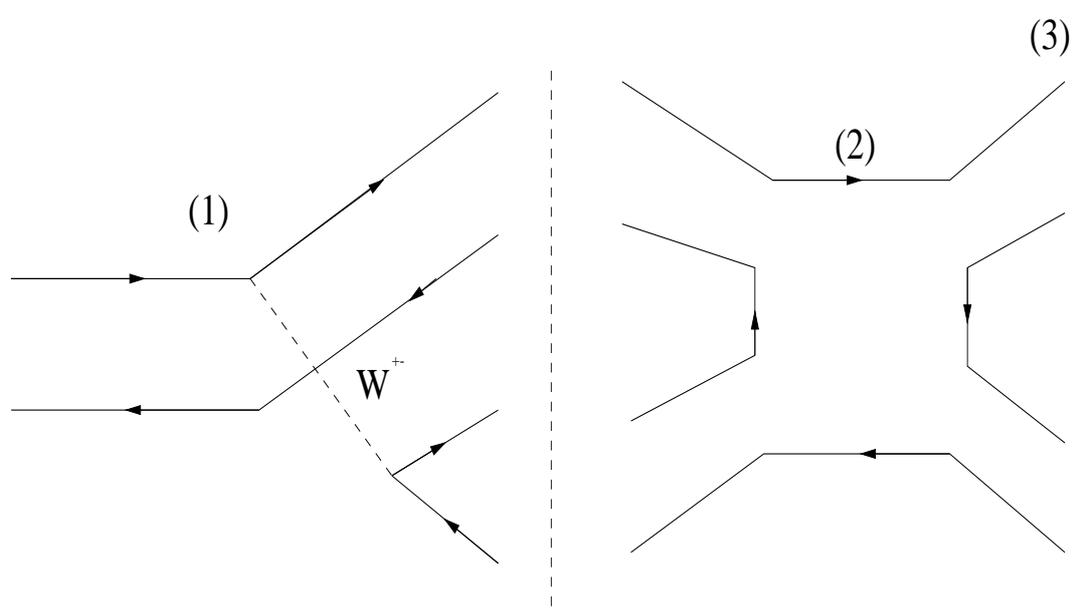


Figure 3. **Un exemple de diffusion supplémentaire inélastique:** Un diagramme de désintégration de type I (1) est modifié par la formation d'une résonance (2) qui se désintègre via l'interaction forte en des états finaux différents (3).

1.2.3 La décomposition en amplitudes d'isospin et l'analyse en isospin

Nous terminons cette section en parlant de la décomposition d'un système de canaux⁵ en amplitudes d'isospin, concept utile pour la suite de la discussion.

Des états finaux d'une désintégration peuvent se décomposer en états d'isospin définis. Prenons le cas des canaux $D \rightarrow \pi\pi$. Un pion a un isospin total $I = 1$, donc, par l'algèbre d'addition des moments angulaires, le système $\pi\pi$ doit avoir $I = 0, 1$ ou 2 . Or, la fonction d'onde totale d'un système de deux mésons est donnée par:

$$\psi(\text{total}) = \phi(\text{espace})\alpha(\text{spin})\chi(\text{isospin}). \quad (1.5)$$

Dans ces canaux, le système $\pi\pi$ est connu comme étant dans un état "s-wave", i.e. de moment angulaire orbital $l = 0$ [44]. Puisque les pions font partie du même triplet d'isospin, on utilise l'approximation que les pions π^+ , π^- et π^0 sont des particules identiques⁶. Ainsi, sous l'échange de 2 particules identiques, la fonction d'onde d'espace reçoit le facteur de phase $(-1)^l$. Par conséquent, la fonction d'onde d'espace du système à deux pions sera symétrique. De plus, le spin intrinsèque d'un pion étant 0, la fonction d'onde de spin du système à deux pions sera symétrique sous l'échange de deux particules. Le fait que le système $\pi\pi$ ait un spin intrinsèque total nul entraîne qu'il obéit à la statistique de Bose-Einstein. Sa fonction d'onde totale sera donc symétrique. Puisque la symétrie de la partie isospin de la fonction d'onde est $(-1)^I$ similairement au moment angulaire orbital, l'état d'isospin $I = 1$ doit être défendu et seuls les états $I = 0$ et $I = 2$ sont disponibles pour respecter la symétrie de la fonction d'onde totale.

⁵Par système de canaux, nous entendons tous les canaux de désintégration de la forme $D \rightarrow \pi\pi$, par exemple.

⁶Au niveau des mésons, la seule différence entre ces particules est l'interaction Coulombienne.

Le système $\pi\pi$ est composé des trois canaux⁷:

$$\begin{aligned} D^0 &\rightarrow \pi^+\pi^- \\ D^0 &\rightarrow \pi^0\pi^0 \\ D^+ &\rightarrow \pi^+\pi^0. \end{aligned} \tag{1.6}$$

Les canaux $D^0 \rightarrow \pi\pi$ pourront s'exprimer en fonction des deux amplitudes complexes d'isospin A_2 et A_0 pour des états d'isospin total $I = 2$ et $I = 0$ respectivement. Puisque la troisième composante d'isospin est $I_z = 1$ pour le π^+ et $I_z = 0$ pour le π^0 , seul l'état d'isospin 2 est accessible à la voie $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, où l'état final a $I = 2$, $I_z = 1$, par conservation de la troisième composante en z d'isospin. À partir de ces données, il est possible d'exprimer les amplitudes de désintégration A^{+-} , A^{00} et A^{+0} des canaux $\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ et $\pi^+\pi^0$ respectivement en terme des amplitudes d'isospin A_2 et A_0 à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan de la façon suivante [39]:

$$\begin{aligned} A^{+-} &= \sqrt{\frac{2}{3}}A_0 + \sqrt{\frac{1}{3}}A_2 \\ A^{00} &= \sqrt{\frac{1}{3}}A_0 - \sqrt{\frac{2}{3}}A_2 \\ A^{+0} &= \sqrt{\frac{3}{2}}A_2. \end{aligned} \tag{1.7}$$

La connaissance des largeurs des trois canaux nous permet de connaître les amplitudes A_0 et A_2 et ainsi d'effectuer une *analyse en isospin*. De cette analyse, il est possible d'extraire deux quantités d'intérêt [15], le rapport des amplitudes $|A_2/A_0|^2$ et $\cos(\delta_0 - \delta_2)$, où les δ sont les phases des amplitudes complexes A_0 et A_2 :

$$\left| \frac{A_2}{A_0} \right|^2 = \frac{\Gamma_{+0}}{\frac{3}{2}(\Gamma_{00} + \Gamma_{+-}) - \Gamma_{+0}}, \tag{1.8}$$

⁷On néglige la violation CP ici en ne considérant que les désintégrations $D \rightarrow \pi\pi$ et en supposant que les résultats de l'analyse d'isospin seront valables pour les désintégrations CP conjugués des mésons $\bar{D} \rightarrow \pi\pi$.

$$\cos(\delta_0 - \delta_2) = \frac{3\Gamma_{+-} - 6\Gamma_{00} + 2\Gamma_{+0}}{4(2\Gamma_{+0})^{\frac{1}{2}}[\frac{3}{2}(\Gamma_{00} + \Gamma_{+-}) - \Gamma_{+0}]^{\frac{1}{2}}}, \quad (1.9)$$

où Γ_{+-} , Γ_{00} et Γ_{+0} correspondent aux largeurs de $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ et $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^0$ respectivement.

On a observé depuis longtemps que les états d'isospin $I = 0$ étaient favorisés dans les états finaux des désintégrations des mésons $K \rightarrow \pi\pi$, i.e. qu'on mesurait un petit rapport $|A_2/A_0|^2$ dans ce système (voir [17]). Cette observation a donné naissance à la fameuse loi $|\Delta I| = 1/2$ dans ce système des mésons K, basée uniquement sur des données empiriques et qui n'a jamais été expliquée théoriquement de façon satisfaisante. Il serait intéressant de voir si cette loi s'applique aux mésons D (voir section 1.3.2) en mesurant $|A_2/A_0|^2$ dans le système $\pi\pi$. Cet exercice requiert une mesure précise du rapport d'embranchement $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

La différence de phase $\delta_0 - \delta_2$ donne une indication de l'importance des diffusions additionnelles élastiques dans les désintégrations [10]. En effet, puisque l'interaction forte conserve l'isospin, les FSI vont agir exclusivement sur un des deux états d'isospin du système $\pi\pi$. En particulier, comme il a été mentionné dans la partie précédente sur les FSI, les FSI élastiques ont pour conséquence de rendre la phase de l'amplitude qui subit la FSI (l'amplitude d'isospin) égale à la phase du processus de rediffusion. Ainsi, de grandes différences de phase entre les amplitudes A_0 et A_2 seront signe qu'une des deux amplitudes d'isospin a subi une diffusion additionnelle élastique.

1.3 Les désintégrations des mésons D et la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$

1.3.1 Introduction

L'étude des mésons D est particulièrement intéressante pour la compréhension des désintégrations faibles hadroniques des quarks, et en particulier pour l'amé-

lioration des calculs de QCD à longue distance. En effet, le couplage faible du quark charmé est (théoriquement) déterminé par le modèle standard à trois générations de quarks. Par conséquent, la principale inconnue lors des calculs des désintégrations faibles des quarks c est l'interaction forte qui agit entre les quarks constituant la désintégration. De plus, la masse du quark c a l'avantage d'être à la limite du régime perturbatif et non-perturbatif de QCD, ce qui a pour conséquence d'ouvrir l'accès à des régions d'énergie où quelques aspects de QCD perturbatifs sont applicables, ce qui rend l'étude des calculs non-perturbatifs encore inconnus plus aisés [59].

Plus particulièrement, les mésons D se situent dans une région en énergie abondamment peuplée de résonances. Conséquemment, les mésons D sont très susceptibles aux FSI inélastiques. Les mésons D sont donc un laboratoire privilégié pour l'étude d'une des manifestations de l'interaction forte les plus mal comprises actuellement dans les calculs des désintégrations faibles des quarks.

Les prédictions théoriques des désintégrations non-leptoniques des mésons D sont toujours ardues actuellement étant donné notre manque de connaissance des effets de l'interaction forte à basse énergie. Cependant, la grande quantité de données aujourd'hui accessible aux théoriciens permet d'espérer que les effets de l'interaction forte au travers des désintégrations faibles des quarks soient mieux comprises dans un futur rapproché. Cette connaissance pourrait entre autres être appliquée au système des mésons B et permettre de mieux contrôler les incertitudes hadroniques dans l'extraction des asymétries dues à la violation CP dans ce système.

Cette section se concentrera sur la discussion des canaux $\pi\pi$ et en particulier de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Nous commencerons par discuter des résultats expérimentaux obtenus dans la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ et les canaux parents $D \rightarrow \pi\pi$ à ce jour et de la pertinence de la mesure du rapport d'embranchement de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ dans le cadre qui a été précédemment introduit. Cette section se terminera par

la présentation d'un résumé des modèles des désintégrations des mésons lourds qui ont traité la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

1.3.2 Les canaux $D \rightarrow \pi\pi$

Les résultats à ce jour

Tous les rapports d'embranchement des désintégrations des mésons D en deux pions ont déjà été mesurés. Ces résultats sont résumés dans le tableau I [30].

Canaux	Rapport d'embranchement
$D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	$(8,4 \pm 2,2) \times 10^{-4}$
$D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$(1,53 \pm 0,09) \times 10^{-3}$
$D^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$	$(2,5 \pm 0,7) \times 10^{-3}$

Tableau I. Rapports d'embranchements mesurés $D \rightarrow \pi\pi$ à ce jour.

Parce que la voie $\pi^+\pi^-$ est composée uniquement de particules chargées, elle est beaucoup mieux mesurée que les voies contenant un π^0 . Un total de 781 événements de cette voie ont été observés dans des expériences à basse énergie : E691 [14], ARGUS [13] et CLEO [15]. Les canaux $\pi^0\pi^0$ et $\pi^+\pi^0$ n'ont été observés qu'à l'expérience CLEO, pour la première et seule fois au début des années 90 [15].

Nous présenterons dans cette section les analyses théoriques qui ont été faites jusqu'à ce jour sur les désintégrations $D \rightarrow \pi\pi$. Nous mettrons l'emphasis sur le fait que la mesure du rapport d'embranchement $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ n'est pas très précise. Seulement 40 événements ont été observés. Nous espérons, avec la

haute luminosité à BaBar, observer un plus grand nombre d'événements et ainsi améliorer la précision de la mesure de $Br(D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$ dans le but qu'une analyse phénoménologique plus fiable des données s'ensuive.

Le fait que les désintégrations des mésons D soient si mal connues ne nous permet pas d'affirmer si le résultat de CLEO est correct ou non. Il n'y a pas de modèle solide à infirmer. Les modèles actuels sont assez souples pour pouvoir inclure de nouvelles données qu'il ne prévoyaient pas. Par conséquent, l'intérêt des mesures des désintégrations faibles des mésons D réside actuellement plus dans la construction d'un modèle théorique que dans l'examen d'une théorie déjà établie.

L'intérêt théorique de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$

Après avoir fait une brève revue des concepts sur les désintégrations des mésons lourds, il est maintenant possible de s'attaquer au vif du sujet, soit l'intérêt théorique de la mesure du rapport d'embranchement de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. La désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ est pertinente pour quatre principales raisons:

1. **Compréhension des FSI élastiques dans les mésons D:** La valeur du rapport d'embranchement mesuré à CLEO indique une absence de réduction due à l'effet de couleur dans $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ par rapport à $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Ceci est contraire à ce dont on devrait s'attendre naïvement étant donné que $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ est une désintégration de type II (voir section 1.2.2). La valeur de $\delta = \delta_0 - \delta_2$ mesurée à CLEO laisse croire que cette absence de réduction due à l'effet de couleur est due aux FSI élastiques. En effet, leur valeur:

$$\delta_0 - \delta_2 \simeq 82^\circ$$

est compatible avec un déphasage de près de $\pi/2$. Physiquement, ceci voudrait dire que les gluons mous seraient assez nombreux pour changer les

couleurs des quarks dans les états finaux et éliminer ainsi la réduction due à l'effet de couleur. Cette observation est en accord avec le système Cabibbo-favorisé $\bar{K}\pi$ dans lequel $Br(D^0 \rightarrow \bar{K}^0\pi^0)/Br(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) \simeq 0,5$, du même ordre que $Br(D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)/Br(D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$. Ceci semble confirmer que le rôle des gluons mous dans la physique du D est plus importante qu'on l'aurait cru aux débuts de l'existence de ce domaine [9]. Reste à vérifier ces hypothèses avec des données plus précises dans le système $\pi\pi$.

2. **Compréhension des FSI inélastiques:** Le système $\pi\pi$ est particulièrement intéressant dans l'étude des diffusions additionnelles inélastiques. Les résonances $f_0(980)$ et $f_0(1370)$ ont été identifiées comme pouvant jouer un rôle dans les systèmes $\pi\pi$ et $\bar{K}K$ en les couplant les uns aux autres. Le travail de Kamal et Pham [46] indique que ces deux résonances auraient tendance à favoriser l'amplitude des canaux du système $\bar{K}K$ au détriment des amplitudes du système $\pi\pi$ qui diminueraient. Encore une fois, des données plus précises pourraient confirmer ou infirmer cette hypothèse.
3. **Vérification de la loi $|\Delta I| = 1/2$ dans les D:** La fameuse loi $|\Delta I| = 1/2$ dans le système des kaons n'a jamais été comprise de façon satisfaisante [17]. Cette loi favorise des transitions d'isospin $|\Delta I| = 1/2$, i.e. de l'état d'isospin $1/2$ du D^0 à l'état d'isospin $I = 0$ des $\pi\pi$, plutôt qu'à l'état $I = 2$ par exemple, qui demande $|\Delta I| = 3/2$. La valeur mesurée à CLEO:

$$\left| \frac{A_2}{A_0} \right| \simeq 0.72$$

est en désaccord avec cette loi. La vérification de la loi dans les mésons D pourrait éventuellement éclaircir l'origine de cette loi dans les mésons K.

4. **Comparaison avec les $B \rightarrow \pi\pi$:** La façon reconnue comme la plus facile de mesurer l'angle α du triangle unitaire de la matrice CKM est la mesure de la voie $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Michael Gronau et David London [22] ont montré qu'on pouvait supprimer les incertitudes hadroniques reliées à l'extraction

des asymétries CP par l'analyse d'isospin du système $B \rightarrow \pi\pi$ qui nécessite une mesure de la voie $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Les prédictions théoriques de ce rapport d'embranchement sont actuellement [25]:

$$Br(B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) \lesssim 3 \times 10^{-7},$$

la mesure d'un tel rapport d'embranchement semble impossible même après plusieurs années de fonctionnement des expériences BaBar ou BELLE. La mesure de CLEO de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ donne à espérer que l'absence de réduction de couleur hypothétiquement due aux diffusions additionnelles élastiques dans les D s'appliquera (au moins en partie) aux mésons B [3]. On peut quand même s'attendre à ce que les gluons mous soient moins actifs dans les B puisque la constante de couplage de l'interaction forte aura diminué à une telle énergie.

1.3.3 Un résumé des modèles théoriques

Nous terminons le chapitre théorique de ce mémoire en esquisant un bref résumé des modèles théoriques des désintégrations des mésons lourds qui ont inclus la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ dans leur champ d'intérêt. Ce chapitre se conclura par un tableau récapitulatif des modèles et des prédictions du rapport d'embranchement pour notre voie d'étude.

1. *Le modèle BSW* [58]: Ce modèle a été introduit par Bauer, Stech et Wirbel à la fin des années 80. Il s'agit du modèle le plus populaire de désintégration des mésons lourds en états finaux hadroniques. Il utilise la méthode de factorisation pour le calcul des éléments de matrice du Lagrangien effectif (1.4). L'approximation de factorisation consiste à considérer seulement les parties asymptotiques des champs des mésons dans les calculs des éléments de matrice hadroniques. Des brisures de symétrie SU(3) sont prises en compte dans les expressions des masses et des facteurs de forme. Ce modèle néglige

la contribution des diagrammes de pingouins. La principale faiblesse de ce modèle est qu'il ne tient pas compte de façon naturelle des FSI inélastiques. Ils doivent être étudiées voie par voie, ce que ces auteurs n'ont pas fait spécifiquement pour les canaux $D \rightarrow \pi\pi$.

2. *Czarnecki, Bauer et Xu* [60]: Ces auteurs ont utilisés le modèle BSW pour étudier les voies $\pi\pi$ et $\bar{K}K$ en introduisant les contributions des FSI inélastiques dans leur travail.
3. *Buccella et al.* [20]: Ces auteurs ont aussi utilisé le modèle BSW pour l'appliquer à une grande quantité de désintégrations des mésons D, mais en simplifiant le comportement des résonances responsables des diffusions additionnelles inélastiques par rapport à *Czarnecki et al.* [60].
4. *La méthode diagrammaticale* [10][11][12]: Cette méthode introduite par Chau et Cheng ne constitue pas un modèle. Elle considère différents paramètres théoriques laissés libres dans les amplitudes des diagrammes de Feynmann contribuant à l'amplitude de désintégration (d'où le nom "diagrammaticale") et tente d'ajuster les données expérimentales. Cette méthode permet de contraindre les paramètres théoriques libres des désintégrations faibles des quarks. Nous incluons cette méthode dans notre liste de modèles parce qu'elle permet de mieux saisir la physique en jeu dans les désintégrations non-leptoniques des D (quantité de brisure de SU(3), contribution des FSI, contribution des diagramme de pingouin, etc). Cette méthode a été beaucoup étudiée et constitue avec le modèle BSW, à notre avis, la principale contribution au domaine des désintégrations non-leptoniques des D. Cette méthode n'est tout de même pas parfaite et sa principale faiblesse [61] est de ne pas différencier les contributions des FSI dans les différents diagrammes d'une même désintégration.
5. *QCD perturbatif* [57]: B.F.L. Ward a utilisé des méthodes perturbatives de QCD dans l'approximation $m_D \rightarrow \infty$ à l'aide de l'expansion de Lepage-

Brodsky [8]. L’auteur néglige les interactions dans les états finaux qui nécessitent un traitement non-perturbatif, mais inclut comme dans le modèle BSW des brisures de SU(3).

Le tableau II résume les prédictions du rapport d’embranchement de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Dans la colonne “Prédictions”, l’expression “ajusté” est utilisée pour la méthode diagrammaticale (diag.), qui se contentent d’essayer d’ajuster des paramètres théoriques à l’aide des données expérimentales. Les colonnes “FSI élast.” et “FSI inélast.” indiquent si la méthode utilisée comprend les corrections dues aux diffusions additionnelles élastiques et inélastiques. Toutes les méthodes qui sont mentionnées prennent en considération à leur façon des brisures de SU(3). En guise de comparaison, la mesure expérimentale de CLEO est

$$Br(D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)_{CLEO} = (8.4 \pm 2.2) \times 10^{-4}.$$

Auteurs	Méthode	Année	FSI élast.	FSI inélast.	Prédictions
Bauer <i>et al.</i> [58]	BSW	1987	non	non	$\simeq 3,3 \times 10^{-4}$
Czarnecki <i>et al.</i> [60]	BSW	1992	oui	oui	$(6,7 \pm 1.2) \times 10^{-4}$
Buccella <i>et al.</i> [20]	BSW	1994	oui	oui	$\simeq 1,16 \times 10^{-3}$
Chau-Cheng [10][11][12]	Diag.	1992	oui	non	“ajusté”
Ward [57]	Perturb.	1993	non	non	$\simeq 6,5 \times 10^{-3}$

Tableau II. Les prédictions du rapport d’embranchement $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ pour divers modèles de désintégrations des D

Malgré le fait que les modèles utilisés soient assez grossiers (aux dires même des auteurs qui les construisent), les prédictions pour la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ sont du même ordre de grandeur que la valeur expérimentale. Il est à mentionner que ces modèles ont tous pris en compte les données de CLEO, excepté

Bauer *et al.*, et ont fait varier les paramètres libres de leur modèle pour s'ajuster aux données. Il sera donc très intéressant de mener à terme une mesure plus précise du rapport d'embranchement de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ pour contraindre encore plus les paramètres des modèles des désintégrations des mésons lourds. Dans ce but, nous discuterons au prochain chapitre de l'appareillage expérimental à notre disposition à l'expérience BaBar pour mener à bien une telle mesure.

Chapitre 2

Contexte expérimental

2.1 Introduction

Notre étude du rapport d'embranchement de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ a été menée dans le cadre de l'expérience BaBar qui a pour centre d'activité le SLAC en Californie.

Le but premier de l'expérience BaBar est la mesure systématique des asymétries CP dans les désintégrations des mésons B. La violation CP n'est cependant pas le seul sujet d'analyse possible dans le cadre de cette expérience; l'appareillage expérimental de BaBar est aussi parfaitement propice à l'étude de sujets tels que la physique du tau et la physique du quark c pour ne nommer que ceux-là.

La versatilité de cette expérience est due d'une part à la grande luminosité qui peut être atteinte par le PEP-II, le collisionneur de BaBar, qui permet d'étudier des sujets déjà abordés auparavant avec une statistique inégalée. D'autre part, le détecteur BaBar est conçu pour détecter une grande variété de particules avec une excellente précision parce que les mésons B ont une multitude de voies de désintégration possibles. Par conséquent, l'expérience BaBar constitue un excellent laboratoire pour l'étude des désintégrations rares des mésons D, et plus spécifiquement pour la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Ce chapitre présentera l'appareillage expérimental de l'expérience BaBar du point de vue de l'étude de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

Nous décrirons brièvement dans ce chapitre l'accélérateur PEP-II et le détecteur BaBar. Une description plus détaillée de la conception et des performances du PEP-II et du détecteur BaBar se trouve aux références [2], [3] et [19]. La première section sera consacrée à l'accélérateur PEP-II. Il sera ensuite discuté brièvement de l'analyse de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ avant de discuter lors des sections suivantes des différents sous-détecteurs constituant le détecteur BaBar. La discussion de tout ce chapitre sera orientée du point de vue de l'analyse de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

2.2 Le PEP-II

Description

Le PEP-II est un accélérateur e^+e^- qui opère à une énergie du centre de masse égale à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$, i.e. 10,58 GeV. La résonance $\Upsilon(4S)$ est un état lié de paires de quarks $b\bar{b}$ et se désintègre plus de 96% du temps en une paire de mésons $B\bar{B}$.

Le PEP-II se distingue des collisionneurs fonctionnant à l'énergie du centre de masse $\Upsilon(4S)$ qui l'ont précédés au niveau de la conception. En effet, celui-ci à la spécificité d'être *asymétrique*, i.e. que les paquets d'électrons et de positrons portés par les deux anneaux du PEP-II n'ont pas la même énergie. Une représentation du PEP-II est montrée à la figure 4.

L'anneau du HER porte des électrons de 9 GeV alors que le LER porte des positrons de 3,1 GeV. Cette asymétrie du collisionneur a été introduite pour étudier la violation CP dans les mésons B. En effet, les asymétries CP qui sont mesurées sont dépendantes du temps. En physique des particules expérimentale, la mesure du temps se traduit par la mesure de la distance entre les vertex de désintégration des mésons B. Le temps de vie des mésons B étant très court, leur

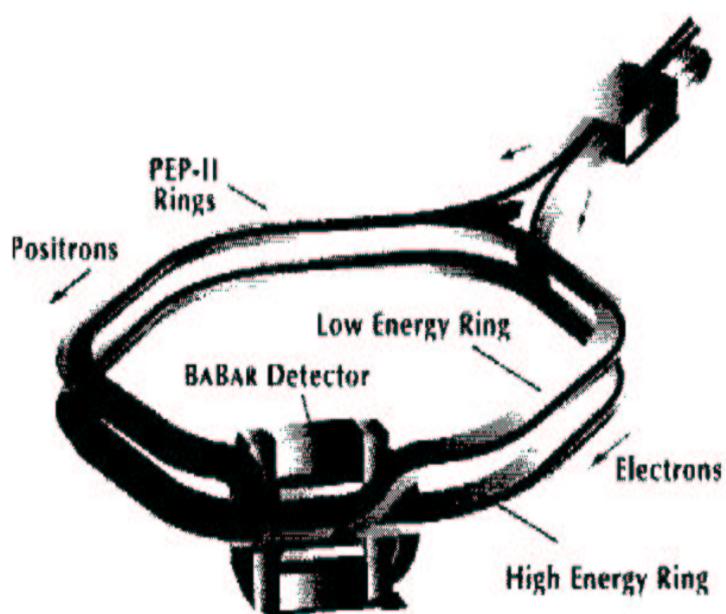


Figure 4. Image des anneaux du PEP-II et du point d'interaction. Le "HER", ou *High Energy Ring* porte les électrons alors que le "LER", ou *Low Energy Ring* porte les positrons. Le détecteur BaBar se trouve au point d'interaction des deux faisceaux.

vertex de désintégration ne sont distinguables que si une poussée leur est appliquée pour allonger leur temps de vol. Cette poussée est induite par le centre de masse en mouvement créé par l'asymétrie du collisionneur PEP-II. Il est à remarquer que cette asymétrie du collisionneur n'aide pas l'étude de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Son influence est même néfaste, puisqu'elle diminuera la couverture géométrique du détecteur BaBar. Il sera discuté de l'influence de l'asymétrie du PEP-II sur l'étude de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ lors du chapitre 4 sur la reconstruction des particules primaires issues du signal.

L'environnement expérimental du PEP-II

La luminosité enregistrée par le PEP-II constitue actuellement un record en physique des particules. Au moment de l'écriture de ce mémoire, le PEP-II avait déjà enregistré des valeurs de luminosité instantanée supérieures à $2,5 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Le PEP-II est conçu pour atteindre¹ une luminosité de $3,0 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Cette luminosité élevée est nécessaire pour l'étude de la violation CP dans les mésons B, qui exige l'observation de canaux de désintégrations aux rapports d'embranchement inférieur à 10^{-5} . CLEO a mesuré $Br(D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) \simeq 10^{-3}$. Par conséquent, il sera possible d'observer un grand nombre de ces désintégrations à BaBar. En prenant pour acquis que le rapport d'embranchement mesuré à CLEO est le bon, BaBar produira $\simeq 6500 D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ par tranche² de 10fb^{-1} .

Toutefois, la luminosité élevée fournie par le PEP-II comporte des effets négatifs. La grande quantité de particules qui forment les paquets d'électrons et de positrons augmente les chances d'interactions avec des atomes de gaz dans les anneaux de l'accélérateur³. Ceci a pour conséquence d'amplifier le bruit de

¹Après quelques années de fonctionnement, le PEP-II a pour but d'atteindre une luminosité de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

²Au moment de l'écriture de ce mémoire, BaBar avait déjà accumulé près de 20fb^{-1} .

³Du gaz est toujours présent dans les anneaux de l'accélérateur parce que le vide induit n'est

fond dû au collisionneur. Ce bruit de fond est constitué d'un grand nombre de particules, généralement d'énergie inférieure aux particules issues des collisions e^+e^- . La présence de ces particules doit être prise en compte lors d'une analyse de données. Il sera discuté plus longuement de l'effet du bruit de fond dû au collisionneur sur l'analyse de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ lors de la section 4.2.

Malgré la présence du bruit de fond du collisionneur, la basse énergie de fonctionnement du PEP-II procure un environnement physique relativement propre pour l'analyse de données. En effet, la multiplicité chargée est $\simeq 11$ à BaBar. Le nombre de photons par événement $\simeq 15 - 25$. Cette situation facilite la reconstruction des particules en états finaux en limitant les chances d'associations erronées lors de la reconstruction des particules composites⁴.

La production physique du PEP-II

Le tableau III montre les sections efficaces de production à la résonance $\Upsilon(4S)$ [3].

Du point de vue de l'étude de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, seuls les événements provenant de paires de quarks initiaux $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ seront d'intérêt. À BaBar, ce sont les seuls types d'événements qui peuvent créer des mésons D. Les autres paires de quarks initiales vont résulter en des événements que nous considérerons comme du bruit de fond⁵.

jamais parfait.

⁴Les particules composites sont des particules au temps de vie assez court pour ne pas être directement observées par un détecteur. Leur reconstruction se fait par l'intermédiaire de leurs produits de désintégration, qui sont eux-mêmes composés de particules composites et de particules détectables.

⁵Le PEP-II tournera parfois à des énergies différentes de la masse du $\Upsilon(4S)$ pour mieux comprendre le bruit de fond des désintégrations des mésons B. Ces données hors-résonance contiendront tout de même des paires $c\bar{c}$ que nous pourrions utiliser comme source de signal

$e^+e^- \rightarrow$	Sections efficaces (nb)
$b\bar{b}$	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

Tableau III. Sections efficaces de production à l'énergie du centre de masse = $M(\Upsilon(4S))$ dans les collisions e^+e^- .

2.3 Le détecteur BaBar et l'analyse de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$

Note: Tout d'abord, il est important de mentionner deux caractéristiques de la détection de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ pour rendre plus pertinentes les sections sur les sous-détecteurs de BaBar:

- Pour l'analyse de notre voie d'étude, nous demandons au D^0 de venir d'un $D^{*\pm}(2010)$ via la désintégration $D^{*\pm}(2010) \rightarrow D^0\pi^\pm$. Le pion chargé résultant de cette désintégration aura une faible impulsion (impulsion transverse d'en moyenne 180 MeV pour le signal provenant des événements $c\bar{c}$ et 105 MeV pour les événements $b\bar{b}$ ⁶) parce que les masses du D^* et du D^0 sont très proches l'une de l'autre. Les raisons de cette requête sur la provenance du D^0 seront invoquées lors de la section 5.4 sur la description

dans notre analyse.

⁶On utilise généralement l'impulsion transverse p_t pour qualifier l'impulsion d'une particule parce que la qualité de détection d'une trace chargée dépend principalement de p_t et non de la composante longitudinal de son impulsion.

de la sélection des événements de signaux.

- Les deux π^0 s sont reconstruits par leur désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Par conséquent, les cinq particules primaires à détecter par BaBar sont :

- les 4 γ venant des 2 π^0 ,
- le π^\pm venant du $D^{*\pm}$.

Pour l'étude de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, nous aurons besoin du système de détection des particules chargées, composé du SVT et de la DCH pour détecter et identifier le π^\pm . Notre étude est facilitée en particulier par la présence d'un calorimètre électromagnétique à haute résolution en énergie qui nous permettra de reconstruire les π^0 par la détection des γ avec une très bonne précision.

Les sous-détecteurs du détecteur BaBar sont décrits dans les sections suivantes. L'emphase sera gardée sur les sous-détecteurs actifs dans la reconstruction de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. La figure 5 donne un aperçu du détecteur dans son ensemble.

2.4 Le "Silicon Vertex Tracker" ou SVT

Le SVT est un détecteur semi-conducteur construit à partir de plaquettes de silicium. Le but premier de ce détecteur est la mesure des vertex de désintégration des mésons B reconstruits à partir des traces chargées induites dans le SVT par leur produits de désintégration. De plus, le SVT constitue le principal détecteur pour les particules chargées d'impulsion transverse $p_t < 180$ MeV, un régime d'énergie où la chambre à dérive (ou DCH) n'atteint pas toute son efficacité. Cet avantage sur la chambre à dérive pour la détection des particules de basse énergie est dû au fait que la quantité de paires électrons-trous créées dans le silicium à

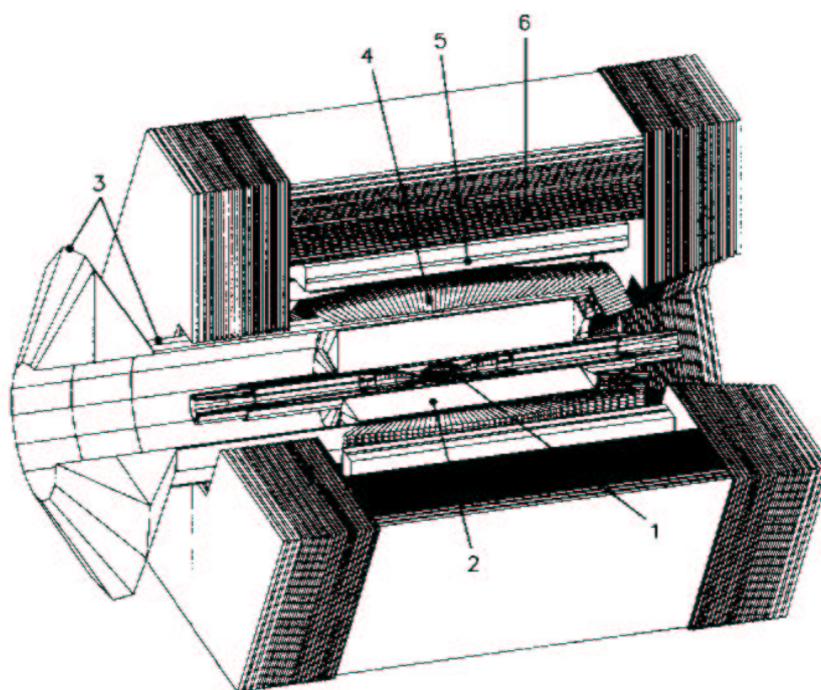


Figure 5. Aperçu du détecteur BaBar. 1- Le *Silicon Vertex Tracker*. 2- La chambre à dérive. 3- Le DIRC. 4- Le calorimètre électromagnétique. 5- Le solénoïde. 6- Le IFR.

faible impulsion est plus élevée que la quantité de paires électrons-ions induite dans le gaz de la DCH à la même impulsion. Le SVT est donc un détecteur très important pour la détection du pion chargé mou de notre étude. Par exemple, 67 % des π^\pm issus des $D^*(2010)^\pm$ dans les événements $b\bar{b}$ ont leur points de mesure dans le SVT uniquement.

La proximité du point d'interaction et le haut bruit de fond dû au collisionneur soumet ce détecteur à une forte dose de radiation annuelle. Le SVT a été conçu pour soutenir au moins 10 fois la dose de radiation attendue par année durant tout le temps de vie de l'expérience BaBar (soit environ 10 ans).

Comme tout détecteur attaché à un collisionneur, la conception spatiale du SVT tente de maximiser l'acceptance géométrique. Pour tenir compte du centre de masse en mouvement à Babar, le SVT a été décalé vers l'avant du détecteur. L'espace occupé par les aimants de l'accélérateur (les aimants sont utilisés pour focaliser et diriger les deux faisceaux des différents anneaux) limite l'acceptance à $17,2^\circ$ à l'avant et à l'arrière du détecteur. En tenant compte des espaces morts dûs à la présence de support mécanique, de modules électroniques et de câblage, l'angle polaire couvert par le SVT est entre $20,1^\circ$ et $150,2^\circ$.

Le SVT est composé de cinq couches concentriques de détecteurs au silicium. Chaque couche a une épaisseur de $300\mu m$. Un schéma d'une coupe transversale du SVT est présenté à la figure 6.

Le SVT peut mesurer les positions des traces chargées avec une résolution spatiale allant jusqu'à $13\mu m$. La figure 7 montre la résolution spatiale en fonction de l'angle polaire pour des tests faits au SPS du CERN en 1995 [21].

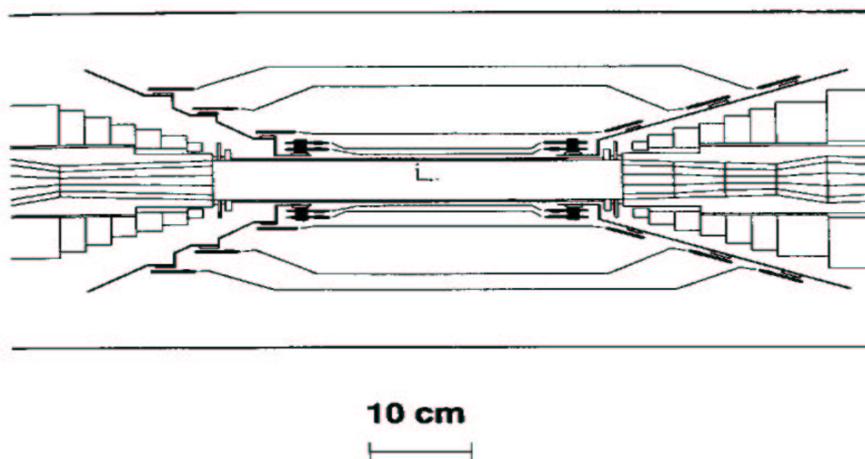


Figure 6. Coupe transversale du SVT.

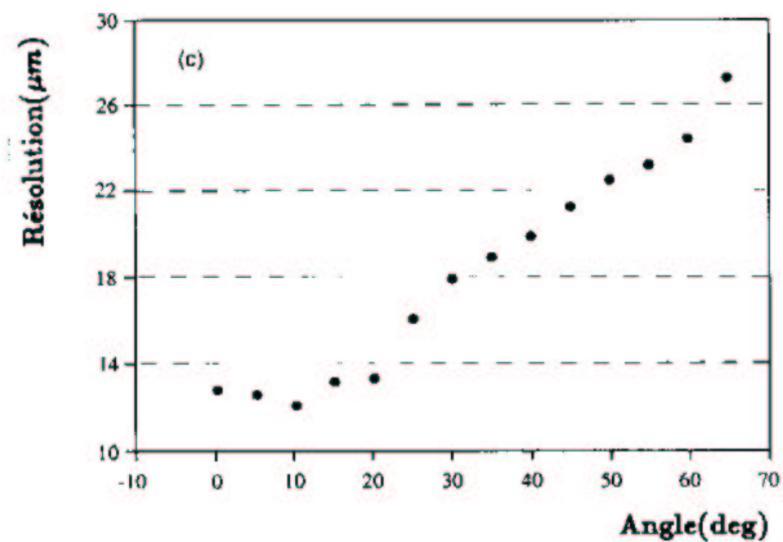


Figure 7. Résolution mesurée [21] en fonction de l'angle d'incidence de la trace dans le SVT (un angle d'incidence de 0° correspond à un angle polaire de 90°).

2.5 La chambre à dérive ou DCH

La chambre à dérive est le principal outil de reconstruction des particules chargées à BaBar. Il procure jusqu'à 40 points de mesure des coordonnées spatiales d'une trace chargée assurant ainsi une haute efficacité de reconstruction. La DCH est utilisée pour la détection des particules chargées avec une impulsion transverse supérieure à 100 MeV, mais n'est réellement efficace pour des particules avec $p_t > 180$ MeV. Elle est utilisée dans notre étude pour détecter les pions chargés les plus énergétiques⁷.

Il est important de noter que la résolution en impulsion dans la DCH est limitée à basses impulsions par la diffusion multiple⁸ sur les matériaux du détecteur BaBar. Cette diffusion multiple se produit principalement dans le SVT qui a une densité élevée par rapport à la chambre à dérive. En effet, le gaz utilisé dans la chambre à dérive, un composé de 80% Hélium-20% isobutane, assure une bonne collection de charge et possède une faible densité. De plus, les fils de même que les parois de la chambre ont un Z peu élevé (Al, fibre de carbone, Be). La faible densité du gaz et des matériaux de la DCH, en plus d'avoir l'avantage de limiter les diffusions multiples, diminue la quantité de matériau dans le détecteur qui aurait pu favoriser la conversion et l'absorption des gammas avant leur arrivée dans le calorimètre, ce qui est avantageux du point de vue de l'analyse $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

La chambre à dérive de BaBar est composée d'un cylindre long de 280 cm, d'un rayon interne de 23,6 cm et d'un rayon externe de 80,9 cm. La figure 8 présente un schéma de la DCH. Pour optimiser l'acceptance géométrique du détecteur, tous les modules électroniques ont été placés à la face arrière de la DCH. La position de la chambre à dérive a été décalée vers l'avant en accord avec le SVT. Les cellules de dérive sont réparties en 10 supercouches de 4 couches

⁷La DCH peut être également utilisée dans la reconstruction des gammas convertis, i.e. $\gamma \rightarrow e^+e^-$. La section 4.4 est consacrée la reconstruction des $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

⁸La diffusion multiple sera traitée plus en détails à la section 4.5.

chacune (d'où les 40 points de mesure). Les fils sensibles des cellules de dérive sont faits de tungstène-rhénium plaqué or d'un rayon de $20\mu\text{m}$. Les fils de champs des cellules de dérive sont en aluminium plaqué or de rayon de $120\mu\text{m}$ et $80\mu\text{m}$. Le voltage appliqué aux fils sensibles de la chambre à dérive est de 1960 V.

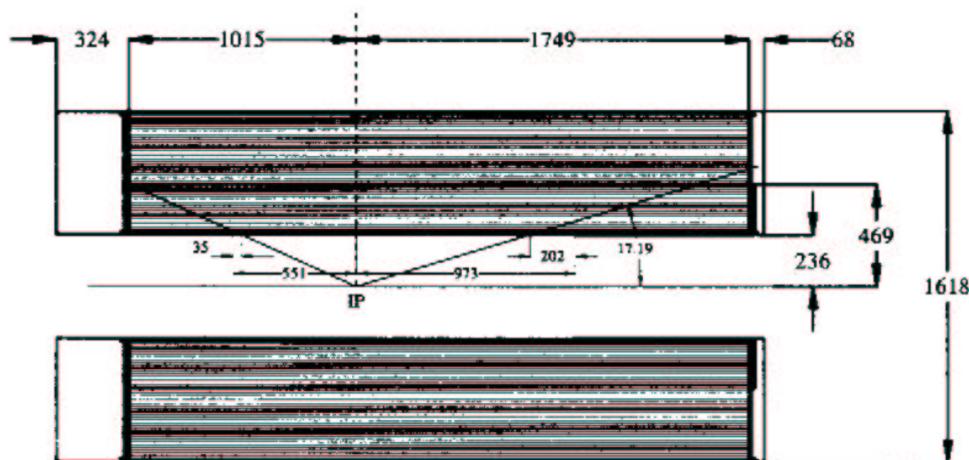


Figure 8. Vue de côté de la DCH. Les dimensions sont en mm.

La résolution en impulsion transverse obtenue par la chambre à dérive est $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} \approx (0,14\%p_t) + 0,45\%$. La résolution de d_0 , le paramètre d'impact de la trace chargée dans le plan x-y⁹, est de $60\mu\text{m}$ à $p_t = 1\text{ GeV}$. Finalement, avec 40 points de mesure, la meilleure résolution d'une mesure de dE/dx obtenue est de $\approx 7\%$.

2.6 Le DIRC

Le DIRC, ou "Detection of Internally Reflected Cherenkov", est un sous-détecteur de BaBar uniquement consacré à l'identification des particules. C'est un nouveau type de détecteur en physique des particules (pour la première fois utilisé à BaBar) qui utilise la détection de radiation Cherenkov provoquée par le passage de particules chargées dans un matériau à haut indice de réfraction

⁹Pour plus de détails sur d_0 , voir section 5.4.

(en l'occurrence du quartz pour le DIRC). Les particules atteindront des vitesses supérieures à la vitesse de la lumière dans le quartz, et émettront de la radiation sous forme de photons pour les freiner. Ces photons Cherenkov seront contenus dans les barres de quartz par réflexion totale interne et seront ainsi transmis à des photomultiplicateurs. L'angle de réflexion des photons Cherenkov dépend de la vitesse des particules, et permet donc l'identification du type de particule qui a provoqué la radiation Cherenkov en prenant pour acquis la mesure de leur impulsion dans le système de détection des traces chargées (DCH et/ou SVT). Le DIRC devient efficace pour l'identification des π^\pm à une impulsion $\approx 700 \text{ MeV}$. Par conséquent, il ne pourra être utilisé pour l'identification des π^\pm de la désintégration $D^*(2010)^\pm \rightarrow D^0 \pi^\pm$, qui produit des π^\pm d'un maximum de 500 MeV.

Le DIRC contient la plus grande quantité de matériau en terme de longueur de radiation devant le calorimètre, soit $0,14 X_0$ (au total, il y a $0,25 X_0$ devant le calorimètre à BaBar). Il aura donc tendance à convertir les photons de notre désintégration en e^+e^- . Cependant, cet effet sera mineur sur la reconstruction des photons parce que le DIRC est situé juste devant le EMC. Les e^+e^- de la désintégration d'un photon resteront assez colinéaires pour être la plupart du temps détectés comme un seul photon. Il sera discuté plus longuement de l'influence de la conversion des photons sur notre analyse au chapitre 4.

2.7 Le calorimètre électromagnétique à cristaux ICs(Tl) ou EMC

Le calorimètre électromagnétique de BaBar est spécialisé dans la détection et la mesure de l'énergie des particules interagissant électromagnétiquement avec la matière comme les électrons et les photons. Sa tâche première est la reconstruction des pions neutres qui se désintègrent en deux gammas. Le EMC est conséquemment le sous-détecteur le plus important pour la détection et la reconstruction de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

Le EMC est composé de deux principales parties: une partie centrale cylindrique, le baril, et une partie située seulement dans la direction du faisceau le plus énergétique (“partie avant”), pour tenir compte de la poussée du centre de masse. La figure 9 montre un schéma de l’arrangement et des dimensions du calorimètre.

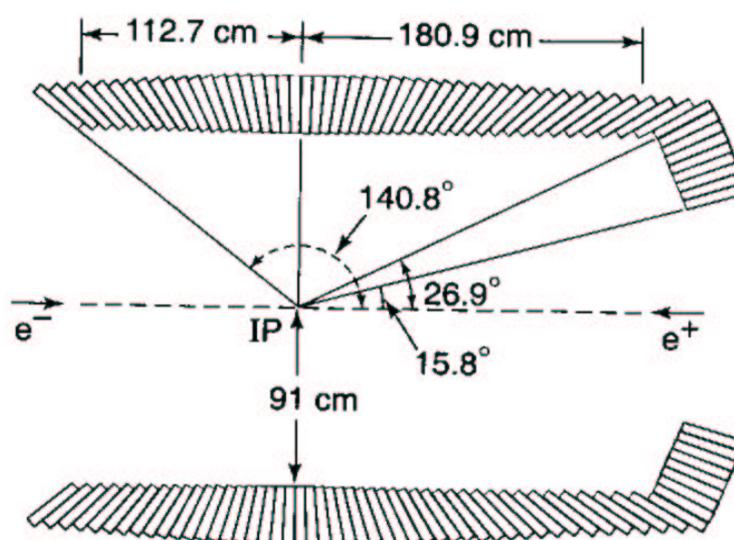


Figure 9. Vue de côté du EMC. Le EMC est composé d’une partie avant et d’un baril. Les dimensions sont en mm.

Le baril est composé de 5760 cristaux et la partie avant de 820 cristaux. La face des cristaux exposée aux particules incidentes a une géométrie trapézoïdale d’une dimension moyenne de $52 \text{ mm}^2 \times 52 \text{ mm}^2$. Les cristaux ont une longueur moyenne de 17 longueurs de radiation X_0 ($\simeq 31 \text{ cm}$) qui assure une contenance longitudinale supérieure à 95% de l’énergie des cascades électromagnétiques les plus énergétiques induites dans le EMC. Le système de support des cristaux, les systèmes de refroidissement et les câbles sont tous placés à l’arrière des cristaux pour optimiser les performances du calorimètre.

Les cristaux du calorimètre sont faits de ICs dopé au thallium (ICs(Tl)) qui fournit une très bonne production de photons pour chaque cascade électromagnétique.

tique (comparable au INa), ce qui garantit une très bonne résolution en énergie. De plus, le ICs(Tl) est caractérisé par un petit rayon de Molière¹⁰ et une courte longueur de radiation moyenne ce qui facilite l'absorption des cascades électromagnétiques. Les caractéristiques du cristal ICs(Tl) sont résumées dans le tableau IV.

La lumière de scintillation des cristaux est récoltée par deux photodiodes indépendantes pour chaque cristal (plutôt que les traditionnels photomultiplicateurs). Dans le contexte de l'expérience Babar, les photodiodes ont deux avantages sur les photomultiplicateurs:

- Leur longueur d'onde de détection optimale est similaire à la longueur d'onde d'émission caractéristique du ICs(Tl). Cette longueur d'onde d'émission du ICs(Tl) est caractérisée par l'activateur thallium qui dope les cristaux de ICs. Lors d'une interaction électromagnétique, le thallium est excité et réémet des photons de longueur d'onde de 565 nm qui seront détectés par les photodiodes.
- Les photodiodes fonctionnent adéquatement à l'intérieur d'un champ magnétique¹¹. À BaBar, cela permet de pouvoir positionner le calorimètre à l'intérieur du champ magnétique créé par le solénoïde. La situation inverse aurait impliqué une grande quantité de matériau devant le EMC, ce qui aurait beaucoup diminué ses performances.

La résolution en énergie des photons à un angle polaire de 90° obtenue dans

¹⁰Le rayon de Molière est l'unité de longueur en calorimétrie de la largeur d'une cascade électromagnétique. Pour une définition et autres discussions sur la calorimétrie, voir [26].

¹¹En effet, les photodiodes ont la forme de plaquettes, et n'ont donc pas la géométrie très directionnelle des photomultiplicateurs qui rend ces derniers susceptibles aux effets d'un champ magnétique.

Propriétés	ICs(Tl)
Longueur de radiation (cm)	1,85
Rayon de Molière (cm)	3,6
Longueur d'absorption pour des pions de 5 GeV (cm)	41,7
Densité (g/cm^3)	4,53
dE/dx_{mip} (MeV/cm)	5,6
Rendement en photons (Photons/MeV $\times 10^3$)	40-50
Pic d'émission (nm)	565
Temps de désintégration (ns)	940

Tableau IV. Propriétés du ICs dopé au Thallium

le EMC est:

$$\frac{\sigma_e}{E} = \frac{1\%}{(E(\text{GeV}))^{1/4}} \oplus 1,2\%, \quad (2.1)$$

où \oplus signifie que la résolution est égale à la racine carrée de la somme du carré des erreurs. Le terme constant tient compte des pertes d'énergie dues aux cascades incomplètes dans les cristaux et de la non-uniformité de la collection de lumière. Le bruit de fond dû à l'électronique est négligeable pour des amas constitués de 9 à 25 cristaux dans le EMC, qui sont typiques pour des γ dans l'expérience BaBar. La résolution en énergie se dégrade aux extrémités du baril à cause des écarts longitudinaux grandissants entre les cristaux (voir figure 9) et de la quantité de matériau plus élevée devant les cristaux. La figure 10a montre la résolution $\frac{\sigma_e}{E}$ en fonction de $\cos \theta$ où θ est l'angle polaire.

La résolution angulaire d'un calorimètre électromagnétique est déterminée par la dimension transverse des cristaux et la distance du point d'interaction. À BaBar, on obtient pour un photon avec un angle polaire de 90° :

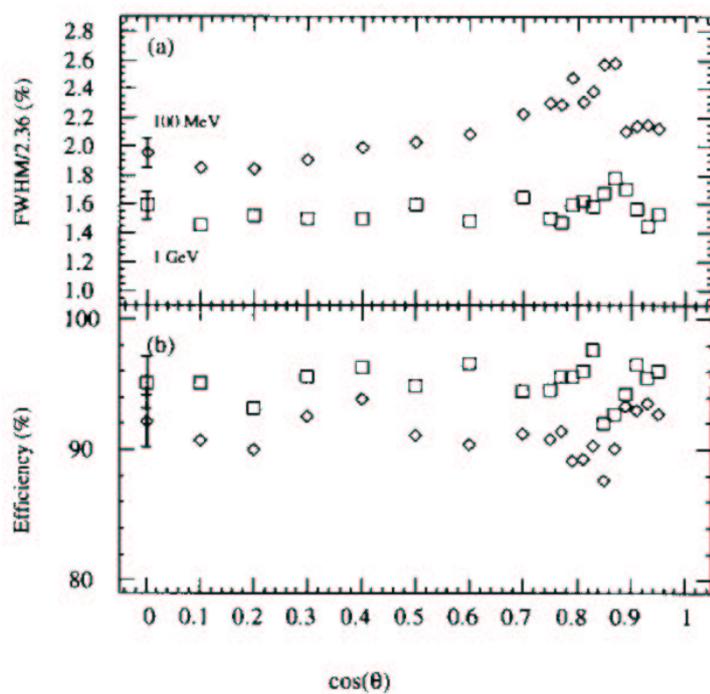


Figure 10. Résolution en énergie ($\text{FWHM}/2,36$) (a) et efficacité de détection des photons (b) en fonction de $\cos \theta$.

$$\sigma_{\theta,\phi} = \frac{3 mr}{\sqrt[2]{E(\text{GeV})}} + 2 mr \quad (2.2)$$

La résolution angulaire du EMC est à peu près constante en fonction de l'angle polaire [2].

2.8 L'IFR (Instrumented flux return)

L'IFR est le détecteur à muons de BaBar. Il est composé de larges structures d'acier segmentées et instrumentées par des RPCs (Resistive Plate Counters).

Du point de vue de l'étude de la violation CP, la détection des muons par l'IFR a pour but d'augmenter l'efficacité d'étiquetage des mésons B ¹². Cet étiquetage se fait principalement à l'aide des désintégrations semi-leptoniques des B. L'IFR est aussi utile pour l'identification et la mesure de la position des mésons K_L^0 . Il ne participera pas à la détection de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

L'IFR est composé de 18 plaques d'acier, pour une largeur totale de 65 cm dans le baril et de 60 cm dans les bouts. Les espaces libres entre les plaques d'acier sont remplis par les RPCs de largeur de 3,2 cm chacune. L'aire totale couverte par le détecteur dépasse 1000 m².

L'IFR peut être utilisé comme critère supplémentaire à l'identification des particules. Le désavantage des critères d'identification comme l'angle de Cherenkov du DIRC ou le dE/dx de la chambre à dérive est qu'ils ne permettent que de connaître les masses des particules. Ils deviennent inefficaces lorsqu'il s'agit de différencier les muons des pions qui ont des masses semblables (139 MeV pour π^\pm

¹²Lors de la mesure des asymétries CP, l'étiquetage consiste à identifier la saveur du méson B qui ne se désintègre pas en état propre de CP.

et 106 MeV pour les μ). L'IFR utilise quant à lui le grand pouvoir de pénétration des muons pour les discriminer des pions. À cause des performances de l'IFR, une liste identifiée de pions n'est contaminée que par 5% de muons à BaBar.

Le chapitre suivant sera consacré aux outils d'analyse disponibles à BaBar qui nous ont été utiles lors de notre étude.

Chapitre 3

Les outils d'analyse

Ce chapitre a pour but d'introduire les outils d'analyse qui seront utilisés dans l'étude de la voie $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

Il sera discuté en premier lieu de la simulation, sur laquelle la majorité de notre étude a été menée. La section suivante portera sur la reconstruction des particules primaires dans BaBar. L'emphase sera mise sur la reconstruction des particules neutres lors de cette section. Suivra une brève section sur l'identification des particules neutres et des particules chargées dans BaBar.

3.1 La simulation Monte Carlo à BaBar

L'étude qui est l'objet de ce mémoire est basée majoritairement sur des données issues de simulation Monte Carlo. La simulation est utilisée en physique des particules pour générer des événements quasiment identiques à ceux produits en réalité. La simulation reproduit également les effets d'interaction entre les particules et les divers éléments du détecteur. Le grand nombre d'événements ainsi générés permet par la suite de développer des programmes d'analyse de données avant de pouvoir les utiliser sur les données réelles.

Dans BaBar, les événements physiques sont générés par les programmes *Evt-Gen* et *Jetset 7.4*. Le détecteur et sa réponse sont simulés par un programme basé sur la simulation Geant321 appelé *Bbsim*. Il existe également deux simulations

rapides du détecteur, *Bogus* et *Aslund*. Notre étude est basée sur la simulation complète *Bbsim*.

3.1.1 Les générateurs d'événements

Le générateur *EvtGen* est utilisé pour la simulation des désintégrations des mésons B dans des états finaux exclusifs. Un générateur mieux connu, *Jetset 7.4*, est utilisé pour simuler les événements génériques issus du continuum et les désintégrations inclusives des mésons B.

EvtGen est le générateur principal pour la physique du B. Il simule un certain nombre de désintégrations exclusives des B. Il peut simuler des caractéristiques de désintégrations comme les asymétries CP et le mélange des mésons B. Cependant, ce générateur n'exécute pas de fragmentation. Il a donc besoin de *Jetset 7.4* pour effectuer la simulation de la fragmentation des quarks $b\bar{b}$ en mésons $B\bar{B}$. *Jetset 7.4* fournit aussi un état final de désintégration du B. Si cette désintégration appartient à la liste de désintégration de *EvtGen*, ce dernier effectuera la désintégration. Sinon, *Jetset 7.4* s'en chargera. Au total, environ 50% des désintégrations des B sont gérées par *EvtGen* et 50% par *Jetset 7.4*. *Jetset 7.4* simulera aussi les événements de quarks $c\bar{c}$ et uds ¹.

Une description complète de ces deux générateurs se trouve aux références [29] et [51].

3.1.2 La simulation *Bbsim*

La simulation *Bbsim* est basée sur la simulation *Geant321* du CERN. En plus de contenir la description physique détaillée du détecteur BaBar, *Bbsim* simule l'interaction des particules générées par *Jetset 7.4* et *EvtGen* avec le matériau du

¹ uds est une abréviation de l'ensemble des événements de quarks $s\bar{s}$, $d\bar{d}$ et $u\bar{u}$.

détecteur. Elle constitue la simulation la plus détaillée du détecteur BaBar.

Au moment de la conception de l'expérience BaBar, la simulation complète a été utilisée pour étudier les performances du détecteur et optimiser sa conception physique. Elle est aujourd'hui utilisée pour la préparation des analyses de données physiques. La figure 11 montre un schéma du détecteur BaBar simulé par *Bbsim*.

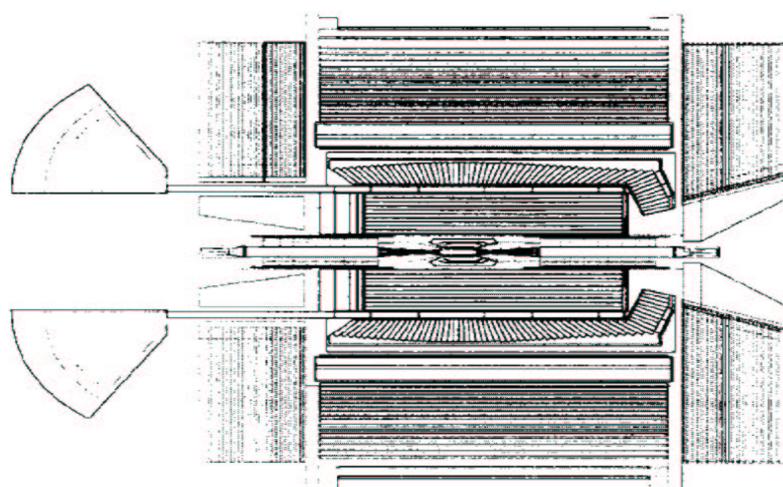


Figure 11. Vue transversale du détecteur BaBar modélisé par *Bbsim*.

Lorsqu'une particule traverse un sous-détecteur, l'interaction de la particule avec la matière est simulée par *Bbsim*. L'interaction de la particule avec le détecteur est enregistrée sous forme de données informatiques appelées *Ghits*. Par exemple, lorsqu'une particule chargée interagit avec une couche du SVT, le résultat de l'interaction de la particule (tel que la position de l'interaction, l'énergie déposée par la particule, etc.) avec la couche du SVT est enregistrée en *Ghit*. Un *Ghit* contient l'information réelle, i.e. les imperfections du processus de mesures ne sont pas incluses dans l'information du *Ghit*. Ainsi, dans notre exemple, la position du point d'interaction avec le SVT sera la position réelle et non celle mesurée par la reconstruction dans le SVT.

À la fin de l'événement physique, les *Ghits* sont *digitalisés* pour simuler

les imperfections qui surviennent lors du processus de mesure d'un événements physique. Par exemple, la digitalisation va simulé le bruit de fond du système de lecture électronique des détecteurs. Les *digis*, résultat de la digitalisation, vont alors être conformes à la réponse du détecteur réel. Les *digis* sont ensuite passés au programme de reconstruction des événements. À noter que les données réelles sont également exprimées sous forme de *digis*. Ainsi, les mêmes programmes de reconstruction sont utilisés pour traiter les données réelles et les données simulées. La reconstruction des événements physiques est le sujet de la section précédente.

On peut trouver une description détaillée de la simulation Geant à la référence [1].

3.2 La reconstruction des particules

Le programme de reconstruction de BaBar, dénommé *Bear*, est divisé en un ensemble de modules qui traitent les données d'un événement. *Bear* traite les *digis* comme entrée de la reconstruction. Les tâches effectuées par *Bear* sont le traitement des données spécifiques aux sous-détecteurs (comme trouver les points de mesure), la reconnaissance de patrons de reconstruction, l'ajustement des traces chargées et l'identification des particules.

3.2.1 La reconstruction des traces chargées

Interaction des particules chargées avec le détecteur

L'impulsion et la position des particules chargées seront mesurées à BaBar par le détecteur à vertex et la chambre à dérive. Lors du passage d'une particule chargée à travers la matière, le champ électrique de la particule incidente interagit en ionisant le matériau du détecteur. La tension électrique dans les deux

détecteurs permet de récolter les ions produits par le passage de la particule incidente. La quantité et la position de récolte des ions donne une mesure de la position du passage de la particule. Des points de mesure sont disponible dans le SVT à chaque couche de silicium formant le sous-détecteur. Des points de mesure peuvent être obtenus dans chaque cellule de la chambre à dérive. Le dispositif de reconstruction des particules chargées est plongé dans un champ magnétique de 1,5 T. L'impulsion des particules est mesurée par la courbure de leur trajectoire due au champ magnétique. Le sens de la courbure de la trace chargée donnera une mesure de la charge de la particule incidente.

L'algorithme de reconstruction des traces chargées

La reconstruction des traces chargées se fait indépendamment dans le détecteur à vertex et la chambre à dérive. La première étape est la reconnaissance des patrons de traces, i.e. l'association de certains des points de mesure dans les détecteurs pour former une trace probable.

L'algorithme de reconstruction dans le SVT rejoint les points ainsi sélectionnés dans les couches de silicium pour former des traces hélicoïdales. L'algorithme requiert des points de mesure dans au moins 4 des 5 couches de silicium pour reconstruire des traces.

L'algorithme de reconstruction dans la DCH recherche en premier lieu des segments en ligne droite de traces dans chacune des 10 super-couches. Ces segments sont ensuite rejoints pour former les traces hélicoïdales.

Une troisième partie du code de reconstruction rejoint les traces hélicoïdales entre le SVT et la chambre à dérive. La trace fusionnée est ajoutée à une liste de sortie de bonnes traces. Toute trace du SVT ou de la DCH qui ne réussit pas à être fusionnée est aussi ajoutée à la liste de sortie².

²En effet, des traces avec $p_t < 125 \text{ MeV}$ ont de bonnes chances de ne pas atteindre la DCH,

La deuxième étape est l'ajustement des traces. Les traces sont initialement ajustées à une simple hélice. L'ajustement aux traces fournit des paramètres comme l'impulsion et la direction. Les traces sont ensuite réajustées avec un filtre de Kalman en utilisant l'hypothèse de masse du pion, qui est la particule chargée détectable la plus commune à BaBar. Le filtre de Kalman est une méthode générale d'analyse d'un système linéaire discret (l'ensemble des points de mesure en l'occurrence). Il s'agit aujourd'hui de la méthode standard en physique des particules pour effectuer un ajustement des traces chargées en présence de diffusion multiple³.

À ce point-ci de la reconstruction, on peut associer un quadri-vecteur aux traces chargées. Tel que mentionné précédemment, ce quadri-vecteur est calculé avec l'hypothèse de masse du pion. Une identification du type de particules sera ensuite tentée pour assigner la bonne masse à la particule (voir section 3.3.1)). Il ne sera pas nécessaire de réajuster la trace après l'identification de la particule, car son quadri-vecteur sera simplement corrigé en recalculant l'énergie de la particule avec la nouvelle masse (par $E^2 = m^2 + p^2$).

3.2.2 La reconstruction dans le calorimètre électromagnétique

Interaction des particules avec les cristaux du EMC

La tâche principale du calorimètre est la mesure de l'énergie et de la position des amas neutres et chargés produits par le passage de particules interagissant électromagnétiquement avec la matière comme les photons et les e^\pm . En effet, à une énergie supérieure à une centaine de MeV, le processus dominant de perte d'énergie dans la matière sont l'effet bremsstrahlung pour les électrons/positrons alors que des désintégrations comme $\gamma \rightarrow e^+e^-$ et $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sont susceptibles de ne pas contenir de points de mesure dans le SVT.

³La technique a été adaptée pour la physique des particules par Billoir *et al.* en 1984 [7][43]. Pour plus de renseignement, voir [41][47].

et la création de paires $\gamma \rightarrow e^+e^-$ pour les photons. La cascade créée par une particule incidente (un photon ou un e^\pm) se continue jusqu'à ce que l'énergie des particules constituantes de la gerbe soit suffisamment faible pour ne plus réagir par création de paires ou effet bremsstrahlung, ce qui terminera l'expansion de la gerbe. La radiation produite par la cascade sera détectée par les photodiodes.

Les particules hadroniques interagissent avec les noyaux des atomes du cristal ICs(Tl) via l'interaction forte créant ainsi des cascades hadroniques. Ces cascades ne peuvent être que partiellement détectées par le EMC car elles ont des développements beaucoup plus longs que les cascades électromagnétiques. Par conséquent, elles ne pourront pas être complètement contenues dans le EMC. Les cascades hadroniques ont de plus un développement latéral plus important que les cascades électromagnétiques. En effet, les interactions nucléaires qui créent les cascades hadroniques ont des angles de diffusion plus importants que les interactions des cascades électromagnétiques. Cette caractéristique sera utilisée pour discriminer les particules hadroniques des particules électromagnétiques dans le EMC (voir section 3.3.2)

Les muons interagissent dans le EMC en ionisant les atomes du cristal. Ils ne créeront pas de cascades, et ne laisseront par conséquent qu'une petite partie de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique.

Une particule incidente interagissant électromagnétiquement déposera la majorité de son énergie dans le EMC⁴. L'énergie de la particule incidente sera mesurée en détectant dans le cristal ICs la radiation secondaire créée par la cascade électromagnétique. Une mesure de la position du centroïde de l'*amas*, i.e. l'ensemble des cristaux dans laquelle la particule incidente a laissé son énergie, donnera une mesure de la position d'entrée de la particule incidente. Une mesure de la propagation latérale de la cascade, fournie par la largeur de l'*amas*, aidera

⁴De l'énergie est perdue à cause de cascade trop longue dans le cristal, de matériau mort entre les cristaux du EMC, de cascades produites avant le EMC, etc.

à l'identification de la particule incidente.

Dans le contexte de l'expérience BaBar , le calorimètre électromagnétique a pour but de :

- Reconstruire les photons simples ;
- Reconstruire les π^0 , même à haute énergie où les cascades des deux γ peuvent se chevaucher ;
- Participer à l'identification des particules comme les π^0 fusionnés (définis à la sous-section suivante), les photons, les électrons, les muons et les hadrons ;
- Aider la reconstruction des K_L^0 par la mesure de leur position ;
- Aider la reconstruction des neutrinos, par une mesure de l'énergie manquante.

Description de l'algorithme de reconstruction

Les cascades créées par le passage d'une particule vont se propager à travers plusieurs cristaux du EMC. Lors de l'étape de reconstruction, un amas est défini à BaBar comme étant composé d'un ensemble de cristaux adjacents qui absorbent des énergies individuelles supérieure à 500 KeV. La somme des énergies des cristaux doit excéder 20 MeV pour que l'amas soit considéré par l'algorithme de reconstruction.

L'algorithme de reconstruction va ensuite chercher des maxima locaux en énergie dans un amas. Ces maxima locaux peuvent révéler la présence de plusieurs particules dans un même amas. Ces maxima sont appelés "bosses". Un amas et une bosse sont identiques si un amas ne contient qu'un maximum local, i.e. qu'une seule bosse.

Dans l'analyse de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, les amas à plusieurs bosses sont fréquents. En effet, les π^0 venant du D^0 ont souvent une énergie suffisante pour que l'angle d'ouverture entre les deux γ soit petit, ce qui a pour conséquence de faire chevaucher les deux cascades électromagnétiques. On parlera alors de π^0 fusionnés à deux bosses. Si les deux γ d'un π^0 sont tellement proches l'une de l'autre qu'elles forment une seule bosse, on parlera de π^0 fusionnés à une bosse. Il sera impossible de reconstruire individuellement les γ d'un π^0 fusionné à une bosse. Des techniques de reconstruction et d'identification des π^0 fusionnés à une bosse ont été développées à BaBar (adaptées de la collaboration Crystal Ball [5]).

L'algorithme de reconstruction tente de subdiviser un amas s'il a plusieurs bosses, c'est-à-dire qu'il va tenter de distribuer correctement l'énergie de l'amas dans les différentes bosses, et fournir une bonne mesure de la position des différentes bosses. Lors de cette opération, il faut porter une attention particulière aux maxima locaux qui pourrait être créés par des irrégularités dans la cascade induite. Ces irrégularités sont faciles à éliminer pour les cascades électromagnétiques qui ont un comportement prédictible par la théorie QED. Il est cependant impossible de faire de même pour les cascades hadroniques, dont le comportement est beaucoup plus mal connu⁵.

Les amas chargés dus aux électrons sont à peu de choses près traités de la même façon que les amas dus aux photons. On doit tenir compte en plus dans le cas des e^\pm de l'effet courbant du champ magnétique sur le lepton incident dans le cristal. De plus, un électron peut interagir en présence de matière par effet bremsstrahlung en émettant un photon à petit angle incident. Lors de la reconstruction, on doit tenir compte du chevauchement de la bosse de l'électron avec la bosse du photon bremsstrahlung en séparant l'énergie de chaque bosse tel que décrit

⁵Les cascades électromagnétiques sont régies par la théorie QED, qui permet des calculs de haute précision. Le comportement des cascades hadroniques doit être prédit par des calculs non-perturbatifs de QCD qui ne sont pas encore assez précis pour être fiables dans le contexte des cascades hadroniques.

précédemment. Les particules minimum-ionisantes, comme les muons, sont facilement identifiables parce que leurs amas ne sont constitués que d'un petit nombre de cristaux. L'énergie des particules hadroniques ne peut pas être bien mesurée dans le EMC parce que celles-ci ont tendance à avoir des longueurs d'interaction trop longues pour être absorbées complètement dans le cristal ICs(Tl). Par exemple, les K_L^0 vont généralement continuer leur chemin jusqu'à l'IFR. Les techniques d'identification des particules hadroniques, comme les pions, sont discutés à la section 3.3.2.

À la suite de la reconstruction des amas et des bosses neutres dans le EMC, ceux-ci sont associés à un quadri-vecteur en émettant les hypothèses que la particule qui a créé la cascade a) venait du point d'interaction des deux faisceaux et b) était un photon ($E = p$). L'énergie associée à l'amas est étalonnée suivant des corrections dépendant de l'angle polaire pour tenir compte des pertes d'énergie (matériau inactif, fuite à l'arrière des cristaux) et de la collection non-uniforme de la lumière.

Finalement, pour discriminer les particules chargées des particules neutres, l'algorithme de reconstruction de BaBar tente de faire correspondre les traces chargées aux amas dans le EMC. La correspondance se fait à l'aide d'un algorithme de χ^2 qui cherche la séparation angulaire minimale entre les traces chargées à la fin de la chambre à dérive et les centroïdes des amas dans le EMC. La méthode utilisée est efficace 95% des fois dans le baril du EMC, et 90% du temps dans la partie avant.

3.2.3 La sortie de la reconstruction

La sortie de la reconstruction peut être ensuite accédée par le programme d'analyse de données, appelé *Beta* [37]. *Beta* fournit un code qui permet à l'utilisateur de traiter les traces chargées et les amas dans le EMC comme des

quadri-vecteurs, contournant ainsi tous les détails des résultats de la reconstruction. Il fournit aussi un accès à l'information du "vertexing", à l'identification des particules et à l'information "vérité" de la simulation Monte-Carlo⁶.

C'est ce programme d'analyse que nous avons utilisé pour notre étude.

3.3 L'identification des particules

3.3.1 L'identification des particules chargées

Nous ne discuterons que de l'identification des particules chargées à partir de l'information du SVT et de la DCH. Ce seront les seuls sous-détecteurs utilisés pour identifier le π^\pm venant du $D^*(2010)^\pm$ dans notre étude. Nous ignorerons le DIRC puisque celui-ci n'atteint une capacité d'identification significative que pour des impulsions transverses supérieures à 700 MeV.

Lorsqu'une particule chargée traverse la matière, une partie de son énergie cinétique sera transférée aux atomes de la matière. Ce transfert d'énergie est largement dominé par des processus d'ionisation des atomes. Cette perte d'énergie par ionisation est mesurable et peut être utilisée pour identifier le type de la particule. En effet, la perte d'énergie cinétique par unité de longueur, ou dE/dx , est proportionnelle à la vitesse de la particule incidente. Le dE/dx peut-être mesuré avec plusieurs points de mesure dans les sous-détecteurs SVT et DCH. Combinée à l'information de l'impulsion précédemment mesurée, la valeur du dE/dx permettra de déduire la masse de la particule incidente, et ainsi d'identifier le type de la particule.

À partir des valeurs mesurées du dE/dx dans le SVT et la DCH, il est possible de calculer un niveau de signification pour chaque trace en comparant

⁶Il est possible dans *Beta* de connaître les caractéristiques d'une particule au moment de la génération par la simulation (information vérité Monte Carlo).

la valeur mesurée du dE/dx à la valeur attendue à la même impulsion pour l'hypothèse de masse qu'on veut vérifier. Le niveau de signification peut aller de 0 à 1. Les distributions du dE/dx moyen peuvent être approximées comme gaussiennes pour le SVT et la DCH. Si une trace a un niveau de signification de 31,7% (4,55%), alors la valeur de son dE/dx tombe à 1 (2) σ du pic de la distribution moyenne du dE/dx pour l'hypothèse de masse et l'impulsion donnée.

Nous montrerons à la section 5.4 sur la sélection des événements de signal un résumé des efficacités à sélectionner les pions chargés venant du $D^*(2010)^\pm$ et de la contamination de notre échantillon de pions par d'autres types de particules. La figure 12 montre les courbes de Bethe-Bloch dans le SVT issues des données réelles pour les différents types de particules chargées détectables à BaBar.

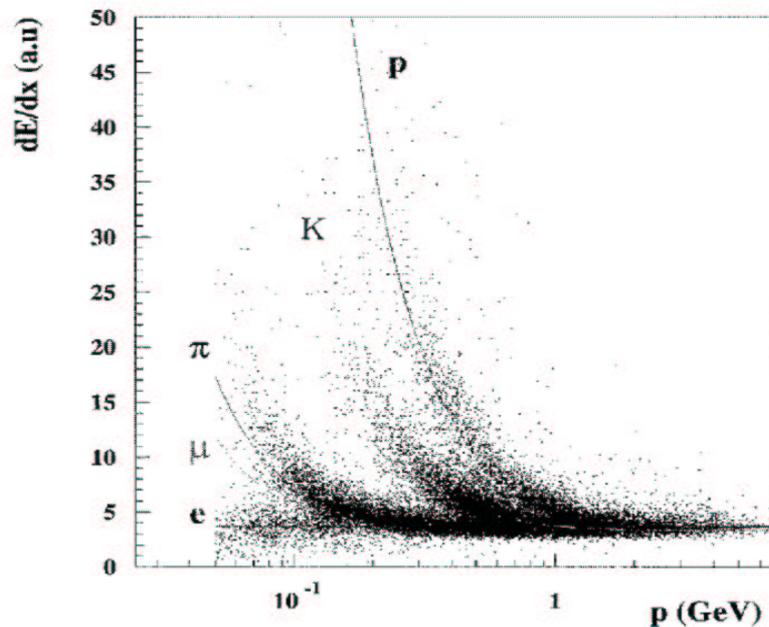


Figure 12. dE/dx mesuré en fonction de l'impulsion dans le SVT pour e , μ , π , K et p . (issus de données réelles: $1,31 fb^{-1}$, BaBar janvier-mars 2000)

3.3.2 L'identification des particules neutres

L'identification des particules neutres qui est d'intérêt pour notre étude découle de l'identification des γ dans le calorimètre électromagnétique.

Un premier processus d'identification des amas dans le EMC est effectué lorsque l'algorithme de reconstruction tente de faire correspondre les traces chargées issues de la DCH aux amas du EMC (décrit à la section 3.2.2).

Après cette étape, il reste trois types possibles d'amas pouvant être mal identifiés comme des photons que nous tenterons d'éliminer: des traces hadroniques chargées mal identifiées, des "splitoffs" hadroniques⁷ et les K_L^0 , qui sont les seules particules neutres avec les photons à avoir un temps de vie assez long pour atteindre le EMC.

Ces trois types d'amas ont la particularité d'être provoqués par des particules hadroniques. La largeur des amas est utilisée pour discriminer les photons de ces amas hadroniques.

La variable utilisée, appelée LAT, procure une mesure de la largeur d'un amas (ou une bosse) dans le calorimètre. Le LAT est défini comme:

$$LAT = \frac{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2}{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2 + E_1 r_0^2 + E_2 r_0^2}, \quad (3.1)$$

où N est le nombre de cristaux, E_i l'énergie déposée dans le i ème cristal, ordonnée de telle sorte que $E_1 > E_2 > \dots > E_N$; et r_i est le rayon du centroïde de l'amas au centre du i ème cristal. r_0 est la distance entre deux cristaux du EMC (en moyenne

⁷Des cascades hadroniques chargées peuvent être parfois assez irrégulières pour contenir des cascades secondaires qui se séparent de la cascade principale. Ces cascades secondaires peuvent créer des bosses distinctes de la bosse créée par la cascade principale. Ces bosses secondaires n'auraient alors pas de correspondance avec une trace chargée, et seraient donc identifiées par la reconstruction comme neutres. Cet amas est alors qualifié de "splitoff hadronique".

5 cm à BaBar). La figure 13 montre un schéma d'un amas et des variables du LAT.

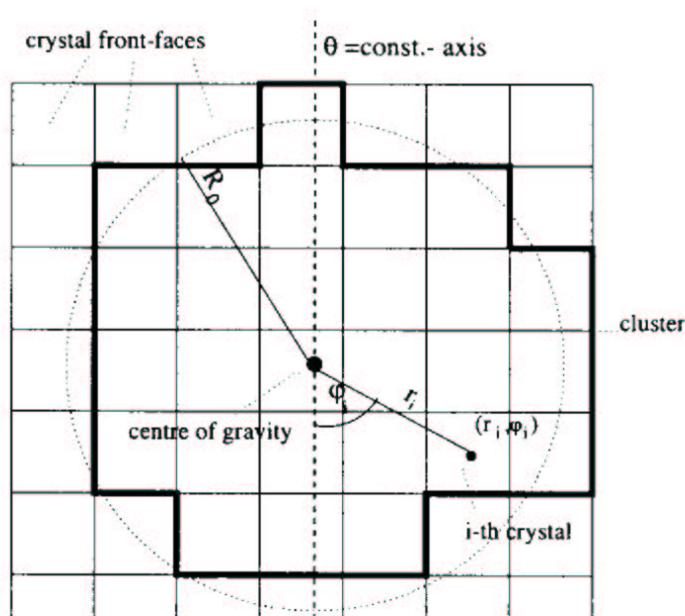


Figure 13. Définition des variables de LAT.

La sommation au numérateur omet les deux cristaux contenant la plus grande énergie. Les particules interagissant électromagnétiquement déposent la majorité de leur énergie dans deux ou trois cristaux. La valeur du LAT sera donc plus petite pour les photons que les particules hadroniques. De plus, la multiplication de l'énergie des cristaux par la distance au carré augmente l'effet de différenciation des cascades hadroniques par rapport aux cascades électromagnétiques.

Nous avons fait un résumé dans ce chapitre des outils d'analyse de BaBar que nous utilisons dans notre analyse. À partir du chapitre suivant, l'exposé de ce mémoire portera spécifiquement sur le travail effectué au cours de notre projet. En particulier, le chapitre 4 porte sur l'étude des particules primaires de la désintégration étudiée.

Chapitre 4

Étude systématique de la reconstruction des particules du signal

Nous avons tenté de mener à bien une étude de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ dans le but d'en extraire le rapport d'embranchement. Nous avons étudié les D^0 issus de $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+$ avec les $D^*(2010)^+$ venant de deux types d'événements : les paires de quarks $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. Les événements de type $s\bar{s}$, $d\bar{d}$ et $u\bar{u}$ ne contiennent pas de mésons D et sont considérés comme du bruit de fond. Nous ne considérons que les désintégrations $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ dans la reconstruction. Il y a par conséquent 5 particules primaires à détecter, soit le π^+ et les 4 γ . Puisque quatre des 5 particules de la voie étudiée sont des γ , la reconstruction des particules neutres est cruciale dans notre analyse.

Ce chapitre se veut une introduction à l'analyse de données dans le but d'extraire le rapport d'embranchement présentée au chapitre 5. Il expose une série d'études consacrées à la reconstruction des γ et π^+ issus de la désintégration étudiée.

Nous présenterons tout d'abord une étude qui a été menée pour comprendre les causes des pertes des gamma dans l'expérience BaBar. À la 2^{ème} section, nous présenterons une étude de l'influence du bruit de fond dû au collisionneur sur notre analyse. La troisième section sera consacrée aux corrections qui ont dû être apportées à l'associateur qui fait la correspondance entre les particules reconstruites et les particules "vérités" de la simulation. Nous présenterons ensuite le travail fait sur la reconstruction des gamma convertis. Nous terminerons ce

chapitre en étudiant la reconstruction des π^+ .

4.1 Étude de la reconstruction des γ originaires de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$

4.1.1 Efficacité de reconstruction des γ

Comme nous le verrons plus tard, l'efficacité de reconstruction de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ est basse, de l'ordre de 1-10% dépendamment des coupures et du type d'événements de quarks¹. Cette faible efficacité de reconstruction est due principalement à la difficulté à détecter les γ avec une haute efficacité. Constatant cette faible efficacité de reconstruction, nous avons décidé d'étudier les causes des pertes des γ à BaBar en espérant pouvoir agir dans certains cas pour récupérer du signal. En plus de nous fournir la chance d'augmenter notre efficacité de reconstruction, cette étude nous a permis de mieux comprendre le comportement du EMC face à la désintégration étudiée.

Pour reconstruire les gamma venant des π^0 , nous utilisons la liste des bosses dans le calorimètre fournie par la reconstruction. Celle-ci, comme la liste des amas, ne contient que les cascades qui ne sont pas associées à des traces chargées.

¹Note importante: les $D^*(2010)^+$ de notre signal venant des événements $c\bar{c}$ sont la plupart du temps directement issus de la fragmentation des paires de quarks, alors que les $D^*(2010)^+$ des événements $b\bar{b}$ sont généralement issus de la désintégration d'un B qui sont presque au repos dans le référentiel du centre de masse. Il y a par conséquent plus d'énergie cinétique disponible pour les $D^*(2010)^+$ venant des événements $c\bar{c}$, et les particules primaires (γ et π) de ces événements seront plus énergétiques. Nous ferons souvent référence dans ce chapitre à cette différence d'énergie entre les événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. (Remarque: Si les $D^*(2010)^+$ ne sont pas issus directement de la fragmentation des quarks c , ils proviendront des désintégrations $D_1(2420)^0 \rightarrow D^*(2010)^+\pi^-$, $D_2^*(2460)^0 \rightarrow D^*(2010)^+\pi^-$ ou $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^*(2010)^+K^0$ où les $D_1(2420)^0$, $D_2^*(2460)^0$ et $D_{s1}(2536)^+$ seront eux-mêmes issus de la fragmentation des quarks c . De même, si un $D^*(2010)^+$ ne provient pas directement de la désintégration d'un méson B dans un événement $b\bar{b}$, il proviendra indirectement d'une de ces trois désintégrations).

Nous la préférons à la liste des amas, car cette dernière ne contiendra pas les bosses individuelles d'un amas qui contient plusieurs bosses. Par exemple, les photons d'un π^0 fusionné ne sont pas inclus dans la liste des amas. Or, comme nous le verrons, les π^0 fusionnés sont monnaie courante dans la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ à BaBar et il sera important pour nous de les reconstruire.

Pour déterminer l'efficacité de reconstruction des gamma, on itère d'abord sur la liste des particules "vérité" de la simulation. Nous identifions dans cette liste les 4 gamma venant du D^0 du signal. Ensuite, nous regardons la liste des bosses. À l'aide de l'associateur qui associe les particules reconstruites aux particules "vérité" de la simulation, l'associateur vérité Monte Carlo, nous identifions les gamma du signal qui font partie de la liste des bosses du EMC. Les particules qui se trouvent à la fois dans la liste des particules "vérité" et dans la liste des bosses sont considérées comme reconstruites. De cette façon, nous obtenons les efficacités de reconstruction suivantes pour les γ du signal :

Événements	Eff. de reconst.
$c\bar{c}$	$71,2 \pm 0,9 \%$
$b\bar{b}$	$70,6 \pm 0,9 \%$

Tableau V. Efficacité de reconstruction des γ du signal

Pour la reconstruction de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, ceci implique que nous ne pourrons jamais reconstruire plus $(\sim 70\%)^4 \simeq 25\%$ des événements de signal déjà à cause de la difficulté à reconstruire les γ .

Nous avons ensuite étudié les caractéristiques des particules générées par la simulation qui ne sont pas reconstruites pour tenter de comprendre la faible efficacité de reconstruction des γ .

Typiquement, la méthodologie consiste à regarder une caractéristique d'un

gamma pouvant influencer sa reconstruction (comme par exemple son énergie ou son angle polaire) et à comparer cette caractéristique entre les gamma reconstruits et non-reconstruits. Une grande différence entre les gamma reconstruits et non-reconstruits indique une cause de non-reconstruction. Cette technique a le défaut d'être basée sur des critères arbitraires. Cependant, il n'est pas possible de connaître de façon absolue les causes de pertes de γ et nous n'avons pas besoin d'une précision très exacte pour ce genre d'étude. Nous n'exigeons qu'une compréhension qualitative des processus contribuant à la perte des gamma du signal. Une description de chacune des causes de non-reconstruction des gamma du signal est présentée en ordre décroissant d'importance à la section suivante. Le tableau VI résume les résultats de cette étude à la fin de la section 4.1.

4.1.2 Description des causes des pertes des γ

1) *L'acceptance géométrique du EMC:*

Elle est la principale cause de perte des photons à BaBar. La figure 14 montre la distribution de l'angle polaire des gamma reconstruits et non-reconstruits. Le EMC couvre en angle polaire de $15,9^\circ$ à l'avant du calorimètre à $140,8^\circ$ à l'arrière. Les gamma hors de cette fenêtre sont considérés comme perdus à cause de l'acceptance géométrique. La plupart des gamma sont perdus à l'avant du détecteur, à cause de la poussée de Lorentz qui leur est appliquée par l'asymétrie du collisionneur.

Malgré la présence de la partie avant du calorimètre (qui couvre de $15,9^\circ$ à $26,9^\circ$), *l'asymétrie du collisionneur constituera un désavantage pour nous comparativement à une expérience habituelle à collisionneur symétrique*. Plus de photons seront perdus dans les espaces vides du calorimètre à BaBar que dans une expérience habituelle. Les aimants utilisés pour focaliser et défléter les faisceaux

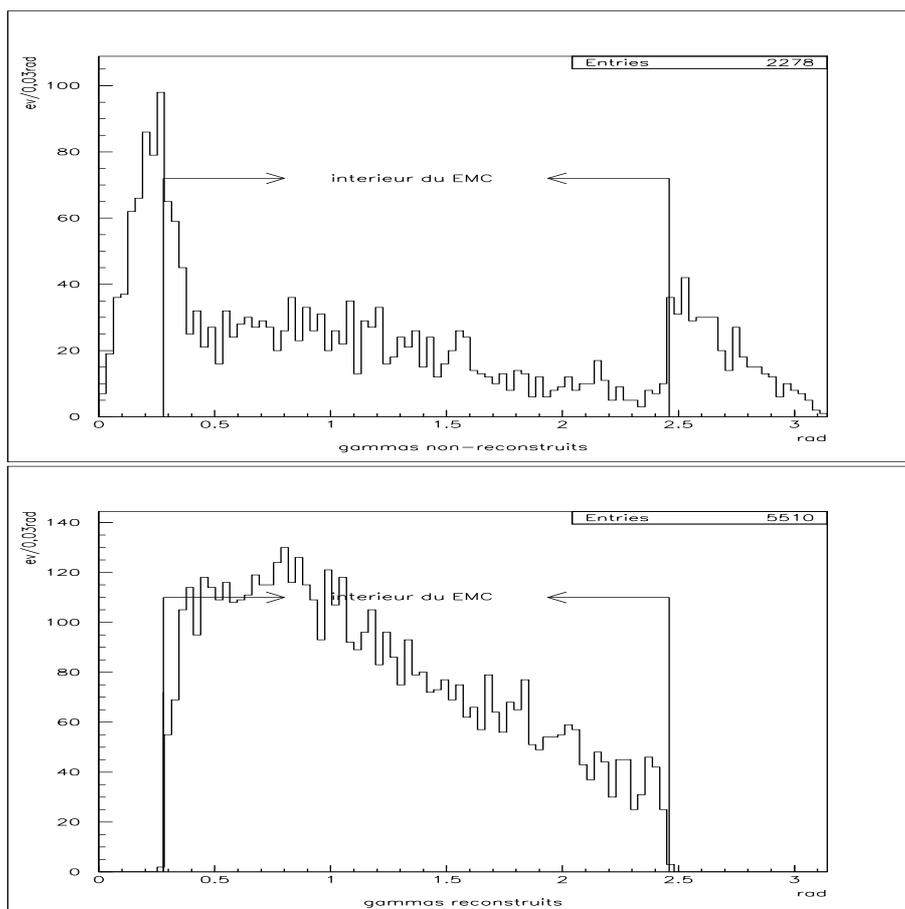


Figure 14. Distribution de l'angle polaire (radians) pour des γ non-reconstruits (a) et reconstruits (b) (événements $c\bar{c}$). Les flèches indiquent les limites du EMC. On peut voir des pics importants dans la distribution à l'extérieur de l'acceptance du EMC pour les γ non-reconstruits.

au point d'interaction diminuent l'espace disponible pour le EMC². Ceci aura une influence importante sur l'étude de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. En effet, on peut calculer que si la couverture géométrique du calorimètre à BaBar était parfaite, l'efficacité de reconstruction totale de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ serait doublée. Malheureusement, il nous est impossible pour nous d'agir dans ce cas pour tenter de récupérer du signal.

En fin de compte, $38,1 \pm 1,3$ % des photons *perdus* dans les événements $c\bar{c}$ et $37,2 \pm 1,3$ % dans les événements $b\bar{b}$ ne sont pas reconstruits à cause de l'acceptance géométrique.

2) La proximité d'un amas chargé :

Elle constitue la deuxième cause la plus importante de perte des photons. $14,1 \pm 0,8$ % des photons non-reconstruits dans les événements $c\bar{c}$ et $16,2 \pm 0,9$ % dans les événements $b\bar{b}$ sont perdus parce qu'ils sont engloutis par l'amas d'une particule chargée. La figure 15 montre l'angle entre un gamma du signal et le centroïde de l'amas associé à une particule chargée le plus près du γ dans le même événement. À l'aide de cette figure, nous décidons du critère suivant : si un amas chargé est à moins de $0,11$ rad ($6,3^\circ$) d'un photon du signal qui est produit à l'intérieur de l'acceptance du EMC, celui-ci ne sera pas reconstruit à cause de la présence de l'amas chargé. Nous choisissons la valeur de $6,3^\circ$ parce que la figure 15 montre qu'en dessous de cette valeur, les γ reconstruits sont en minorité par rapport aux γ non-reconstruits.

$91,5$ % des particules chargées associées à ces amas sont des particules hadroniques ($67,2\%$ de ceux-ci sont des pions). Ces particules vont provoquer des cascades hadroniques dans le EMC qui ont tendance à avoir un développement latéral très important. Ainsi, les chances d'“engloutir“ une cascade électromagné-

²À PEP-II, les faisceaux ont des énergies différentes et circulent dans des tuyaux séparés. Par conséquent, les aimants utilisés pour focaliser les faisceaux sont particulièrement volumineux et près du point d'interaction pour faire interagir les faisceaux e^+e^- au point d'interaction.

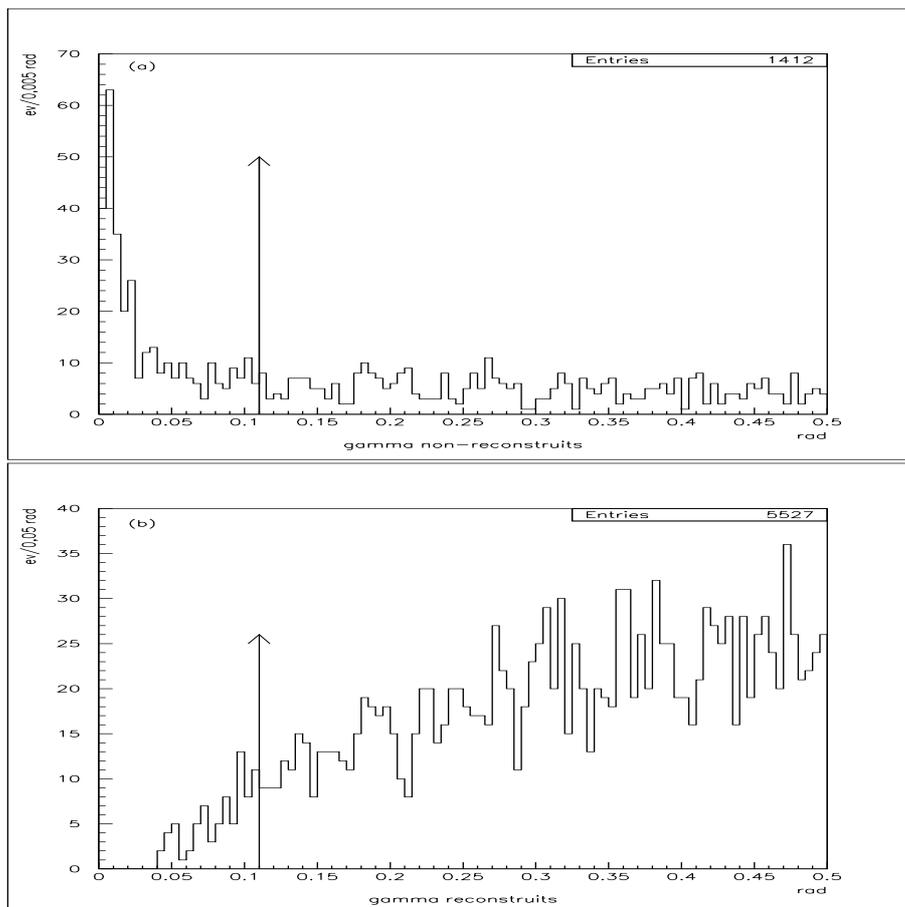


Figure 15. Angle (radians) entre un γ du signal à l'intérieur de l'acceptance du EMC et l'amas chargé le plus proche (événement $c\bar{c}$). L'histogramme (a) est pour les γ non-reconstruits et l'histogramme (b) pour les γ reconstruits. Un pic apparaît à petit angle pour les photons non-reconstruits. On choisit 0,11 rad comme limite de non-reconstruction (flèche).

tique sont grandes. Cette cause de non-reconstruction est légèrement plus élevée dans les événements $b\bar{b}$ qui ont plus de particules chargées par événement (~ 9 traces/événement en $b\bar{b}$ et ~ 7 traces/événement en $c\bar{c}$).

Il sera impossible pour nous d'utiliser dans la reconstruction des événements de signal les gamma qui ont leur amas submergé par un amas associé à une particule chargée où seul l'amas de la particule chargée est visible (amas à une seule bosse), puisque ceux-ci ne seront pas sélectionnés par la reconstruction des bosses neutres dans le EMC. Cependant, si un amas a plusieurs bosses, et qu'une de celle-ci est associée à une trace chargée, nous allons considérer les autres bosses de l'amas comme des candidats γ , à condition qu'elles ne soient pas elles-mêmes associées à une trace chargée.

3) *Les gamma convertis, $\gamma \rightarrow e^+e^-$:*

$13,5 \pm 0,8 \%$ ($14,6 \pm 0,8 \%$) des gamma non-reconstruits du signal issus des événements $c\bar{c}$ ($b\bar{b}$) ne sont pas reconstruits parce qu'ils ont débuté leur cascade électromagnétique avant d'entrer dans le calorimètre. On parle alors de "gamma convertis". La conception du détecteur BaBar tente de minimiser la quantité de matériau devant le calorimètre expressément pour diminuer le nombre de conversions avant le EMC. À BaBar, il y a 0,25 longueur de radiation devant le calorimètre. Le rayon de conversion des gamma, montré à la figure 16, permet de mettre en évidence les parties du détecteur les plus denses devant le EMC.

L'angle d'ouverture de la désintégration $\gamma \rightarrow e^+e^-$ est donné au premier ordre en terme de m , la masse de l'électron, par:

$$\theta_{12} = \arccos \left(\frac{1 + \left(\frac{m}{E_1} + \frac{m}{E_2} \right)}{1 - \left(\frac{m}{E_1} + \frac{m}{E_2} \right)} \right), \quad (4.1)$$

où E_1 et E_2 sont les énergies de l'électron et du positron. La faible masse de l'électron (0,5 MeV) par rapport à son énergie cinétique à BaBar (typiquement quelques centaines de MeV) donnera un petit d'angle d'ouverture θ_{12} .

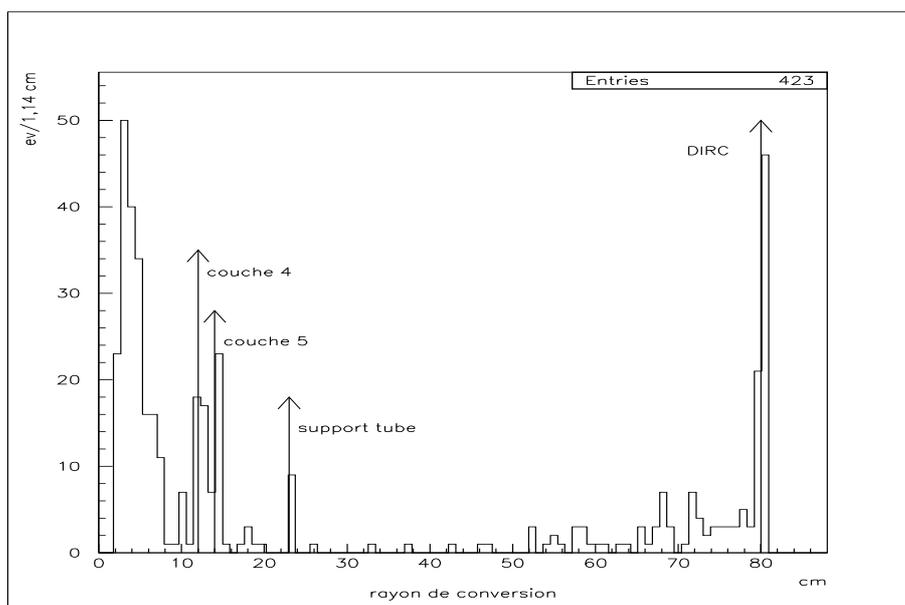


Figure 16. Rayon de conversion (cm) des γ du signal à l'intérieur de l'acceptance du EMC (événements $b\bar{b}$). On peut voir des pics aux endroits où le détecteur est le plus dense. La plupart des conversions sont créées à moins de 10 cm où se trouvent le tuyau du faisceau et les trois premières couches du SVT. On a ensuite des conversions aux 4^{ème} et 5^{ème} couches du SVT. Le tuyau de support du SVT convertit aussi un nombre important de photons. La dernière partie du détecteur qui a une longueur de radiation importante est le DIRC à 80 cm.

Ceci a pour conséquence de permettre la détection de certains gamma ayant débutés leur cascade devant le calorimètre. Ceux-ci peuvent être détectés parfois comme un seul amas, et même une seule bosse dans le calorimètre si la conversion a eu lieu près du EMC. Par exemple, 65% des γ convertis par la présence du DIRC se retrouveront dans la liste des bosses. Ceci n'est que légèrement inférieur à l'efficacité de reconstruction générale des photons de notre désintégration, et indique la possibilité de reconstruire dans le EMC les photons convertis loin du point d'interaction.

La situation est différente pour les γ convertis près du point d'interaction, par les couches de silicium du SVT ou le tuyau du faisceau par exemple. Dans ce cas, les électrons et positrons produiront des amas bien distincts rendus au EMC et le photon-père ne sera pas directement détecté. Cependant, les e^\pm passeront à travers une partie du système de détection des traces chargées (SVT + DCH pour les e^\pm originaires du tuyau du faisceau, DCH seulement pour ceux originaires des dernières couches et du tuyau de support du SVT). Il sera alors possible de reconstruire leurs traces et leur vertex de désintégration. Il s'agit d'une opération difficile à réussir pour essayer de récupérer du signal perdu. Nous l'avons tentée et présenterons les résultats à la section 4 du présent chapitre.

4) *Les π^0 fusionnés à une bosse*: La masse invariante des deux photons de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ est donnée par [44]:

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos \theta_{12})}. \quad (4.2)$$

La masse nominale des $\pi^0 \simeq 135$ MeV. Par conséquent, si l'énergie du π^0 -père est élevée, et par conséquent l'énergie des deux photons-fils E_{γ_1} et E_{γ_2} aussi, l'angle d'ouverture entre les deux γ , θ_{12} , devra être très petit pour garder $M_{\gamma\gamma} = 135$ MeV selon l'équation 4.2. Dans BaBar, lorsque l'énergie d'un π^0 dépasse 2,1 GeV, la probabilité que les cascades de ses photons se chevauchent dans le EMC au point d'être détectés comme une seule bosse devient importante. Il est alors impossible de reconstruire individuellement les photons du π^0 . Ainsi, $9,7 \pm 0,7$ %

des photons non-reconstruits du signal issus des événements $c\bar{c}$ sont perdus pour cette raison ($3,2 \pm 0,2$ % dans les événements $b\bar{b}$).

Ceci arrive plus souvent lors des événements $c\bar{c}$ qui produisent des π^0 de plus haute énergie. En effet, l'énergie moyenne des π^0 du signal est de 1,33 GeV pour les événements $c\bar{c}$ et 1,21 GeV pour les événements $b\bar{b}$. Par conséquent, on trouve pour les π^0 de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$:

$$\text{fraction des } \pi^0 \text{ à une bosse} = \left\{ \begin{array}{l} 3,6\% \text{ pour } c\bar{c} \\ 1,3\% \text{ pour } b\bar{b} \end{array} \right\}. \quad (4.3)$$

Les π^0 fusionnés à une bosse constituent donc une faible fraction des π^0 de notre signal.

Nous avons fait le choix de ne pas de reconstruire les π^0 fusionnés à une bosse dans notre analyse même si certaines techniques ont été développées à cet effet [5]. Notre décision est basée sur le fait que ces π^0 sont peu fréquents dans la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ à BaBar (éq. 4.3), et donc ne nous permettraient de récupérer que peu de signal tout en ajoutant une source de bruit de fond supplémentaire à notre analyse.

5) *Photons perdus entre les cristaux du EMC:*

Les cristaux du calorimètre électromagnétique sont enveloppés de matériaux réfléchissants³ pour maximiser la collection de la lumière et de fibre de carbone composite pour combattre l'humidité. Ces couches de matériaux laissent des espaces inactifs de 1,25 mm environ entre les cristaux. Pour limiter la quantité de photons perdus à cause de ces espaces morts, l'alignement des cristaux est décalé selon l'angle polaire par rapport au point d'interaction par un angle de $\pm 15mr$. Ce n'est pas le cas par contre pour l'alignement des cristaux selon l'angle azimuthal.

³Couches de Tyvek 1056D entourées de feuilles d'aluminium.

Il est estimé qu'environ 2,5% des photons sont perdus entre les cristaux du EMC [4]. Nous avons utilisé cette valeur pour déterminer la quantité de photons perdus par cette cause en supposant que 2,5 % des photons issus du signal étaient perdus entre les cristaux. Ainsi, $8,6 \pm 0,6$ % ($9,5 \pm 0,7$ %) des photons non-reconstruits provenant des événements $c\bar{c}$ ($b\bar{b}$) sont perdus pour cette raison.

6) *Énergie des γ trop faible :*

Tel que décrit à la section 3.2.2, l'algorithme de reconstruction du calorimètre ne considère pas les amas d'énergie inférieure à 20 MeV. La désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ produit parfois, mais rarement, des γ d'énergie inférieure à cette limite. De plus, lorsque l'énergie des photons est quelques MeV au-dessus de cette limite, peu de cristaux, entre 3 et 5 environ, font partie de l'amas créé par le photon. La résolution en énergie de l'amas est alors détériorée, et il est possible que l'énergie mesurée par le calorimètre soit inférieure à 20 MeV. Le photon qui aurait créé un tel amas ne serait pas reconstruit.

La figure 17 montre la distribution de l'énergie des γ non-reconstruits par une cause autre que 1-4, selon l'associateur vérité Monte Carlo, comparativement à celle des γ reconstruits.

Après avoir étudié le spectre d'énergie des γ reconstruits et non-reconstruits, nous avons choisis qu'un photon d'une énergie inférieure à 30 MeV qui n'est pas reconstruit pour une raison autre que 1-4 n'est pas reconstruit à cause de sa faible énergie. Ainsi, $6,7 \pm 0,5$ % des photons non-reconstruits sont perdus pour cette raison dans les événements $b\bar{b}$ et $3,9 \pm 0,4$ % dans les événements $c\bar{c}$. Cette cause de perte des photons est tout de même mineure pour notre signal, qui fournit des γ de haute énergie par rapport aux γ génériques que l'on peut trouver à BaBar. :

$$\langle E_\gamma \rangle = \left\{ \begin{array}{l} 775 \text{ MeV pour } c\bar{c} \\ 625 \text{ MeV pour } b\bar{b} \end{array} \right\},$$

où $\langle E_\gamma \rangle$ est l'énergie moyenne des photons du signal. Les γ issus des événements

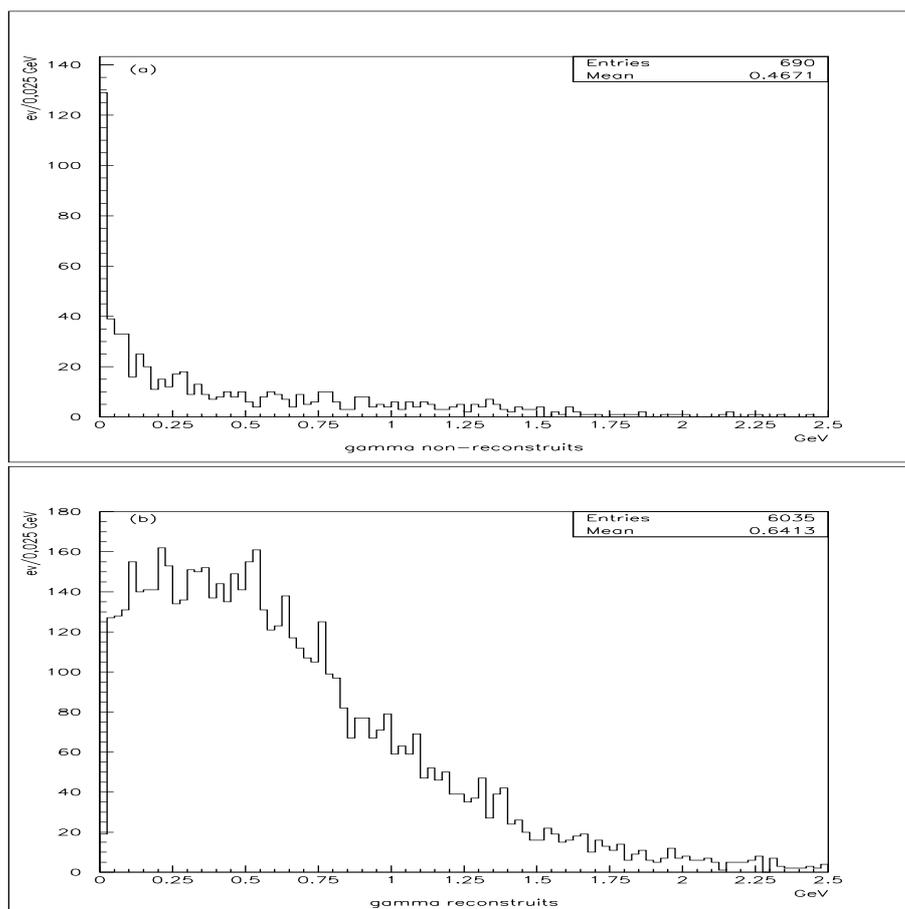


Figure 17. Distribution de l'énergie (GeV) (selon l'associateur vérité Monte Carlo) des γ non-reconstruits pour une raison autre que les causes 1-4 en (a) et reconstruits en (b) (événements $b\bar{b}$). On peut voir un pic important à très petite énergie pour les γ non-reconstruits. Nous choisirons comme limite de non-reconstruction 0,030 GeV.

de quarks $c\bar{c}$ sont plus énergétiques ce qui explique pourquoi cette cause de perte de γ est moins importante pour ce type d'événement.

7) *La proximité d'un amas neutre :*

Nous avons traité cette cause de perte des photons de façon similaire à celle des amas chargés.

Seulement $2,2 \pm 0,3$ % en $c\bar{c}$ et $2,7 \pm 0,3$ % en $b\bar{b}$ des photons non-reconstruits sont perdus à cause d'un amas neutre trop proche, par rapport à environ 15% pour les amas chargés. Cette différence est due au fait que presque tous les amas neutres dans le calorimètre sont des photons qui créeront des cascades électromagnétiques dans le EMC. Or, on sait que les cascades électromagnétiques ont un développement latéral plus restreint que les cascades hadroniques (chapitre 3). Les K_L^0 sont les seules particules neutres au temps de vie assez long pour atteindre le EMC, mais ils sont assez peu communs (~ 1 à tous les 4 événements de signal) pour ne pas constituer un problème pour la reconstruction de notre signal.

8) π^0 fusionnés à deux bosses :

Nous avons discuté précédemment du cas des π^0 fusionnés à une bosse (avec énergie $> 2,1$ GeV). Il est possible d'avoir des π^0 d'une énergie moindre, mais suffisamment élevée pour que les cascades des deux gamma soient suffisamment proches l'une de l'autre pour se chevaucher partiellement. Les deux photons feraient partie alors du même amas, mais formeraient à l'intérieur de cet amas deux bosses distinctes. Ceci est possible à BaBar pour des π^0 d'énergie supérieure à 900 MeV (mais inférieure à environ 3,5 GeV où les π^0 ne forment généralement qu'une seule bosse).

Comme il a été mentionné au chapitre 3, la tâche de l'algorithme de reconstruction est dans ce cas de partager correctement l'énergie dans les deux bosses

de l'amas. En temps normal, chacun des gamma d'un π^0 fusionné à deux bosses est reconstruit. Cependant, il est possible que la désintégration du π^0 soit assez asymétrique pour qu'une des bosses, créée par le photon le plus mou, soit assez petite pour être ensevelie par la cascade de l'autre photon. Le photon le plus mou ne serait pas reconstruit dans ce cas. Ceci est assez rare, et les photons faisant partie d'un π^0 fusionné à deux bosses sont presque aussi facilement reconstruits que les photons isolés.

En fin de compte, $4,1 \pm 0,4$ % des photons perdus ne sont pas reconstruits pour cette cause en $c\bar{c}$ et $1,7 \pm 0,3$ % en $b\bar{b}$.

9) *Interactions avec le matériau du détecteur devant le EMC (autre que conversions):*

En d'assez rares occasions, il arrive qu'un γ réagisse avec le matériau du détecteur autrement que par une conversion avant d'entrer dans le calorimètre. La conversion des photons est le processus dominant pour une énergie supérieure à 100 MeV [26]. En dessous de cette énergie, l'effet photoélectrique et la diffusion Compton deviennent importants.

Étant donné la faible valeur du nombre atomique moyen des matériaux devant le EMC, ces phénomènes sont assez rares, et nous avons déterminé qu'ils ne surviennent que pour environ 1% des photons du signal produits. En de plus rares occasions (environ 0,02% des photons produits), des γ peuvent réagir avec des noyaux du matériau du détecteur pour créer des réactions de dissociation nucléaire.

En fin de compte, $2,5 \pm 0,3$ % des photons perdus dans les événements $c\bar{c}$ et $3,5 \pm 0,4$ % dans les événements $b\bar{b}$ ne sont pas reconstruits pour cette raison.

10) *Cascades incomplètes aux extrémités du EMC:*

Lorsqu'un photon passe aux limites de l'acceptance géométrique du EMC, sa cascade électromagnétique sera incomplète. Le diamètre des amas produits par un photon peut atteindre 25 cm à BaBar. Par exemple, si la direction d'un photon n'est que de 3 degrés à l'intérieur du EMC, et qu'il possède l'énergie suffisante pour produire un amas d'un diamètre de 20 cm, la moitié de sa cascade n'est pas reconstruite.

Ces cascades incomplètes peuvent confondre l'algorithme de reconstruction du EMC, et parfois diminuer l'énergie d'un amas à moins de 20 MeV, ce qui empêcherait la reconstruction du photon. Cette cause ne constitue la raison de non-reconstruction des photons que pour $0,7 \pm 0,2$ % des photons perdus issus des événements $c\bar{c}$ et $0,5 \pm 0,1$ % pour les événements $b\bar{b}$.

Causes des pertes des γ	Évén. $c\bar{c}$	Évén. $b\bar{b}$
Acceptance géométrique du EMC	$38,1 \pm 1,3$ %	$37,2 \pm 1,3$ %
Proximité d'un amas chargé	$14,1 \pm 0,8$ %	$16,2 \pm 0,9$ %
$\gamma \rightarrow e^+e^-$	$13,5 \pm 0,8$ %	$14,6 \pm 0,8$ %
π^0 fusionnés à une bosse	$9,7 \pm 0,7$ %	$3,2 \pm 0,2$ %
Espace mort entre les cristaux	$8,6 \pm 0,6$ %	$9,5 \pm 0,7$ %
Énergie trop basse	$3,9 \pm 0,4$ %	$6,7 \pm 0,5$ %
Proximité d'un amas neutre	$2,2 \pm 0,3$ %	$2,7 \pm 0,3$ %
π^0 fusionnés à deux bosses	$4,1 \pm 0,4$ %	$1,7 \pm 0,3$ %
Int. avec le détecteur (sauf conv.)	$2,5 \pm 0,3$ %	$3,5 \pm 0,4$ %
Cascades aux extrémités du EMC	$0,7 \pm 0,2$ %	$0,5 \pm 0,1$ %
TOTAL	$97,8 \pm 2,1$ %	$95,8 \pm 2,1$ %

Tableau VI. Tableau des causes de pertes de γ du signal $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ à BaBar. $28,8 \pm 0,4$ % des γ du signal produits dans les événements $c\bar{c}$ ne sont pas reconstruits et $29,4 \pm 0,4$ % dans les événements $b\bar{b}$.

Le tableau VI résume les résultats de cette étude. La somme des causes de pertes des γ ne donne pas 100 %. Nous croyons cependant avoir fait le résumé de toutes les causes possibles de perte de γ à BaBar, et nous attribuons ce déficit à l'imperfection de notre méthode qui, comme nous l'avons déjà mentionné, repose souvent sur des critères arbitraires. Certains des chiffres ci-hauts pourraient donc être sous-estimés de quelques dixièmes de %. La précision de notre étude demeure tout de même amplement suffisante pour en retirer une compréhension intuitive des pertes des γ dans le EMC.

Cette étude nous a donc permis de mieux comprendre le comportement des γ et π^0 à BaBar. Elle nous a fait prendre conscience de la grande quantité de photons perdus dans les espaces non-couverts par le EMC. Nous avons aussi saisi l'importance des π^0 fusionnés à deux bosses, qui sont très communs pour notre signal (40% des π^0 en $c\bar{c}$ et 20% des π^0 en $b\bar{b}$). Ceux-ci ne constituent pas un problème insurmontable pour la reconstruction des photons, comme nous l'avons vu précédemment, mais ils ont nécessité un traitement spécial dans notre étude, en particulier pour ce qui est de l'association entre les particules reconstruites et les particules vérité de la simulation, qui échoue souvent à identifier ces π^0 . La résolution de ce problème sera exposée à la section 4.3.

Le deuxième objectif de cette étude était d'identifier des sources de pertes de photons du signal qui pourraient être corrigées, dans le but de récupérer du signal. Nous en avons identifié une, soit les conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Nous discuterons de la reconstruction des γ convertis à la section 4.4. Nous allons tout d'abord étudier l'influence du bruit de fond du collisionneur sur notre désintégration.

4.2 Effet du bruit de fond de la machine sur la reconstruction du signal

Tel qu'il a été mentionné lors de la description du PEP-II au chapitre 2, le bruit de fond dû au collisionneur est très important à BaBar à cause de la luminosité très élevée. Ce bruit de fond est produit par un des faisceaux e^+ ou e^- qui interagit avec une molécule de gaz dans le vide imparfait du tuyau du faisceau. Puisque ce bruit de fond est composé principalement de photons, il pourrait à prime abord constituer une source de bruit de fond importante pour notre analyse. Nous avons mené une étude sur la simulation Monte Carlo pour tenter d'en estimer l'effet sur notre analyse.

Méthodologie

Nous avons généré des collections d'événements contenant les désintégrations:

$$\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0, \text{ où } B^0 \rightarrow \nu \bar{\nu} \text{ et } \bar{B}^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+ \nu \bar{\nu}, \quad (4.4)$$

et où $D^*(2010)^- \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$ et le \bar{D}^0 se désintègre vers le signal. La désintégration 4.4 est fictive, mais a l'avantage d'être très propre afin d'isoler les effets du bruit de fond du collisionneur. Nous avons généré deux collections contenant ces événements, une où le bruit de fond dû au collisionneur est simulé et l'autre où il ne l'est pas. Le bruit de fond du collisionneur est composé d'un flot de γ , généralement de basse énergie comme on le verra dans l'analyse des résultats. Nous avons ensuite comparé les résultats pour les deux collections.

Résultats

La collection avec le bruit de fond de la machine contient 57% de plus d'entrées dans la liste des amas du EMC que la collection sans bruit de fond.

Il y a donc un nombre significativement plus élevé de photons lorsque le bruit de fond du collisionneur est présent.

Nous avons regardé si un plus petit nombre de photons du signal était reconstruit, étant donné que l'occupation du EMC a augmenté avec le bruit de fond du collisionneur. Nous avons déterminé que seulement 0,3% des photons du signal n'étaient pas détectés à cause de la présence du bruit de fond du collisionneur. Par conséquent, la reconstruction des γ du signal n'est pratiquement pas affectée par la présence de ces photons supplémentaires. Nous pouvions nous attendre à un tel résultat puisque la proximité d'un amas neutre n'est qu'une petite cause de non-reconstruction des γ du signal (section 4.1.2) dans les événements génériques.

Le bruit de fond contient en moyenne des γ de faible énergie. En effet, nous observons que 54,3% des γ du bruit de fond du collisionneur ont une énergie entre 20 MeV et 30 MeV. 91,8% de ces γ ont $E < 60$ MeV. Comme nous le verrons dans le prochain chapitre sur l'analyse des données, nous couperons sur l'énergie des γ dans notre analyse à 60 MeV dans le baril du EMC et 100 MeV dans la partie avant. Avec cette coupure, nous avons déterminé que nous rejetons 95,7% des γ issus du bruit de fond du collisionneur. Par conséquent, avec la coupure utilisée, le bruit de fond du collisionneur n'augmentera pas significativement la possibilité de mauvaises combinaisons de γ pour former les π^0 . Nous observons en effet 0,1% plus d'événements qui passent les coupures (qui seront présentées au chapitre 5) et qui ne sont pas du signal dans la collection avec du bruit de fond du collisionneur par rapport à celle qui n'en contient pas⁴.

Il est important de noter par contre que la coupure de 60 MeV dans le baril et de 100 MeV dans la partie avant est sévère. L'expérience CLEO, où le

⁴Il est vrai cependant que les collections étudiées pour cette étude contiennent peu de photons, puisque nous avons utilisé une désintégration propre (éq. 4.4) pour isoler les effets du bruit de fond dû au collisionneur. Ce chiffre pourrait augmenter dans des événements génériques où la combinatoire est plus importante.

bruit de fond dû au collisionneur est moins important, utilise une coupure de 30 MeV pour sélectionner les γ [15]. Nous pouvons donc conclure d'une part que la présence du bruit de fond du collisionneur diminuera notre efficacité de reconstruction en nous obligeant à sélectionner plus sévèrement les γ . D'autre part, nous avons déterminé qu'avec une coupure sévère le bruit de fond dû au collisionneur n'affectera que très peu la reconstruction des γ du signal.

4.3 Corrections à l'associateur vérité Monte Carlo

Il existe un assocateur dans le programme d'analyse *Beta* disponible pour les données simulées qui permet d'associer une particule reconstruite par le détecteur à son partenaire, la particule générée par la simulation. Cet assocateur est constamment utilisé dans une analyse pour évaluer les efficacités de reconstruction, étudier les coupures, etc.

L'algorithme d'association a comme point de départ une particule reconstruite. Il itère ensuite sur les particules simulées en regardant l'angle d'ouverture entre les tri-vecteurs impulsions de la particule simulée et la particule reconstruite. La particule simulée qui minimise une fonction de χ^2 basée sur cet angle d'ouverture sera associée à la particule reconstruite. Des détails sur l'algorithme de l'associateur pour les traces chargées se trouvent à la référence [55].

Des problèmes généraux sont associés à cette méthode : plusieurs particules reconstruites peuvent être associées à la même particule simulée. Également, des associations erronées peuvent parfois minimiser la fonction de χ^2 . Nous avons remarqué que l'associateur vérité Monte Carlo échouait particulièrement dans deux cas particuliers. Dans cette section, nous décrirons les deux problèmes et exposerons les corrections que nous avons apportées dans notre analyse.

4.3.1 L'association pour les π^0 fusionnés

Une étude a été menée à BaBar pour tester l'associateur vérité Monte Carlo pour les π^0 . Cette étude a été faite à BaBar par Jim Olsen [42].

L'analyse consiste à étudier un échantillon de 5000 événements simulés de π^0 isolés d'énergie $0,7 < E_{\pi^0} < 6,0$ GeV. L'échantillon est exempt de $\gamma \rightarrow e^+e^-$. On requiert un maximum de 2 bosses en tout dans le EMC. L'échantillon est par conséquent très propre, et permet de connaître avec confiance ce qui a été généré sans faire appel à l'associateur de vérité que l'on veut tester.

Olsen sépare ensuite les résultats pour trois types de π^0 , les π^0 non-fusionnés, les π^0 fusionnés à deux bosses et les π^0 fusionnés à une bosse:

1. Les π^0 fusionnés à une bosse ont leur amas identifié correctement comme un π^0 par l'associateur 64,5% du temps.
2. Les π^0 fusionnés à deux bosses sont identifiés correctement en associant leur deux bosses pour former la masse invariante du π^0 composite 69,2% du temps.
3. Les π^0 non-fusionnés sont identifiés correctement 95% du temps.

Les résultats sont insatisfaisants pour les π^0 fusionnés. Cet effet est mineur dans notre analyse pour les π^0 fusionnés à une bosse qui sont peu communs (section 4.1.2). Cependant, les π^0 fusionnés à deux bosses sont très fréquents (40% des π^0 dans $c\bar{c}$ et 20% dans $b\bar{b}$). Ces erreurs de l'associateur font passer des événements de signal comme des événements de bruit de fond lorsqu'on évalue notre efficacité de reconstruction et doivent donc être corrigées.

Dans notre analyse nous reconstruisons les π^0 fusionnés à deux bosses en additionnant les quadri-vecteurs des deux bosses pour former un π^0 . Nous ajoutons à l'associateur la correction suivante: lorsqu'on veut vérifier si un candidat

π^0 est un vrai π^0 , on vérifie d'abord si ses deux bosses constituantes font partie du même amas. Si oui, pour que cet amas soit associé à un vrai π^0 , on demande que:

1. l'angle entre le centroïde de l'amas et le tri-vecteur impulsion du vrai $\pi^0 <$ les angles entre le centroïde de l'amas et le centroïde de chacune des deux bosses de l'amas.
2. $|\frac{E_{mc}-E_{amas}}{E_{mc}}| < 70\%$ où E_{mc} est l'énergie de la particule simulée et E_{amas} est l'énergie de l'amas.
3. Angle entre le centroïde de l'amas et le tri-vecteur impulsion du vrai $\pi^0 < 14^\circ$.

Ces critères ont été déterminés en regardant les caractéristiques des π^0 fusionnés et des fausses combinaisons de bosses correctement identifiés par l'associateur vérité Monte Carlo. Le premier critère assure que le vrai π^0 est bien situé au centre de l'amas à deux bosses. Nous exigeons avec les critères sur l'énergie et l'angle entre les particules reconstruites et simulées que ces deux particules aient des caractéristiques cinématiques similaires.

Ces nouveaux critères introduits dans l'associateur ont permis d'augmenter l'efficacité de reconstruction antérieurement sous-estimée, particulièrement dans les événements $c\bar{c}$ où les π^0 fusionnés sont plus abondants. Par exemple, dans une collection de 2000 événements de signal $c\bar{c}$, l'efficacité de reconstruction (après les coupures présentées au chapitre 5) a augmenté de 8,6 % à 9,5 % après les corrections de l'associateur.

4.3.2 L'association pour les γ

Si on produit l'histogramme de la masse invariante de paires de γ qui proviennent d'un vrai π^0 selon l'associateur vérité Monte Carlo, on obtient l'histogramme

du haut de la figure 18. Une queue suspecte est présente à basse masse et brise la symétrie de la distribution de $M_{\gamma\gamma}$ qui est supposée être gaussienne.

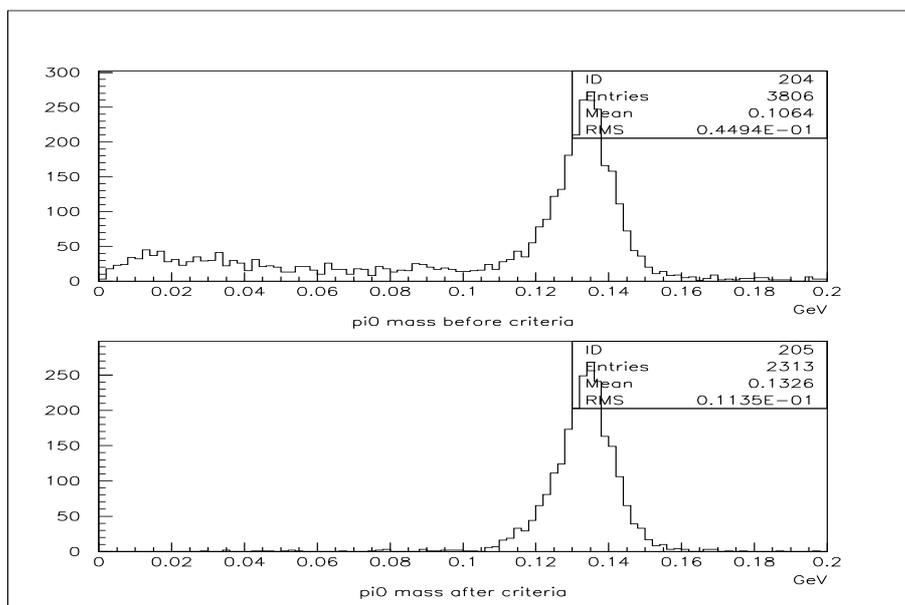


Figure 18. En haut, la distribution de $M_{\gamma\gamma}$ pour de vrais π^0 selon l’associateur par défaut de BaBar. En bas, la même distribution pour de vrais π^0 selon l’associateur modifié. La distribution gaussienne de $m_{\gamma\gamma}$ est retrouvée (événements $c\bar{c}$).

Nous avons déterminé que cette queue était due à des erreurs de l’associateur qui associait faussement des γ généralement de basse énergie (< 100 MeV) à de vrais γ issus de π^0 du signal, qui pouvaient en réalité avoir des énergies supérieures de quelques centaines de MeV à l’énergie du γ faussement associée. Puisque cette queue est presque absente pour des π^0 issus d’événements exempts de bruit de fond du collisionneur, nous avons conclu que les “faux” γ du signal sont habituellement issus du bruit de fond du collisionneur. La raison de cette fausse association n’est pas déterminée.

Certains vrais γ du signal peuvent avoir couramment plusieurs particules reconstruites associées à eux à cause de cet effet. Nous avons remarqué que ces fausses associations étaient généralement faciles à détecter car les écarts en an-

gle et en énergie entre les particules simulées et reconstruites sont généralement beaucoup plus grands dans le cas des fausses associations que dans le cas des associations correctes. Nous avons donc ajouté les critères suivants à l'associateur :

1. Angle entre le γ de la simulation et γ , reconstruit $< 4^\circ$
2. $|\frac{E_{mc}-E_{reco}}{E_{mc}}| < 25\%$,

où E_{mc} est l'énergie de la particule de la simulation et E_{reco} est l'énergie de la particule reconstruite.

La distribution des masses des vrais π^0 après les modifications de l'associateur vérité Monte Carlo est présentée dans l'histogramme du bas de la figure 18. La distribution est maintenant de nouveau gaussienne. Ces changements à l'associateur ont peu d'effets sur l'efficacité de reconstruction de la désintégration totale puisque les fausses associations de γ donnaient des π^0 avec une masse généralement plus basse que la valeur inférieure de notre coupure sur la masse invariante des γ de 0,112 GeV (présentée au chapitre 5).

Le principal effet de cette correction a été d'obtenir des efficacités de reconstruction des γ plus raisonnables. Avant ces changements, l'efficacité de reconstruction était surestimée à 76,3% en $c\bar{c}$ et 75,2% en $b\bar{b}$. Cette valeur est maintenant de 71,2% en $c\bar{c}$ et 70,6% en $b\bar{b}$ avec les corrections à l'associateur.

4.4 Étude de reconstruction des $\gamma \rightarrow e^+e^-$

Nous avons déterminé à la première section de ce chapitre que les gamma convertis constituaient une des sources les plus importantes de perte des γ . Par conséquent, il nous a semblé important de tenter de reconstruire ces gamma pour maximiser la faible efficacité de reconstruction de notre désintégration puisque cette possibilité nous était offerte à BaBar sans avoir à développer un algorithme

du début. En effet, nous avons utilisé un algorithme de reconstruction des $\gamma \rightarrow e^+e^-$ déjà disponible à partir du programme d'analyse de données de BaBar. Cet algorithme est inspiré de l'expérience ALEPH et a été implémenté à BaBar par Patrick Robbe [48].

Cette section débutera par une description sommaire de l'algorithme de reconstruction des $\gamma \rightarrow e^+e^-$ implanté à BaBar. Nous conclurons la section par une discussion des coupures utilisées pour sélectionner les $\gamma \rightarrow e^+e^-$ originaires de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ et des résultats obtenus dans la reconstruction de ces γ .

4.4.1 Description de l'algorithme de reconstruction

Pour tenter la reconstruction des gamma convertis, le vertex de désintégration des $\gamma \rightarrow e^+e^-$ doit se trouver assez près du point d'interaction pour que les électrons et positrons de la désintégration produisent des traces chargées dans le SVT et/ou la DCH. L'algorithme de reconstruction recherche premièrement deux traces de charge opposée. L'algorithme recherche ensuite les combinaisons de traces qui sont tangentes à un certain point⁵. Le point de tangence est déterminé par l'algorithme de reconstruction et est considéré comme le vertex de désintégration. La masse invariante des deux traces calculée en additionnant leur quadri-vecteurs énergie-impulsion et en assumant leur provenance du point de tangence doit être près de 0, pour être compatible avec la masse nulle des photons. Lorsque le point de tangence est trouvé, deux valeurs seront calculées pour faciliter l'identification des vrais $\gamma \rightarrow e^+e^-$, comme nous le verrons à la section 4.4.2:

- La distance dans le plan x-y entre les deux traces chargées au point de tangence (ou Δ_{xy}).

⁵En effet, la désintégration $\gamma \rightarrow e^+e^-$ a un angle d'ouverture très petit, et les e^\pm sont par conséquent approximativement tangents au moment de la désintégration (voir équation 4.1).

- La distance suivant l'axe z entre les deux traces chargées au point de tangence (ou Δ_z).

L'énergie du candidat γ reconstruit est calculée en faisant la somme des énergies des deux traces chargées. La direction du candidat γ est déterminée par la ligne joignant le point d'interaction au vertex de désintégration $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

4.4.2 La sélection des γ convertis

À partir de cet algorithme, nous avons étudié à l'aide de la simulation les caractéristiques des vrais γ convertis pour les discriminer des combinaisons aléatoires de traces tangentes, qui constituent le bruit de fond⁶. À partir de cette étude, nous avons déterminé les coupures suivantes pour notre analyse:

1. Identification des traces dans le SVT et/ou la DCH: Niveau de signification $> 0,5\%$ pour le dE/dx_{DCH} :

Pour diminuer le bruit de fond, nous sélectionnons les candidats électrons et positrons en utilisant des techniques d'identification des particules. Nous utilisons premièrement une coupure sur l'énergie déposée par unité de longueur dans la chambre à dérive et le détecteur à vertex. Nous avons déterminé avec la simulation que les e^\pm issus des γ du signal avaient une impulsion moyenne de 476 MeV dans les événements $c\bar{c}$ (416 MeV dans les événements $b\bar{b}$), impulsion où les particules déposent beaucoup d'énergie par ionisation à BaBar (voir figure 12), ce qui facilite leur identification.

Nous utilisons l'information du dE/dx dans la DCH et/ou le SVT dépendamment de l'emplacement des points de mesure des traces. Nous utilisons

⁶Nous voulons dire ici le "bruit de fond" de la sélection des γ convertis seulement. Notre sélection des gamma convertis n'est pas spécifique aux gamma du signal et nous tentons par ces coupures de reconstruire des γ convertis génériques. Ainsi, dans cette section, nous appellerons "bruit de fond" les combinaisons de traces chargées qui ne forment pas de vrais γ .

une coupure large, à un niveau de signification (défini à la section 3.3.1) supérieur à 0,5% pour l'hypothèse électron, ce qui représente une coupure à un peu moins de 3σ de la distribution du dE/dx des électrons à l'impulsion donnée. Cette coupure est large pour maximiser l'efficacité de reconstruction.

2. Identification des traces dans le EMC: E/p et $N_{cristaux}$:

Lorsque les e^\pm entrent dans le calorimètre, elles provoquent des cascades électromagnétiques, et déposent de cette manière la majeure partie de leur énergie. Les autres particules chargées, comme les muons ou les pions, ne créent pas quant à elles de cascades électromagnétiques dans le EMC (voir section 3.2.2) et n'y déposeront qu'une petite partie de leur énergie. Par conséquent, le rapport de l'énergie E déposée dans le EMC et de l'impulsion p de la particule mesurée dans le système de détection des traces chargées constitue une bonne façon d'identifier les électrons. Ainsi, si la trace chargée atteint le calorimètre, on demande:

$$E/p > 0,500$$

et de plus, on demande un nombre minimal de 4 cristaux pour l'amas dans le EMC créé par la trace candidate e^\pm .

3. $\Delta xy < 0.5cm$, $\Delta z < 1.0cm$:

Ces coupures sont utilisées dans la sélection des γ pour éliminer les cas où les traces sont tangentes, mais éloignées l'une de l'autre. Ces traces ont peu de chances de provenir de la même désintégration.

4. $M_{e^+e^-} < 30 \text{ MeV}$:

$M_{e^+e^-}$ est la masse invariante des deux traces de charges opposées. Celle-ci doit être près de 0 pour être compatible avec la masse nulle des γ . La

coupure est établie à 30 MeV à l'aide de la simulation⁷.

5. Distance du vertex au point d'interaction > 2,0 cm :

Les γ se désintègrent en présence de matériau, et ne peuvent donc pas provenir du point d'interaction. De plus, la plupart des traces qui font partie du bruit de fond sont issues de désintégration qui ont lieu près du point d'interaction (voir figure 19). Pour ces deux raisons, nous demandons au vertex de désintégration d'être distant dans le plan x-y d'au moins 2 cm du point d'interaction.

Notons que le tuyau du faisceau, qui est la partie du détecteur la plus proche du point d'interaction, est à une distance dans le plan x-y de 2,5 cm du point d'interaction. On pourrait donc se demander pourquoi on n'effectue pas cette coupure à 2,5 cm. Or, on observe des rayons de désintégrations de vrais γ à moins de 2,5 cm. On a remarqué que l'algorithme avait tendance à sous-estimer le rayon du vertex par 2,1 cm en moyenne (et de 0,5 cm pour un rayon de 2,5 cm). La raison de cette sous-estimation est inconnue. Il est donc sage de se laisser une marge de manœuvre sur cette coupure pour maximiser l'efficacité de reconstruction.

4.4.3 Les résultats

Nous avons étudié un échantillon d'événements génériques simulés contenant au moins une fois la chaîne de désintégration du signal $D^*(2010) \rightarrow D^0\pi$, $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. L'échantillon est composé de 2000 événements $c\bar{c}$ et 2000 événements $b\bar{b}$.

L'échantillon contient 1449 γ issus du signal qui sont convertis. De ces γ , environ 925 sont à l'intérieur de l'acceptance du système de détection des

⁷La valeur de 30 MeV peut sembler élevée, mais elle est due à la difficulté de trouver le vertex de désintégration des γ convertis avec une très bonne précision, ce qui augmente l'incertitude sur le calcul de $M_{e^+e^-}$.

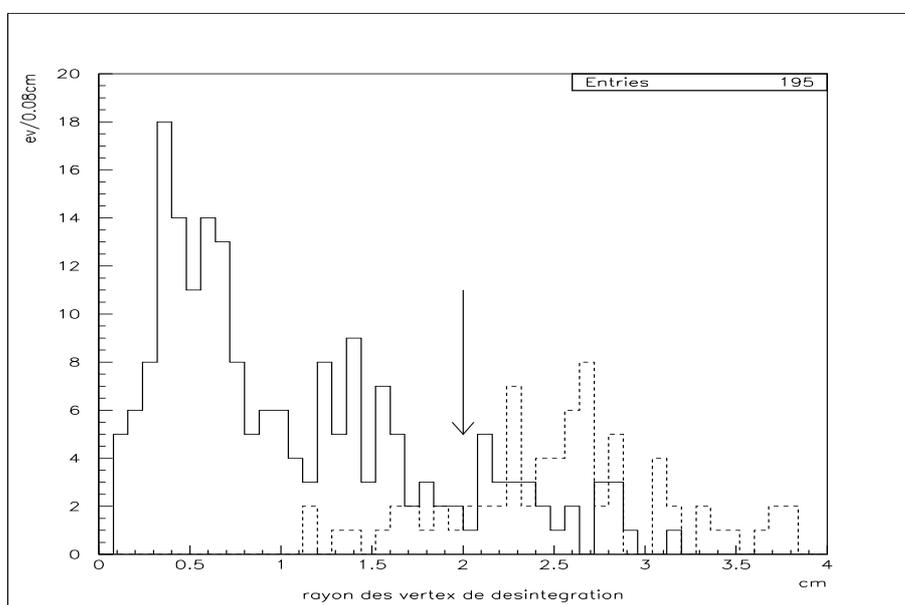


Figure 19. Rayon des vertex de désintégration des fausses combinaisons de traces (lignes pleines) et de vrais $\gamma \rightarrow e^+e^-$ (lignes pointillées) avant les autres coupures. Cette coupure est la plus efficace pour éliminer le bruit de fond.

traces chargées. De ces 925 gamma, un nombre important sont convertis loin du point d'interaction dans le détecteur, et n'ont peu ou pas de points de mesure dans la DCH/SVT. Leurs chances de détection sont alors nulles. De fait, 267 des 925 gamma à l'intérieur de l'acceptance du SVT+DCH ont un vertex de désintégration (déterminé par l'information vérité Monte Carlo) à une distance supérieure à 60 cm du point d'interaction, soit vers la fin de la chambre à dérive. Il y a donc environ $(925-267) = 658$ gamma convertis qui seraient potentiellement reconstruisables pas l'algorithme de reconstruction.

Après les coupures définies à la section 4.4.2, on réussit à reconstruire 32 gamma issus du signal, qui pourront s'ajouter à la liste de candidats gamma produite à partir de la liste des bosses dans le EMC. On ne retrouve que 6 fausses combinaisons de $\gamma \rightarrow e^+e^-$ sur les 4000 événements de la simulation. Si on considère qu'il y a en moyenne 7 traces chargées dans les événements $c\bar{c}$ et 9 dans les événements $b\bar{b}$, on peut calculer qu'il y avait environ 75 000 combinaisons de traces de charge opposée dans notre échantillon, donc candidate à la reconstruction des γ convertis. On peut en conclure que la reconstruction et la sélection des γ a été très efficace pour éliminer le bruit de fond.

Cependant, seul un faible nombre de $\gamma \rightarrow e^+e^-$ sont reconstruits (32), par rapport au nombre de γ convertis initialement potentiellement reconstruisables (658). Cette faible efficacité n'est pas due à la sévérité de nos coupures. En effet, après les coupures très larges sur la masse invariante des deux traces et la distance entre elles, on n'observait déjà que 49 événements de signal. La faible efficacité est plutôt imputable à la difficulté de reconstruire les deux traces chargées⁸ produites par la désintégration du γ . On peut citer comme difficulté le fait que ces traces possèdent peu de points de mesure. On a en effet déterminé par l'information vérité Monte Carlo que seulement $\simeq 15\%$ des traces qu'on a réussi à reconstruire avaient un rayon > 9 cm, et aucune n'avait un rayon > 20 cm. De plus, ces traces

⁸Nous entendons ici la reconstruction des traces chargées en général, tel que décrite au chapitre 3, et non la reconstruction des γ convertis.

ont une faible impulsion, de l'ordre de ~ 400 MeV, ce qui les rend susceptibles aux diffusions multiples. On peut ajouter à cela que l'algorithme de reconstruction des traces chargées est optimisé pour reconstruire des traces issues de l'origine qui elles sont beaucoup plus communes que les traces débutant loin de l'origine comme les e^\pm provenant des γ convertis.

Par conséquent, l'impact de la reconstruction des $\gamma \rightarrow e^+e^-$ est faible sur l'analyse. Dans l'échantillon étudié de 4000 événements de signal, la reconstruction des γ convertis n'a permis de reconstruire que 20 événements de signal plus. Cependant, le bruit de fond dû aux gamma convertis est faible. On a observé en effet que 4 événements de bruit de fond de plus. Ainsi, le rapport signal/bruit de fond = $20/4 = 5,0$ est très bon pour la sélection des γ convertis en considérant que le rapport signal/bruit de fond de la sélection de la désintégration totale présentée au chapitre 5 est de l'ordre de 0,10. Par conséquent, nous croyons que la reconstruction des gamma convertis, malgré son faible impact sur l'efficacité de reconstruction de la désintégration totale, ajoute assez peu de bruit de fond pour être profitable pour notre analyse.

Malheureusement, vers la fin du projet où nous avons pré-sélectionné un grand échantillon d'événements génériques pour faire l'étude du bruit de fond sur la simulation et pour l'étude des données réelles, la partie du programme d'analyse reconstruisant les γ convertis n'a pas été activée. Ainsi, les échantillons produits ne contenaient pas les événements de signal reconstruits partiellement à l'aide des $\gamma \rightarrow e^+e^-$. À cause de la grande dépense de temps qu'a exigé la production de ces échantillons et du faible impact de la reconstruction des $\gamma \rightarrow e^+e^-$ sur notre analyse, nous avons abandonné pour l'analyse subséquente de notre projet la reconstruction des $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Cependant, nous conseillons à celui ou celle qui voudrait mener à terme la mesure du rapport d'embranchement de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ de reconstruire ces gamma, à cause du faible bruit de fond qu'ils engendrent, dans le but d'accroître le plus possible la faible efficacité de reconstruction de la

désintégration totale.

4.5 Étude de reconstruction des π^+ du signal

Nous avons étudié l'efficacité de reconstruction des pions chargés venant du $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$ (où $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$). En utilisant une méthode similaire au cas des γ , i.e. en associant les particules de la liste de toutes les traces chargées avec les π de la liste des particules générées de la simulation, on obtient les efficacités de reconstruction résumées au tableau VII.

	Événements $c\bar{c}$	Événements $b\bar{b}$
Efficacité de reconst.	$75,7 \pm 1,9 \%$	$56,9 \pm 1,6 \%$
$\langle p_t \rangle$ (MeV)	$185,3 \pm 4,7$	$107,7 \pm 3,0$

Tableau VII. Efficacité de reconstruction et impulsion moyenne transverse ($\langle p_t \rangle$) des π issus du $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$.

L'efficacité de reconstruction des pions est significativement supérieure dans les événements de type $c\bar{c}$. Ceci est dû à la plus grande énergie des π produits dans ce type d'événements par rapport aux événements $b\bar{b}$. La faible impulsion des pions issus des événements $b\bar{b}$ rend leur reconstruction dans *Bear* plus difficile pour deux raisons:

1. La dispersion angulaire de la trajectoire d'une particule chargée due aux diffusions multiples est inversement proportionnelle au carré de son impulsion selon la formule de Rutherford [6][49]. Ces diffusions multiples sont causées principalement par l'interaction électromagnétique entre le pion en mouvement et le champ électrique des noyaux de la matière environnante. Les trajectoires des pions issus des événements $b\bar{b}$ ont donc tendance à être

déviées plus fréquemment que les pions des événements $c\bar{c}$, compliquant la jonction des points de mesure pour former les traces hélicoïdales au moment de la reconstruction.

2. Les particules de très basse impulsion ont des trajectoires hélicoïdales très courbées par le champ magnétique environnant. Les traces de plus faible impulsion peuvent même compléter des trajectoires circulaires dans le plan orthogonal à leur impulsion initiale. Il est plus difficile lors de la reconstruction de ces traces de joindre les points de mesure produits dans le SVT et/ou la DCH en une seule trace bien définie.

La figure 20 compare le spectre d'impulsion des pions générés par la simulation à l'intérieur de l'acceptance géométrique du SVT pour les particules reconstruites et non-reconstruites. La distribution montre une impulsion moyenne environ 40% plus élevée pour les pions reconstruits.

La faible énergie des pions est une première cause possible de l'échec de leur reconstruction. Une particule chargée peut aussi ne pas être reconstruite si son angle polaire est trop petit, ce qui a pour conséquence de limiter le nombre de points de mesure dans le système de détection des traces chargées. La figure 21 montre un histogramme de l'angle polaire des pions reconstruits et non reconstruits. On y voit que les pions non-reconstruits ont tendance à être produits à l'extérieur de l'acceptance géométrique du SVT.

Impact de la détection du pion chargé sur l'efficacité de reconstruction totale

La différence dans les efficacités de reconstruction du pion chargé pour les deux types d'événements se répercute à l'efficacité de reconstruction de la désintégration totale. Celle-ci sera toujours plus élevée de quelques % dans les événements $c\bar{c}$ que dans les événements $b\bar{b}$. En effet, si on multiplie les efficacités de

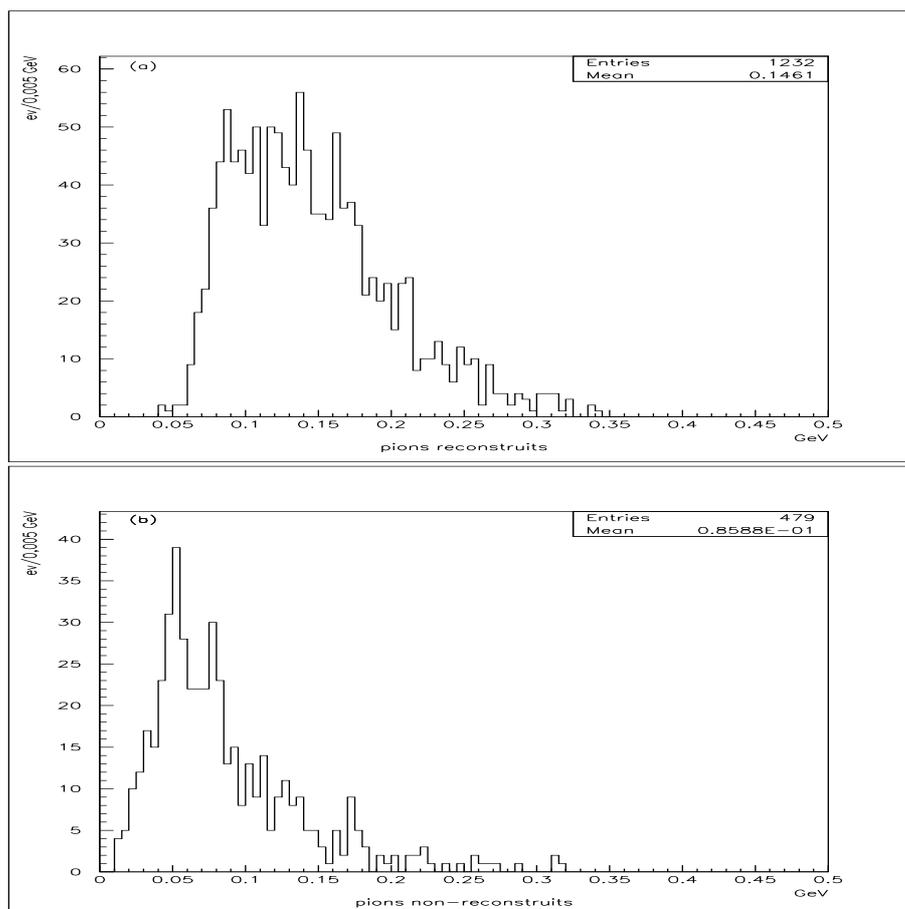


Figure 20. Impulsion (GeV) pour des π^\pm générés par la simulation. Les pions sont issus d'événements $b\bar{b}$ et sont reconstruits en (a) et non-reconstruits en (b). Tous ces pions ont été générés à l'intérieur de l'acceptance géométrique du SVT. Les pions non-reconstruits ont une impulsion significativement plus faible.

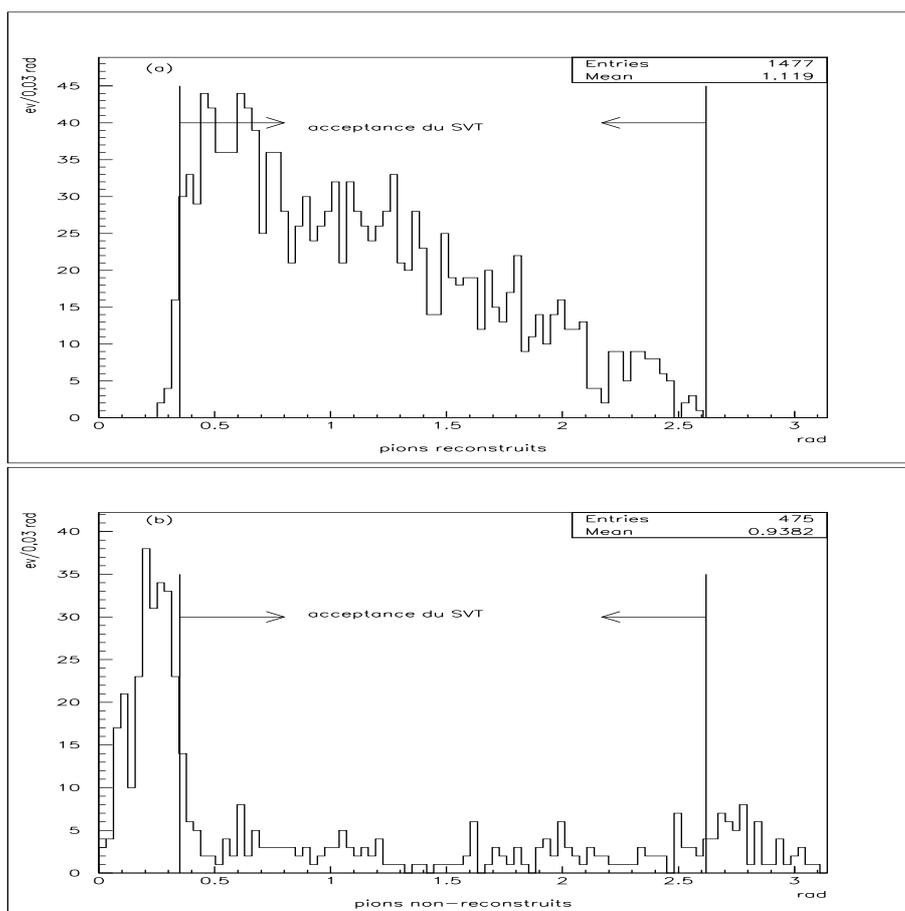


Figure 21. Angle polaire (valeur générée par la simulation) pour des π^\pm du signal issus d'événements $c\bar{c}$. Les pions sont reconstruits en (a) et non-reconstruits en (b). Les flèches montrent les limites de l'acceptance géométrique de SVT.

reconstruction des particules primaires pour obtenir l'efficacité de reconstruction maximale atteignable en reconstruisant la désintégration totale, on obtient:

$$(ER)_{max} = (ER)_{\gamma}^4 \times (ER)_{\pi} = \left\{ \begin{array}{l} 19,4 \pm 0,7\% \text{ pour } c\bar{c} \\ 14,1 \pm 0,5\% \text{ pour } b\bar{b} \end{array} \right\}, \quad (4.5)$$

où (ER) signifie efficacité de reconstruction.

Puisque $(ER)_{\gamma}$ est à peu près égale⁹ pour les événements de type $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$, la différence observée vient de la différence en $(ER)_{\pi}$.

L'efficacité de reconstruction maximale $(ER)_{max}$ indique que nous ne pourrions jamais reconstruire plus de $19,4 \pm 0,7\%$ ($14,1 \pm 0,5\%$) des $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$ avec $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ dans les événements $c\bar{c}$ ($b\bar{b}$).

Avec la compréhension du comportement du détecteur et de la reconstruction des particules primaires acquise au cours de ce chapitre, nous sommes maintenant prêt à tenter la reconstruction de la désintégration totale $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Le chapitre 5 est consacré à cette étude.

⁹En effet, il y aura d'une part plus de γ perdus à cause de leur faible énergie et la multiplicité chargée élevée dans les événements $b\bar{b}$ que dans les événements $c\bar{c}$, mais d'autre part, il y aura plus de π^0 fusionnés à une bosse dans les événements $c\bar{c}$ (tel qu'expliqué pour ces causes de pertes des γ à la section 4.1.2). En fin de compte, $(ER)_{\gamma}$ est presque égale dans les deux types d'événements (voir tableau V).

Chapitre 5

Étude de la mesure du rapport d'embranchement de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$

Dans ce chapitre, vont être présentés les résultats de l'étude de mesure du rapport d'embranchement de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Tel qu'il a été mentionné en introduction, ce projet se veut une étude de faisabilité de cette mesure à l'expérience BaBar. Cette étude est basée principalement sur des données simulées. Les données réelles ont toutefois aussi été étudiées en fin de projet. Un rapport d'embranchement préliminaire a été extrait de ces données et sera dévoilé en fin de chapitre.

Les sections 5.1 et 5.2 seront respectivement consacrées au principe général de reconstruction de la désintégration et aux échantillons de données étudiés. Avant de présenter les coupures qui ont été utilisées dans la sélection des événements à la section 5.4, nous discuterons des sources de bruit de fond rencontrées dans l'étude de ce canal. Lors de la section sur la sélection des événements, nous donnerons à chaque coupure le nombre d'événements de signal sélectionné par les coupures et le nombre d'événements de bruit de fond rejeté.

À la fin de cet exercice, l'efficacité de reconstruction de la désintégration $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ sera calculée. Nous extrairons ensuite dans les données simulées le nombre d'événements de signal observé par un ajustement des données, et le comparerons avec le nombre d'événements de signal généré par la simulation, pour tester la méthode d'ajustement.

Par la suite, nous présenterons la même analyse, cette fois sur les données réelles. Nous soulignerons alors une différence observée entre la simulation et les données réelles et tenterons d'en expliquer la cause. Nous effectuerons une mesure préliminaire du rapport d'embranchement dans les données réelles et discuterons du résultat. Tout au long de ce chapitre, nous mentionnerons au moment opportun des améliorations techniques qui peuvent être apportées à notre analyse dans le but de faire une mesure finale du rapport d'embranchement $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

5.1 Principe de reconstruction

Mentionnons tout d'abord que nous ne distinguons pas la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ de la désintégration CP conjuguée $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Malgré que la désintégration étudiée pourrait en théorie violer la symétrie CP, nous négligeons la violation CP dans notre étude, et ne mesurerons qu'un seul rapport d'embranchement pour les deux mésons D^0 et \bar{D}^0 . En effet, le Modèle Standard prédit une violation faible (inférieure à 10^{-5} [28]) de la symétrie CP dans le système des D. Celle-ci n'a d'ailleurs jamais été observée à une précision de quelques % [30]. Ainsi, tel que mentionné au début de ce mémoire, les appellations D^0 , $D^*(2010)^+$ et π^+ font aussi référence aux \bar{D}^0 , $D^*(2010)^-$ et π^- , respectivement.

Nous demandons aux D^0 de provenir d'un $D^*(2010)^+$ via la désintégration $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$ pour des raisons qui seront exposées lors de la présentation des coupures.

Nous reconstruisons les π^0 par leur désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Nous ne reconstruisons pas les désintégrations $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$ et autres désintégrations rares des π^0 , et ne tentons pas de reconstruire les $\gamma \rightarrow e^+e^-$ (tel que mentionné à la section 4.5.2). Nous sélectionnons les candidats γ dans la liste des bosses neutres produites dans le EMC (définies à la section 3.2.2), et les combinons ensemble pour former les candidats π^0 en additionnant leur quadri-vecteurs impulsion-énergie et

en considérant qu'ils proviennent du point d'interaction.

Par la suite, les candidats π^0 sont combinés de la même manière que les γ , pour former les candidats D^0 . Les candidats D^0 se combinent avec les candidats π^+ , i.e. une particule faisant partie de la liste des traces chargées, pour former les candidats $D^*(2010)^+$. Les temps de vie de toutes les particules composites de la désintégration sont très courts (voir tableau VIII, tiré de [30]). Les π^0 devraient conséquemment se désintégrer en moyenne à moins de 120 μm du point d'interaction. C'est donc une très bonne approximation de faire correspondre le vertex de désintégration des particules au point d'interaction.

Particules	Temps de vie (<i>sec</i>)
$D^*(2010)^+$	$< 5,0 \times 10^{-22}$
D^0	$(4,15 \pm 0,04) \times 10^{-13}$
π^0	$(8,4 \pm 0,6) \times 10^{-17}$

Tableau VIII. Temps de vie des particules de la désintégration.

5.2 Les échantillons étudiés

Tel que mentionné précédemment, les $D^*(2010)^+$ peuvent provenir des événements de quarks $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ à l'énergie du centre de masse de l'expérience BaBar. Les autres types d'événements qui peuvent être produits par le PEP-II, tels que les événements uds et l^+l^- sont considérés comme du bruit de fond. Les sections efficaces de production du PEP-II se trouvent au tableau III.

Il existe à BaBar un système de filtrage des données réelles qui sélectionne les événements hadroniques, i.e. des événements de quarks $q\bar{q}$, et rejette les événements leptoniques l^+l^- . Ce filtreur requiert un minimum de trois traces originaires du point d'interaction avec 20 points de mesure ou plus dans la DCH

et $p_t > 100$ MeV à chaque événement. Nous avons déterminé sur des collections d'événements de signal¹ que l'efficacité de ce filtreur vis-à-vis du signal était de $(84, 0 \pm 2, 0)$ % pour les événements $c\bar{c}$ et $(94, 6 \pm 2, 1)$ % pour les événements $b\bar{b}$ ². Cette efficacité est relativement faible puisque les événements de signal $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ contiennent moins de particules chargées au profit de particules neutres. Nous avons tout de même utilisé ce filtreur dans notre étude préliminaire pour sa commodité. Il serait intéressant dans l'avenir, si aucun changement n'est apporté à ce filtreur, d'étudier l'utilité d'un filtreur personnalisé à notre analyse qui utiliserait l'information du calorimètre plutôt que celle de la chambre à dérive.

Nous devons corriger l'efficacité de reconstruction de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ calculée à la section 5.5 dans les données simulées où le filtreur n'est pas utilisé, pour tenir compte de l'efficacité du filtreur que nous utiliserons dans les données réelles.

Les événements $\mu^+\mu^-$ et e^+e^- seront systématiquement rejetés par ce filtreur (puisque ce dernier exige trois traces chargées). Les événements $\tau^+\tau^-$ peuvent parfois répondre aux exigences du filtreur, par exemple lorsqu'ils produisent la désintégration $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$. Cependant, ce type d'événements contiendra peu de π^0 , nécessaires pour constituer du bruit de fond à notre désintégration, et le bruit de fond provenant de ces événements devrait être faible. Par conséquent, nous allons négliger le bruit de fond dû aux événements $\tau^+\tau^-$ dans cette étude de simulation préliminaire. Par contre, nous croyons qu'une évaluation du bruit de fond dû aux événements $\tau^+\tau^-$ devrait être effectuée avant de fournir une mesure finale du rapport d'embranchement $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

Nous n'allons donc considérer que le bruit de fond dû aux événements $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ et uds pour l'étude de la simulation. Les événements uds ne contiennent pas

¹Le terme "collection" se réfère à un ensemble d'événements simulés ou réels enregistrés par le détecteur. Un "événement de signal" signifie un événement qui contient au moins une fois la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

²Cette efficacité est plus faible pour les événements $c\bar{c}$ parce qu'ils contiennent moins de traces chargées en moyenne que les événements $b\bar{b}$.

de D , mais ils peuvent imiter tout de même la désintégration de signal puisqu'ils contiennent beaucoup de π^0 et de γ (en plus des traces chargées). Par exemple, les ρ^\pm et ω^0 sont des produits de fragmentation communs des quarks uds . Ainsi, dans le même événement, les deux π^0 des désintégrations $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ et $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ peuvent parfois s'associer pour former de bons candidats D^0 .

Nous pouvons maintenant présenter les échantillons que nous avons utilisés pour notre étude. Pour étudier les événements de signal, nous avons testé et optimisé le programme d'analyse sur des collections d'événements simulés contenant au moins une fois la chaîne de désintégration de signal $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Le reste des événements est laissé libre, i.e. n'importe quelle autre désintégration physiquement possible peut y avoir lieu. Ainsi, ces événements ressembleront le plus possible aux événements de signal qui seront rencontrés dans la réalité. Nous avons étudié un total de 12 000 événements contenant du signal, 6 000 provenant de quarks $c\bar{c}$ et 6 000 provenant de quarks $b\bar{b}$.

Pour étudier le bruit de fond, nous avons testé et optimisé le programme d'analyse sur des événements simulés génériques³: 3 325 272 événements $b\bar{b}$, 4 120 134 événements $c\bar{c}$ et 6 629 404 événements uds . Les rapports de ces nombres d'événements respectent ceux des sections efficaces de production à $\sqrt{s} = M(\Upsilon(4S))$ (données au tableau III). Cet échantillon représente donc 3,169 fb^{-1} de données prises à la résonance $\Upsilon(4S)$. Ceci représente toutes les données simulées disponibles à BaBar au moment où nous avons effectué cette étude. Il est à noter que le bruit de fond dû au collisionneur est inclus dans toutes les collections d'événements simulés que nous avons étudiées.

Pour ce qui est des données réelles, nous avons utilisé un total de 8,481 fb^{-1}

³L'épithète "générique" signifie des événements simulés qui n'ont aucune restriction, qui devrait ainsi être conforme aux événements des données réelles. Ils contiennent parfois la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, qui a un rapport d'embranchement implanté dans la simulation de 9×10^{-4} .

de données, $7,310 \text{ fb}^{-1}$ qui proviennent de données prises sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et $1,171 \text{ fb}^{-1}$ de données hors-résonance, qui, tel que mentionné précédemment, contiennent des événements $c\bar{c}$, et pourront être utilisées pour extraire du signal. Ces données ont été acquises à BaBar entre le 4 février 2000 et le 29 juin 2000. Le filtreur décrit plus haut a été utilisé sur ces données pour isoler les événements hadroniques $q\bar{q}$.

5.3 Les sources de bruit de fond

Le fait qu'il n'est pas possible de trouver le vertex de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, que ce soit géométriquement parce que ce canal ne contient pas de traces chargées, ou cinématiquement parce que le temps de vie du D^0 est trop court⁴, expose cette analyse à la présence de bruit de fond combinatoire élevé. Par exemple, les π^0 d'un événement peuvent provenir de la désintégration de deux mésons B différents sans que nous puissions faire la différence. De plus, un événement typique de BaBar contient beaucoup de π^0 et de γ , ce qui a pour conséquence de fournir un nombre élevé de combinaisons de γ dans un même événement. On trouve en moyenne 25 bosses neutres dans le EMC par événement hadronique à BaBar, ce qui permet de former 300 combinaisons de paires de candidats γ dans un seul événement. Il s'ajoutera à cela aussi la combinatoire avec le π^+ pour former le $D^*(2010)^+$. Nous allons montrer à la section 5.4 que nous pouvons faire des coupures sur les variables cinématiques des particules pour diminuer le bruit de fond combinatoire, mais celui-ci demeurera tout de même la source de bruit de fond dominante pour la reconstruction des $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

Les autres sources de bruit de fond doivent provenir de désintégrations con-

⁴Il est en effet possible de connaître le vertex de désintégrations telles que $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ par exemple, en considérant comme vertex le point où les deux π^0 ont la masse la plus près de la valeur nominale. Le temps de vie du D^0 est trop court pour effectuer une telle procédure dans notre cas.

tenant 2 ou plusieurs π^0 pour simuler le comportement du signal. On n'observe qu'une seule source de bruit de fond importante pour le canal $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, il s'agit de la chaîne de désintégration $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Le bruit de fond provient dans ce cas de la combinaison du π^0 issu du D^0 et d'un des π^0 provenant du K_S^0 . Cette désintégration est Cabbibo-favorisée et son rapport d'embranchement est donc relativement élevé, de l'ordre de $\simeq (1,06 \pm 0,10)\%$. Nous discuterons à la section 5.5 des effets de la présence du bruit de fond $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^0$ sur l'extraction du signal⁵.

On a observé quelques autres sources de bruit de fond dans la simulation dû à des canaux rares qui n'ont jamais été observés expérimentalement, mais qui pourrait en théorie produire des sources faibles de bruit de fond. Elles fournissent chacune moins de 4 événements qui passent les coupures sur 14 millions d'événements simulés. On peut mentionner $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $D^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\pi^0\pi^0$ avec $\bar{K}^{*0} \rightarrow \bar{K}^0\pi^0$, et $D^0 \rightarrow \eta\pi^0$ avec $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$. Ces sources sont trop faibles pour avoir un effet négatif sur la reconstruction du signal et nous ne prendrons donc pas de mesure spéciale pour tenter de les éliminer.

5.4 Sélection des événements de signal

Dans cette section, les coupures utilisées dans la sélection des particules ainsi que leur justification physique seront présentées.

La valeur de ces coupures est déterminée par la simulation en produisant deux histogrammes: un pour le signal $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, et l'autre pour le bruit de fond. On choisit à l'aide de ces histogrammes une valeur de coupure qui optimise le rapport du nombre d'événements préservé sur le nombre d'événements de bruit de fond rejeté.

⁵Les événements de quarks uds , puisqu'ils ne contiennent pas de mésons D, ne contiendront quant à eux que du bruit de fond combinatoire.

À chaque coupure, nous allons indiquer la quantité de signal sélectionnée et la quantité de bruit de fond rejetée. Ce relevé sera cumulatif, c'est-à-dire qu'on donnera par exemple l'efficacité d'une coupure à sélectionner les événements de signaux qui ont passé les coupures précédentes. Pour évaluer l'efficacité à rejeter le bruit de fond, les chiffres indiqués ici ont été établis en étudiant un échantillon de 105 000 événements génériques (35 000 de chaque type d'événements de quarks). L'efficacité de sélection du signal est évaluée sur une collection d'événements de signal de 2000 événements provenant de quarks $c\bar{c}$ ⁶. On applique à ces échantillons des coupures pour économiser du temps de calculs. Ces coupures sont tout de même très larges, il s'agit de: énergie des gamma > 30 MeV, masse invariante des deux γ entre 90 et 165 MeV, énergie des $\pi^0 > 200$ MeV, impulsion du $D^* > 1,0$ GeV et différence de masse entre le D^0 et le D^* à moins de 6 MeV de la valeur nominale. Après ces coupures, l'échantillon d'événements génériques contient 5934 entrées et celui de signal 570 entrées.

Sélection des gammas

La première étape dans l'analyse est de sélectionner les 4 γ produits par la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. On utilise comme candidats γ les bosses neutres produites dans le calorimètre. Les coupures utilisées pour la sélection des γ sont:

1. $E_\gamma > 60$ MeV dans le baril, $E_\gamma > 100$ MeV dans la partie avant

Il est opportun de tirer avantage de la grande différence entre la masse du D^0 (1,865 GeV) et des π^0 (0,135 GeV), qui fournira des γ de relativement haute énergie. La figure 22 montre la distribution de l'énergie pour les γ du signal et les γ issus d'autres sources. La coupure sur l'énergie des γ est établie à 60 MeV.

⁶Puisque, comme il sera montré plus loin, les événements de signal proviendront ~ 93 % du temps des événements $c\bar{c}$ après nos coupures.

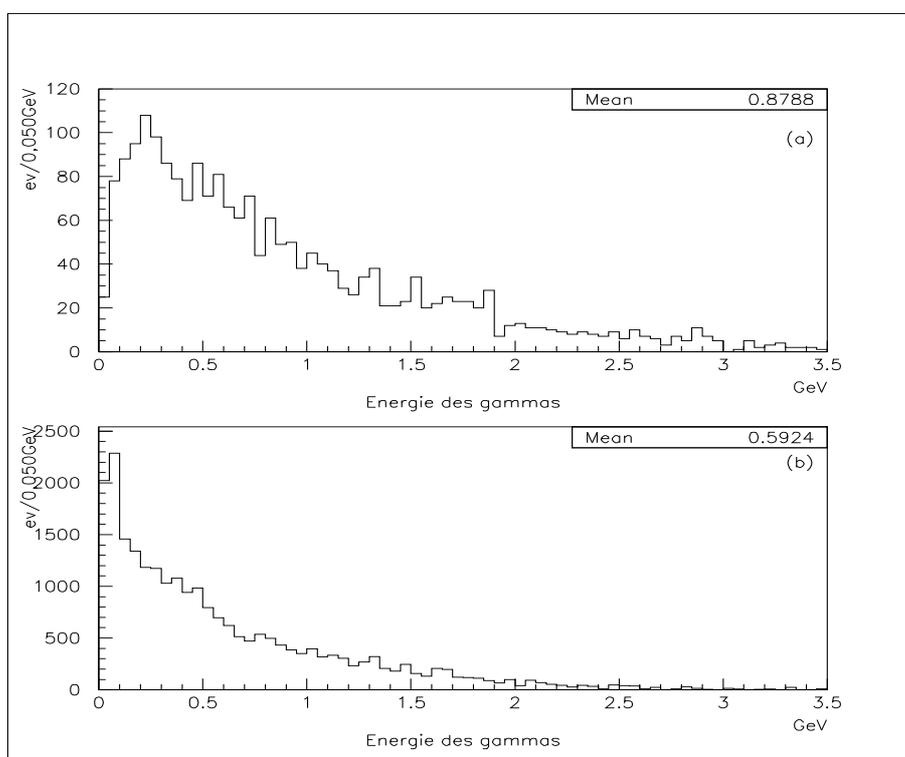


Figure 22. Énergie des γ , en (a) le signal et en (b), le bruit de fond. Le signal a une énergie moyenne (878 MeV) significativement plus élevée que le bruit de fond (592 MeV).

De plus, nous faisons une coupure plus sévère pour les candidats γ qui ont le centroïde de leur amas dans le bout plutôt que dans le baril du calorimètre. Il y a deux raisons de distinguer ces photons:

- Par rapport aux autres photons, les photons qui ont un petit angle polaire vont subir une plus grande poussée de Lorentz due à l'asymétrie du collisionneur. Ces photons auront donc une plus grande énergie cinétique.
- La majorité du bruit de fond du collisionneur (sous forme de photons) se retrouve dans la partie avant du EMC. En effet, ce bruit de fond est produit par les faisceaux du collisionneur qui frappent des molécules de gaz dans le vide imparfait du tuyau du faisceau. L'angle de diffusion d'une telle réaction sera petit, ce qui concentrera le bruit de fond du collisionneur à petit angle polaire, donc dans la partie avant du calorimètre. Nous avons établi, par l'étude de la section 4.4, que la coupure à 60 MeV rejette 91,8 % des bosses dans le EMC dues à ce bruit de fond. L'ajout de la coupure à 100 MeV dans le bout du EMC fait monter cette efficacité à 95,8%.

Cette coupure, appliquée aux 4 candidats gamma de notre analyse, sélectionne 92,1 % des événements de signal et rejette 42,8 % des événements de bruit de fond dans les échantillons décrits au début de cette section.

2. $LAT_\gamma < 0,6$

La variable LAT, décrite à la section 3.3.2, sert à l'identification des γ . Elle utilise la largeur des cascades produites dans le EMC pour discriminer les particules hadroniques, tel que les K_L^0 , des particules électromagnétiques comme les γ . Cette coupure rejette 10,6 % additionnels des événements de bruit de fond dans l'échantillon sélectionné par la coupure sur E_γ . Elle préserve 97,5 % des événements de signal déjà préservés par la coupure sur E_γ .

Sélection des π^0

3. $112 \text{ MeV} < M_{\gamma\gamma} < 155 \text{ MeV}$

La masse invariante des γ , $M_{\gamma\gamma}$, est donnée par l'équation 4.2. La figure 23 montre la masse invariante des γ tirée d'événements génériques hadroniques. La distribution de signal des π^0 a été ajustée par la fonction dite de "Novosibirsk" [50], qui est utilisée à BaBar pour ajuster avec des gaussiennes asymétriques. L'ajustement donne une masse de $(135,1 \pm 0,1)$ MeV, et une résolution de $(6,53 \pm 0,04)$ MeV. La distribution de la masse des π^0 issus de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ est montrée à la figure 24. Un ajustement à partir d'une gaussienne asymétrique donne une masse $(135,3 \pm 0,3)$ MeV avec une résolution de $(7,2 \pm 0,2)$ MeV. La résolution absolue est plus grande pour les π^0 du signal parce qu'ils sont plus énergétiques que les π^0 génériques. On voit sur la figure que la coupure est large, jusqu'à 3σ du pic de la gaussienne asymétrique. En effet, nous cherchons par cette coupure à maximiser la préservation du signal. Notre analyse possède d'autres coupures plus efficaces pour rejeter le bruit de fond (comme les coupures 9 et 11).

Remarque: La distribution en forme de gaussienne asymétrique de la masse des π^0 est due au fait que les γ ne déposent jamais 100% de leur énergie dans le EMC, à cause de cristaux trop courts, trous entre les cristaux, cascades débutées devant le calorimètre, etc. Ceci a pour conséquence de donner une forme asymétrique à la fonction de résolution de l'énergie des γ , en temps normal gaussienne pure. Cette asymétrie dans la distribution de l'énergie des gamma se transfère dans la distribution de leur masse invariante lorsqu'on les combine.

Cette coupure sert à identifier les paires de γ qui forment de vrais π^0 . On voit sur la figure 23 que le bruit de fond qui réside sous le pic des π^0 sera

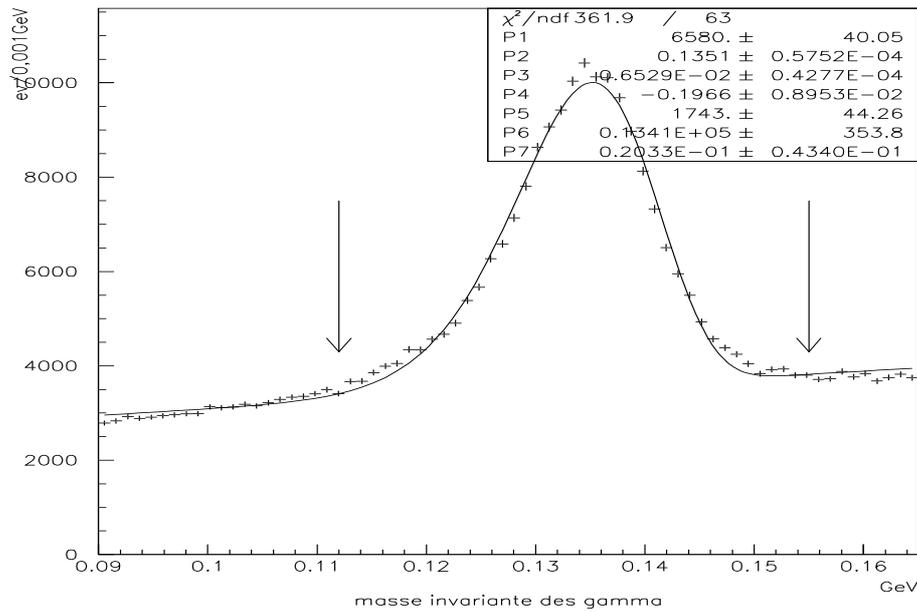


Figure 23. Masse invariante des γ pour des événements génériques après les coupures 1, 2 et 4. Un signal clair apparaît à la masse nominale des π^0 , et on distingue clairement la forme asymétrique de la gaussienne du signal. Le bruit de fond est ajusté par un polynôme de degré 2 et le signal par une gaussienne asymétrique. L'endroit des coupures est indiqué par les flèches. L'ajustement nous donne une masse de $(135,1 \pm 0,1)$ MeV et une résolution de $(6,53 \pm 0,04)$ MeV pour des π^0 génériques (i.e. ne provenant pas du signal).

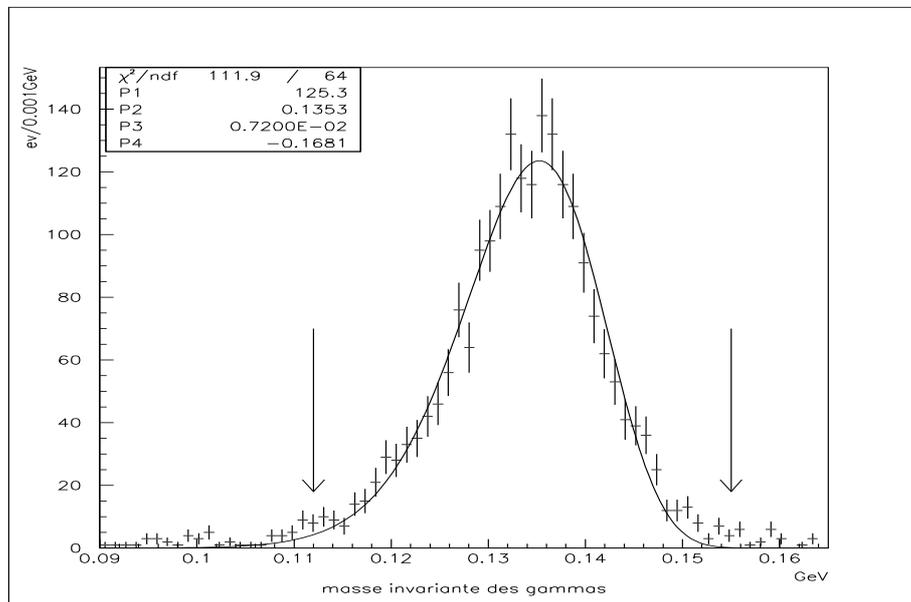


Figure 24. Masse invariante des γ issus de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. La distribution est ajustée avec une gaussienne asymétrique. L'ajustement donne une masse de $(135, 3 \pm 0, 3)$ MeV et une résolution de $(7, 2 \pm 0, 2)$. Les flèches indiquent l'endroit des coupures.

tout de même sélectionné par cette coupure. La coupure sélectionne 94,3 % des événements de signal, et rejette 45,4 % des événements de bruit de fond qui restent après les coupures 1 et 2.

4. Impulsion des $\pi^0 > 400$ MeV

Nous effectuons une coupure sur l'impulsion des π^0 pour utiliser le fait que les π^0 du signal vont être en moyenne plus énergétiques que les π^0 du bruit de fond, comme le montre la figure 25.

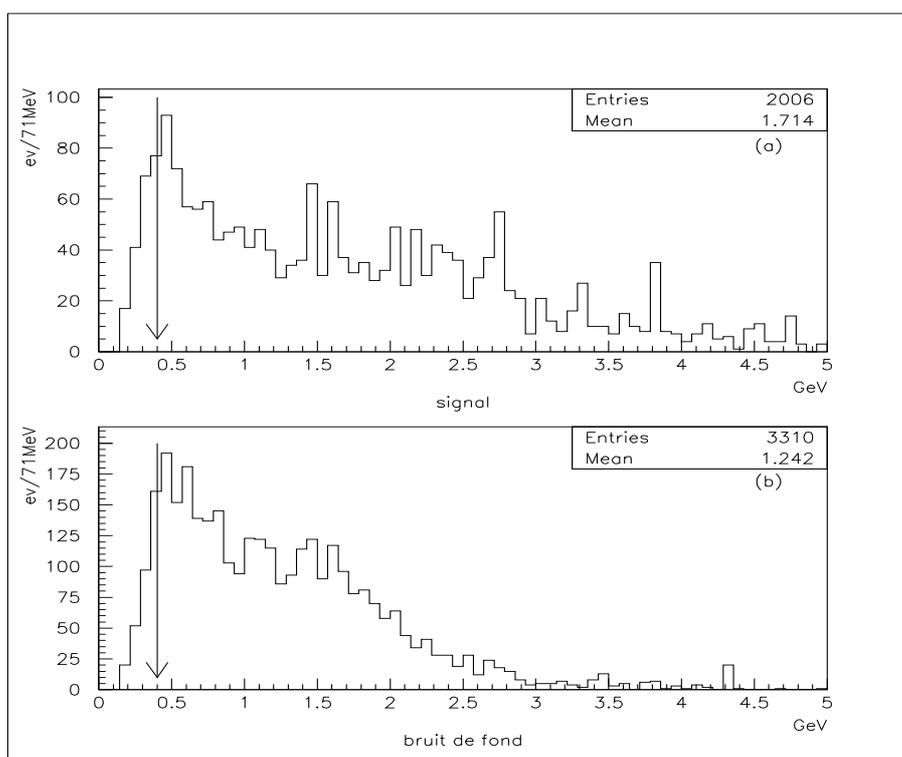


Figure 25. Impulsion des π^0 . En (a), le signal et en (b), le bruit de fond. La coupure se fait à 0,400 GeV (indiquée par la flèche). Le signal a une impulsion moyenne (1,714 GeV) plus élevée que celle du bruit de fond (1,242 GeV).

Cette coupure rejettera 15,3 % du bruit de fond tout en sélectionnant 95,4 % du signal après les coupures 1, 2 et 3.

5. Ajustement cinématique contraint des π^0

L'ajustement cinématique des π^0 sert à améliorer la mesure de l'énergie et de la position des candidats π^0 en supposant leur identité, i.e. en posant leur masse égale à la valeur nominale des π^0 , en plus de supposer leur provenance du point d'interaction. Cette procédure ne constitue pas une coupure en soi, mais nous la décrivons dans cette section parce qu'elle contribue à la sélection des événements de signal, tel qu'il sera montré à la fin de la présentation de cet ajustement.

L'algorithme d'ajustement utilise deux contraintes: 1) la somme des composantes des impulsions des deux γ égale l'impulsion du candidat π^0 et 2) la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ égale la masse nominale du π^0 :

$$M_{\pi^0} = 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta_{\gamma\gamma})$$

où $M_{\pi^0} = 134,98$ MeV, la masse nominale. Il s'agit alors de chercher la combinaison de E_1 , E_2 et $\theta_{\gamma\gamma}$ qui s'approche le plus de la masse nominale du π^0 tout en respectant la conservation de l'impulsion. Pour ce faire, l'algorithme fait une série d'itérations à partir des valeurs de E_1 , E_2 et $\theta_{\gamma\gamma}$ mesurées dans le EMC en s'approchant à chaque itération de la masse du π^0 . Ce processus permet d'améliorer la mesure du vecteur impulsion des vrais π^0 .

Le résultat concret de l'ajustement contraint sur notre analyse sera de diminuer la valeur des résolutions des variables qui dépendent des variables cinématiques des π^0 , comme la masse invariante des π^0 ($M_{\pi^0\pi^0}$) et la différence de masse entre le candidat D^* et le D^0 ($M_{D^*} - M_{D^0}$), qui seront étudiées plus loin. Par exemple, la résolution de $M_{\pi^0\pi^0}$, dans un échantillon d'événements de signal provenant de quarks $c\bar{c}$, est passé de 47,7 MeV à 35,6 MeV après l'ajustement contraint des π^0 , une amélioration de 25 %, et la résolution de $(M_{D^*} - M_{D^0})$ est passée de 1,02 MeV à 0,91 MeV après l'ajustement contraint, une amélioration de 11 %. Cette

meilleure résolution va nous permettre une coupure sur $(M_{D^*} - M_{D^0})$ avec une meilleure préservation du signal tout en rejetant plus de bruit de fond, puisque cette variable pour le signal sera plus étroite. La variable $M_{\pi^0\pi^0}$ nous servira à extraire le signal après toutes les coupures. Cette tâche sera plus aisée après l'ajustement contraint, puisque le signal pour cette variable montrera un pic plus mince, donc plus visible au-dessus du bruit de fond.

Sélection des π^+

6. $|d_0| < 0,7 \text{ cm}$, $|z_0| < 3,0 \text{ cm}$

Les variables d_0 et z_0 sont les paramètres d'impact d'une trace chargée. La variable z_0 donne la distance en z entre la trace chargée reconstruite extrapolée jusqu'à l'axe des z et l'origine (voir figure 26). La variable d_0 donne la distance minimale dans le plan x - y entre la trace chargée extrapolée et l'origine.

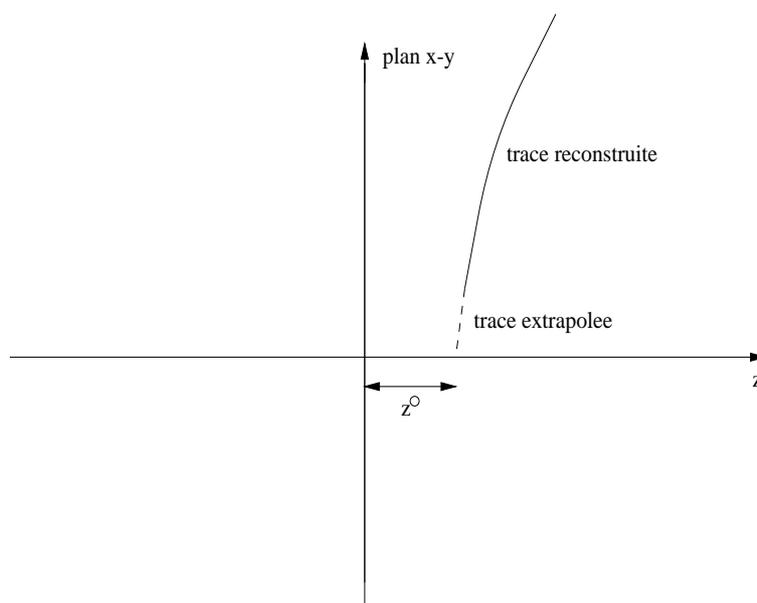


Figure 26. z_0 : la trace chargée reconstruite est en ligne pleine, l'extrapolation de la trace est en ligne pointillée.

Ces paramètres servent à déterminer si la trace chargée provient du point d'interaction, tel que ce devrait être le cas pour le π^+ dans notre analyse. Nous utilisons pour ces coupures les valeurs officielles déterminées à BaBar pour les π^+ provenant de $D^*(2010)^+$. Cette coupure sélectionne 96,5 % du signal tout en rejetant 29,9 % du bruit de fond toujours présents après les coupures précédentes.

7. $N_{DCH} > 20$ ou $N_{SVT} > 7$

Cette coupure sur le nombre de points de mesure dans la chambre à dérive, N_{DCH} , et dans le détecteur à vertex, N_{SVT} , sert à s'assurer de la qualité des traces que nous utilisons dans notre analyse. Nous exigeons par cette requête que la trace possède un nombre suffisant de points de mesure dans un de ces deux détecteurs pour que ceux-ci fournissent une mesure des paramètres de la trace entachés d'erreurs aussi petites que possibles. Ceci aura pour conséquence de fournir une valeur plus précise des variables du D^* , comme son impulsion, ou la différence entre les masses ($M_{D^*} - M_{D^0}$). Cette coupure n'est pas très efficace pour réduire le bruit de fond directement. En effet, la plupart des traces physiques, i.e. produites par de vraies particules, répondent à ce critère. Cependant, cette coupure éliminera les fausses traces qui sont reconstruites à partir de mauvaises combinaisons de points de mesure qui possèdent généralement peu de points de mesure.

L'efficacité de cette coupure à rejeter le bruit de fond est de 0,6 % pour les événements qui ont passé les coupures précédentes. Cette coupure sélectionne 99,8 % du signal.

8. Niveau de signification $> 0,5$ % pour le dE/dx_{DCH} ou dE/dx_{SVT} pour l'hypothèse pion

Nous utilisons ici la même coupure pour l'identification du π^+ que pour les e^\pm des γ convertis, mais cette fois en posant l'hypothèse pion (voir section 4.5.2). Il est avantageux dans cette analyse d'utiliser cette coupure parce

qu'à l'impulsion des π^+ du signal, de l'ordre de 200 MeV, la déposition d'énergie par ionisation est relativement élevée (voir figure 3.2).

Après toutes les coupures de notre analyse, sauf celle sur le dE/dx , on trouve dans la simulation que 83,8 % des candidats π^+ du bruit de fond qui ont passé la sélection sont de vrais pions. Il en reste donc 16,2 % qu'il est possible de rejeter en principe avec cette coupure. De ces particules, 75,5 % sont des électrons, 10,9 % sont des kaons, 9,3 % sont des muons et 4,3 % sont des protons. Le tableau IX montre l'efficacité de rejection de cette coupure contre le bruit de fond, en fonction de l'identité de la trace chargée:

Type	# particules avant coupures	efficacité d'élimination
e^\pm	959	$(70,0 \pm 5,0) \%$
K^\pm	139	$(93,5 \pm 16,1) \%$
μ^\pm	118	$(29,7 \pm 7,8) \%$
p^\pm	38	$(86,8 \pm 29,2) \%$

Tableau IX. Efficacité d'élimination des événements de bruit de fond à l'aide du dE/dx en fonction du type de particule pour $3,169 \text{ fb}^{-1}$ de données simulées. La deuxième colonne montre le nombre de particules avant cette coupure pour donner une idée de la contamination du signal en fonction du type de particule.

On voit à partir de ce tableau que les efficacités sont assez élevées, sauf pour les muons, ce qui est normal puisque le dE/dx est une méthode d'identification des particules dépendant de la masse des particules, et que les muons ($m \simeq 105 \text{ MeV}$) et les pions ($m \simeq 140 \text{ MeV}$) ont des masses semblables. Au total, 77,0 % des 1254 traces chargées qui ne sont pas des pions sont rejetées par cette coupure. Seulement 5,2 % des événements de signal sont rejetés par cette coupure.

En fin de compte, après cette coupure, on a préservé 94,8 % des événements de signal et rejeté 25,5 % des événements de bruit de fond qui ont passé les coupures précédentes.

Sélection des D^0

9. $|\cos \theta_\pi| < 0,8$

θ_π est l'angle entre la direction formée par les deux π^0 dans le référentiel du D^0 et la direction du mouvement du D^0 dans le référentiel du laboratoire, tel qu'illustré à la figure 27.

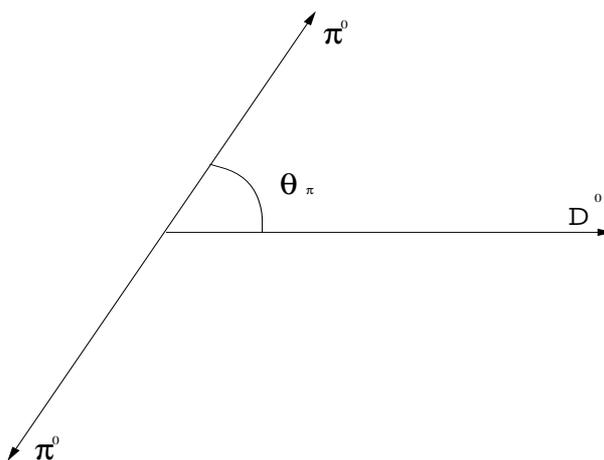


Figure 27. Définition de θ_π

Cette coupure est utile car les désintégrations très asymétriques des vrais D ne sont pas permises dans les désintégrations à deux corps [15]. Comme le montre la figure 28, une grande partie du bruit de fond est composée de fausses désintégrations de D caractérisées par une valeur élevée de $|\cos \theta_\pi|$ provenant de la combinaison de deux π^0 d'énergies différentes.

Cette coupure est conçue pour rejeter le bruit de fond combinatoire qui, tel que mentionné précédemment, est la source de bruit de fond dominante de cette analyse. Comme le montre la figure 28, cette coupure permet

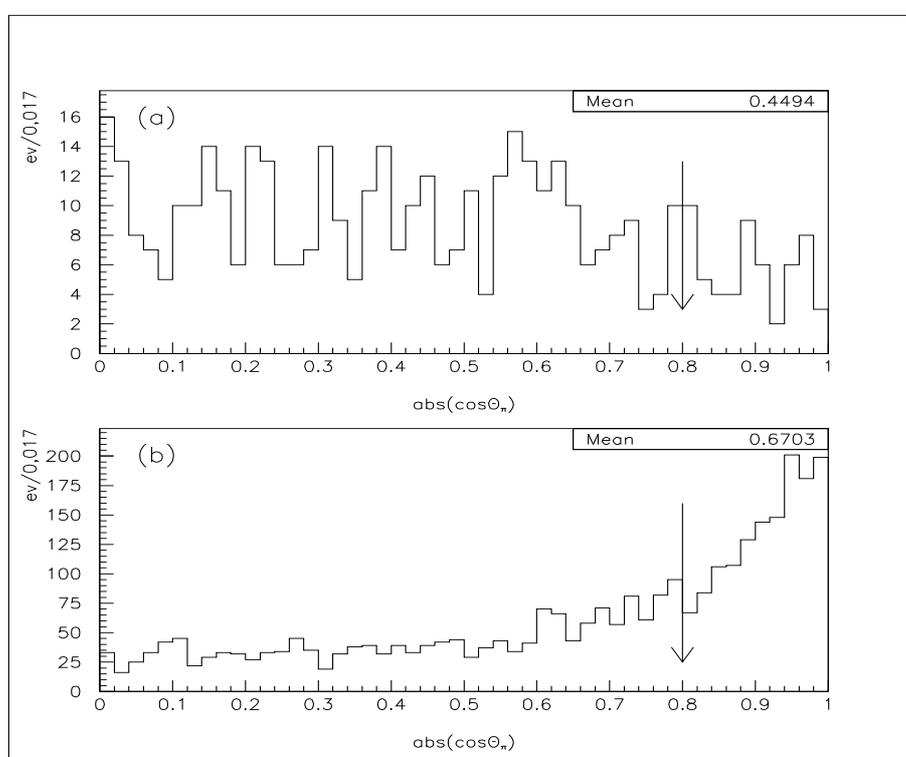


Figure 28. valeur absolue de $\cos \theta_\pi$, En (a), le signal et en (b), le bruit de fond. La coupure se fait à 0,8 (indiquée par la flèche).

d'éliminer une bonne partie du bruit de fond. Il faut noter néanmoins que cette coupure est assez sévère sur le signal, elle en coupe 13,3 %, mais elle est quand même utile car 36,8 % du bruit de fond toujours présent dans l'échantillon de départ après les coupures 1 à 8 est rejeté par cette coupure.

Sélection des $D^*(2010)^+$

Dans notre analyse, nous exigeons que les $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ proviennent de la désintégration $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$. Cette requête diminue le nombre de D^0 que l'on peut observer par environ un facteur 4 dans les événements $b\bar{b}$ et par environ un facteur 2,5 dans les événements $c\bar{c}$ [30]. Cependant, cette réduction du nombre d'événements observable est amplement compensée par l'efficacité de deux coupures sur les paramètres cinématiques du $D^*(2010)^+$, qui ont un très grand pouvoir d'élimination du bruit de fond.

10. $-2,5 \text{ MeV} < ((M_{D^*} - M_{D^0}) - 145,42 \text{ MeV}) < 3,5 \text{ MeV}$

$(145,42 \pm 0,03) \text{ MeV}$ est la valeur nominale de la différence de masse entre le D^* et le D^0 , de telle sorte que la distribution de $((M_{D^*} - M_{D^0}) - 145,42 \text{ MeV})$ a son pic centré en 0 pour le signal, comme le montre la figure 29. Le bruit de fond est quant à lui sans pic, tel que montré à la figure 29. On peut voir sur l'histogramme que la distribution gaussienne du signal a une queue plus longue vers les hautes valeurs de $((M_{D^*} - M_{D^0}) - 145,42 \text{ MeV})$. Cette asymétrie vient de la distribution asymétrique de la masse des π^0 dont on a discuté précédemment, qui se propage à la masse des D^0 , comme on le verra à la section 5.5. La queue à basse masse de la distribution de M_{D^0} se retrouvera du côté des valeurs élevées de $((M_{D^*} - M_{D^0}) - 145,42 \text{ MeV})$. C'est ce qui explique l'asymétrie de la coupure que nous utilisons ici.

La résolution de $(M_{D^*} - M_{D^0})$ est très bonne, de l'ordre de 1 MeV dans notre analyse, ce qui permet d'étiqueter les D^0 avec une bonne efficacité. La bonne résolution de cette variable est explicable d'une part par la largeur

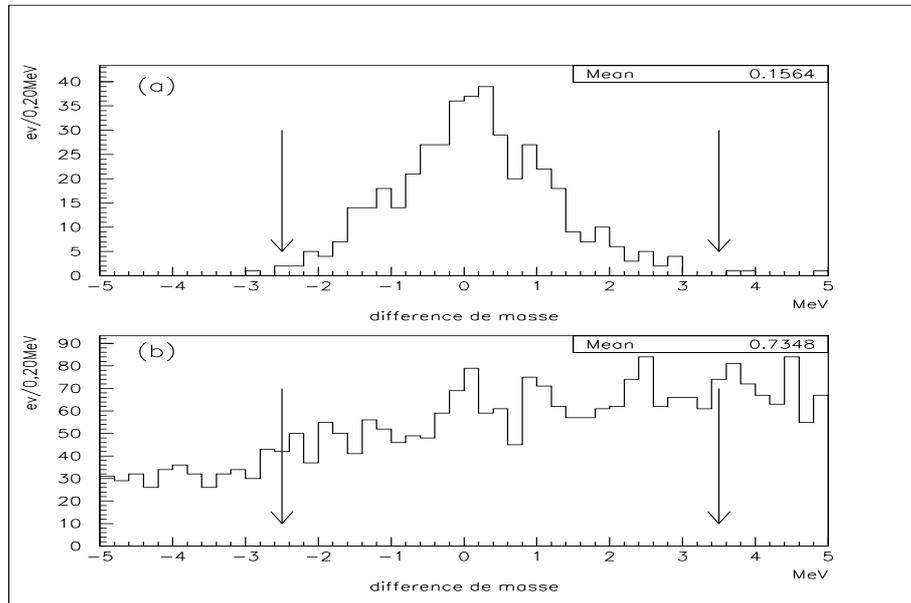


Figure 29. $((M_{D^*} - M_{D^0}) - 145,42 \text{ MeV})$, En (a), le signal et en (b) le bruit de fond. La coupure se fait entre -2,5 MeV et 3,5 MeV (indiquée par les flèches).

étroite des D^* , $< 0,131 \text{ MeV}$ selon [30], et d'autre part par le peu d'espace de phase disponible à la désintégration $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$ (puisque le D^* a juste assez de masse pour se désintégrer en $D^0\pi^+$) [59].

Ainsi, cette coupure va nous permettre de rejeter 39,8 % du bruit de fond subsistant et de sélectionner 98,6 % du signal. Dans l'échantillon, qui contenait 5934 entrées de bruit de fond au début, il en reste maintenant 278. Il reste 360 entrées de signal sur les 570 initiales.

11. Impulsion du $D^* > 2,8 \text{ GeV}$

Nous utilisons cette coupure pour éliminer le bruit de fond combinatoire qui est maximal à de faibles impulsions du D^* , comme le montre la figure 30, comparativement au signal. Cette figure démontre bien la puissance d'élimination du bruit de fond de cette coupure. En effet, celle-ci rejette 92,4 % du bruit de fond toujours présent dans l'échantillon initial (il ne reste après cette coupure que 21 entrées de bruit de fond). Il s'agit de loin

de la coupure la plus efficace à éliminer le bruit de fond combinatoire dans notre analyse, et par le fait même le bruit de fond total.

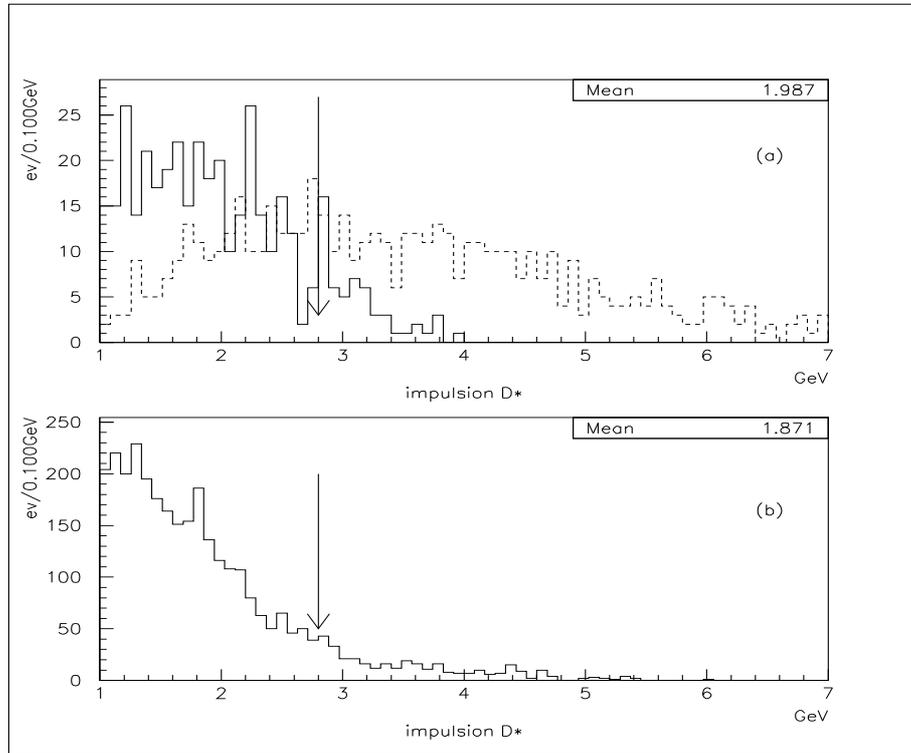


Figure 30. Impulsion du D^* , En (a), le signal provenant de $b\bar{b}$ est en ligne pleine et le signal provenant de $c\bar{c}$ est en ligne pointillée; en (b), le bruit de fond. Le signal en $c\bar{c}$ a une impulsion beaucoup plus élevée qu'en $b\bar{b}$. La coupure se fait à 2,8 GeV (indiquée par la flèche).

Cependant, cette coupure ne préserve que 63,6 % du signal dans les événements $c\bar{c}$ et 16,5 % dans les événements $b\bar{b}$. Pour obtenir une telle efficacité à éliminer le bruit de fond, nous avons dû sacrifier dans l'efficacité à sélectionner le signal. À cause de la sévérité de cette coupure, l'efficacité de reconstruction totale de la désintégration tombera à $(1,14 \pm 0,12)$ % dans les événements $b\bar{b}$, qui fournissent des D^* de plus faible énergie. Par conséquent, la majorité du signal que nous observerons (~ 93 %) proviendra des événements de quarks $c\bar{c}$ à cause de cette coupure. Par contre, le

bruit de fond combinatoire provenant des événements $b\bar{b}$ aura une impulsion moyenne encore plus faible, et 96,0 % de celui-ci sera éliminé dans l'échantillon test d'événements $b\bar{b}$ par cette coupure.

Les particules issues des événements de quarks uds , qui ne contiennent que du bruit de fond combinatoire, ont des impulsions comparables avec celles issus des événements de quarks $c\bar{c}$, et l'efficacité à éliminer le bruit de fond est similaire dans ces deux cas (aux alentours de 90 %).

Sélection globale des événements de signal

12. Énergie restante des π^0 / Énergie totale des $\pi^0 < 0,6$

Nous exigeons que la somme de l'énergie des π^0 dans l'événement qui ne participent pas à former le D^0 (énergie restante) doit être inférieure à 60 % de toute l'énergie des π^0 de l'événement (énergie totale). Les π^0 de cette coupure sont sélectionnés de la même façon que les π^0 du signal. La distribution de (Énergie restante/ Énergie totale) est montrée à la figure 31 pour le bruit de fond et le signal.

Le succès de cette coupure indique que les événements de bruit de fond qui ont passé les coupures précédentes possèdent fréquemment une grande quantité de candidats π^0 énergétiques. Ainsi, les événements de bruit de fond avec beaucoup de candidats π^0 ont plus de chances de posséder une combinaison de deux π^0 qui se comporte comme $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Avec cette coupure, nous éliminons ces événements de bruit de fond qui contiennent beaucoup d'énergie en π^0 .

Cette coupure préserve 88,2 % des événements de signal restants et rejette 21,5 % des événements de bruit de fond toujours présents.

13. Veto des entrées multiples

Puisque les chances d'avoir plus d'une désintégration de signal $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ dans un même événement sont très minces, nous n'allons accepter qu'une

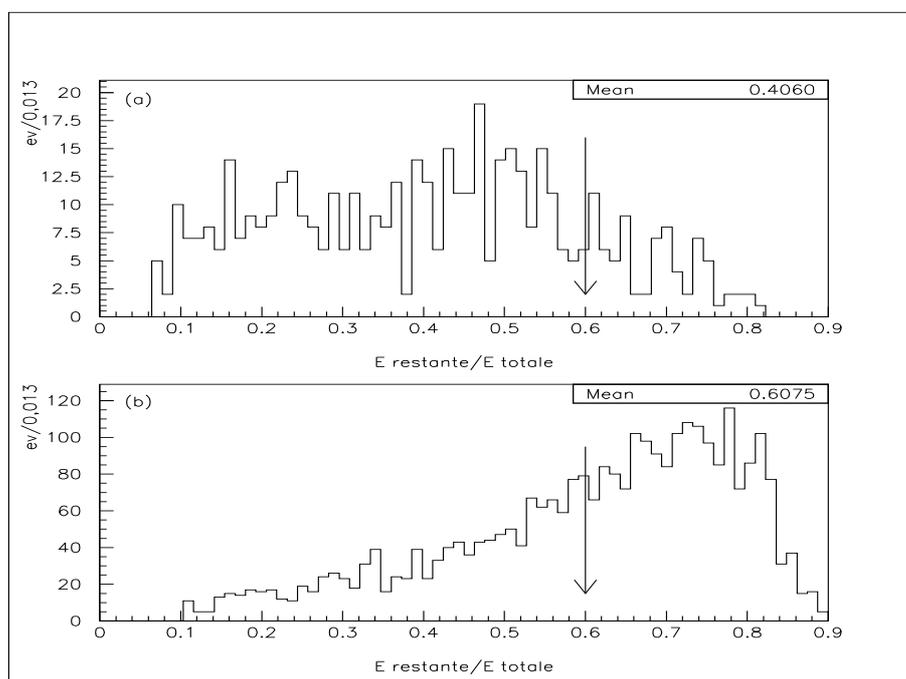


Figure 31. $(E_{\pi^0 \text{ restante}})/ (E_{\pi^0 \text{ totale}})$, En (a), le signal et en (b), le bruit de fond. La coupure se fait à 60 % (indiquée par la flèche). Remarque: 3,3 % des entrées de bruit de fond et 15,4 % des entrées de signal n'apparaissent pas sur les figures parce qu'ils ont 0 GeV d'énergie restantes de π^0 et ils passeront donc automatiquement la coupure.

seule combinaison de particules qui passe les coupures par événement.

Cette coupure vaut la peine d'être utilisée, parce que nous avons déterminé que 6,6 % des événements contenant du bruit de fond produisent plus d'une entrée qui passe les coupures de notre analyse. Ce pourcentage est relativement élevé, et démontre que le nombre de combinaisons erronées possibles de γ et de π^0 peut être très élevé lorsqu'un événement possède un grand nombre de particules, particulièrement de bosses dans le calorimètre.

Pour choisir l'entrée qui sera conservée dans chaque événement, nous sélectionnons l'entrée qui a la différence de masse ($M_{D^*} - M_{D^0}$) la plus proche de la valeur nominale. Ainsi, nous avons déterminé par la simulation que lorsqu'un événement possède une entrée de signal et une autre de bruit de fond, nous sélectionnons l'entrée de signal 68 % du temps.

En fin de compte, cette dernière coupure sélectionnera 96,5 % du signal qui avait passé les coupures précédentes, et rejettera 10,3 % des entrées de bruit de fond qui était toujours présentes.

Notre analyse possède donc 13 coupures. Nous avons étudié la corrélation entre certaines des variables de notre analyse pour vérifier s'il était possible de diminuer le nombre de coupures⁷. Les meilleurs candidats pour trouver une corrélation étaient intuitivement les trois variables: impulsion du D^* , $|\cos \theta_\pi|$ et $(M_{D^*} - M_{D^0})$. Nous avons produit des histogrammes en deux dimensions de chacune des combinaisons de ces trois variables, pour essayer de distinguer un patron dans la distribution d'une variable par rapport à l'autre. Rien de tel n'a été observé. Nous en concluons que chacune de ces 3 variables est donc suffisamment indépendante des autres pour conserver les coupures sur ces trois variables dans notre analyse.

⁷On cherche à minimiser le nombre de coupures pour diminuer l'incertitude systématique totale sur la sélection du signal à laquelle contribue chacune des coupures.

Il serait intéressant d'étudier la corrélation entre les coupures sur l'énergie restante des π^0 dans l'événement et le veto sur les entrées multiples, ce qui n'a pas encore été fait. Il est raisonnable de supposer que les événements contenant beaucoup d'énergie sous forme de π^0 , qui seraient donc éliminés par la coupure sur l'énergie restante, produisent plus d'une entrée, à cause du nombre élevé de combinaisons de γ et π^0 possibles dans l'événement, et seraient donc aussi éliminés par la coupure sur les entrées multiples. Si la corrélation est assez grande, il vaudra la peine d'éliminer une des deux coupures.

À la prochaine section, il sera discuté du signal et du bruit de fond obtenus à l'aide des coupures que nous venons de présenter. Le nombre d'événements de signal dans l'échantillon de $3,169 \text{ fb}^{-1}$ d'événements génériques sera extrait à partir d'un ajustement de la masse invariante $M_{\pi^0\pi^0}$, tel qu'il sera fait dans les données réelles. Il sera comparé avec le nombre d'événements de signal présents dans l'échantillon. Si les deux nombres concordent, nous en concluerons que les méthodes d'ajustement du signal et du bruit de fond sont appropriées.

5.5 Extraction du signal sur la simulation

Le signal de la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ est observé dans l'histogramme de la masse invariante $M_{\pi^0\pi^0}$. Cet histogramme est montré à la figure 32a après toutes les coupures. Cet histogramme a été produit à partir de l'échantillon d'événements génériques $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ et uds qui représente $3,169 \text{ fb}^{-1}$ de données prises sur la résonance $\Upsilon(4S)$. Un signal clair est visible à la masse nominale du D^0 , environ entre 1,78 GeV et 1,95 GeV. Le bruit de fond combinatoire est plus important à des petites masses de $M_{\pi^0\pi^0}$. En effet, les particules de bruit de fond de basses énergie, qui sont plus communes, vont donner des petites valeurs de $M_{\pi^0\pi^0}$. La région entre 1,42 GeV et 1,74 GeV présente une structure irrégulière dans le bruit de fond. Cette structure est attribuable à la source de bruit de fond $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, qui est montrée en pointillé à la même échelle à

la figure 32a. Lorsque du bruit de fond combinatoire seulement est présent, on s'attend à ce que le bruit de fond de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ ait la forme d'un polynôme de degré 2. Si on soustrait le bruit de fond dû à la source $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^0$, on obtient l'histogramme 32b. La bruit de fond prend la forme d'un polynôme de degré 2 en tenant compte de la statistique.

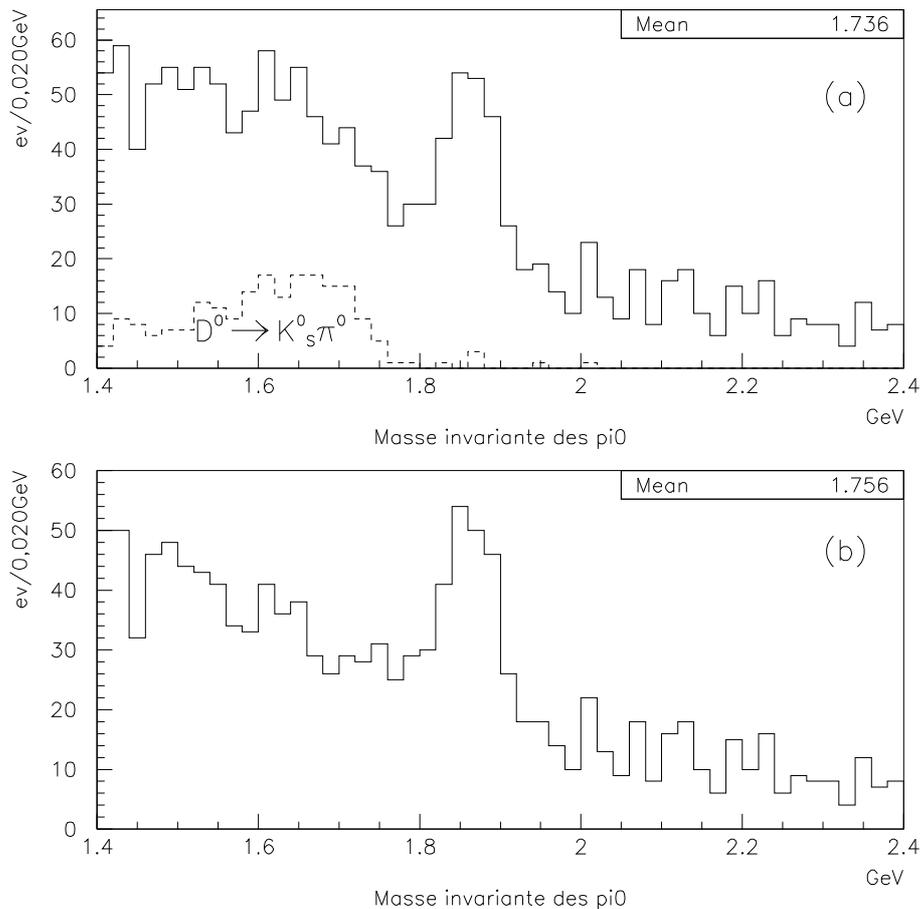


Figure 32. Masse invariante des π^0 après toutes les coupures pour la simulation (3,169 fb $^{-1}$).

Pour extraire le nombre d'événements de signal à partir de l'histogramme de $M_{\pi^0\pi^0}$, nous allons ajuster le bruit de fond avec un polynôme de degré 2 et le pic du signal par une gaussienne asymétrique. Nous allons réduire la fenêtre de masse $M_{\pi^0\pi^0}$ (entre 1,4 GeV et 2,4 GeV sur les histogrammes de la figure 32) lors

de l'ajustement pour éviter le plus possible la région de bruit de fond $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$ tout en conservant une assez grande région pour effectuer un ajustement fiable du bruit de fond. Nous choisissons la région entre 1,63 GeV et 2,17 GeV. Nous effectuerons cet ajustement à la fin de la section 5.5.

Le rapport signal/bruit de fond est de $141/193 \simeq 0,73$ dans la région de signal (entre 1,72 GeV et 1,98 GeV). La figure 33 montre la $M_{\pi^0 \pi^0}$ pour le même échantillon mais où on a séparé les entrées provenant des événements de quarks différents. L'échantillon de $3,169 \text{ fb}^{-1}$ contient 3 325 272 événements $b\bar{b}$, 4 120 134 événements $c\bar{c}$ et 6 629 404 événements uds . Le signal sur les événements $c\bar{c}$ est plus visible que sur les événements $b\bar{b}$, surtout à cause de la sévérité de la coupure sur l'impulsion du D^* . Le rapport signal sur bruit de fond dans la région de signal est de $8/42 \simeq 0,19$ dans les événements $b\bar{b}$ et $133/151 \simeq 0,88$ dans les événements $c\bar{c}$. Le bruit de fond issu des événements uds est lisse si on tient compte des fluctuations statistiques. Tel qu'attendu, il ne contient pas de signal, ni de structure particulière correspondant à une source de bruit de fond bien définie. Cette absence de signal dans les événements uds , qui ne contiennent pas de mésons D, nous donne l'indice que les coupures de notre analyse ne sont pas biaisées en créant artificiellement un pic dans la région de masse du signal (discuté à la section 5.6.2).

Calcul de l'efficacité de reconstruction

Pour calculer l'efficacité de reconstruction, nous utilisons l'échantillon d'événements de signal composé de 6000 événements $c\bar{c}$ et 6000 événements $b\bar{b}$. On connaît dans ces collections le nombre de $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ générés. On connaît aussi le nombre d'événements de signal reconstruits qui passent les coupures, grâce à l'associateur vérité Monte Carlo. L'efficacité de reconstruction ϵ , donnée par:

$$\epsilon = \frac{\# \text{ év. de signal reconstruits}}{\# \text{ év. de signal générés}}, \quad (5.1)$$

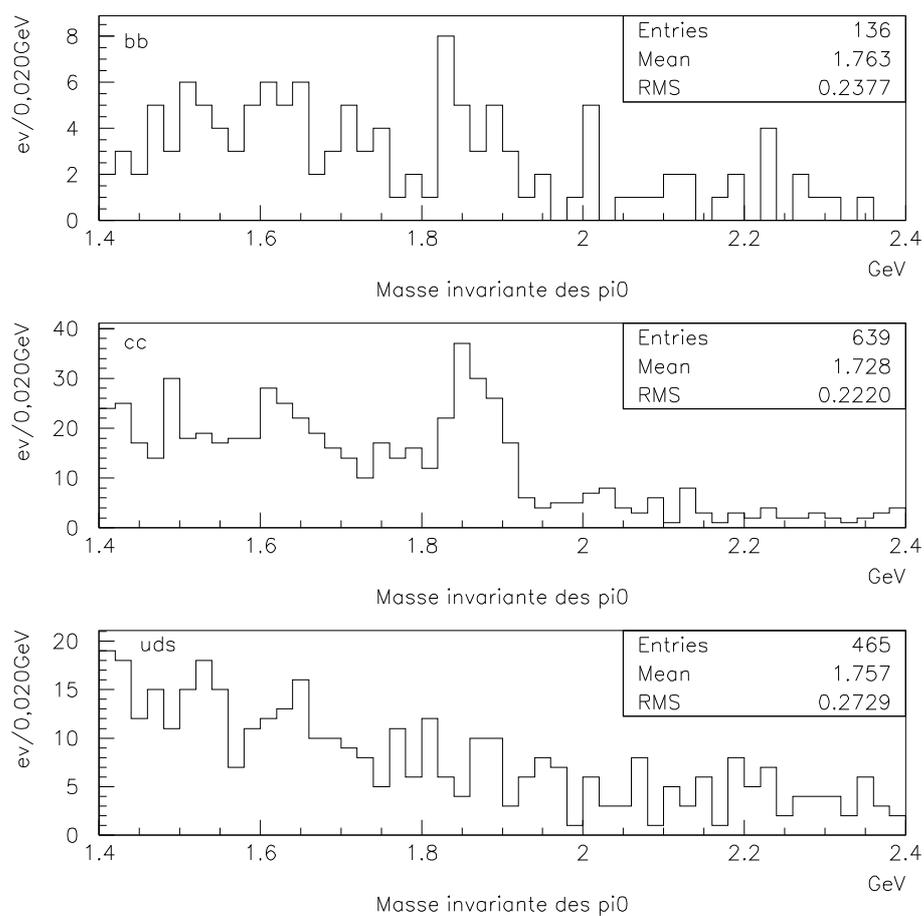


Figure 33. Masse invariante des π^0 après toutes les coupures pour la simulation. En haut: les événements $b\bar{b}$, au centre: les événements $c\bar{c}$ et en bas: les événements uds .

est égale à $(10,58 \pm 0,42)$ % dans les événements $c\bar{c}$ et $(1,24 \pm 0,14)$ % dans les événements $b\bar{b}$.

Pour diminuer l'erreur statistique sur l'efficacité de reconstruction, on peut utiliser de plus l'échantillon d'événements génériques de $3,169 fb^{-1}$. À partir des rapports d'embranchement implantés dans la simulation (donnés au tableau X), on peut calculer qu'il y a 1439 événements de signal issus des événements $c\bar{c}$ et 1290 événements $b\bar{b}$ dans cet échantillon. À l'aide de l'associateur vérité Monte Carlo, on peut extraire le nombre d'événements de signal qui ont passé les coupures. Il y en a 133 ± 12 dans les événements $c\bar{c}$ et $8,0 \pm 2,8$ dans les événements $b\bar{b}$. Ceci donne une efficacité de reconstruction de $(9,24 \pm 0,83)$ % en $c\bar{c}$ et $(0,62 \pm 0,22)$ % en $b\bar{b}$.

L'efficacité de reconstruction sera finalement de $(10,32 \pm 0,37)$ % dans les événements $c\bar{c}$ et $(1,14 \pm 0,12)$ % dans les événements $b\bar{b}$. Ces efficacités de reconstruction seront utilisées à la section 5.6.3 pour le calcul du rapport d'embranchement dans les données réelles.

Rapport d'embranchement	valeur
$b\bar{b} \rightarrow D^*(2010)^\pm X$	0,631
$c\bar{c} \rightarrow D^*(2010)^\pm X$	0,568
$D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$	0,683
$D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	0,0009

Tableau X. Rapports d'embranchement implantés dans la simulation Monte Carlo

Cette efficacité de reconstruction doit être corrigée par l'efficacité du filtreur qui sélectionne les événements hadroniques (voir section 5.2), de $(94,6 \pm 2,1)$ % pour les événements $b\bar{b}$ et $(84,0 \pm 2,0)$ % pour les événements $c\bar{c}$. L'efficacité de reconstruction finale est donc de $(8,66 \pm 0,37)$ % dans les événements $c\bar{c}$ et de $(1,08 \pm 0,12)$ % dans les événements $b\bar{b}$.

Ajustement des données

Nous pouvons extraire le nombre d'événements de signal en effectuant un ajustement de l'histogramme de la masse du D^0 , de la même façon qu'il sera fait à la section 5.6.3 pour extraire le nombre d'événements de signal dans les données réelles. Nous allons le comparer avec le nombre d'événements de signal reconstruits, information disponible à partir de l'associateur vérité Monte Carlo. Si ces deux chiffres sont compatibles, nous en concluons que la méthode d'ajustement est appropriée.

Pour ajuster le bruit de fond, nous allons utiliser un polynôme de degré 2:

$$a + bx + cx^2 = y,$$

qui contient 3 paramètres. Le signal est ajusté avec une gaussienne asymétrique, dite fonction de Novosibirsk (décrite dans [50]). Cette fonction comporte 4 paramètres, soit les trois paramètres d'une gaussienne symétrique (normalisation, moyenne et largeur à mi-hauteur) plus un paramètre qui paramétrise l'amplitude de la queue de la gaussienne asymétrique. L'ajustement combiné du signal et du bruit de fond est montré à la figure 34.

L'ajustement des données nous donne une masse de $(1,869 \pm 0,043)$ GeV pour le D^0 , ce qui est en accord avec la valeur nominale de $(1,8645 \pm 0,0005)$ GeV. La largeur de la gaussienne asymétrique est de $(32,0 \pm 1,3)$ MeV. Finalement, l'ajustement nous donne $133,2 \pm 11,5$ événements de signal. D'autre part, on sait avec l'associateur vérité Monte qu'il y avait 141 événements de signal reconstruits dans l'échantillon. Ces deux valeurs sont compatibles. Nous en concluons que l'ajustement combiné avec le polynôme de degré 2 pour le bruit de fond et la gaussienne asymétrique pour le signal est approprié pour l'extraction du signal pour le canal étudié.

Dans l'optique d'extraire une mesure du rapport d'embranchement de $D^0 \rightarrow$

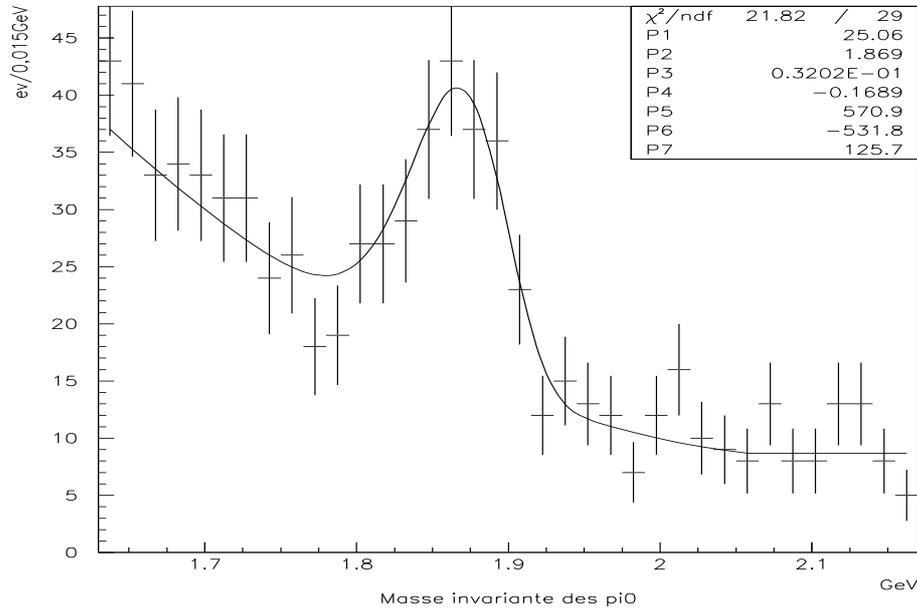


Figure 34. Ajustement de la masse invariante des π^0 (données simulées).

$\pi^0\pi^0$ sur des données réelles, l'étude des données simulées nous a permis de développer les coupures de notre analyse, d'estimer l'efficacité de reconstruction et d'évaluer les fonctions qui vont servir à l'extraction du signal. L'étude des données réelles est présentée à la section suivante.

5.6 Extraction du signal sur les données réelles

Nous utilisons l'échantillon de données présenté à la section 5.2, i.e. 7,310 fb^{-1} de données prises sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et 1,171 fb^{-1} de données prises hors-résonance. Nous avons étudié principalement l'échantillon de données sur-résonance parce qu'il est plus volumineux, et parce que les comparaisons sont plus faciles à faire avec les données simulées dont les rapports du nombre d'événements $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ et uds sont arrangés comme des données sur-résonance, tel que mentionné précédemment.

5.6.1 Comparaison entre les données réelles et les données simulées

Nous utilisons les mêmes coupures pour les données réelles que pour la simulation. L'histogramme de $M_{\pi^0\pi^0}$ pour les données sur-résonance est montrée sur l'histogramme du haut de la figure 35. On peut y voir un signal clair à la masse nominale du D^0 . L'histogramme du bas de la figure 35 montre aussi le même histogramme pour les données simulées comme outil de comparaison. En tenant compte des fluctuations statistiques, l'histogramme de $M_{\pi^0\pi^0}$ dans les données réelles est compatible avec celui dans les données simulées. Cependant, en regardant de plus près, on observe plus de bruit de fond à basse masse ($< 1,72$ GeV) dans les données simulées que dans les données réelles.

Si on quantifie cette différence, le rapport de la quantité de données réelles sur la quantité de données simulées sur-résonance est égale à $7,310 \text{ fb}^{-1}/3,169 \text{ fb}^{-1} = 2,30$. Par conséquent, on devrait observer dans l'histogramme de la masse du D^0 , en dehors de la région de signal pour ne pas présupposer du rapport d'embranchement, un rapport du nombre d'entrées entre les données réelles et les données simulées d'environ 2,30 si la simulation est conforme à la réalité. On observe avec les coupures présentées à la section 5.4 un rapport de $1,64 \pm 0,12$ pour des masses $< 1,72$ GeV, ce qui est incompatible avec la valeur de 2,30. Ce rapport est de $2,29 \pm 0,16$ pour des masses supérieures à 1,98 GeV, ce qui est compatible avec la valeur de 2,30. Il y a donc plus d'entrées de bruit de fond dans les données simulées que dans les données réelles pour des masses inférieures à 1,72 GeV.

Après investigation, nous nous sommes rendus compte que le rapport du nombre d'entrées dans la région de masse inférieure à 1,72 GeV varie lorsqu'on change la coupure de $|\cos \theta_\pi|$ et particulièrement la coupure sur l'impulsion du D^* . Cette variation est un indice que ces deux variables sont différentes dans la simulation et les données réelles pour des masses $< 1,72$ GeV. La différence est

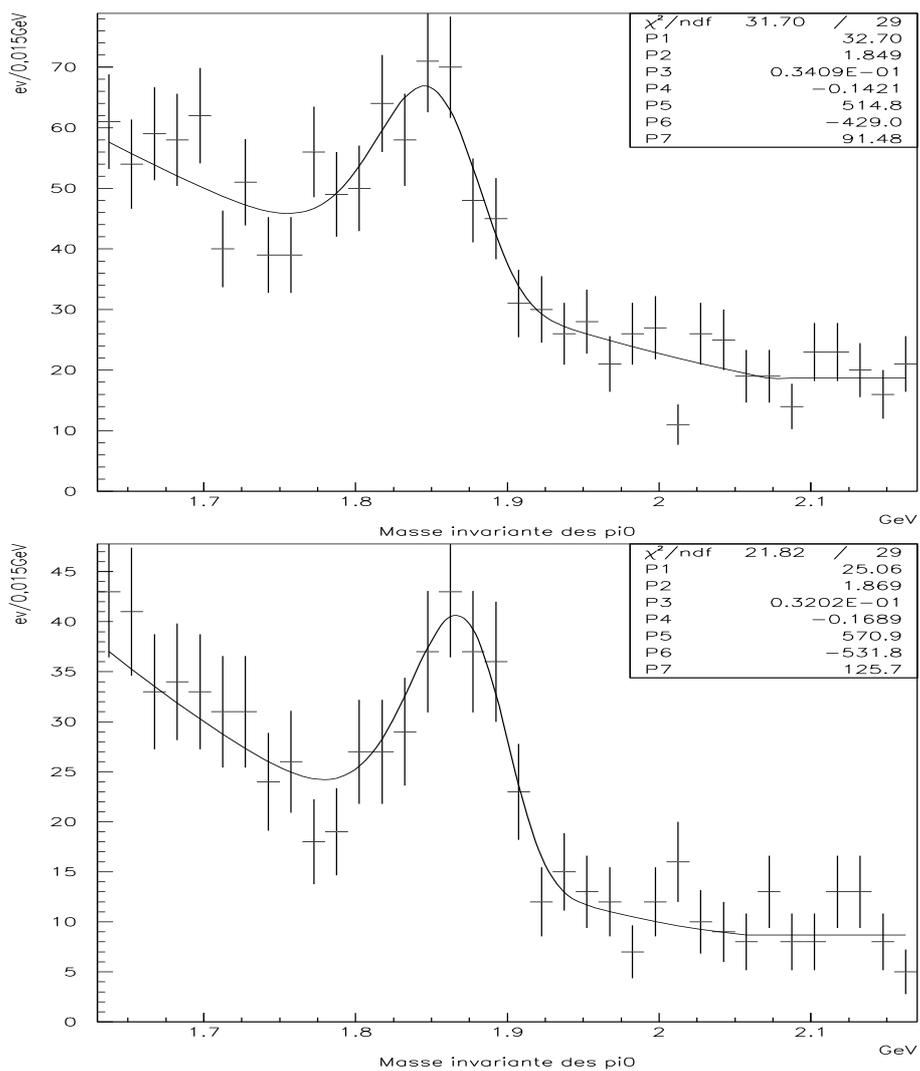


Figure 35. Masse invariante des π^0 pour les données réelles (sur-résonance) en haut et les données simulées en bas.

tout de même subtile et difficile à voir sur un histogramme. Pour illustrer cette différence, nous utilisons plutôt le tableau XI qui donne les moyennes de ces deux variables:

	Moyenne
p_{D^*} Monte Carlo	2,58
p_{D^*} données réelles	2,55
$ \cos \theta_\pi $ Monte Carlo	0,586
$ \cos \theta_\pi $ données réelles	0,605

Tableau XI. Différence dans la distribution de l'impulsion du D^* (p_{D^*}) et $|\cos \theta_\pi|$ entre les données simulées et les données réelles.

Puisque les coupures de notre analyse demandent $p_{D^*} > 2,8$ GeV et $|\cos \theta_\pi| < 0,8$, le bruit de fond issu de la région de masse inférieure à 1,72 GeV des données simulées passera plus facilement nos coupures que celui issu des données réelles. Si cette différence dans la distribution de ces variables est applicable aussi aux événements de signal, l'efficacité de reconstruction serait alors meilleure dans la simulation que dans les données réelles, ce qui fausserait le rapport d'embranchement extrait des données réelles⁸.

Or, nous croyons que la différence entre ces variables vient d'un excès de D^* générés par la simulation par rapport au nombre que l'on retrouve dans les données réelles. On a en effet remarqué que le bruit de fond avec une masse inférieure au signal était souvent composé de D^* : 60 % des événements qui produisent des entrées de bruit de fond de masse inférieure à 1,72 GeV possèdent des D^* (comparativement à 35 % pour les entrées de masse supérieure à 1,98 GeV).

L'excès de D^* dans la simulation par rapport aux données réelles est la

⁸Puisqu'on utilise l'efficacité de reconstruction extrait de la simulation pour calculer le rapport d'embranchement dans les données réelles.

conclusion à laquelle une étude sur le rendement en D^0 et D^* faite dans BaBar est arrivée [40]. Les rapports d'embranchement dans la simulation (tableau X) donne $Br(b\bar{b} \rightarrow D^{*\pm} X) = 0,631$ et $Br(c\bar{c} \rightarrow D^{*\pm} X) = 0,568$. Les moyennes mondiales mesurées sont données au tableau XII [30]:

Rapport d'embranchement	valeur
$b\bar{b} \rightarrow D^*(2010)^\pm X$	$(0,454 \pm 0,032) \%$
$c\bar{c} \rightarrow D^*(2010)^\pm X$	$(0,574 \pm 0,104) \%$

Tableau XII. Rapports d'embranchement de production de D^* selon PDG.

La valeur pour les événements $b\bar{b}$ est plus petite dans les données réelles par un facteur d'environ 0,7. La valeur pour les événements $c\bar{c}$ semble en accord à première vue. Or, l'étude en question a observé un manque significatif de la quantité de D^* observés dans les données réelles dans les événements $c\bar{c}$ par rapport aux événements $b\bar{b}$, qui ont eux fourni le nombre de D^* attendu. Puisque le $Br(c\bar{c} \rightarrow D^*(2010)^\pm X)$ publié [16] est vieux de 12 ans et a de grandes incertitudes, et que le $Br(b\bar{b} \rightarrow D^*(2010)^\pm X)$ est bien connu, on a conclu que le $Br(c\bar{c} \rightarrow D^*(2010)^\pm X)$ était erroné. L'étude donne l'estimation suivante sur le rapport d'embranchement:

$$Br(c\bar{c} \rightarrow D^*(2010)^\pm X) \simeq 0,39$$

Le rapport d'embranchement pour les événements $c\bar{c}$ serait donc plus petit dans les données réelles par un facteur d'environ 0,7, comme dans le cas des événements $b\bar{b}$.

Or, les particules du bruit de fond issues directement ou indirectement d'un D^* ont tendance à avoir une plus grande énergie que les autres. Par exemple, si

on considère les parents des π^0 dans la simulation:

$$\langle p_{D^*} \rangle = \left\{ \begin{array}{ll} 2,678 \text{ GeV} & \text{si un des } \pi^0 \text{ a un parent } D^* \\ 2,512 \text{ GeV} & \text{si les deux } \pi^0 \text{ sont sans parent } D^* \end{array} \right\},$$

où $\langle p_{D^*} \rangle$ est la moyenne de l'impulsion des D^* . De même, les événements de bruit de fond qui ont un π^0 issu indirectement d'un D^* auront tendance à avoir des $|\cos \theta_\pi|$ plus bas:

$$\langle |\cos \theta_\pi| \rangle = \left\{ \begin{array}{ll} 0,565 \text{ GeV} & \text{si un des } \pi^0 \text{ a un parent } D^* \\ 0,592 \text{ GeV} & \text{si les deux } \pi^0 \text{ sont sans parent } D^* \end{array} \right\}.$$

Par conséquent, les événements de bruit de fond qui sont formés de particules provenant directement ou indirectement de D^* ont tendance à passer plus facilement les coupures sur $|\cos \theta_\pi|$ et p_{D^*} . Notre hypothèse est donc que l'excès de D^* dans les données simulées explique l'excès de bruit de fond dans ces données pour $M_{\pi^0\pi^0} < 1,72 \text{ GeV}$, une région qui abonde particulièrement en D^* tel que mentionné précédemment.

Pour vérifier si notre hypothèse est valable, nous avons identifié à l'aide de l'information vérité Monte Carlo les événements de bruit de fond qui contiennent un D^* . On a normalisé ce nombre d'événements par le facteur 0,7 pour obtenir un nombre de D^* dans la simulation conforme au nombre dans les données réelles. On a calculé ensuite le rapport du nombre d'entrées dans la simulation sur le nombre d'entrées dans les données réelles en dehors des régions de signal. On obtient maintenant une valeur de $2,13 \pm 0,20$ pour des masses inférieures à 1,72 GeV qui est compatible avec la valeur de 2,30. La valeur pour des masses supérieures au signal est toujours compatible avec la valeur de 2,30: le rapport donne $2,39 \pm 0,15$ ⁹.

⁹Ces accords nous donnent l'indice que le bruit de fond dû aux événements $\tau^+\tau^-$, dont on n'a pas pris compte dans notre échantillon de données simulées, doit être faible dans les données réelles, tel que nous l'avons supposé dans notre étude des données simulées.

Nous concluons que la divergence entre le nombre d'entrées dans les échantillons de données simulées et de données réelles est due à la quantité différente de D^* que l'on retrouve dans les deux échantillons. Pour s'assurer de la véracité de notre conclusion, il sera nécessaire de re-mesurer la production inclusive de D^* , pour vérifier que l'estimation de $Br(c\bar{c} \rightarrow D^*(2010)^\pm X) \simeq 0,39$ que nous avons utilisée pour arriver à notre conclusion est bel et bien valable.

Si notre conclusion est vérifiée, l'efficacité de reconstruction mesurée dans la simulation ne serait pas différente de celle des données réelles. En effet, le bruit de fond formé de D^* passera plus facilement les coupures. Cependant, la quantité d'événements de signaux n'est pas influencée par une fluctuation du nombre de D^* dans la simulation puisque les événements de signaux possèdent par définition un D^* . Par conséquent, l'efficacité de reconstruction ne sera pas biaisée pour cette raison dans les données réelles.

Nous avons vérifié d'autre part l'accord entre les données réelles et les données simulées pour la distribution des variables utilisées dans les coupures, sans effectuer une étude systématique quantitative. À première vue, aucune divergence n'est observée. Une distribution différente pour une variable entre les données réelles et les données simulées signifierait que la sélection du signal par la coupure de cette variable serait différente dans les deux types de données. La valeur de l'efficacité de reconstruction calculée dans les données simulées ne serait pas égale à celle dans les données réelles, ce qui constituerait une source d'erreur systématique. Par exemple, on s'attend à ce que certaines distributions servant à la sélection de type de particules, comme $M_{\gamma\gamma}$ et $(M_{D^*} - M_{D^0})$ dans notre analyse, aient des résolutions moins bonnes pour les données réelles que les données simulées parce que la simulation assume une calibration parfaite des détecteurs. Les coupures sur les données simulées auraient alors une meilleure efficacité de sélection du signal que sur les données réelles, et l'efficacité de reconstruction

calculée dans les données simulées serait biaisée à la hausse. Cependant, pour ce cas particulier, notre analyse utilise des coupures très larges pour ces deux variables, comme le montrent les figures 24 et 29 (de l'ordre de 3σ dans les deux cas). L'endroit des coupures se trouvent dans la queue des distributions des variables, et une résolution plus large ou plus étroite aura peu d'effets sur l'efficacité de reconstruction. Par conséquent, les chances de biais pour cette raison sont limitées pour notre analyse.

Nous concluons que l'accord entre la simulation et les données réelles est bon. Une seule différence a été notée, i.e. un plus grand nombre d'événements de bruit de fond de basse masse dans la simulation. Cette différence a été expliquée par un excès de D^* dans les données simulées, ce qui ne biaisera pas l'efficacité de reconstruction calculée dans les données simulées. Il faut noter cependant que la statistique est limitée dans les données simulées par rapport aux données réelles. Il serait nécessaire à l'avenir de comparer les données réelles et simulées à partir d'échantillons similaires. De plus, il sera nécessaire d'étudier systématiquement l'effet des variations des coupures sur la valeur du rapport d'embranchement, dans le but d'évaluer les erreurs systématiques quantitativement.

5.6.2 Biais par surestimation des événements de signal

Une étude devra également être faite pour vérifier systématiquement que les coupures utilisées ne soient pas biaisées en créant artificiellement un pic sous la région de signal.

Une telle étude est effectuée en considérant des événements se trouvant dans les queues des distributions de certaines variables, comme la masse des π^0 et la différence de masse entre le D^* et le D^0 , et vérifier si on ne voit pas un pic dans la région de signal pour ces entrées.

Malgré qu'une telle étude n'ait pas encore été faite, nous possédons tout

de même des indices que nos coupures ne biaisent pas le signal de cette façon. Premièrement, nous avons montré précédemment à la figure 33 que la masse invariante des π^0 dans les événements uds dans la simulation, qui ne contiennent pas de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, ne montre pas de pic dans la région de signal. Deuxièmement, si on ne considère que les événements de bruit de fond dans les événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$, on n'observe pas de pic dans la région de signal formé par le bruit de fond. Ces deux indices nous montre que les coupures utilisées ne créent pas artificiellement un pic dans la région de signal.

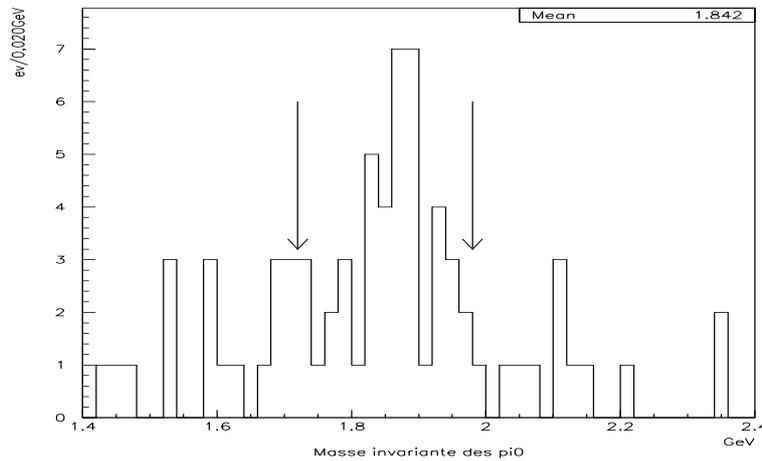


Figure 36. Masse invariante des π^0 pour le bruit de fond quand la désintégration de signal $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ est présente dans l'événement. Les flèches indiquent la région de signal.

Cependant, nous avons remarqué qu'un pic apparaît dans la région de signal si on considère les entrées de bruit de fond qui passent les coupures lorsque la désintégration $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ est présente dans l'événement. Ce bruit de fond est montré à la figure 36. Ces événements ne sont pas nettement visibles dans les histogrammes du bruit de fond des événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$, car ceux-ci sont trop peu nombreux pour former un pic significatif.

Nous croyons que ces événements de bruit de fond sont en fait des événements

de signal, mais qui ne sont pas reconnus par l'associateur vérité Monte Carlo. Des corrections à cet associateur pour les γ et π^0 ont été présentées au chapitre 4. Or, nous savons que l'associateur est imparfait pour des particules chargées de faible impulsion, comme les π^\pm de notre signal. En effet, il a été déterminé [45] que l'efficacité de l'associateur à identifier les vrais π^+ avec p_t entre 100 MeV et 200 MeV (du même ordre que les π^+ du signal) est d'environ 85%-95%. Ainsi, lorsqu'un pion chargé provient du signal, mais qu'il n'est pas reconnu par l'associateur vérité Monte Carlo, l'événement au complet est reconnu comme du bruit de fond.

À partir de ces chiffres, nous pouvons estimer qu'une efficacité de reconstruction totale de l'ordre de 10 % sera sous-estimée par une valeur d'un peu moins de 1 % à cause de la mauvaise identification des π^\pm . Ce chiffre est estimé à partir des résultats de [45] et du nombre d'événements de bruit de fond dans la région de signal en présence d'un événement de signal. Cette sous-estimation de l'efficacité de reconstruction est importante. Ce défaut de l'associateur devrait être corrigée avant de fournir une mesure finale du rapport d'embranchement de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, car pour l'instant, l'efficacité de reconstruction de notre analyse est sous-estimée, ce qui constitue une source d'erreur systématique au calcul du rapport d'embranchement.

Au moment de l'écriture de ce mémoire, un nouvel associateur avait été installé dans BaBar, qui n'est plus basé sur un algorithme de χ^2 comme l'associateur actuel (voir section 4.4). Il serait intéressant à l'avenir d'utiliser cet associateur et vérifier si ces performances sont meilleures.

5.6.3 Mesure du rapport d'embranchement

Nous sommes maintenant prêt à extraire une valeur préliminaire du rapport d'embranchement. Ce rapport ne contiendra que les erreurs statistiques et les

erreurs sur les rapports d'embranchement et les efficacités de reconstruction que nous utilisons dans le calcul. Tel que mentionné précédemment, il faudra dans le futur faire une évaluation quantitative des erreurs systématiques dues aux coupures, à l'ajustement et au calcul de l'efficacité de reconstruction.

Ajustement des données

Nous allons superposer les données sur-résonance et hors-résonance pour effectuer l'ajustement, et mesurer le nombre d'événements de signal observé. En effet, la quantité de données hors-résonance est trop faible pour y effectuer séparément un ajustement fiable. Nous démêlerons à la sous-section suivante la quantité d'événements observée qui proviennent des événements $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$.

La figure 37 montre la distribution de $M_{\pi^0\pi^0}$ pour l'échantillon total $8,481 fb^{-1}$. On remarque sur la figure que la structure à basse masse qui nous a obligé à limiter l'ajustement du bruit de fond entre 1,63 GeV et 2,17 GeV dans les données simulées est moins importante dans les données réelles. Nous garderons donc la fenêtre de masse entre 1,4 GeV et 2,4 GeV pour effectuer l'ajustement, dans le but d'optimiser la qualité de l'ajustement du bruit de fond.

Comme dans les données simulées, nous allons ajuster le bruit de fond avec un polynôme de degré 2 et le signal avec une gaussienne asymétrique. Le résultat de l'ajustement est aussi montré à la figure 37.

L'ajustement nous donne une résolution de $(34,5 \pm 5,2)$ MeV, et une masse de $(1,849 \pm 0,071)$ GeV. Ces deux valeurs sont en accord avec celles obtenues lors de l'ajustement des données simulées à la section 5.5.

Finalement, nous mesurons $266,6 \pm 16,3$ événements sous la courbe de la gaussienne asymétrique¹⁰.

¹⁰En guise de comparaison, l'expérience CLEO avait observé $40,3 \pm 7,6$ événements de signal

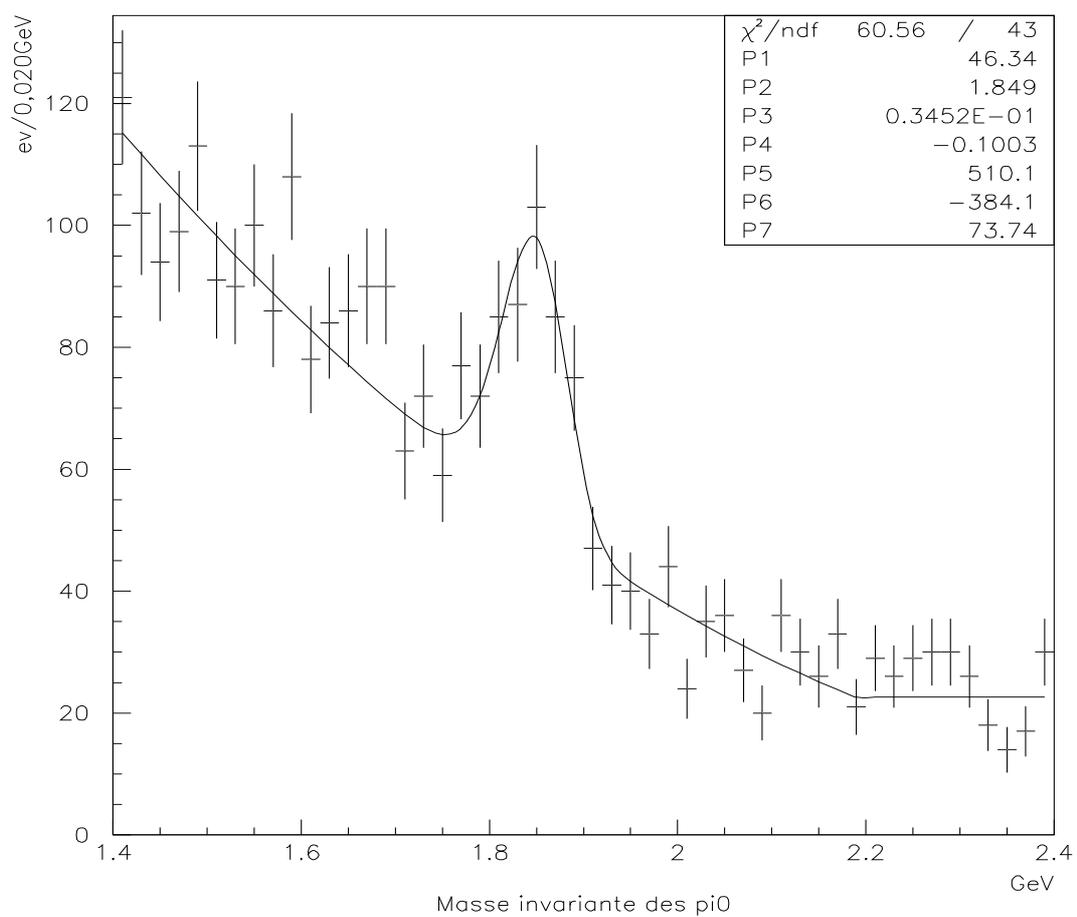


Figure 37. Ajustement de la masse invariante des π^0 pour $8,481 \text{ fb}^{-1}$ de données réelles.

Calcul du rapport d'embranchement à partir du nombre d'événements observés

Rapport d'embranchement	valeur
$b\bar{b} \rightarrow D^*(2010)^\pm X$	$(0,454 \pm 0,032) \%$
$c\bar{c} \rightarrow D^*(2010)^\pm X$	$(0,574 \pm 0,104) \%$
$D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+$	$(0,683 \pm 0,014) \%$

Tableau XIII. Rapports d'embranchement de production du signal selon PDG.

Nous commençons par calculer le nombre de D^0 provenant de D^* séparément dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. Pour les données sur-résonance, la section efficace de production de paires de quarks $c\bar{c}$ est de $1,30 \text{ nb}$. Les données hors-résonance ont été prises à $\sqrt{s} = 10,54 \text{ GeV}$ par rapport à $10,58 \text{ GeV}$ pour les données sur-résonance. Puisque la section efficace de collisions e^+e^- vers deux fermions dépend de l'inverse du carré de l'énergie [30], et que l'énergie des faisceaux est le seul paramètre variable dans ces deux types de données, on a que:

$$\frac{\sigma_{hors}}{\sigma_{sur}} = \frac{E_{sur}^2}{E_{hors}^2} \quad (5.2)$$

où E est l'énergie du centre de masse et les indices *hors* et *sur* correspondent respectivement aux données hors-résonance et sur-résonance. On obtient par l'équation 5.2 que la section efficace à $10,54 \text{ GeV}$ est approximativement égale à celle à $10,58 \text{ GeV}$. On calcule ensuite le nombre de D^0 provenant d'événements $c\bar{c}$ via un D^* :

$$\# \text{ de } D^0 \text{ } c\bar{c} = \int \mathcal{L} \cdot dt \times \sigma_{c\bar{c}} \times Br(c\bar{c} \rightarrow D^{*\pm} X) \times Br(D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi) \quad (5.3)$$

où $\int \mathcal{L} \cdot dt$ est la luminosité intégrée ($7,310 \text{ fb}^{-1}$ données sur-résonance, $1,171 \text{ fb}^{-1}$ données hors-résonance). À partir de la section efficace de production de

lors de son article original [15].

paires de quarks $c\bar{c}$, $\sigma_{c\bar{c}} = 1,30 \text{ nb}$, et des rapports d'embranchement du tableau XIII, nous obtenons:

$$(4,32 \pm 0,79 \text{ (syst.)}) \times 10^6 \text{ } D^0 \text{ issus d'événements } c\bar{c},$$

dans notre échantillon, où les incertitudes proviennent des incertitudes sur $Br(c\bar{c} \rightarrow D^{*+}X)$ et $Br(D^{*+} \rightarrow D^0\pi)$ seulement. Avec un calcul similaire pour les événements $b\bar{b}$ dans les données sur-résonance, on obtient:

$$(2,37 \pm 0,17 \text{ (syst.)}) \times 10^6 \text{ } D^0 \text{ issus d'événements } b\bar{b}.$$

Pour séparer les nombres d'événements qui proviennent d'événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ dans les $266,6 \pm 16,3 \text{ (stat.)}$ événements observés, on prend le rapport du nombre de D^0 en $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ et on le multiplie par le rapport des efficacités de reconstruction, de $(8,66 \pm 0,37 \text{ (syst.)}) \%$ pour les événements $c\bar{c}$ et $(1,08 \pm 0,12 \text{ (syst.)}) \%$ pour les événements $b\bar{b}$. On obtient un rapport de $14,6 \pm 3,3 \text{ (syst.)}$ événements provenant de $c\bar{c}$ pour 1 provenant de $b\bar{b}$.

Par conséquent, sur les $(266,6 \pm 16,3 \text{ (stat.)})$ événements observés, il y en a $(249,5 \pm 15,3 \text{ (stat.)} \pm 56,4 \text{ (syst.)})$ qui proviennent d'événements $c\bar{c}$. On calcule le rapport d'embranchement avec l'équation suivante:

$$Br(D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = \frac{\# \text{ év. de signal mesurés}}{\# D^0} \times \frac{1}{\epsilon_{c\bar{c}}} \quad (5.4)$$

où $\epsilon_{c\bar{c}}$ est l'efficacité de reconstruction dans les événements $c\bar{c}$, ce qui donne le rapport d'embranchement:

$$\boxed{Br(D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = (6,67 \pm 0,41 \text{ (stat.)} \pm 1,96 \text{ (syst.)}) \times 10^{-4}}. \quad (5.5)$$

Il n'est pas utile de faire la même chose pour les événements $b\bar{b}$ parce que, pour connaître la fraction d'événements $c\bar{c}$ dans les événements de signaux, nous

avons déjà utilisé l'information du nombre de D^0 et de l'efficacité de reconstruction dans les événements $c\bar{c}$. Le rapport d'embranchement sera égal à celui calculé à (5.5).

ATTENTION, cette mesure doit être considérée avec précaution. Il s'agit d'une mesure préliminaire qui ne tient compte que des erreurs systématiques sur les rapports d'embranchement et non des incertitudes systématiques dues à l'ajustement des données et au calcul de l'efficacité de reconstruction.

Discussion des résultats

L'incertitude systématique de notre valeur est dominée par la valeur du rapport d'embranchement $Br(c\bar{c} \rightarrow D^{*+}X)$, de l'ordre de 18,1 %. Si on se compare à la mesure initiale faite par CLEO, qui donnait $(8,0 \pm 1,5 (stat.) \pm 1,4 (syst.)) \times 10^{-4}$, notre incertitude statistique est meilleure. Celle de CLEO est de 19 % tandis que la nôtre est de 6,1 %, puisque CLEO avait observé 40,3 événements alors que nous en observons 266,6. Le nombre de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ observé à BaBar augmentera dans le futur. Au moment de l'écriture de ce mémoire, plus du double de la quantité de données utilisée lors de notre étude avait déjà été accumulée par le détecteur BaBar.

Notre méthode de calcul du rapport d'embranchement a le désavantage d'exiger dans le calcul deux fois la valeur de $\epsilon_{c\bar{c}}$, ce qui augmente l'incertitude. De plus, parce que nous devons déterminer la quantité d'événements provenant de paires de quarks $c\bar{c}$, nous devons utiliser la valeur de $\epsilon_{b\bar{b}}$ qui a une grande incertitude ($\sim 11\%$). Notre méthode pour calculer le rapport d'embranchement a également le désavantage de faire appel à une chaîne de désintégration, dont un des rapports d'embranchement a particulièrement une grosse incertitude ($Br(c\bar{c} \rightarrow D^{*+}X)$) tel que mentionné précédemment. Pour ces raisons, nous conseillons l'utilisation de la méthode qui se sert d'un canal de normalisation pour cal-

culer le rapport d'embranchement. Cette méthode n'utilise qu'un seul rapport d'embranchement dans le calcul, celui du canal de normalisation. Si on se servait comme canal de normalisation de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ comme l'a fait CLEO, l'incertitude systématique sur les rapports d'embranchement, de l'ordre de 26 % en ce moment, diminuerait de plus d'un facteur 10, pour être de l'ordre de 2,3 % selon la mesure actuelle de ce rapport d'embranchement [30].

Il est à remarquer que cette mesure s'accorde avec celle faite à l'expérience CLEO à l'intérieur des incertitudes (valeur en 2000 [30]):

$$Br(D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)_{CLEO} = (8,4 \pm 2,2) \times 10^{-4}$$

Mentionnons que notre mesure est dépendante de la valeur mesurée de $Br(c\bar{c} \rightarrow D^{*+} X)$, qui, tel qu'expliqué à la section 5.6.1 et au début de cette section, est douteuse. L'étude que nous avons déjà mentionnée estimait ce rapport d'embranchement à 0,39 plutôt qu'à $(0,574 \pm 0,104)$. Même si la valeur de 0,39 n'est qu'une estimation, nous pouvons tout de même l'utiliser pour calculer le rapport d'embranchement (sans incertitudes, puisque l'étude n'en donne pas sur cette estimation). Nous obtenons alors une valeur de $9,50 \times 10^{-4}$. Encore une fois, plutôt que d'attendre une nouvelle mesure de ce rapport d'embranchement, la méthode de calcul par la normalisation avec un canal bien connu affranchirait notre mesure de $Br(D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ de la dépendance sur $Br(c\bar{c} \rightarrow D^{*+} X)$.

Il faut se rappeler aussi que notre efficacité de reconstruction est sous-estimée à cause de l'associateur vérité Monte Carlo imparfait pour les traces chargées de faible impulsion (voir section 5.6.2). Le rapport d'embranchement s'en trouverait augmenté encore plus avec la valeur juste de l'efficacité de reconstruction. Tel que mentionné précédemment, nous conseillons dans l'avenir l'utilisation d'un nouvel associateur dont les performances devraient être améliorées à BaBar.

On peut finalement comparer notre valeur de $Br(D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ avec les valeurs prédites par la théorie, montrées au tableau II. Quatre des cinq modèles

décrits au tableau II ont tenu compte de la valeur mesurée à CLEO. Par conséquent, puisque notre mesure est en accord avec CLEO, notre mesure est aussi compatible avec les prédictions théoriques. Seul la méthode de Ward [57], qui utilisait un calcul perturbatif des éléments de matrice, prédit un rapport d'embranchement significativement différent de notre valeur, soit un ordre de grandeur plus élevé.

Cette étude nous permet de conclure que la mesure de ce rapport d'embranchement est tout à fait faisable à BaBar, même après une seule année de fonctionnement de cette expérience. Cette étude a permis d'établir une série de coupures complète qui peuvent être utilisées pour sélectionner les événements $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, de développer un ajustement fiable pour extraire le signal de cette voie et de donner des pistes pour l'étude quantitative des erreurs systématiques lors d'une mesure finale de ce rapport d'embranchement dans l'avenir.

Conclusion

L'objectif de ce projet était de tester la faisabilité de la mesure du rapport d'embranchement de la désintégration faible $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ à l'expérience BaBar. À cet effet, nous avons réalisé une série de tests et d'études sur des données réelles et simulées.

Nous avons commencé par étudier la reconstruction des γ et des π^+ à l'aide de la simulation dans le but de mieux saisir le comportement du détecteur et la reconstruction des particules primaires provenant du signal. Une série de coupures a ensuite été développée pour sélectionner les événements de signal tout en rejetant le bruit de fond, composé principalement du bruit de fond combinatoire et en partie de la désintégration $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^0$, avec le meilleur rapport signal/bruit de fond possible. Nous avons obtenu une efficacité de reconstruction totale de $(8,66 \pm 0,37)$ % pour le signal provenant des paires de quarks $c\bar{c}$ et de $(1,08 \pm 0,12)$ % pour les paires $b\bar{b}$. Notre méthode d'ajustement du signal a été testée sur les données simulées. Le nombre d'événements de signal extrait était compatible avec le nombre d'événements de signal généré. Nous avons alors étudié les données réelles. Un rapport d'embranchement préliminaire a été extrait de ces données : $Br(D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = (6,67 \pm 0,41(stat.) \pm 1,96(syst.)) \times 10^{-4}$ où les incertitudes systématiques ne comprennent que les incertitudes sur les rapports d'embranchement et sur les efficacités de reconstruction. Cette valeur est en accord avec la mesure de CLEO à $(8,4 \pm 2,2) \times 10^{-4}$. De plus, notre mesure préliminaire se trouve à l'intérieur de l'éventail de valeurs prédites par les modèles théoriques présentées au tableau 1.2, qui variait de $(6,7 \pm 1,2) \times 10^{-4}$ à $\sim 6,5 \times 10^{-3}$.

En perspective, il est intéressant de souligner les forces et les faiblesses de l'expérience BaBar comme cadre expérimental pour réaliser la mesure de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ par rapport à l'expérience CLEO. L'avantage principal de l'expérience BaBar est certainement la luminosité élevée du PEP-II qui a déjà accumulé, au moment de l'écriture de ce mémoire, plus de deux fois la quantité de données acquise durant toute la durée de vie de l'expérience CLEO. L'expérience CLEO possède cependant trois avantages par rapport à BaBar :

- L'asymétrie du PEP-II limite la couverture géométrique du calorimètre électromagnétique de BaBar. Nous avons déterminé que les photons se dirigeant dans les espaces non-couverts du EMC constituait la première cause de perte des photons (voir chapitre 4).
- Le PEP-II produit beaucoup de photons de basses énergie, à cause des collisions avec des atomes de gaz dans le tuyau du faisceau, ce qui augmente le bruit de fond combinatoire de notre désintégration. La coupure de notre analyse est plus élevée que l'analyse de CLEO, où le bruit de fond du collisionneur était moins élevé.
- Lors de la mesure de $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ à CLEO, la résolution de masse des π^0 , de l'ordre de 5 MeV, était meilleure qu'à BaBar, à 6,5 MeV (7,2 MeV pour les π^0 du signal). Cependant, l'expérience BaBar est encore jeune, et la résolution des π^0 s'améliorera au fur et à mesure que la calibration du EMC et les algorithmes de reconstruction des π^0 s'amélioreront.

Il est à noter que ces désavantages de l'expérience BaBar par rapport à CLEO n'influencent pas à prime abord l'erreur systématique de la mesure, mais limite le nombre d'événements observés, donc augmente l'erreur statistique. L'erreur systématique, quant à elle, ne devrait pas dépendre des entre les appareillages expérimentaux entre BaBar et CLEO, et donc devrait être du même ordre pour

les mesures dans ces deux expériences (si on utilise la méthode du canal de normalisation pour calculer le rapport d'embranchement dans le futur).

Par conséquent nous pouvons affirmer à partir du travail effectué qu'il sera possible dans l'avenir d'obtenir une mesure plus précise de ce rapport d'embranchement à BaBar. En effet, à partir de notre analyse préliminaire, nous avons réussi à extraire $266,6 \pm 16,3$ événements de signal sur des données acquises en moins de quatre mois de fonctionnement de l'expérience BaBar, ce qui représente plus de six fois le nombre observé à CLEO dans leur article original [15].

Nous avons mentionné au fur et à mesure de ce mémoire des améliorations et des prolongements possibles à notre analyse. Il a été fait mention entre autres de l'utilisation d'un canal de normalisation, tel que $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, dans le calcul du rapport d'embranchement et de l'étude du bruit de fond provenant des événements $\tau^+ \tau^-$.

Lorsque la mesure de $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ sera réalisée, il serait intéressant dans l'avenir d'étudier les canaux $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ à BaBar, ce qui permettrait de réaliser une analyse en isospin de ces canaux, tel que décrite au chapitre 1 de ce mémoire.

Bibliographie

- [1] *GEANT, Detector and Simulation Tools*, 1994. CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [2] *BaBar Technical Design Report*, Mars 1995. SLAC-R-95-457.
- [3] *The BaBar Physics Book*, Octobre 1998. SLAC-R-504.
- [4] *The BaBar Physics Book*, chapitre 3. p. 99, Octobre 1998. SLAC-R-504.
- [5] D. Antreasyan. *Crystal Ball Note 321* (1983).
- [6] H.A. Bethe. *Phys. Rev.* **89** (1953) 1256.
- [7] P. Billoir. *Nucl. Instr. Meth.* **225** (1984) 352.
- [8] G.P. Lepage et S.J. Brodsky. *Phys. Rev.* **D 22** (1980) 2157.
- [9] D. Fakirov et B.Stech. *Nucl. Phys.* **B 133** (1978) 315.
- [10] L.-L. Chau et H.-Y. Cheng. *Phys. Rev.* **D 36** (1987) 137.
- [11] L.-L. Chau et H.-Y. Cheng. *Phys. Lett.* **B 280** (1992) 281.
- [12] L.-L. Chau et H.-Y. Cheng. UCD-93-31, hep-ph/9404207 (1994).
- [13] ARGUS coll. *Zeit. für Phys.* **C 46** (1990) 9.
- [14] E691 coll. *Phys. Rev.* **D 44** (1991) R3371.
- [15] CLEO collaboration. *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1973.
- [16] CLEO Collaboration. *Phys. Rev.* **D 56** (1988) 3783.

- [17] E.D. Cummins. *Weak Interactions of Leptons and Quarks*. Cambridge University Press (1983).
- [18] P. Depommier. Communications privées. Université de Montréal (1999).
- [19] J.M. Dorfan. PEP-II Status Report. *SLAC-PUB-7919* (1998).
- [20] Buccella et al. Napoli-DSF-T-56/04, hep-ph/9411286 (1994).
- [21] M. Bari et al. *BaBar Note #278* (1996).
- [22] M. Gronau et D. London. *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 3381.
- [23] M.E. Peskin et D.V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Perseus Books (1995).
- [24] Y. Nir et H. Quinn. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **42** (1992) 211.
- [25] K. Agashe et N. G. Deshpande. *Phys. Rev.* **D 61** (2000) 071301.
- [26] C.Leroy et P.-G. Rancoita. Physics of Cascading Shower Generation and Propagation in Matter: Principles of High Energy and Compensating Calorimetry. *Soumis à "Report on Progress in Physics"* (1999).
- [27] M. Kobayashi et T. Maskawa. *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.
- [28] A. Le Yaouanc *et al.* hep-ph/9504270. (1995).
- [29] A. Ryd *et al.* *EvtGen User Guide*. <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/doc/LIGHT/6.7.5/src/EvtGen/guide/>.
- [30] D.E. Groom *et al.* *Europ. Phys. J. C* **15** (2000) 1.
- [31] G. Goldhaber *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 255.
- [32] I. Peruzzi *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 569.
- [33] J.E. Augustin *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1406.

- [34] J.J. Auburt *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1404.
- [35] S. Herb *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 252..
- [36] D.G Hitlin. *CALT-68-1420* (1986).
- [37] B. Jacobsen. Beta: A High-level Toolkit for Babar Physics Analysis. *soumis à Comp. Phys. Comp.* (1996).
- [38] G. Kane. *Modern Elementary Particle Physics*. Addison Wesley (1993).
- [39] H.J. Lipkin. *Phys. Rev.* **D 44** (1991) 1454.
- [40] O. Long. *BaBar Analysis Document # 27* (2000).
- [41] J.-Y. Nief. *Mesure des rapports d'embranchement semi-leptonique et hadronique du B_s^0 , mesure de la masse du B_s^0 avec le détecteur ALEPH à LEP*. Thèse de doctorat, Université de Savoie (1997).
- [42] J. Olsen. Communications privées. Université du Maryland (2000).
- [43] R. Frühwirth, M. Regler et P. Billoir. *Nucl. Instr. Meth.* **A241** (1985) 115.
- [44] D.H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Addison Wesley (1987).
- [45] A. Perrazo. Communications privées. LBNL (2000).
- [46] A.N. Kamal et T.N. Pham. *Phys. rev.* **D 50** (1994) 1832.
- [47] D. Notz, M. Regler, R.K. Bock et H. Grote. *Data analysis techniques for high-energy physics experiment*. Cambridge University Press (1990).
- [48] P. Robbe. Principle of the algorithm. <http://www.slac.stanford.edu/robbepa/Conversions/Principles.html>.
- [49] W.T. Scott. *Rev. Mod. Phys.* **35** (1963) 231.
- [50] R. Seitz. *BaBar note # 294* (1996).

- [51] T. Sjöstrand. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 physics and manual. *CERN-TH 7112/93* (1993).
- [52] L. Maiani, S.L. Glashow et J. Illiopoulos. *Phys. Rev. D* **2** (1970) 1285.
- [53] B. Stech. HD-THEP-88-11 (1988).
- [54] W.K. Tung. *Group Theory in Physics*. World Scientific Pub Co. (1985).
- [55] P. Vidal. <http://www.slac.stanford.edu/pvidal/mcassoc/reportmc.ps> (2000).
- [56] O. Nachtmann, B. Stech et W. Bernreuther. *Zeit. für Phys. C* **4** (1980) 257.
- [57] B.F.L. Ward. *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2533.
- [58] M.Bauer, B. Stech et M. Wirbel. *Zeit. für Phys. C* **34** (1987) 103.
- [59] R.J. Morrison et M.S. Witherell. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **39** (1989) 183.
- [60] A Czarnecki, A.N. Kamal et Q. Xu. *Zeit. für Phys. C* **54** (1992) 411.
- [61] P. Żenczykowski. hep-ph/9601265 (1996).