



Etude du bruit de fond engendré par la machine PEP-II à l'aide d'une mini-TPC. Etude de la désintégration doublement charmée du meson B avec le détecteur BaBar

Sophie Trincaz-Duvoid

► To cite this version:

Sophie Trincaz-Duvoid. Etude du bruit de fond engendré par la machine PEP-II à l'aide d'une mini-TPC. Etude de la désintégration doublement charmée du meson B avec le détecteur BaBar. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2001. Français. NNT: . tel-00006496

HAL Id: tel-00006496

<https://theses.hal.science/tel-00006496>

Submitted on 19 Jul 2004

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

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

LAL 01-01
Janvier 2001

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité :

CHAMPS, PARTICULES, MATIÈRE

présentée par

Sophie TRINCAZ-DUVOID

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

**Étude du bruit de fond engendré par la machine
PEP-II à l'aide d'une mini-TPC.
Étude de la désintégration doublement charmée
du méson B avec le détecteur BaBar.**

soutenue le 4 janvier 2001 devant le jury composé de :

MM	François RICHARD,	Président
	Jacques CHAUVEAU,	Rapporteur
	Tatsuya NAKADA,	Rapporteur
	Alain FALVARD	
	Vincent LEPELTIER	
	Olivier PÈNE	
MME	Marie-Hélène SCHUNE	

Abstract

The work presented in this thesis is divided into two parts. The first one deals with the machine background induced by the PEP-II collider. This study has been performed with a mini-TPC before the start of the BaBar experiment. The second part concerns the measurements of the branching ratio of the decay modes $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{(*)0} K^+$ and of the inclusive branching ratio $Br(B^0 \rightarrow K^\pm X)$. These measurements have been obtained with the first BaBar data.

During the commissioning of the PEP-II collider, the charged tracks rate close to the interaction point has been measured with the mini-TPC. This study has pointed to the fact that the machine background was much higher than predicted by the simulation. These bad background conditions were due to the poor quality of the vacuum in the rings. This relatively high pressure in the rings produces electro-magnetic showers at the interaction point due to beam-gas interactions. The potential risks for the BaBar detector due to the machine backgrounds have been clearly pointed out by the studies performed for this thesis. The addition of some collimators and a deep understanding of the machine have greatly reduced the background. Nevertheless, the radiation level in BaBar is continuously monitored in order to protect the detector.

The study of the $b \rightarrow c\bar{c}s$ channel is an important point for the understanding of the overall picture of the B meson decay. With an integrated luminosity of 17.3 fb^{-1} recorded by the BaBar detector the following branching ratio using exclusive reconstruction technique have been measured :

$$\begin{aligned} Br(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+) &= (0.29 \pm 0.06 (stat) \pm 0.05 (syst)) \% \\ Br(B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+) &= (1.16 \pm 0.15 (stat) \pm 0.16 (syst)) \% \end{aligned}$$

A partial reconstruction has also been developed. With an integrated luminosity of 8.9 fb^{-1} , the branching ratio of B^0 into $D^{*-} D^0 K^+$ has been measured :

$$Br(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+) = (0.45 \pm 0.12 (stat) \pm 0.25 (syst)) \%$$

This result is in good agreement with the value obtained by the exclusive analysis.

Inclusive branching ratios and multiplicities of B^0 decay into K^+ and K^- have been measured in order to evaluate the “wrong sign” kaon fraction in B^0 decays. The results are :

$$\begin{aligned} Br(B^0 \rightarrow K^+ X) &= (51.3 \pm 1.8 \pm 3.1)\% \\ Br(B^0 \rightarrow K^- X) &= (18.3 \pm 1.2 \pm 1.8)\% \\ n(B^0 \rightarrow K^+) &= 0.580 \pm 0.020 \pm 0.034 \\ n(B^0 \rightarrow K^-) &= 0.195 \pm 0.013 \pm 0.018 \end{aligned}$$

Key words:	PEP-II	Machine background
	TPC	BaBar
	B meson	D meson
	K meson	Charm quark
	$b \rightarrow c\bar{c}s$	Branching ratio
	$D\bar{D}K$	

Remerciements

Nous y voilà! Depuis des mois, j'attends d'écrire cette page: cela signifierait que le "reste" est écrit. Je pensais à ce que je pourrais dire, peut-être un poème, une citation? Qui allais-je remercier? M'y voilà et toute l'inspiration s'est envolée. J'ai mis tant d'énergie à écrire "le reste", cette thèse, que j'ai perdu mon lyrisme. Je vais donc rester sobre et c'est peut-être mieux ainsi après tout.

Je remercie François Richard de m'avoir accueillie au sein du L.A.L et d'avoir accepté de présider mon jury.

Je remercie Guy Wormser de m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans le groupe BaBar dont il avait la charge quand je suis arrivée. Je le remercie aussi de m'avoir encouragée à m'impliquer autant dans le groupe "bruit de fond machine" de BaBar. J'ai ainsi beaucoup appris, à commencer par le travail en groupe à la poursuite d'un but commun. Merci aussi de tes remarques constructives sur mon manuscrit.

Un grand merci à mes deux directeurs de thèse Vincent Lepeltier et Marie-Hélène Schune. Je te remercie Vincent pour avoir su me faire bénéficier de ta grande expérience en matière de détecteurs. Tes conseils ont toujours été les bienvenus. Merci aussi pour ta gentillesse et ta disponibilité.

Marie-Hélène, merci de m'avoir enseigné ce que je sais maintenant sur la physique du B. Merci aussi de m'avoir appris comment aborder une analyse: avec rigueur mais aussi avec plaisir. Merci de t'être sentie autant concernée par ce travail et de l'avoir relu tant de fois! Merci pour avoir fait des moments passés ensemble, des moments si riches et si agréables aussi. Ces derniers mois ont été un peu durs à vivre et je vous remercie pour votre patience et vos encouragements.

Je remercie Jacques Chauveau et Tatsuya Nakada pour leur lecture attentive du manuscrit et leurs commentaires judicieux. Je remercie aussi Olivier Pène et Alain Falvard d'avoir accepté de faire partie du jury.

Merci aux membres du groupe BaBar LAL passés et présents. Andréa qui a illuminé de soleil italien notre bureau durant ma première année au LAL. Stéphane pour ses critiques de film, son aide jamais démentie pour les problèmes de soft et pour savoir si bien remonter le moral. Je te remercie aussi de tout coeur pour m'avoir si bien aidée à me frayer un chemin dans la jungle de la théorie du canal $c\bar{c}s$. Anne-Marie, qui veille sur notre groupe, et sur nos données à Lyon et qui est toujours là pour nous désespêtrer de la database. Merci Anne-Marie pour ta relecture du manuscrit. Et puis aussi Carsten, Mehdi, Andreas, Gilbert, Heiko, Serge, Sandrine et Jean-Noël. Et un merci spécial à Richard Cizeron pour les figures de mini-TPC.

Je voudrais remercier Roy Aleksan pour nous avoir suggéré l'idée de la reconstruction partielle $\bar{D}^0 \pi_{mou}^+ K^-$. Et j'aimerais aussi remercier Odile Hamon pour avoir accepté de générer dans l'urgence des événements de simulation dont j'avais besoin.

Mes remerciements vont aussi à Jean-Pierre Lees et Patrick Robbe pour notre collaboration sur le $D\bar{D}K$.

D'une manière générale, je remercie les physiciens de BaBar avec qui mes contacts furent aussi divers qu'enrichissants.

Merci aux autres thésards (du labo et d'ailleurs) pour toutes les joyeuses discussions et sombres

spéculations que nous avons eues ensemble : Fred, Antoine, Bruno, Mélanie, Jean-Baptiste, Thierry, Guillaume G., Guillaume O., Caro, Gwenael, Sophie V....avec une mention spéciale pour Gianni avec qui j'ai travaillé sur le bruit de fond de PEP-II. Ça a été très réconfortant de ne pas avancer seule dans les méandres des pompes et de la simulation. Merci d'avoir relu mon manuscrit et merci aussi pour ta disponibilité et ta bonne humeur toujours égale.

Merci aussi Berengère pour m'avoir aidée à relire mon manuscrit et pour avoir traqué la faute d'orthographe.

Merci à toute la famille Schune pour m'avoir si souvent accueillie dans son foyer. Je m'excuse d'avoir un peu accaparé un cinquième de la maisonnée ces derniers temps.

Merci à Yves pour son amitié et pour laisser la porte de son bureau toujours ouverte (il faudra que nous déjeunions ensemble un de ces jours!).

Je voudrais remercier mes différents professeurs de Paris 6 qui m'ont initiée aux beautés de la physique des particules. Je remercie particulièrement Murat Boratav pour m'avoir permis d'être "summer student" au CERN durant un été. Sans cette expérience formidable, je n'aurais peut-être pas choisi cette voie. Merci aussi à René Turlay pour avoir été un formidable guide au CERN durant deux étés, et pour m'avoir donné envie de m'intéresser à la violation de CP.

Merci à mes parents pour leur soutien sans faille. Merci d'avoir toujours respecté mes choix et de m'avoir si bien aidé à les assumer.

Merci au reste de ma famille, ma sœur, mon frère, et à ma belle-famille. Vous avez tous été très compréhensifs alors que j'ai été si peu présente à vos côtés depuis 2 ans.

Enfin comment te remercier Olivier? Je ne trouve pas les mots. Tu ne t'es jamais plaint de mes longs séjours à slac, de mes soirées au labo, de nos projets annulés. Tu m'as toujours encouragée depuis toutes ces années et je t'en suis infiniment reconnaissante. Je ne peux faire moins que te dédier ce travail de thèse.

Table des matières

Introduction	9
I L'expérience BaBar et son environnement	11
1 Le détecteur BaBar	17
1.1 Physique du B	17
1.1.1 La matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa	17
1.1.2 La symétrie CP	20
1.1.3 Le triangle d'unitarité	20
1.1.4 La violation de CP dans le système des B	23
1.1.5 Un exemple de mesure de la violation de CP: le canal $D^+D^-K_s^0$	26
1.1.6 Mesure de la violation de CP avec BaBar	29
1.1.7 Conclusion	32
1.2 Description des sous-détecteurs de BaBar	32
1.2.1 Le détecteur de vertex	33
1.2.2 La chambre à dérive	36
1.2.3 Le détecteur Cerenkov	38
1.2.4 Le calorimètre électromagnétique	42
1.2.5 L'aimant	44
1.2.6 Le détecteur de muons et de hadrons neutres	45
1.2.7 Le système de déclenchement	46
1.2.8 Le système d'acquisition	47
1.2.9 Conclusion	47
2 Le collisionneur PEP-II	53
2.1 Description du collisionneur	53
2.1.1 Les paramètres de PEP-II	53
2.1.2 Description de PEP-II	55
2.1.2.1 L'injection dans les anneaux	55
2.1.2.2 Les anneaux	55
2.1.2.3 La région d'interaction	58
2.1.3 La pression dans les anneaux	60
2.2 Le bruit de fond de PEP-II	62
2.2.1 Le bruit de fond attendu	62
2.2.1.1 Le rayonnement synchrotron	63
2.2.1.2 Les particules perdues	63
2.3 Mise en service de l'accélérateur	64
2.3.1 Raisons et stratégies de cette mise en service	64

2.3.2	Le dispositif d'étude du bruit de fond	65
II	Étude du bruit de fond de PEP-II avec une mini-TPC	71
3	La mini Chambre à Projection Temporelle.	77
3.1	Introduction	77
3.2	Principe de fonctionnement.	77
3.3	Description de la mini-TPC	78
3.3.1	L'espace de dérive	79
3.3.2	La chambre à fils proportionnelle	81
3.3.3	La grille porte	82
3.3.4	L'électronique d'acquisition	83
3.3.5	Résolution	84
3.4	Reconstruction des traces.	84
3.4.1	Traitement du signal et position en Z	85
3.4.2	Position en (X,Y)	86
3.4.3	Reconstruction d'une trace	86
3.4.4	Dégradation à haute intensité	87
3.4.4.1	Analyse des amas à haute intensité	89
3.4.4.2	Reconstruction des traces à haute intensité	90
3.5	Conclusion	91
4	La simulation des particules perdues	95
4.1	Description de la chaîne de simulation.	95
4.2	Le bruit de fond dans l'anneau de haute énergie.	99
4.2.1	Caractéristiques des particules perdues dans l'anneau d'électrons.	99
4.2.2	Description des traces atteignant la mini-TPC.	102
4.2.3	Les modèles de pression dans l'anneau d'électrons.	105
4.2.4	La normalisation de la simulation dans le <i>HER</i>	107
4.2.5	Les caractéristiques de la simulation lors de la première prise de données (janvier 1998)	108
4.3	Le bruit de fond dans l'anneau de basse énergie.	112
4.3.1	Caractéristiques des particules perdues dans l'anneau de positrons.	112
4.3.2	Description des traces atteignant la mini-TPC.	114
4.3.3	Les modèles de pression dans l'anneau de positrons.	117
4.3.4	La normalisation de la simulation dans le <i>LER</i>	118
4.4	Conclusion	118
5	L'analyse des données enregistrées avec la mini-TPC	123
5.1	Introduction	123
5.2	Étude des données prises en janvier 1998.	124
5.2.1	Résultats du balayage en courant	124
5.2.2	Distributions spatiales des traces dans la mini-TPC.	127
5.2.3	Le courant proportionnel dans la mini-TPC	130
5.2.4	Conclusion	131
5.3	Étude du bruit de fond dans le <i>HER</i> lors de la période 98-99.	132
5.3.1	Dégazage dans l'anneau	133
5.3.2	Étude de l'effet des collimateurs sur le bruit de fond.	134
5.3.3	Comparaisons entre les données et la simulation.	135

5.3.4	Distributions des traces dans la mini-TPC.	138
5.3.5	Conclusion	141
5.4	Étude du bruit de fond dans l'anneau de basse énergie lors de la période 98-99. . .	142
5.4.1	Les effets du dégazage.	142
5.4.2	Les effets de la variation du nombre de paquets de positrons dans l'anneau. . .	144
5.4.3	Comparaison entre les taux de traces mesurés et prédits dans la mini-TPC. . .	147
5.4.4	Distributions de traces chargées dans la mini-TPC.	149
5.4.5	Conclusions	150
5.5	Conclusions et perspectives.	150
5.5.1	Les conclusions de cette période de mise en service de PEP-II.	150
5.5.2	La protection de BaBar	152

III Étude du canal $b \rightarrow c\bar{c}s$ 157

6 La désintégration doublement charmée du méson B 161

6.1	Introduction	161
6.2	Le canal $b \rightarrow c\bar{c}s$ et le rapport d'embranchement semi-leptonique du méson B . .	162
6.2.1	Résultats expérimentaux	162
6.2.2	Détermination théorique	163
6.3	Contenu en charme des désintégrations du B	166
6.3.1	Mesures actuelles	166
6.3.2	L'énigme du déficit de charme	168
6.3.3	Les désintégrations du B	171
6.4	La désintégration du méson $\bar{B}$ en $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$	172
6.4.1	Premières évidences de ce mode	172
6.4.2	Anatomie du processus $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$	173

7 La mesure des rapports d'embranchement $Br(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{(*)0}K^+)$ 181

7.1	Méthodes de sélection des événements $B\bar{B}$	181
7.1.1	Le moment de Fox-Wolfram du second ordre	181
7.1.2	L'axe de poussée	182
7.2	Mesure exclusive de $Br(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{(*)0}K^+)$	182
7.2.1	Sélection des événements	183
7.2.1.1	Sélection des D^0 et des D^*	183
7.2.1.2	Sélection du $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{(*)0}K^+$	184
7.2.2	Étude de la simulation et des données	185
7.2.2.1	Étude des événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$	185
7.2.2.2	Étude des événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$	188
7.2.3	Mesures de $Br(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ et $Br(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$	191
7.2.3.1	Mesures des rapports d'embranchement	191
7.2.3.2	Incertitudes systématiques	195
7.3	Mesure de $Br(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{(*)0}K^+)$ par reconstruction partielle	196
7.3.1	Principe de la méthode	196
7.3.2	Sélection des événements	197
7.3.2.1	Premières étapes de la reconstruction	197
7.3.2.2	Étude de la masse manquante du D^0	198
7.3.2.3	Efficacités de reconstruction	203
7.3.3	Résultats sur la simulation	203
7.3.4	Mesure de $Br(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$ sur les données	205

7.3.4.1	Résultats de l'analyse	205
7.3.4.2	Étude du continuum	207
7.3.4.3	Étude des incertitudes systématiques	208
7.4	Conclusions	211
8	Mesure du rapport d'embranchement inclusif du B^0 en K chargé.	215
8.1	Introduction	215
8.2	Le principe de la mesure.	216
8.3	La reconstruction des B^0 en $D^*\ell\nu$	218
8.3.1	Reconstruction du D^*	218
8.3.2	Sélection des leptons	218
8.3.3	Sélection des $D^*\ell\nu$	219
8.4	Étude des sélecteurs de kaons et de pions	219
8.4.1	Le sélecteur de kaons <i>SMS</i>	219
8.4.2	Le sélecteur de pions	220
8.4.3	Principe de détermination des efficacités des sélecteurs	221
8.4.4	Efficacités du sélecteur de kaons	222
8.4.5	Efficacités du sélecteur de pions	224
8.4.6	Comparaison entre vrais kaons et kaons sélectionnés	224
8.5	Efficacité de reconstruction des kaons	225
8.5.1	Les événements simulés	225
8.5.2	Efficacité géométrique de reconstruction des kaons	227
8.5.3	Les K non identifiés de faible impulsion	228
8.6	Étude du spectre d'impulsion des kaons	230
8.6.1	Étude du spectre d'impulsion dans les données	230
8.6.2	Incertitude systématique sur la fraction de K de faible impulsion	230
8.6.3	Comparaison données-simulation	233
8.6.4	Étude des événements avec plusieurs kaons.	233
8.7	$Br(B^0 \rightarrow K^\pm X)$	234
8.7.1	Nombre d'événements de signal	234
8.7.2	Bruits de fond	235
8.7.3	$Br(B^0 \rightarrow K^+ X)$ et $Br(B^0 \rightarrow K^- X)$	238
8.7.4	Résultats sur la Simulation	239
8.7.5	Résultats sur les données	239
8.8	Multiplicité: $n(B^0 \rightarrow K^\pm)$	241
8.8.1	Résultats sur la simulation	241
8.8.2	Résultats sur les données	241
8.9	Discussion des résultats	242
	Conclusion	247

Introduction

Le travail présenté ici a été réalisé dans le cadre de l'expérience BaBar. Cette expérience, décrite dans la première partie, a commencé à prendre des données en mai 1999 et son but est de mesurer l'asymétrie CP dans le système des mésons B. Pour atteindre cet objectif, des dizaines de millions de paires $B\bar{B}$ sont produites chaque année par le collisionneur PEP-II auprès duquel est installé le détecteur BaBar. Cette expérience constitue ainsi l'une des trois "usines à B" mondiales, les deux autres étant BELLE, située au Japon, et CLEO (la plus ancienne) située aux États-Unis comme BaBar.

Le collisionneur électrons-positrons PEP-II a été construit spécialement pour l'expérience BaBar au Stanford Linear Accelerator Center (*SLAC*). C'est une machine de conception nouvelle, asymétrique en énergie, pouvant atteindre une luminosité jamais égalée ($3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}$ d'après les plans de la machine, $3.1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}$ atteints à l'heure actuelle). Cette performance est possible grâce aux courants élevés des faisceaux : 0.75 A pour les électrons et 2.16 A pour les positrons.

La contrepartie de ces spécifications ambitieuses est un risque de bruit de fond non négligeable. Celui-ci peut être la cause de la dégradation de la qualité des données enregistrées et de l'irradiation du détecteur. Une simulation de ce bruit de fond a été réalisée lors de la conception de l'accélérateur mais la machine étant nouvelle, il n'existait pas d'exemples sur lesquels s'appuyer pour la valider. L'accélérateur a donc été mis en service avant le démarrage de l'expérience afin d'étudier le bruit de fond machine. Durant cette période, les paramètres de fonctionnement optimaux de la machine ont aussi été déterminés expérimentalement, ce qui a permis un démarrage rapide de l'expérience sitôt le détecteur achevé.

Un dispositif d'étude du bruit de fond a été conçu spécialement pour cette période. Parmi les sous-détecteurs installés près du futur point de collision de PEP-II, se trouvait une petite chambre à projection temporelle pouvant effectuer la reconstruction de traces chargées dues à des particules perdues par le faisceau lors d'interactions faisceau-gaz. L'étude du bruit de fond réalisée avec ce détecteur en janvier 1998 puis entre octobre 1998 et février 1999 fait l'objet de la seconde partie de ce mémoire de thèse.

Les expériences BaBar et BELLE vont permettre de mesurer l'asymétrie CP permettant ainsi de tester la partie du modèle standard décrivant l'interaction faible entre les quarks. Mais les usines à B permettent aussi d'explorer de nombreux domaines de la physique des quarks et leptons lourds. Ainsi CLEO a-t-elle déjà pu mesurer des rapports d'embranchement effectifs¹ du B jusqu'à 10^{-5} . BaBar qui dispose d'une statistique inégalée à l'heure actuelle va permettre d'approfondir les connaissances déjà acquises. De plus, il présente l'avantage d'être un détecteur de nouvelle génération par rapport aux autres détecteurs travaillant à l' $\Upsilon(4S)$ comme CLEO et ARGUS. En particulier, l'identification des kaons est assurée jusqu'à des impulsions de 4 GeV/c

¹Les rapports d'embranchement effectifs sont le produit de tous les rapports d'embranchement intervenant dans un processus de désintégration.

par un nouveau détecteur Cerenkov (le DIRC).

L'étude de la désintégration du quark b en $c\bar{s}$ a ainsi pu être effectuée *via* la désintégration du $\bar{B}$ en $D\bar{D}K$. Ce mode de désintégration, mal connu à cause de la statistique insuffisante des autres expériences, permet de construire pièce à pièce, une image cohérente de l'ensemble des désintégrations des mésons B . L'étude de ce mode fait l'objet de la troisième partie de ce travail.

Le type de désintégration $b \rightarrow c\bar{s}$ est une source de kaons dont la charge (lorsqu'ils en ont une), ne peut être reliée de façon directe à la saveur du B dont ils sont issus. Une bonne connaissance de cette fraction de "mauvais K " est indispensable à l'extraction des paramètres de la violation de CP. L'analyse présentée dans le dernier chapitre de ce mémoire de thèse a permis de confirmer que le taux de "mauvais K " est plus élevé que celui prédit par la simulation.

Partie I

L'expérience BaBar et son environnement

L'expérience BaBar, menée par une collaboration internationale [1], a pour but l'étude de la violation de CP dans le système des mésons B. Les mesures réalisées dans le cadre de cette étude vont permettre de vérifier la description de la violation de CP donnée par le modèle standard. Plus précisément, ces mesures vont contraindre la matrice de mélange des quarks (dite matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). En effet, cette matrice représente actuellement l'un des secteurs les moins testés du Modèle Standard [2]. Deux de ses quatre paramètres sont mal connus (ρ et η dans la paramétrisation de Wolfenstein) car leurs valeurs actuelles sont calculées en utilisant des paramètres théoriques entachés de fortes incertitudes systématiques liées à l'hadronisation. BaBar devrait permettre de déterminer ces variables par des mesures directes. L'expérience, installée au Stanford Linear Accelerator Center (*SLAC*), a nécessité la construction du détecteur BaBar [3] [4], ainsi que celle du collisionneur PEP-II [5], tous deux spécialement conçus pour répondre aux contraintes expérimentales requises par la mesure de la violation de CP.

Cette première partie présente les dispositifs expérimentaux que sont le détecteur et le collisionneur.

Le chapitre 1 contient une présentation des objectifs de physique de BaBar, ainsi qu'une description du détecteur, ou plus précisément, des sous-détecteurs qui le composent.

Le chapitre 2 présente une description du collisionneur PEP-II sur lequel est installé BaBar. C'est un collisionneur électrons-positrons asymétrique en énergie, qui a été conçu pour produire des mésons B et $\bar{B}$ avec une luminosité record ($3.10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}$), d'où son nom d'*usine à B*. Dans ce chapitre, le bruit de fond attendu de PEP-II est également présenté. En effet, le bruit de fond machine des usines à B est susceptible d'être extrêmement élevé, c'est pourquoi celui de PEP-II a fait l'objet d'une étude spécifique, décrite dans la deuxième partie de ce document.

Bibliographie

- [1] La Collaboration BaBar :
Lab de Phys. des Particules, F-74941 Annecy-le-Vieux, CEDEX, France
Università di Bari, Dipartimento di Fisica and INFN, I-70126 Bari, Italy
Institute of High Energy Physics, Beijing 100039, China
University of Bergen, Inst. of Physics, N-5007 Bergen, Norway
Lawrence Berkeley National Lab, Berkeley, CA 94720, USA
University of Birmingham, Birmingham, B15 2TT, UK
Ruhr Universität Bochum, Inst. f. Experimentalphysik 1, D-44780 Bochum, Germany
University of Bristol, Bristol BS8 1TL, UK
University of British Columbia, Vancouver, BC, Canada V6T 1Z1
Brunel University, Uxbridge, Middlesex UB8 3PH, UK
Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Science, Novosibirsk 630090, Russia
University of California at Irvine, Irvine, CA 92697, USA
University of California at Los Angeles, Los Angeles, CA 90024, USA
University of California at San Diego, La Jolla, CA 92093, USA
University of California at Santa Barbara, Santa Barbara, CA 93106, USA
University of California at Santa Cruz, Institute for Particle Physics, Santa Cruz, CA 95064, USA
California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA
Centre d'Etudes Nucléaires, Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France
University of Cincinnati, Cincinnati, OH 45221, USA
Colorado State University, Fort Collins, CO 80523, USA
University of Colorado, Boulder, CO 80309, USA
Technische Universität Dresden, Inst. f. Kern- u. Teilchenphysik, D-01062 Dresden, Germany
Ecole Polytechnique, Lab de Physique Nucléaire H. E., F-91128 Palaiseau, France
University of Edinburgh, Edinburgh EH9 3JZ, UK
Università di Ferrara, Dipartimento di Fisica and INFN, I-44100 Ferrara, Italy
Florida A&M University, Tallahassee, FL 32307, USA
Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN, I-00044 Frascati, Italy
Università di Genova, Dipartimento di Fisica and INFN, I-16146 Genova, Italy
Iowa State University, Ames, IA 50011-3160, USA
University of Iowa, Iowa City, IA 52242, USA
Università di Pisa, Scuola Normale Superiore, and INFN, I-56010 Pisa, Italy
LAL, F-91898 ORSAY Cedex, France
Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550, USA
University of Liverpool, Liverpool L69 3BX, UK
University of London, Imperial College, London, SW7 2BW, UK
University of London, Queen Mary and Westfield College, London, E1 4NS, UK
University of London, Royal Holloway and Bedford New College, Egham, Surrey TW20 0EX, UK
University of Louisville, Louisville, KY 40292, USA
University of Manchester, Manchester M13 9PL, UK
University of Maryland, College Park, MD 20742, USA
Massachusetts Institute of Technology, Lab for Nuclear Science, Cambridge, MA 02139, USA
University of Massachusetts, Amherst, MA 01003, USA
McGill University, Montreal, PQ, Canada H3A 2T8

Università di Milano, Dipartimento di Fisica and INFN, I-20133 Milano, Italy
 University of Mississippi, University, MS 38677, USA
 Université de Montreal, Lab. Rene J. A. Levesque, Montreal, QC, Canada, H3C 3J7
 Mount Holyoke College, South Hadley, MA 01075, USA
 Università di Napoli Federico II, Dipartimento di Scienze Fisiche and INFN, I-80126 Napoli, Italy
 Northern Kentucky University, Highland Heights, KY 41076, USA
 University of Notre Dame, Notre Dame, IN 46556, USA
 Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN 37831, USA
 Università di Padova, Dipartimento di Fisica and INFN, I-35131 Padova, Italy
 Universités Paris VI et VII, Lab de Physique Nucléaire H. E., F-75252 Paris, Cedex 05, France
 Università di Pavia, Dipartimento di Elettronica and INFN, I-27100 Pavia, Italy
 University of Pennsylvania, Philadelphia, PA 19104, USA
 Prairie View A&M University, Prairie View, TX 77446, USA
 Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA
 Università di Roma La Sapienza, Dipartimento di Fisica and INFN, I-00185 Roma, Italy
 Universität Rostock, D-18051 Rostock, Germany
 Rutgers University, New Brunswick, NJ 08903, USA
 Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Oxon., OX11 0QX, UK
 University of South Carolina, Columbia, SC 29208, USA
 Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA 94309, USA
 Stanford University, Stanford, CA 94305-4060, USA
 TRIUMF, Vancouver, BC, Canada V6T 2A3
 University of Tennessee, Knoxville, TN 37996, USA
 University of Texas at Dallas, Richardson, TX 75083, USA
 Università di Torino, Dipartimento di Fisica Sperimentale and INFN, I-10125 Torino, Italy
 Università di Trieste, Dipartimento di Fisica and INFN, I-34127 Trieste, Italy
 Vanderbilt University, Nashville, TN 37235, USA
 University of Victoria, Victoria, BC, Canada V8W 3P6
 University of Wisconsin, Madison, WI 53706, USA

- [2] The BaBar Physics Book.
Physics at an asymmetric B Factory
 P.F. Harrison and H.R. Quinn Editors (1998).
- [3] D. Boutigny *et al.* (The BaBar Collaboration).
Technical design report for the BaBar detector (March 1995)
- [4] The BaBar Collaboration.
The first year of the BaBar experiment at PEP-II
 SLAC-PUB-8539 (Juillet 2000).
- [5] *PEP-II: An Asymmetric B-Factory. Conceptual Design Report.*
 SLAC-418 (1993).

Chapitre 1

Le détecteur BaBar

Afin de bien appréhender les choix qui ont été faits dans la conception de chaque sous-détecteur de BaBar, il est utile de commencer par expliquer les motivations théoriques de l'expérience [1]. La description de la physique avec BaBar fait donc l'objet de la section 1.1. Cette section comporte également une présentation des ingrédients nécessaires pour effectuer les mesures relatives à cette physique. Ces ingrédients ont motivé les choix expérimentaux des sous-détecteurs qui sont présentés dans la section 1.2. Une description de la physique du mode $D\bar{D}K$ est donnée chapitre 6.

1.1 Physique du B

1.1.1 La matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Le modèle standard est une théorie de jauge basée sur le groupe [2] :

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (1.1)$$

où C désigne la couleur, L l'isospin faible et Y l'hypercharge faible. Le groupe $SU(3)_C$ décrit l'interaction forte tandis que le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ décrit l'interaction électrofaible. Les champs du modèle standard sont :

- Huit bosons de jauge non massifs pour l'interaction forte (appelés des gluons) et quatre bosons de jauge pour l'interaction électrofaible. Parmi ceux-ci, trois sont massifs (les $W^\pm$ et le Z^0) tandis que le dernier, le photon, est de masse nulle.
- Trois familles de fermions répartis en quarks et leptons. Dans l'interaction électrofaible, ces fermions sont regroupées en doublets pour les fermions gauches et en singlets pour les fermions droits. Ces fermions sont :

les leptons :

$$\begin{pmatrix} l^i \\ \nu^i \end{pmatrix}_L, l_R^i \quad (1.2)$$

où $(l^i, \nu^i)_{(i=1,2,3)} = (e^-, \nu_e), (\mu^-, \nu_\mu), (\tau^-, \nu_\tau)$.

les quarks :

$$\begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L, u_R^i, d_R^i \quad (1.3)$$

où $(u^i, d^i)_{(i=1,2,3)} = (u', d'), (c', s'), (t', b') .$

Les masses des différents champs sont engendrées après brisure spontanée de la symétrie électrofaible, en ajoutant au modèle un doublet complexe de champs scalaires dont la valeur moyenne dans le vide est non nulle : le doublet de Higgs.

C'est ce formalisme qui introduit la matrice CKM dans le modèle standard.

Dans ce modèle, le lagrangien de couplage entre ce doublet de champs scalaires et les fermions est le lagrangien de Yukawa [3]. Pour les quarks, ce lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \lambda_{ij}^u \bar{Q}^i \tilde{H} u_R^j + \lambda_{ij}^d \bar{Q}^i H d_R^j + \text{h.c.} \quad (1.4)$$

où $Q^i = \begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L$ représente les trois familles de quarks, états propres de jauge. H représente le doublet de Higgs (avec $\tilde{H} = i\sigma_2 H^*$). Les matrices λ^u et λ^d , qui sont les constantes de couplage de ce lagrangien, sont des matrices 3×3 quelconques dans l'espace des saveurs.

Lorsque la symétrie est spontanément brisée, le doublet de Higgs est développé autour de sa valeur moyenne dans le vide (v) et il devient :

$$H \rightarrow \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

où h est le champ de Higgs (h est réel).

Après la brisure spontanée de symétrie, le lagrangien de Yukawa (équation 1.4) est réécrit en remplaçant H par sa valeur (équation 1.5). Ce lagrangien devient alors la somme de deux termes : l'un qui décrit l'interaction entre les quarks et le boson de Higgs (h), et l'autre, proportionnel à v , qui fait apparaître les masses des quarks. Ce dernier terme s'écrit :

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_{ij}^u \bar{u}_L^i v u_R^j + \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_{ij}^d \bar{d}_L^i v d_R^j + \text{h.c.} \quad (1.6)$$

Les masses des quarks sont obtenues en diagonalisant les matrices λ^u et λ^d . Algébriquement, il est possible de diagonaliser une matrice quelconque en effectuant un changement de base biunitaire : si M est quelconque, $M_{diagonale} = S^\dagger M T$ (avec S et T qui sont des matrices unitaires). Le lagrangien $\mathcal{L}_{masse}$ peut se réécrire en appliquant ce procédé :

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^i V_L^u (V_L^{u\dagger} \lambda^u v V_R^u) V_R^{u\dagger} u_R^j + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{d}_L^i V_L^d (V_L^{d\dagger} \lambda^d v V_R^d) V_R^{d\dagger} d_R^j + \text{h.c.} \quad (1.7)$$

où les matrices V_L^u, V_L^d, V_R^u et V_R^d sont quatre matrices unitaires (dans cette équation, les indices ont été omis pour alléger l'écriture).

Les états propres de masse sont obtenus à partir des états propres de jauge par le changement de base suivant :

$$\begin{aligned} u_L^i &= V_L^{u\ ik} u_L'^k \\ d_L^i &= V_L^{d\ ik} d_L'^k \\ u_R^i &= V_R^{u\ ik} u_R'^k \\ d_R^i &= V_R^{d\ ik} d_R'^k \end{aligned} \quad (1.8)$$

où u_L^i, d_L^i, u_R^i et d_R^i sont les états propres de masse.

Le lagrangien $\mathcal{L}_{masse}$ réécrit à partir des équations 1.8 et 1.7 fait alors apparaître les termes de masse des quarks :

$$\mathcal{L}_{masse} = m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d \quad (1.9)$$

Le changement de base qui a été effectué sur les quarks des trois familles se répercute sur le lagrangien du modèle standard, et il modifie l'écriture du terme qui décrit les interactions entre les quarks gauches par le biais de l'interaction faible. Ce terme est appelé le lagrangien des courants chargés. En considérant les états propres de jauge, il s'écrit :

$$\mathcal{L}_{cc} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{u}' \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} d' \right] W_\mu^+ + \text{h.c.} \quad (1.10)$$

Il peut se réécrire en fonction des états propres de masse :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cc} &= \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{u} V_L^u \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} V_L^d{}^\dagger d \right] W_\mu^+ + \text{h.c.} \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{u} \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} V_{CKM} d \right] W_\mu^+ + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (1.11)$$

où $V_{CKM} = V_L^u V_L^d{}^\dagger$ est la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Étant le produit de deux matrices unitaires, elle est elle-même unitaire.

Elle est aussi appelée la matrice de mélange entre les quarks et elle peut s'écrire de la façon suivante :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Le nombre de paramètres dont dépend cette matrice peut être calculé. C'est une matrice 3×3 , donc elle dépend *a priori* de 18 paramètres réels indépendants : elle a en effet neuf termes qui peuvent être tous complexes. Cependant ces paramètres dépendent les uns des autres car la matrice est unitaire : 9 relations entre les paramètres découlent de cette unitarité. Il y a donc en fait 9 paramètres indépendants dans la matrice. D'une manière générale, une matrice unitaire de type $N \times N$ dépend de N^2 paramètres indépendants répartis de la façon suivante : $\frac{N(N-1)}{2}$ angles de rotation et $\frac{N(N+1)}{2}$ phases complexes. En suivant ce schéma, la matrice CKM peut être paramétrée par 3 angles de rotation et 6 phases complexes.

Pour réduire encore le nombre de paramètres, il faut tenir compte du fait que, dans le lagrangien des courants chargés (équation 1.11), cette matrice agit sur des champs de quarks. En redéfinissant ces champs, il est possible d'absorber les phases de la matrice CKM. En effet, ces champs peuvent être multipliés par des termes du type : $e^{i\alpha_q}$. Le lagrangien qui fait apparaître la masse des quarks (équation 1.7) n'est pas modifié si q_L et q_R sont multipliés par la même phase. Et si les six termes α_q sont judicieusement choisis, ils peuvent s'annuler avec les phases de la matrice CKM dans le lagrangien 1.11 où elle apparaît.

Lorsque les champs de quarks sont redéfinis avec une phase complexe, les termes du lagrangien 1.11 sont tous proportionnels à des termes du type : $\bar{u}_L d_L e^{i(-\alpha_u + \alpha_d)} V_{ud}$. Ce sont donc les différences entre les 6 phases des champs de quarks qui interviennent. Il est possible de définir 5 relations indépendantes entre ces différences, ce qui permet de supprimer 5 phases dans le décompte des paramètres indépendants de la matrice CKM.

La matrice ne dépend donc que de quatre paramètres : une phase complexe et trois angles. La phase complexe de la matrice offre une possibilité d'interprétation de la violation de CP dans le modèle standard.

1.1.2 La symétrie CP

La symétrie CP [4] est le produit de deux symétries, qui sont la conjugaison de charge (C) et la parité (P). La première symétrie transforme une particule en son anti-particule tandis que la seconde transforme les vecteurs d'espace ($\vec{r}$) et d'impulsion ($\vec{p}$) en leurs opposés.

Historiquement, il a été découvert dès 1957 [5] que ces deux symétries sont violées dans l'interaction faible, tandis que la symétrie CP semblait être conservée dans cette interaction. Mais en 1964, une expérience [6] montre que cette symétrie CP est violée dans le système des mésons K avec une faible ampleur.

D'après le modèle standard, la symétrie CP est violée dans l'interaction faible et l'origine de cette violation est la suivante : lorsque l'on applique la transformation de CP sur le lagrangien des courants chargés [3] (équation 1.11), celui-ci devient :

$$\mathcal{L}_{cc} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{d} \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma^5)}{2} V_{CKM} u \right] W_\mu^- + \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\bar{u} V_{CKM}^* \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma^5)}{2} d \right] W_\mu^+ \quad (1.13)$$

Dans cette équation le conjugué hermitique de l'équation 1.11 a été développé. La comparaison des équations 1.11 et 1.13 montre que l'application de la symétrie CP sur le lagrangien des courants chargés a pour seul effet d'échanger les termes V_{CKM} et V_{CKM}^* .

Si la matrice CKM était réelle, le lagrangien demeurerait donc invariant sous la transformation CP et cette symétrie serait exacte. La matrice CKM comportant *a priori* une partie complexe, la symétrie est brisée.

C'est l'existence de cette partie complexe qui doit être prouvée pour valider la description de la violation de CP dans le Modèle Standard. L'objectif de BaBar est d'effectuer des mesures visant à mettre en évidence l'existence de cette phase complexe de la matrice CKM par l'étude du triangle d'unitarité.

1.1.3 Le triangle d'unitarité

La matrice CKM étant unitaire, il est possible de la concevoir comme un produit de matrices de rotation complexe : $R_{12}(\theta_{12}, \delta_{12})$, $R_{23}(\theta_{23}, \delta_{23})$ et $R_{13}(\theta_{13}, \delta_{13})$ où θ_{ij} sont des angles d'Euler et δ_{ij} des phases. Comme la matrice CKM contient une seule phase complexe, les valeurs de deux des trois phases sont fixées à zéro. Une façon couramment utilisée pour exprimer la matrice CKM en fonction de ses quatre paramètres, qui sont les angles de mélange entre les quarks et la phase δ , est [7] :

$$V_{CKM} = R_{23}(\theta_{23}, 0) \times R_{13}(\theta_{13}, -\delta) \times R_{12}(\theta_{12}, 0) \quad (1.14)$$

soit

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C_{13} & S_{13}e^{-i\delta} \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{12}C_{23} - S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & S_{23}C_{13} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & -C_{12}S_{23} - S_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{23}C_{13} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

où $C_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $S_{ij} = \sin \theta_{ij}$.

Cette paramétrisation met en évidence des conditions sur la phase et les angles pour que la violation de CP ait lieu : la phase doit avoir des valeurs différentes de 0 et π , et les angles de mélange ne doivent pas être égaux à 0 ou $\frac{\pi}{2}$.

Une autre paramétrisation (approchée) couramment utilisée car elle rend compte des mesures,

est celle de Wolfenstein [8]. Elle exhibe une hiérarchie des couplages avec un développement sur le paramètre λ ($|\lambda| = 0.22$) :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.16)$$

Avec $\lambda = \sin \theta_{12}$, $A = \frac{\sin \theta_{23}}{\lambda^2}$, $\rho = \frac{\sin \theta_{13}}{A\lambda^3} \cos \delta$ et $\eta = \frac{\sin \theta_{13}}{A\lambda^3} \sin \delta$.

Les coefficients de la matrice 1.12, qui sont utilisés dans le lagrangien des courants chargés, peuvent être réécrits en fonction des paramètres de Wolfenstein : $V_{us} = -V_{cd} = \lambda$, $V_{cb} = -V_{ts} = A\lambda^2$, $V_{ub} = A\lambda^3(\rho - i\eta)$ et $V_{td} = A\lambda^3(1 - \rho - i\eta)$. Les paramètres diagonaux V_{ud} , V_{cs} et V_{tb} sont respectivement égaux à $1 - \lambda^2$, $1 - \frac{\lambda^2}{2}$ et 1.

Les valeurs actuelles des éléments de $|V_{CKM}|$ sont données ci-dessous [9].

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0,9740 \pm 0,0010 & 0,2196 \pm 0,0023 & 0,0032 \pm 0,0008 \\ 0,224 \pm 0,016 & 1,04 \pm 0,16 & 0,0395 \pm 0,0017 \\ 0,0084 \pm 0,018 & 0,035 - 0,042 & 0,9991 - 0,9994 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

L'unitarité de la matrice CKM peut être utilisée afin d'en extraire plus d'informations sur les valeurs des paramètres. Plusieurs relations entre les éléments de la matrices peuvent en effet être obtenues à partir de l'équation $VV^\dagger = 1$. Parmi celles-ci, trois relations indépendantes sont très utiles pour mieux comprendre les prédictions du modèle standard sur la violation de CP. Ce sont les relations qui font intervenir les éléments de la matrice ayant une partie complexe (V_{ub} et V_{td}).

Les trois relations indépendantes dans lesquels ils interviennent sont :

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \quad (1.18)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.19)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.20)$$

Ces trois relations sont des sommes de trois nombres complexes égales à zéro. Géométriquement, elles peuvent donc être représentées par des triangles dans le plan complexe. Les trois triangles correspondant aux trois équations sont représentés figure 1.1.

Deux de ces triangles sont quasiment plats (les longueurs des côtés étant trop différentes) et n'apportent que peu d'information sur la phase de la matrice. Intuitivement, ils permettent de comprendre pourquoi la violation de CP a une faible ampleur dans le cas des désintégrations de K (triangle (a) sur la figure 1.1) et des désintégrations de B_s (triangle (b) sur la figure 1.1). Le troisième triangle (le (c) sur la figure 1.1) a des côtés de longueurs comparables. Les paramètres de ce triangle correspondent à des désintégrations de mésons B. Il est donc possible de prédire que la violation de CP a plus d'ampleur dans le système des mésons B que dans les autres systèmes.

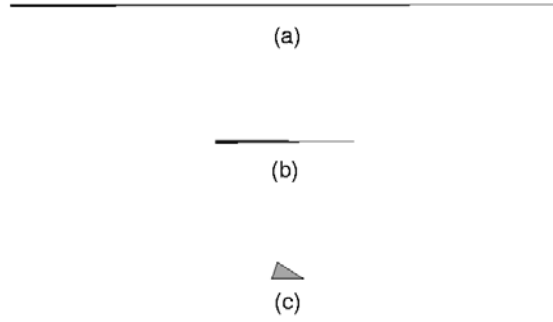


Figure 1.1: Les trois triangles dans le plan complexe obtenus à partir de l'unitarité de la matrice CKM. Ces triangles (a), (b), et (c) correspondent respectivement aux équations 1.18, 1.19 et 1.20. Cette figure est extraite du *Physics Book* de BaBar [1].

L'équation de ce dernier triangle peut être réécrite en fonction des paramètres de Wolfenstein. En utilisant le fait que V_{ud} est pratiquement égal à 1, que V_{tb} est égal à 1 et que V_{cd} est égal à $-\lambda$, l'équation 1.20 peut être simplifiée et elle s'écrit alors :

$$V_{ub}^* - \lambda V_{cb}^* + V_{td} = 0 \quad (1.21)$$

ce qui conduit à :

$$\frac{V_{ub}^*}{\lambda V_{cb}} + \frac{V_{td}}{\lambda V_{cb}} = 1 \quad (1.22)$$

en utilisant le fait que V_{cb} est réel ($V_{cb}^* = V_{cb}$).

D'après la paramétrisation de Wolfenstein,

$$\begin{aligned} \frac{V_{ub}^*}{\lambda V_{cb}} &= \rho + i\eta \\ \frac{V_{td}}{\lambda V_{cb}} &= 1 - \rho - i\eta \end{aligned} \quad (1.23)$$

L'équation 1.20 est représentée géométriquement dans le plan complexe (voir figure 1.2) à l'aide des équations 1.22 et 1.23. Ce triangle est appelé le triangle d'unitarité.

Les angles de ce triangle peuvent être exprimés en fonction des angles de la matrice CKM :

$$\alpha = \arg \left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right], \quad \beta = \arg \left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right], \quad \gamma = \arg \left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right] \quad (1.24)$$

D'après le modèle standard, ce triangle n'est pas aplati sur l'axe des réels, puisque la matrice CKM a une partie complexe. En considérant que c'est cette partie complexe qui est à l'origine de la violation de CP, les mesures des côtés et surtout des angles de ce triangle constituent autant de contraintes sur la matrice CKM et de tests de validation du modèle standard.

Les paramètres du triangle d'unitarité sont déterminés en étudiant des désintégrations des mésons B. Les côtés du triangle ont déjà été mesurés et l'expérience BaBar s'est fixée pour objectif d'étudier à nouveau ces informations, mais surtout de mesurer les angles du triangle. Les analyses qui vont être effectuées pourront prouver qu'il s'agit bien d'un triangle et elles vont

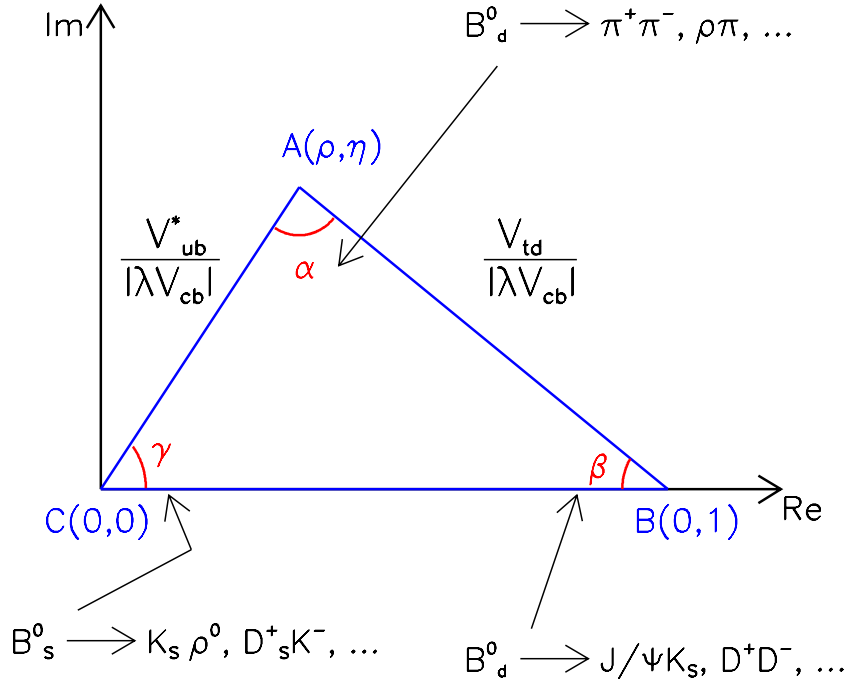


Figure 1.2: Le triangle d'unitarité dans le plan complexe. Certaines des désintégrations qui permettent de mesurer les angles sont indiquées. Pour mesurer γ , la désintégration indiquée est celle d'un B_s qui n'est pas produit avec le collisionneur PEP-II. L'angle γ pourrait être mesuré avec BaBar grâce à une désintégration telle que $B^- \rightarrow D^0 K^-$. De nombreuses difficultés expérimentales et statistiques rendent toutefois cette mesure difficile à mettre en pratique.

permettre de fixer les valeurs des paramètres ρ et η de façon précise.

Une contrainte expérimentale réside dans le fait que les mesures des angles et des côtés du triangle nécessitent la production massive de mésons B. En effet, si la violation de CP a des effets importants dans le système des mésons B (les angles du triangle d'unitarité sont mesurables), les rapports d'embranchement du B en états propres de CP sont eux, très faibles (de l'ordre de 10^{-5}). En fait, les deux effets sont liés. En simplifiant l'explication, il est possible de dire que c'est parce que le terme V_{cb} est faible (égal à $A\lambda^2$) que le triangle a des côtés de longueurs équivalentes. En effet, dans l'équation 1.22, les termes V_{ub}^* et V_{td} qui sont proportionnels à $A\lambda^3$, sont divisés par λV_{cb} qui est précisément égal à $A\lambda^3$. Les deux côtés du triangle qui sont dans le plan complexe sont donc respectivement égaux à $|\rho + i\eta|$ et $|1 - \rho + i\eta|$ (voir équation 1.23) qui ont des valeurs comparables à 1. Cependant, le canal dominant de désintégration du quark b est le quark c, et la faible valeur de V_{cb} implique des rapports de branchement faibles pour les mésons B.

1.1.4 La violation de CP dans le système des B

L'interaction faible ne conservant pas la beauté, les mésons B^0 et $\bar{B}^0$ ne sont pas états propres de masse et ils peuvent osciller. Les calculs effectués ici s'appliquent au méson B_d comme au B_s . Les états propres de masse sont obtenus en diagonalisant le Hamiltonien qui s'applique sur les états $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$. Ces états propre de masse sont appelés B_L (*Light*) et B_H (*Heavy*) et leur

expression en fonction de B^0 et $\bar{B}^0$ est donnée par :

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle \\ |B_H\rangle &= p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (1.25)$$

Les différences entre les masses et les largeurs de ces états propres sont notées :

$\Delta m = M_H - M_L$ et $\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L$. D'après le modèle standard, $\Delta\Gamma$ peut être négligée devant Δm (une évaluation grossière [10] donne : $\frac{\Delta\Gamma}{\Delta m} \simeq O(10^{-2})$). Ceci sera utilisé dans la suite du calcul¹ [1]. Avec le Hamiltonien diagonalisé, il est simple de connaître l'état, à un temps t , de $|B_L(t)\rangle$ et $|B_H(t)\rangle$:

$$\begin{aligned} |B_L(t)\rangle &= e^{-i(M_L - i\Gamma_L/2)t} |B_L(0)\rangle \\ |B_H(t)\rangle &= e^{-i(M_H - i\Gamma_H/2)t} |B_H(0)\rangle \end{aligned} \quad (1.26)$$

La combinaison des équations 1.25 et 1.26 permet de connaître les probabilités de désintégration de $B^0(t)$ et $\bar{B}^0(t)$ en un état final f . $B^0(t)$ et $\bar{B}^0(t)$ représentent l'évolution temporelle des états purs B^0 et $\bar{B}^0$ à l'instant $t = 0$.

$$\begin{aligned} |\langle f|\mathcal{O}|B^0(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t} \left[\cos^2\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |\langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle|^2 \right. \\ &\quad + \left|\frac{q}{p}\right|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |\langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle|^2 \\ &\quad - \frac{i}{2}\left(\frac{q}{p}\right)^* \sin(\Delta m t) \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle^* \\ &\quad \left. + \frac{i}{2}\left(\frac{q}{p}\right) \sin(\Delta m t) \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle^* \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle \right] \end{aligned} \quad (1.27)$$

$$\begin{aligned} |\langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t} \left[\cos^2\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |\langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle|^2 \right. \\ &\quad + \left|\frac{p}{q}\right|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |\langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle|^2 \\ &\quad - \frac{i}{2}\left(\frac{p}{q}\right)^* \sin(\Delta m t) \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle^* \\ &\quad \left. + \frac{i}{2}\left(\frac{p}{q}\right) \sin(\Delta m t) \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle^* \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle \right] \end{aligned} \quad (1.28)$$

Des effets de violation de CP peuvent être mis en évidence en comparant les probabilités de transition $|\langle f|\mathcal{O}|B^0(t)\rangle|^2$ et $|\langle \bar{f}|\mathcal{O}|\bar{B}^0(t)\rangle|^2$ ou $|\langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0(t)\rangle|^2$ et $|\langle \bar{f}|\mathcal{O}|B^0(t)\rangle|^2$ (avec $|\bar{f}\rangle \propto \text{CP}|f\rangle$).

Ces effets de violations de CP, au nombre de trois, sont :

- La violation de CP directe. Si la saveur du méson B est connue à l'instant $t=0$, et que l'état final f est sans ambiguïté le produit de la désintégration de ce méson, alors il y a violation de CP si :

$$\mathcal{P}(B(t) \rightarrow f) \neq \mathcal{P}(\bar{B}(t) \rightarrow \bar{f}) \quad (1.29)$$

¹Ceci n'est vrai que pour les mésons B_d : pour les mésons B_s , la différence entre les temps de vie pourrait être importante.

En utilisant les équations 1.27 et 1.28, ceci peut se traduire par :

$$|< f | \mathcal{O} | B^0 >|^2 \neq |< \bar{f} | \mathcal{O} | \bar{B}^0 >|^2 \quad (1.30)$$

Cette violation de CP peut se produire dans le cas des B chargés comme des B neutres. Elle est indépendante des oscillations des B. Elle est cependant difficile à mettre en évidence car, lorsque l'asymétrie CP directe n'est pas trop faible (supérieure à 1%) dans un canal, le rapport de branchement du B dans ce mode a une petite valeur (inférieure à 10^{-5} voire à 10^{-6}). Si elle était observée, il serait très difficile de l'interpréter en terme de ρ et η . En effet, cette asymétrie est dépendante d'un déphasage entre des phases faibles reliées aux éléments de la matrice CKM, mais elle est aussi dépendante d'une différence entre des phases fortes dont la valeur n'est pas prédite. La mesure de l'asymétrie due à la violation de CP directe ne permettrait donc pas une mesure précise des paramètres du triangle d'unitarité.

- La violation de CP due aux oscillations. Elle peut être observée pour un état final accessible à travers une oscillation du méson B^0 . Pour connaître la saveur du méson B neutre à l'instant initial, la technique utilisée est celle de l'étiquetage (décrite section 1.1.6). La violation de CP dans le mélange est observée si l'asymétrie A (équation 1.31) est différente de zéro et s'il n'y a pas de violation de CP directe dans le canal.

$$A = \frac{\mathcal{P}(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) - \mathcal{P}(B^0(t) \rightarrow \bar{f})}{\mathcal{P}(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) + \mathcal{P}(B^0(t) \rightarrow \bar{f})} \quad (1.31)$$

En utilisant les équations 1.27 et 1.28, les probabilités de désintégration $\mathcal{P}(\bar{B}^0(t) \rightarrow f)$ et $\mathcal{P}(B^0(t) \rightarrow \bar{f})$ sont égales à :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) &= e^{-\Gamma t} \left| \frac{p}{q} \right|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |< f | \mathcal{O} | B^0 >|^2 \\ \mathcal{P}(B^0(t) \rightarrow \bar{f}) &= e^{-\Gamma t} \left| \frac{q}{p} \right|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |< \bar{f} | \mathcal{O} | \bar{B}^0 >|^2 \end{aligned} \quad (1.32)$$

S'il n'y a pas de violation de CP directe (voir équation 1.30), A peut alors être exprimée en fonction de p et q :

$$A = \frac{\left| \frac{p}{q} \right|^2 - \left| \frac{q}{p} \right|^2}{\left| \frac{p}{q} \right|^2 + \left| \frac{q}{p} \right|^2} \quad (1.33)$$

A est différente de zéro si $\left| \frac{q}{p} \right|$ est différent de 1. Le fait que A soit non nulle équivaut à : $\mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow B^0) \neq \mathcal{P}(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)$. L'ampleur de cette asymétrie est supposée très faible dans le système des mésons $B^0 \bar{B}^0$ (inférieure ou égale à $O(10^{-2})$) ce qui la rend *a priori* difficilement mesurable. L'ordre de grandeur maximum de cette asymétrie est donné [10] par le fait qu'elle ne peut excéder $O(\frac{\Delta \Gamma}{\Delta m})$.

- La violation de CP dans l'interférence entre le mélange et les désintégrations. Elle apparaît pour les mésons neutres. Contrairement aux deux cas précédents, l'état final n'apporte aucune indication sur la saveur du méson à l'instant t de la désintégration. La saveur du méson B à l'instant $t = 0$ est supposée connue, grâce à la technique de l'étiquetage. Si l'état final f est état propre de CP ($\bar{f} = f$), alors il y a violation de CP si l'asymétrie A_{CP} est non nulle :

$$A_{CP}(t) = \frac{\mathcal{P}(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \mathcal{P}(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\mathcal{P}(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \mathcal{P}(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} \quad (1.34)$$

Dans les équations 1.27 et 1.28, il est possible de considérer que la valeur de $|\frac{q}{p}|^2$ est pratiquement égale à 1 et que les probabilités de transition $|\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle|^2$ et $|\langle f|\mathcal{O}|\bar{\mathbf{B}}^0 \rangle|^2$ sont pratiquement les mêmes (puisque'il est prédit que les violations de CP directe et indirecte sont toutes deux de faibles amplitudes). Si $|\frac{p}{q}|^2 \sim 1$ alors $(\frac{p}{q})^* \sim (\frac{q}{p})$. Les probabilités de transition $\mathcal{P}(\bar{\mathbf{B}}^0(t) \rightarrow f_{CP})$ et $\mathcal{P}(\mathbf{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})$ sont alors égales à :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}(\mathbf{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) &= e^{-\Gamma t} \left[1 + \frac{i}{2} \sin(\Delta m t) \times \right. \\
&\quad \left. \left(-(\frac{q}{p})^* \frac{\langle f|\mathcal{O}|\bar{\mathbf{B}}^0 \rangle^*}{\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle^*} + (\frac{q}{p}) \frac{\langle f|\mathcal{O}|\bar{\mathbf{B}}^0 \rangle}{\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle} \right) \right] |\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle|^2 \\
&= e^{-\Gamma t} \left[1 - \sin(\Delta m t) \text{Im} \left((\frac{q}{p}) \frac{\langle f|\mathcal{O}|\bar{\mathbf{B}}^0 \rangle}{\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle} \right) \right] |\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle|^2 \\
\mathcal{P}(\bar{\mathbf{B}}^0(t) \rightarrow f_{CP}) &= e^{-\Gamma t} \left[1 + \frac{i}{2} \sin(\Delta m t) \times \right. \\
&\quad \left. \left(-(\frac{q}{p}) \frac{\langle f|\mathcal{O}|\bar{\mathbf{B}}^0 \rangle}{\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle} + (\frac{q}{p})^* \frac{\langle f|\mathcal{O}|\bar{\mathbf{B}}^0 \rangle^*}{\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle^*} \right) \right] |\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle|^2 \\
&= e^{-\Gamma t} \left[1 + \sin(\Delta m t) \text{Im} \left((\frac{q}{p}) \frac{\langle f|\mathcal{O}|\bar{\mathbf{B}}^0 \rangle}{\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle} \right) \right] |\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle|^2
\end{aligned} \tag{1.35}$$

L'asymétrie A_{CP} est donc égale à :

$$A_{CP} = \sin(\Delta m t) \text{Im} \left((\frac{q}{p}) \frac{\langle f|\mathcal{O}|\bar{\mathbf{B}}^0 \rangle}{\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle} \right) \tag{1.36}$$

Lorsque les mésons $\mathbf{B}$ se désintègrent en un état f_{CP} , les calculs des graphes correspondant à cette désintégration permettent d'exprimer la quantité $(\frac{q}{p}) \frac{\langle f|\mathcal{O}|\bar{\mathbf{B}}^0 \rangle}{\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle}$ en fonction des éléments de la matrice CKM (équation 1.12). Pour certains états finals, la partie imaginaire de cette quantité est alors proportionnelle au sinus de l'un des angles du triangle d'unitarité (définis équation 1.24). Plus précisément, elle peut être proportionnelle à $\sin 2\beta$ ou $\sin 2\alpha$.

1.1.5 Un exemple de mesure de la violation de CP : le canal $\mathbf{D}^+\mathbf{D}^-\mathbf{K}_s^0$

Dans le cas de la violation de CP dans l'interférence entre le mélange et les désintégrations, l'asymétrie A_{CP} peut être proportionnelle à $\sin 2\beta$ (voir équation 1.36). Cette section présente un exemple concret : la désintégration du $\mathbf{B}^0$ dans le canal $\mathbf{D}^+\mathbf{D}^-\mathbf{K}_s^0$.

Les canaux de désintégration du $\mathbf{B}$ utilisés pour mesurer la violation de CP sont classés par types. $\mathbf{D}^+\mathbf{D}^-\mathbf{K}_s^0$ appartient au type I qui regroupe les désintégrations ($b \rightarrow c\bar{c}s$). L'exemple classique du canal de type I est $\mathbf{J}/\Psi\mathbf{K}_s^0$ qui a été utilisé par BaBar pour donner une mesure préliminaire de $\sin 2\beta$ en août 2000 [11]. Les diagrammes de type I sont “les modes en or” pour la mesure de $\sin 2\beta$. En effet, ils ne contiennent pas d'incertitudes théoriques sur les contributions de diagrammes pingouins. Pour le diagramme pingouin dominant la phase faible est la même que pour le diagramme dit “en arbre” représenté figure 1.3.

Dans cet exemple, les désintégrations entrant en jeu sont : $\mathbf{B}^0 \rightarrow \mathbf{D}^-\mathbf{D}_s^{*+} \rightarrow \mathbf{D}^-\mathbf{D}^+\mathbf{K}_s^0$ et $\bar{\mathbf{B}}^0 \rightarrow \mathbf{D}^+\mathbf{D}_s^{*-} \rightarrow \mathbf{D}^+\mathbf{D}^-\mathbf{K}_s^0$.

Il est possible de déterminer la quantité (appelée λ) $(\frac{q}{p}) \frac{\langle f|\mathcal{O}|\bar{\mathbf{B}}^0 \rangle}{\langle f|\mathcal{O}|\mathbf{B}^0 \rangle}$ de l'équation 1.36 donnant l'expression de l'asymétrie CP lors de ces désintégrations. La figure 1.4 montre les diagrammes décrivant une oscillation du $\mathbf{B}^0$ et la figure 1.3 présente le graphe (dit “en arbre”) de la désintégration $\mathbf{B}^0 \rightarrow \mathbf{D}^-\mathbf{D}_s^{*+}$.

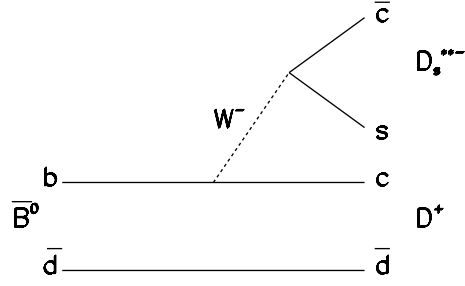


Figure 1.3: Diagramme en arbre de la désintégration $B^0 \rightarrow D^- D_s^{*+}$.

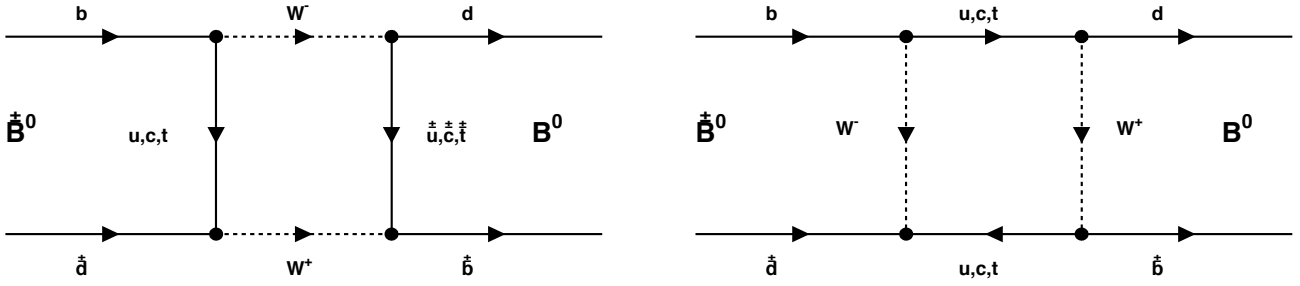


Figure 1.4: Diagrammes en boîtes des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$.

Le rapport $\frac{q}{p}$ qui décrit les oscillations des B^0 peut être calculé [10] et, dans ce calcul interviennent les diagrammes en boîte (voir figure 1.4) avec la contribution du quark t. La valeur de $\frac{q}{p}$ est :

$$\frac{q}{p} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \quad (1.37)$$

Le calcul du rapport des amplitudes, $\frac{\langle D^+ D^- K_s^0 | \mathcal{O} | \bar{B}^0 \rangle}{\langle D^+ D^- K_s^0 | \mathcal{O} | B^0 \rangle}$, s'effectue en utilisant le graphe 1.3. Ce rapport des amplitudes contient donc un terme du type : $\frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}}$. Il faut aussi tenir compte du mélange des mésons $K^0 - \bar{K}^0$ qui intervient avec un facteur :

$$\left(\frac{q}{p} \right)_K = \frac{V_{cd}^* V_{cs}}{V_{cd} V_{cs}^*} \quad (1.38)$$

La valeur propre de CP de l'état $(D^+ D^- K_s^0)$ est : +1. En utilisant ces égalités, il vient :

$$\frac{q}{p} \frac{\langle D^+ D^- K_s^0 | \mathcal{O} | \bar{B}^0 \rangle}{\langle D^+ D^- K_s^0 | \mathcal{O} | B^0 \rangle} = + \left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \right) \left(\frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}} \right) \left(\frac{V_{cd}^* V_{cs}}{V_{cd} V_{cs}^*} \right) \quad (1.39)$$

En utilisant les relations entre les termes de la matrice CKM et les paramètres de Wolfenstein (voir équation 1.16), ce rapport est égal à : $2 \times \frac{V_{cd} V_{cb}^*}{V_{td} V_{tb}^*}$. Donc, d'après l'expression de l'angle β (donné équation 1.24) :

$$\text{Im} \left(\frac{q}{p} \frac{\langle D^+ D^- K_s^0 | \mathcal{O} | \bar{B}^0 \rangle}{\langle D^+ D^- K_s^0 | \mathcal{O} | B^0 \rangle} \right) = - \sin 2\beta \quad (1.40)$$

Dans le cas de cette désintégration, l'asymétrie CP (voir équation 1.36) dépend donc directement de $\sin 2\beta$.

Ce canal ($D^+D^-K_s^0$) est intéressant car il permet aussi de mesurer $\cos 2\beta$ et ainsi de lever l'ambiguïté sur β ($\beta \rightarrow \frac{\pi}{2} - \beta$) qui subsiste quand seul $\sin 2\beta$ est déterminé. Cette mesure se fait par l'étude d'un diagramme de Dalitz, dont les variables sont :

$$s^+ = (P_{D^+} + P_{K_s^0})^2, \quad s^- = (P_{D^-} + P_{K_s^0})^2, \quad s^0 = (P_{D^+} + P_{D^-})^2 \quad (1.41)$$

Parmi ces trois variables, deux sont indépendantes. La troisième s'exprime en fonction des deux autres suivant la relation :

$$s^+ + s^- + s^0 = M^2(B) + M^2(K_s^0) + M^2(D^+) + M^2(D^-) \quad (1.42)$$

Les variables s^+ et s^- sont utilisées par la suite. Les états propres de CP sont sur la ligne $s^+ = s^-$.

Les amplitudes $A(s^+, s^-)$ et $\bar{A}(s^+, s^-)$ sont définies par :

$$\begin{aligned} A(s^+, s^-) &= \langle D^+D^-K_s^0 | \mathcal{O} | B^0 \rangle \\ \bar{A}(s^+, s^-) &= \langle D^+D^-K_s^0 | \mathcal{O} | \bar{B}^0 \rangle \end{aligned} \quad (1.43)$$

Avec ces notations, il est possible de réécrire la probabilité de désintégration de $B^0(t)$ en un état ($D^+D^-K_s^0$) [12] à partir de l'équation 1.27 :

$$|A(s^+, s^-; t)|^2 = \frac{1}{2} \left[G_0(s^+, s^-) + G_c(s^+, s^-) \cos \Delta m t - G_s(s^+, s^-) \sin \Delta m t \right] \quad (1.44)$$

où :

$$\begin{aligned} G_0(s^+, s^-) &= |A(s^+, s^-)|^2 + |\bar{A}(s^+, s^-)|^2 \\ G_c(s^+, s^-) &= |A(s^+, s^-)|^2 - |\bar{A}(s^+, s^-)|^2 \\ G_s(s^+, s^-) &= 2 \operatorname{Im}(e^{-2i\beta} \bar{A}(s^+, s^-) A^*(s^+, s^-)) \\ &= -2 \sin 2\beta \operatorname{Re}(\bar{A}A^*) + 2 \cos 2\beta \operatorname{Im}(\bar{A}A^*) \end{aligned} \quad (1.45)$$

Le terme en $\cos 2\beta$ permet de résoudre une des ambiguïtés sur l'angle β : $\beta \rightarrow \frac{\pi}{2} - \beta$. Ce terme dépend cependant aussi de $\operatorname{Im}(\bar{A}A^*)$, en général difficile à déterminer dans une désintégration en trois corps. Mais en considérant que la désintégration du B^0 en $D^+D^-K_s^0$ passe par la résonance D_s^{*-} , il est possible d'utiliser une distribution de Breit-Wigner et de simplifier ainsi le problème.

En négligeant la violation de CP directe, les amplitudes A et $\bar{A}$ peuvent s'écrire en fonction d'un terme commun de probabilité de désintégration du B^0 en $D^-D_s^{*+}$ (noté T_1) et des distributions de Breit-Wigner des résonances $D_s^{*\pm}$, $f(s^+)$ et $f(s^-)$:

$$\begin{aligned} A(B^0 \rightarrow D^-D_s^{*+} \rightarrow D^-D^+K_s^0) &= A(s^+, s^-) = T_1 f(s^+) \\ A(\bar{B}^0 \rightarrow D^+D_s^{*-} \rightarrow D^+D^-K_s^0) &= \bar{A}(s^+, s^-) = T_1 f(s^-) \end{aligned} \quad (1.46)$$

Avec ces notations, les termes de $|A(s^+, s^-; t)|^2$ donnés équation 1.45 deviennent :

$$\begin{aligned}
G_0(s^+, s^-) &= |T_1|^2 \times [|f(s^+)|^2 + |f(s^-)|^2] \\
G_c(s^+, s^-) &= |T_1|^2 \times [|f(s^+)|^2 - |f(s^-)|^2] \\
G_s(s^+, s^-) &= |T_1|^2 \times [-2 \sin 2\beta \text{Re}(f(s^+)f^*(s^-)) - 2 \cos 2\beta \text{Im}(f(s^+)f^*(s^-))]
\end{aligned} \tag{1.47}$$

La valeur de $\cos 2\beta$ est alors déterminée en effectuant un ajustement dépendant du temps sur $|A(s^+, s^-; t)|^2$ et $|\bar{A}(s^+, s^-; t)|^2$. Cette analyse nécessite cependant un large volume de données étant donné le faible rapport d'embranchement effectif de l'ordre de 10^{-6} (si le D^+ est reconstruit en $(K^-\pi^+\pi^+)$ et le K_s^0 en $\pi^+\pi^-$) et l'efficacité de reconstruction estimée à 5 %.

1.1.6 Mesure de la violation de CP avec BaBar

C'est donc la violation de CP dans l'interférence entre le mélange et les désintégrations qui va être mesurée dans un premier temps avec BaBar. A_{CP} est proportionnelle à $\sin 2\beta$ lorsque l'état final reconstruit est, entre autres modes, $J/\Psi K_S^0$ ou encore D^+D^- [1]. De la même façon, l'asymétrie observée lors de la reconstruction du B^0 en $\pi\pi$ ou en $\rho\pi$ pourrait permettre de donner une mesure de α . Selon les états finals, l'accès aux paramètres du triangles est plus ou moins aisé. En effet, certaines de ces mesures sont compliquées par l'existence de pingouins (électrofaibles ou forts) qui introduisent une phase supplémentaire. Le détecteur BaBar a été conçu pour permettre de reconstruire, avec une bonne efficacité, les modes finals avec lesquels il sera possible de mesurer la violation de CP.

Les rapports d'embranchement du B dans les états propres de CP sont faibles, c'est pourquoi il importe de produire des mésons B en très grande quantité. Le collisionneur PEP-II (décrit chapitre 2) a été construit spécialement avec cet objectif. Il fonctionne à très haute luminosité, et l'énergie est ajustée de façon à produire la résonance $\Upsilon(4S)$. Cette résonance se désintègre en une paire cohérente de B et $\bar{B}$ à quasiment 100%. La fonction d'onde de cette paire est antisymétrique. Ceci implique que les deux mésons sont à tout moment dans des états de saveur opposés jusqu'à la désintégration de l'un des deux. Après cette désintégration, le second méson continue d'évoluer seul.

Pour mesurer l'asymétrie $A_{CP}(t)$, il faut connaître la saveur du méson B neutre reconstruit en état propre de CP à l'instant $t = 0$. Dans BaBar, t représente l'intervalle de temps entre les désintégrations des deux mésons. En effet, si l'un des mésons se désintègre en état propre de CP, sa saveur à l'instant t_{tag} où l'autre méson se désintègre, peut être connue grâce à l'étude des produits de désintégration de ce méson (c'est le principe de l'*étiquetage* décrit dans le paragraphe suivant). Si le méson se désintègre en état propre de CP à l'instant t_{CP} , l'intervalle de temps entre le moment où sa saveur est déterminée, et celui où il se désintègre, vaut $t_{CP} - t_{tag}$. Pour fixer les idées, si t_{tag} est inférieur à t_{CP} , l'étude de la désintégration du méson à t_{tag} peut permettre de déterminer sa saveur et, par ricochet, celle du méson qui va continuer à osciller jusqu'à sa désintégration à t_{CP} . Le temps t qui intervient dans l'expression de $A_{CP}(t)$ est donc égal à $t_{CP} - t_{tag}$.

Si, au contraire, t_{tag} est supérieur à t_{CP} , ce raisonnement est toujours vrai : dans ce cas, l'état du méson se désintégrant à t_{CP} est obtenu en calculant la saveur de l'autre méson à ce temps t_{CP} . En connaissant la saveur de ce méson à t_{tag} , il est en effet possible de la déterminer à t_{CP} en étudiant la façon dont évolue ce méson sur l'intervalle de temps $t_{CP} - t_{tag}$.

Dans tous les cas, si l'un des mésons se désintègre en un état propre de CP utile pour déterminer l'un des angles du triangle d'unitarité, il contribuera à la mesure de $A_{CP}(t)$ en considérant que $t = t_{CP} - t_{tag}$.

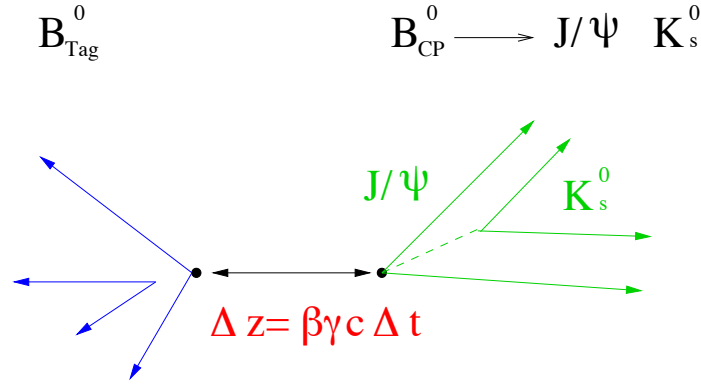


Figure 1.5: Illustration d'un événement où l'un des B se désintègre en état propre de CP . L'autre méson (B_{tag}) va servir à l'étiqueter. L'intervalle de temps entre les deux désintégrations est donné par la mesure de la distance entre les points de désintégration des deux B . Les deux quantités sont reliées par le produit $\beta\gamma$ qui dépend de l'impulsion de l' $\Upsilon(4S)$. Dans le cas de PEP-II, ce produit $\beta\gamma$ vaut 0.56.

L'équation 1.36 montre que l'asymétrie $A_{CP}(t)$ est toujours proportionnelle à $\sin \Delta mt$. Cette quantité intégrée sur le temps est nulle, c'est pourquoi la mesure de t est indispensable pour déduire les valeurs de α et β à partir de A_{CP} . t est déterminé grâce à la distance entre les deux points de désintégration des mésons B^0 et $\bar{B}^0$ (voir figure 1.5). Les deux mésons ne doivent donc pas se désintégrer au même point car dans ce cas, t n'est pas mesurable. Or dans le centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$, les B sont produits quasiment au repos. Pour éviter ce problème, les faisceaux du collisionneur PEP-II sont asymétriques. Dans ce cas, la résonance n'est pas produite au repos et la différence de temps de vol entre les deux mésons devient mesurable. Ces caractéristiques du collisionneur sont détaillées chapitre 2.

D'autre part, pour mesurer avec précision la position des mésons au moment de leur désintégration (donc pour mesurer t), un détecteur de vertex performant a été conçu pour BaBar. C'est un détecteur au silicium dont la résolution sur chaque vertex doit être meilleure que $80 \mu\text{m}$, afin de séparer les positions des points de désintégration du B^0 et du $\bar{B}^0$. Ce détecteur, le *SVT*, est décrit section 1.2.1.

Comme cela a été expliqué la nature du méson qui se désintègre en état propre de CP est connue au moment où se désintègre l'autre méson. Ce procédé est appelé l'*étiquetage* : la connaissance de la saveur de l'un des mésons permet d'*étiqueter* l'autre. Pour connaître la saveur du méson étiquetant, une reconstruction complète serait trop coûteuse en efficacité. La méthode qui a été développée consiste à commencer par reconstruire complètement le méson qui s'est désintégré en état propre de CP . Les traces encore non utilisées de l'événement sont alors *de facto* les produits de désintégration du méson étiquetant. La nature de ce méson peut être déterminée à partir de la charge des leptons ou des kaons qui se trouvent parmi les produits de sa désintégration. Ce procédé utilise l'étroite corrélation existant entre les charges de ces particules et celle du quark b . La figure 1.6 illustre cette corrélation.

Dans le cas de l'étiquetage par les leptons, d'autres variables que la charge (telles que l'impulsion) peuvent être utilisées pour déterminer la nature du méson B neutre. Elles permettent en partie d'éviter les erreurs sur l'étiquetage dues aux leptons secondaires. Dans le cas de l'étiquetage par les kaons, il n'y a pas d'autres variables discriminantes que la charge.

L'influence de l'étiquetage étant déterminante dans la mesure de l'asymétrie CP , il importe que

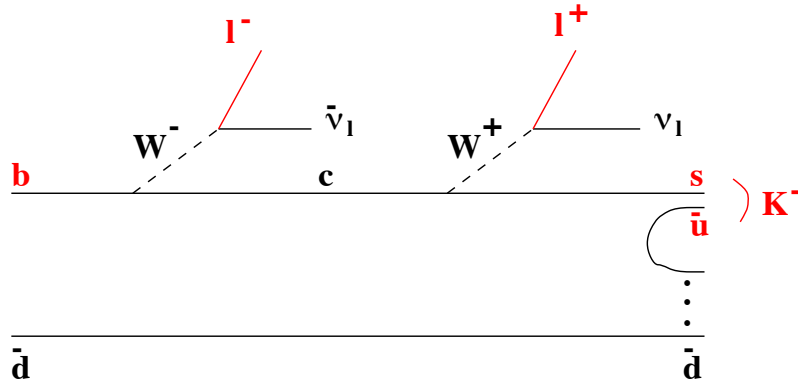


Figure 1.6: Le principe de l'étiquetage. Le signe du kaon ou celui des leptons permet de déterminer la saveur du quark b . Le lepton issu de la désintégration du b en c avec émission du W est appelé le lepton primaire tandis que le lepton obtenu lors de la désintégration du c en s est le lepton secondaire. Les charges de ces deux leptons sont différentes et il importe de pouvoir les différencier pour éviter les erreurs d'étiquetage. La discrimination s'effectue grâce à des variables comme (entre autres exemples), l'impulsion du lepton, l'impulsion manquante d'un événement, l'angle entre la direction du lepton et celle de l'impulsion manquante du B étiquetant...

les particules étiquetantes soient reconstruites et surtout bien identifiées. L'identification des leptons s'effectue avec le calorimètre électromagnétique pour les électrons et avec un détecteur chargé de l'identification des muons (*IFR*) situé sur l'extérieur de BaBar.

Les kaons sont identifiés à l'aide de la chambre à dérive (par la mesure de la perte d'énergie par ionisation), ainsi qu'avec un détecteur Cerenkov de conception nouvelle, le *DIRC*.

Enfin la reconstruction des états propres de CP nécessite des caractéristiques précises des sous-détecteurs :

- Les leptons doivent être correctement reconstruits et identifiés car ils sont parmi les produits de désintégration de beaucoup de particules (à commencer par le J/Ψ qui sert à mesurer $\sin 2\beta$).
- La séparation entre les kaons et les pions chargés doit être efficace et pure. En effet, il faut pouvoir distinguer les désintégrations en deux corps telles que $B^0 \rightarrow \pi\pi$ et $B^0 \rightarrow K\pi$. C'est pour assurer cette séparation que le *DIRC* a été conçu. Les impulsions (supérieures à 1 GeV/c) de ces particules ne permettent pas à la chambre d'assurer cette séparation.
- Les π^0 doivent eux aussi être bien reconstruits. En effet, ils sont utilisés pour mesurer α dans des canaux tels que $\rho\pi$ ou $\pi\pi$. Le calorimètre doit donc permettre de reconstruire les π^0 mais aussi les désintégrations du B^0 en $\pi^0\pi^0$ avec une haute efficacité et une bonne résolution.

Pour résumer les caractéristiques principales de BaBar, la liste des sous-détecteurs [16] est donnée ci-dessous en signalant les domaines où leur rôle est fondamental pour la mesure de la violation de CP.

- Le détecteur de vertex (*SVT*). Il sert à mesurer la différence entre les longueurs de vol des deux mésons B .

- La chambre à dérive (*DCH*). Les trajectoires des particules chargées sont reconstruites grâce à la chambre. Elle sert aussi à l'identification des particules ayant une impulsion inférieure à environ 700 MeV/c, permettant ainsi d'identifier en partie les kaons servant à l'étiquetage. Au-delà commence le domaine de la remontée relativiste où il devient difficile, voire impossible, de reconnaître un kaon d'un pion.
- Le détecteur Cerenkov (*DIRC*). La séparation des kaons et des pions à haute impulsion est assurée par ce détecteur. Il est complémentaire de la chambre à dérive pour l'étiquetage par les kaons.
- Le calorimètre électromagnétique (*EMC*). Il permet d'identifier les électrons nécessaires à l'étiquetage mais aussi à la reconstruction des états propres de CP. Il assure la reconstruction des π^0 qui sont présents dans les états finals permettant de mesurer α .
- Le détecteur de muons et de hadrons neutres (*IFR*). Ce détecteur est situé autour de l'aimant. Comme les électrons, les muons sont utilisés pour l'étiquetage et pour la reconstruction des états propres de CP. Les K_L sont détectés pour reconstruire le méson B dans le mode $B^0 \rightarrow J/\Psi K_L$ qui sert à mesurer $\sin 2\beta$.

Tous ces sous-détecteurs sont décrits section 1.2. Pour compléter la description de BaBar, il convient de citer aussi l'aimant supra-conducteur ainsi que le système déclenchement. Ces deux éléments sont également brièvement décrits dans la section 1.2.

1.1.7 Conclusion

Dans cette section, les objectifs de l'expérience BaBar ont donc été présentés. Le premier de ces objectifs est la découverte de la violation de CP dans le système des mésons B. Les mesures des angles α et β vont permettre de déterminer la position du sommet du triangle d'unitarité. Celle-ci pourra alors être comparée à la position du même sommet prédite par les autres contraintes expérimentales. Par ailleurs, la mesure de $\sin 2\beta$ en utilisant divers états finals va permettre de tester divers scénarii de nouvelle physique. Ces mesures vont ainsi constituer autant de tests du modèle standard.

Le détecteur BaBar a été conçu pour répondre à ces objectifs. Chaque sous-détecteur a été optimisé pour permettre la mesure de l'asymétrie CP dans différents modes. Cependant, l'expérience va aussi permettre de faire d'autres mesures que celles de A_{CP} . En effet, ce détecteur permet d'étudier la physique du B de façon plus générale, en profitant des dizaines de millions de paires de B qui vont être produites chaque année par le collisionneur PEP-II. Des rapports de branchement très faibles du B, encore peu ou pas connus, vont donc pouvoir être mesurés avec précision, apportant ainsi des contributions importantes à la physique des quarks lourds.

Enfin, BaBar offre aussi la possibilité d'étudier la physique du τ et du charme.

1.2 Description des sous-détecteurs de BaBar

La figure 1.7 représente le détecteur BaBar [1] et [16]. C'est un détecteur asymétrique qui suit en cela la configuration de l'accélérateur. En effet, afin de produire la résonance $\Upsilon(4S)$ en mouvement, les faisceaux de PEP-II ont des énergies différentes. C'est le faisceau d'électrons qui a l'énergie la plus importante (voir le chapitre 2 consacré au collisionneur PEP-II). La résonance

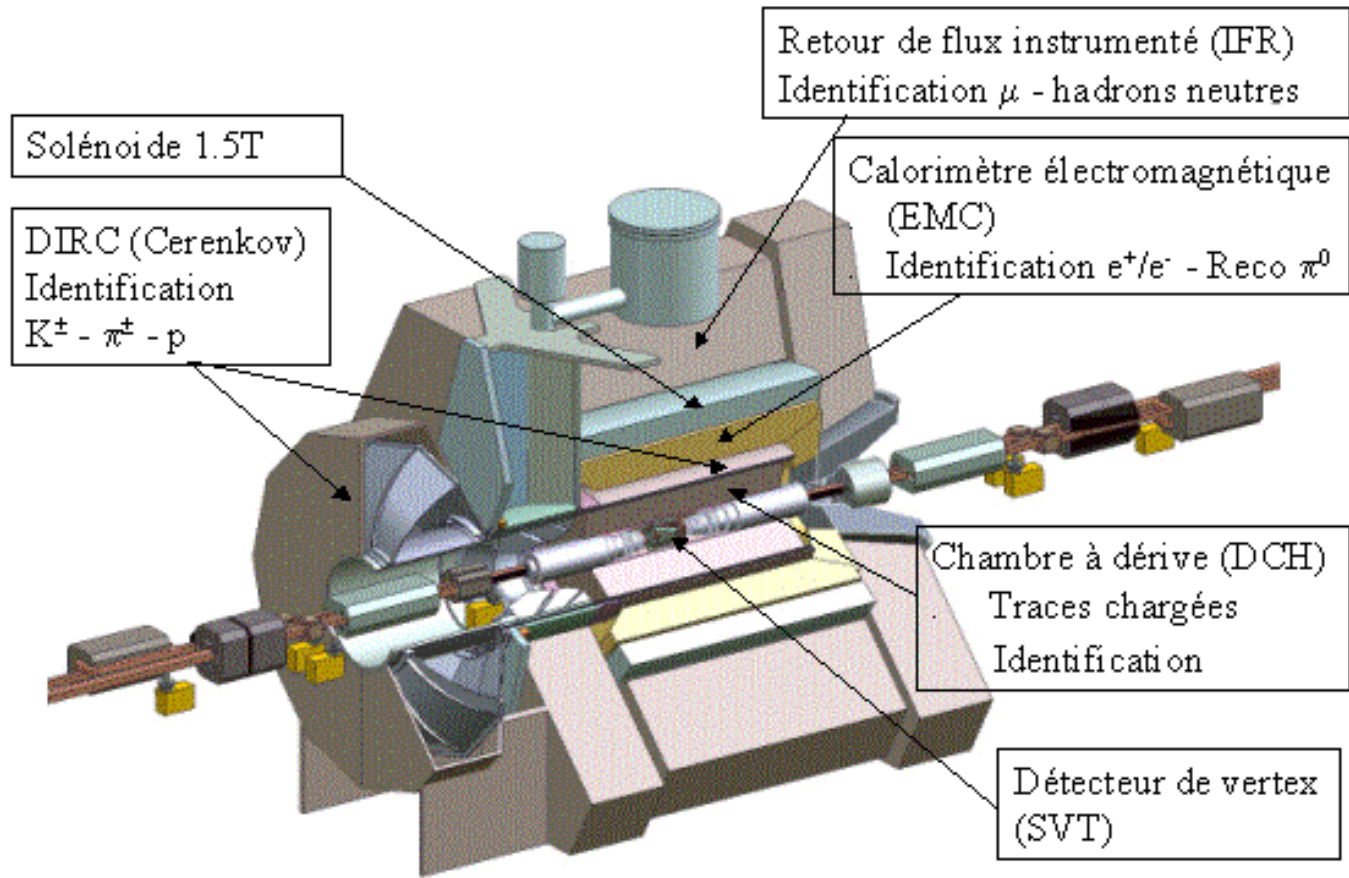


Figure 1.7: *Le détecteur BaBar.*

suit la direction de ce faisceau qui a été prise comme sens des z croissants (de gauche à droite sur la figure 1.7), et par conséquent, les deux mésons B aussi. Le détecteur est conçu pour respecter cette asymétrie en favorisant la région située en “avant” du point d’interaction. Cette terminologie *avant* et *arrière*, se référant à la direction de l’axe Z , est couramment utilisée lors de la description des sous-détecteurs.

1.2.1 Le détecteur de vertex

Ce détecteur, appelé en anglais le *Silicon Vertex Tracker* (SVT) [13] [14] [15], permet de mesurer des vertex mais aussi d’effectuer la reconstruction de traces chargées. Ceci est nécessaire pour pouvoir reconstruire les particules de faible impulsion transverse ($P_t < 100 \text{ MeV}/c$) qui sont confinées dans le volume du détecteur à cause du champ magnétique. Les particules ayant une impulsion plus importante sont reconstruites en combinant les informations délivrées par ce détecteur et la chambre à dérive. Le SVT contribue aussi à l’identification des particules par la mesure de leur perte d’énergie par ionisation (dE/dx).

En ce qui concerne la reconstruction des vertex, ceux du B^0 et du $\bar{B}^0$ sont distants d’environ $250 \mu\text{m}$ étant donnés les paramètres de PEP-II. La résolution par vertex doit être inférieure à $80 \mu\text{m}$ pour que l’erreur sur Δz n’intervienne que de façon négligeable dans la mesure des angles du triangle. Pour le vertex du B reconstruit en état propre de CP, la résolution est de l’ordre de $60 \mu\text{m}$. Cette résolution est également valable, voire inférieure, pour tous les modes où le B est reconstruit de façon exclusive. Pour le vertex du méson étiquetant, la résolution est de l’ordre de $120 \mu\text{m}$.

Le SVT permet aussi de reconstruire des particules qui se désintègrent dans son volume comme le K_S .

Étant donné la présence d'éléments de PEP-II à l'intérieur de BaBar (voir section 2.1.2.3), l'acceptance du SVT est limitée à l'avant comme à l'arrière. À cause de l'asymétrie des faisceaux du collisionneur PEP-II, il est plus intéressant d'avoir une bonne couverture vers l'avant que vers l'arrière, c'est pourquoi, lorsque c'était possible, les composants de l'accélérateur (tels que le système de refroidissement) ont été disposés à l'arrière du SVT.

Celui-ci est donc un détecteur asymétrique dont l'acceptance en angle polaire dans le référentiel du laboratoire est comprise entre 17° et 150° (soit $-0.95 < \cos \theta_{c.d.m} < 0.87$ dans le centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$ [13]).

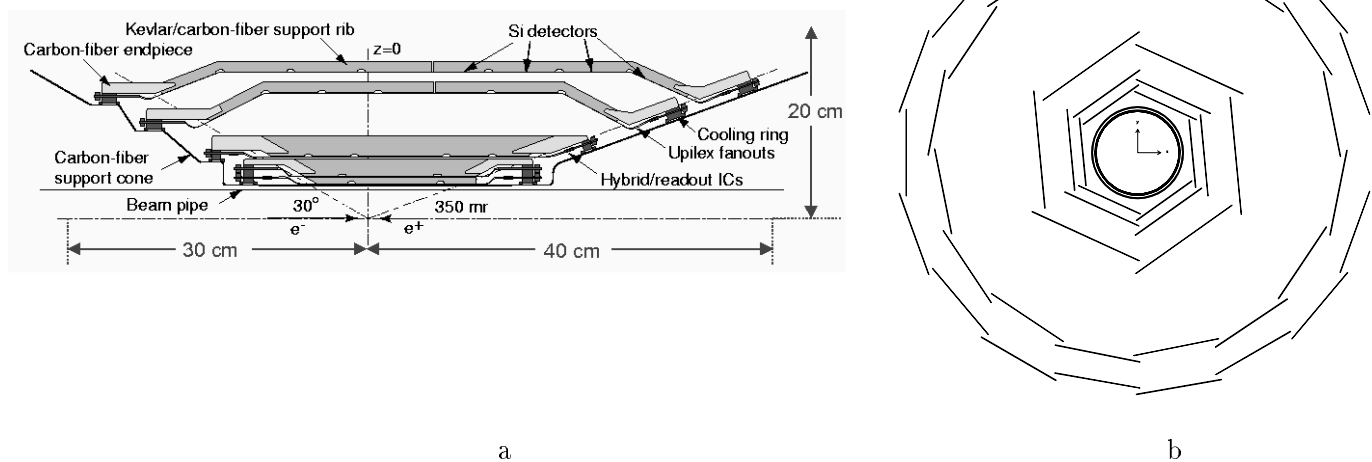


Figure 1.8: Coupes du SVT. La figure (a) représente une vue parallèle à l'axe du faisceau (plan (Y,Z)). Les cinq couches sont bien visibles. La figure (b) représente une vue perpendiculaire à l'axe du faisceau (plan (X,Y)). Chaque couche est découpée de façon azimutale en modules qui sont représentés par des traits sur la figure. Le cercle central représente le tube à vide. Les modules sont disposés de telle sorte qu'il n'y a pas de zones mortes en ϕ .

Ce détecteur cylindrique est composé de cinq couches successives (voir figure 1.8) réparties autour du point d'interaction. Les rayons de ces couches sont donnés tableau 1.1.

Couche		1	2	3	4a	4b	5a	5b
Rayon (mm)		32	40	54	120	127	140	144
Espacement (μm) entre les micro-pistes pour la mesure : de	z	100	100	100	210	210	210	210
	ϕ	50	55	55	100	100	100	100

Tableau 1.1: Quelques paramètres du SVT en fonction des couches. Sur les couches 4 et 5, les modules sont disposés alternativement sur deux rayons différents (4a/4b et 5a/5b) (voir figure 1.8(b)). Ainsi, il n'y a pas de zones mortes entre eux, puisqu'ils se recouvrent légèrement. Les deux dernières lignes du tableau présentent l'espacement entre les micro-pistes disposées sur les faces internes et externes des modules qui permettent de mesurer respectivement les coordonnées z et ϕ des traces.

Chaque couche est faite de modules azimutaux d'une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ comportant du

silicium sur les deux faces. Les trois couches internes comportent six modules tandis que les deux couches externes en comportent 16 et 18. Comme le montre la figure 1.8(a), les extrémités des couches sont repliées ce qui augmente l'acceptance du détecteur et réduit l'épaisseur de matière traversée par les particules.

Sur chaque module, des détecteurs constitués de micro-pistes de silicium sont installés. Selon les couches, il y a entre quatre et huit détecteurs par modules et le SVT contient au total 340 détecteurs de ce type. Ceux-ci couvrent une surface de 1 m^2 et nécessitent environ 150 000 canaux d'électronique.

Les coordonnées z et ϕ sont mesurées sur chaque couche, respectivement grâce aux faces internes et externes des modules. Pour la mesure de z , les micro-pistes sont orientées perpendiculairement à l'axe Z , tandis que pour la mesure de ϕ , elles sont orientées parallèlement à l'axe Z . L'espacement entre les micro-pistes est donné tableau 1.1.

À cause de la diffusion multiple des particules dans le tube à vide et dans le détecteur lui-même, la résolution du SVT est meilleure sur les couches internes qu'externes. La résolution est comprise entre $15 \mu\text{m}$ pour les mesures faites dans la couche 1 (voir figure 1.9) et $30\text{-}40 \mu\text{m}$ pour celles réalisées dans les couches externes. Cette résolution est donnée pour des traces ayant une direction perpendiculaire au faisceau.

Le rayon du tube contenant les faisceaux est de 2.5 cm et sa quantité de matière représente 0.6% de longueur de radiation.

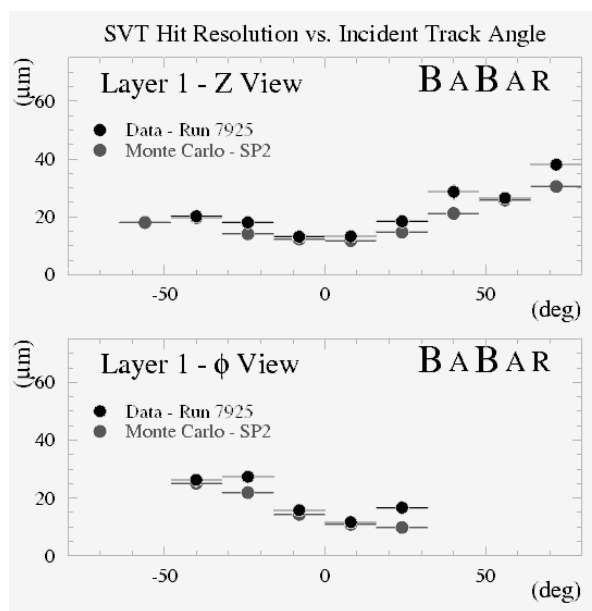


Figure 1.9: La résolution de la première couche du SVT en fonction de l'angle d'incidence des traces. Celui-ci n'est pas l'angle polaire θ habituel mais $\theta - \frac{\pi}{2}$. La figure du haut donne la résolution dans la vue en z tandis que celle du bas donne la résolution dans la vue en ϕ . Les deux sortes de points sur les figures représentent les données et la simulation. Les points représentant les données sont toujours au-dessus de ceux représentant la simulation.

Étant donné son voisinage avec la région d'interaction de PEP-II (voir section 2.1.2.3), le détecteur a été conçu pour résister aux radiations. La dose moyenne prévue par an [16] [22] est de 33 krad sur la couche 1 (la plus touchée), et la quantité limite totale de radiations auxquelles il peut être soumis est de 2000 krad (elle sera probablement atteinte en 2004). En ce qui concerne l'occupation du SVT (qui représente le pourcentage de voies actives du détecteur) due au bruit

de fond elle est prévue [22] pour être de 1,3 % en moyenne sur la couche 1, et la limite de fonctionnement est de 20%. La limite de bon fonctionnement est de 6 % ce qui correspond à un rapport signal/bruit d'environ 15.

1.2.2 La chambre à dérive

La chambre à dérive (DCH) [13] est le principal moyen de mesure de traces chargées de BaBar. Son rôle est de permettre de reconstruire, de façon exclusive, les états propres de CP. Elle doit avoir une bonne résolution sur l'impulsion ($140 \mu\text{m}$) et permettre de détecter des particules ayant une faible quantité de mouvement (jusqu'à $100 \text{ MeV}/c$).

Elle est nécessaire pour l'identification des particules : pour celles qui ont une impulsion de moins de $0,5$ à $1 \text{ GeV}/c$, elle donne une mesure de la perte d'énergie par ionisation (dE/dx), et pour celles ayant une impulsion supérieure, elle est complémentaire du DIRC avec lequel il n'est pas possible d'identifier des particules sans connaître leur impulsion.

Enfin elle contribue au système de déclenchement de BaBar.

Pour les particules de faible impulsion, la résolution sur cette impulsion est amoindrie à cause de la diffusion multiple dans le SVT et dans la paroi interne de la chambre. Suivant le même processus, la traversée de la chambre par des particules affecte les performances du DIRC et du calorimètre. La DCH est donc faite de matériaux légers et le gaz dont elle est remplie est un mélange à base d'hélium (à 80%) et d'isobutane (à 20%).

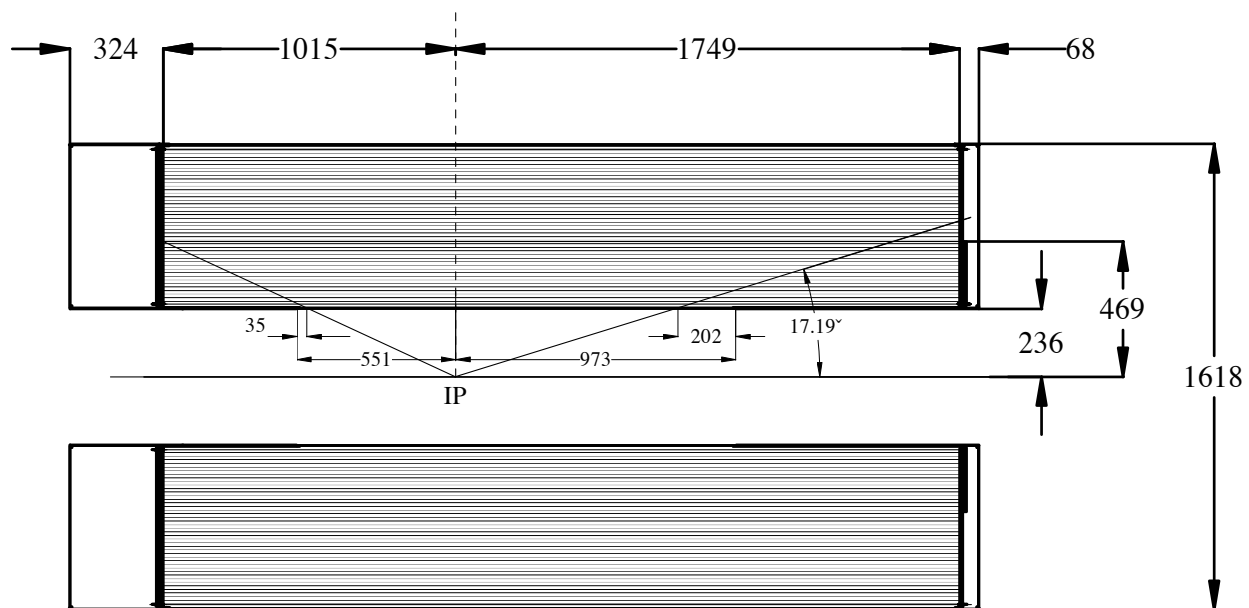


Figure 1.10: Vue en coupe ($\text{plan}(Y,Z)$) de la chambre à fils.

La chambre (voir figure 1.10), disposée autour du SVT, est un cylindre, d'une longueur égale à 280 cm et de rayons interne et externe respectivement égaux à 23,6 cm et 80,9 cm. Comme le SVT, c'est un détecteur asymétrique : les deux tiers environ de la longueur sont situés en avant du point d'interaction. La couverture angulaire vers l'avant est extrêmement importante car la plupart des traces pointent dans cette direction et elles ne doivent pas être perdue. Dans le référentiel du laboratoire, l'angle polaire limite de l'acceptance vers l'avant est de 17° tandis que celui de l'acceptance vers l'arrière est de 156° (soit $-0.97 < \cos \theta_{c.d.m} < 0.87$ dans le centre de masse de $\Upsilon(4S)$).

La paroi interne de la chambre est faite de 1 mm de béryllium tandis que la paroi externe,

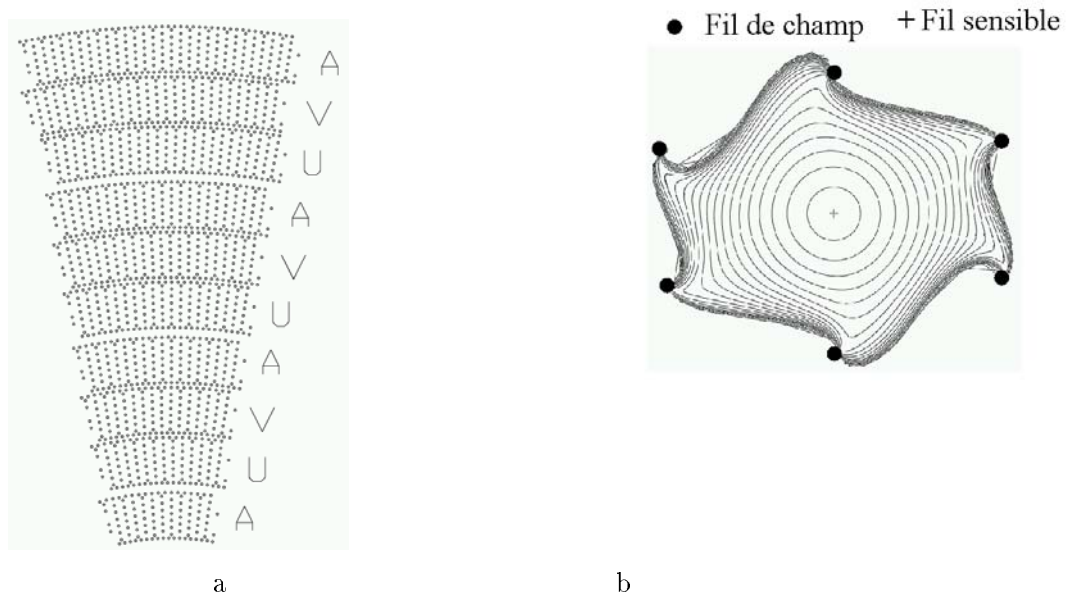


Figure 1.11: *Les fils de la chambre à dérive. La figure (a) représente une vue en coupe de la chambre. Les fils sont organisés en couches qui sont elles-mêmes réparties en super-couches. La disposition axiale des fils (A) alterne avec une disposition stéréo (U et V). La figure (b) représente les isochrones d'une cellule hexagonale. Dans chaque cellule, le fil sensible est au centre et les six fils formeurs de champ l'entourent. Ces isochrones sont séparés par des intervalles de 50 nsec.*

qui doit résister à la pression des bouchons soumis à la tension des fils axiaux, est faite de 2 mm de fibre de carbone. La quantité de matière de ces parois à l'intérieur et à l'extérieur de la chambre, représente respectivement 0,28% et 1,5% de longueur de radiation. Les bouchons sont faits d'aluminium (12 mm à l'avant dans l'acceptance du détecteur et 24 mm à l'arrière). L'électronique ainsi que l'arrivée de la haute tension sont montées sur le bouchon arrière du détecteur afin de réduire au maximum la quantité de matière sur le bouchon avant.

Il y a 40 couches radiales de fils réparties en 10 couches principales (voir figure 1.11a). Ces "super-couches" regroupent des fils ayant la même orientation : axiale (A) ou stéréo (U,V). Ces fils stéréo sont disposés sur un rayon constant par rapport à l'axe des Z, mais ils ont un angle dans le plan de révolution autour de cet axe. Cet angle stéréo varie entre 40 mrad (pour la couche stéréo interne), et 70 mrad (pour la couche stéréo externe). Ces fils stéréo permettent d'avoir accès aux coordonnées z des traces (avec une résolution d'environ 3 mm).

Chaque fil sensible de la chambre est entouré de six fils formeurs de champ. L'ensemble constitue une cellule d'une dimension approximativement égale à $1,2 \times 1,8 \text{ cm}^2$. Les fils sensibles, d'un diamètre de $20 \mu\text{m}$, sont en tungstène-rhénium plaqué d'or tandis que les fils de champ qui les entourent ont un diamètre de $80\text{-}120 \mu\text{m}$ et sont fait d'aluminium plaqué d'or. Les fils sensibles sont portés à une tension de 1960 V et les fils de champ à 340 V. La figure 1.11b montre les isochrones d'une cellule. Il y a 7104 cellules dans la chambre. La somme de matière représentée par le gaz et les fils dans la chambre est de 0,3% de longueur de radiation pour une trajectoire incidente de 90° .

La résolution moyenne prévue par cellule était de $140 \mu\text{m}$ dans le plan (r, ϕ) et une valeur

de 125 μm est actuellement atteinte.

Pour des traces de plus de 1 GeV, l'impulsion transverse (P_t) est mesurée avec une résolution de :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{P_t}}{P_t} &= 0,45\% && \text{avec la chambre seule} \\ \frac{\sigma_{P_t}}{P_t} &= 0,30\% && \text{avec la chambre et le SVT combinés} \end{aligned} \quad (1.48)$$

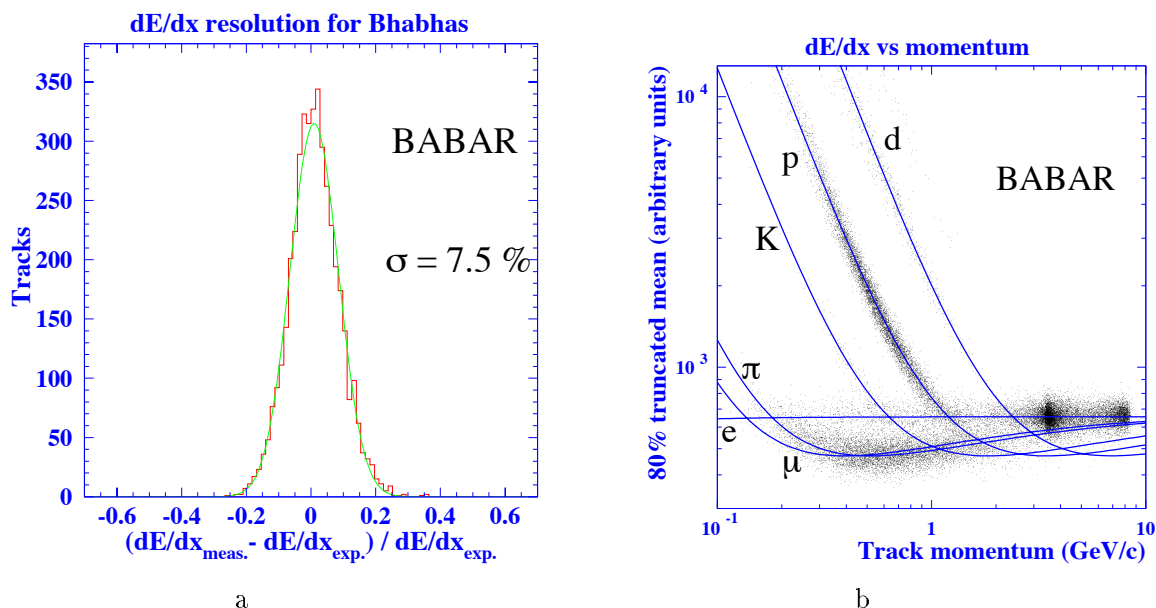


Figure 1.12: Les performances de la chambre sur l'identification des particules. La figure (a) représente la résolution sur le dE/dx mesurée grâce à des événements Bhabha. Elle est de 7,5%. La figure (b) représente le dE/dx en fonction de l'impulsion des particules.

Les figures 1.12a et 1.12b illustrent les performances de la chambre sur l'identification des particules. La séparation K/π supérieure à 3σ est possible jusqu'à une impulsion de 0,7 GeV/c. Actuellement la résolution σ sur le dE/dx de la chambre est de 7,5% (voir figure 1.12a). Cette résolution est calculée pour les événements Bhabha d'impulsion supérieure à 3,5 GeV/c.

En ce qui concerne le vieillissement, la charge accumulée sur un fil ne doit pas être trop élevée, sans quoi des décharges électriques ou une dégradation des fils peuvent se produire. La charge intégrée prévue en fonctionnement nominal [22] est de 0,0045 C/cm par an pour la couche 1, et la limite totale acceptable par la chambre est de 0,1 C/cm.

L'occupation de la chambre due au bruit de fond est prévue pour être de 0.5% et la limite d'affectation des performances est de 10%.

L'électronique, sensible aux radiations, ne doit pas absorber plus de 20 krad.

1.2.3 Le détecteur Cerenkov

Ce détecteur de conception nouvelle construit pour BaBar est appelé le DIRC (pour *Detection of Internally Reflected Cerenkov light*) [13] [17] [18]. Le rôle de ce détecteur est l'identification des particules, capitale pour la mesure de la violation de CP. En effet, (voir section 1.1.6), la séparation K/π est utilisée pour la reconstruction des modes rares ($K\pi$ et $\pi\pi$) et pour l'étiquetage par les kaons.

La chambre à dérives assure cette séparation à 3σ pour les particules d'impulsion inférieure à 0,7 GeV/c mais un détecteur est nécessaire pour les particules de plus grande impulsion. C'est dans cette optique que le DIRC a été conçu. Il doit pouvoir séparer les kaons des pions jusqu'à 4 GeV/c.

Il peut également participer à l'identification des muons lorsque l'*IFR* est inefficace (environ au-dessous de 750 MeV/c).

Comme c'est un détecteur de conception nouvelle, son principe de fonctionnement est donné ici. Le DIRC (voir figure 1.13) utilise la lumière Cerenkov émise par les particules qui traversent des barres de quartz. Cette émission n'a lieu que si la vitesse (βc) de la particule est supérieure à celle de la lumière dans le quartz ($\frac{c}{n}$). Le rayonnement Cerenkov émis est en partie piégé dans les barres de quartz où il se propage. L'angle des photons du rayonnement est obtenu par la relation :

$$\cos \theta_c = \left[\frac{1}{\beta n} \right] \quad (1.49)$$

où n est l'indice du quartz ($n = 1,474$).

Grâce à l'orthogonalité et à la qualité de la surface des barres, cet angle est conservé au cours de la propagation des photons. À l'extrémité des barres, à l'arrière de BaBar, se trouve une coque de section circulaire de révolution autour de l'axe des z tapissée de photo-multiplicateurs qui permet de déterminer l'angle Cerenkov des photons. À l'avant du détecteur, des miroirs sont placés en bout de barre pour réfléchir la lumière.

L'asymétrie des événements est un avantage pour le DIRC car la distribution des traces est piquée vers l'avant. La particule traverse donc une plus grande épaisseur de quartz que si les traces étaient à incidence normale et il y a plus de lumière Cerenkov engendrée et piégée dans les barres.

L'équation 1.49 montre que l'angle Cerenkov ne dépend que de β (la vitesse), donc que de l'impulsion et de l'énergie de la particule :

$$\beta = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (1.50)$$

Connaissant l'impulsion d'une particule grâce à la chambre à dérives, son angle Cerenkov permet d'avoir accès à sa masse. Le DIRC permet d'identifier ainsi les kaons et les pions, mais aussi les protons, les muons et les électrons.

Les barres de quartz ont une épaisseur, une largeur et une longueur respectivement de 1,7, 3,5 et 490 cm. Pour des raisons de technique de construction, elles sont en fait réalisées à partir de quatre barres collées. Il y a en tout 144 grandes barres réparties autour de la chambre à dérives en formant un polygone à douze côtés. Chacun de ces côtés est fait d'une boîte contenant 12 barres. Cette disposition maximise la couverture azimutale et limite les effets de bord. La couverture azimutale est de 93%. La perte sur cette couverture est due aux espaces entre les boîtes sur les douze arêtes du polygone.

Le DIRC a un rayon interne de 81 cm et avec le champ magnétique de BaBar de 1,5 T, seules les particules ayant une impulsion transverse supérieure à 250 MeV/c peuvent l'atteindre (pour

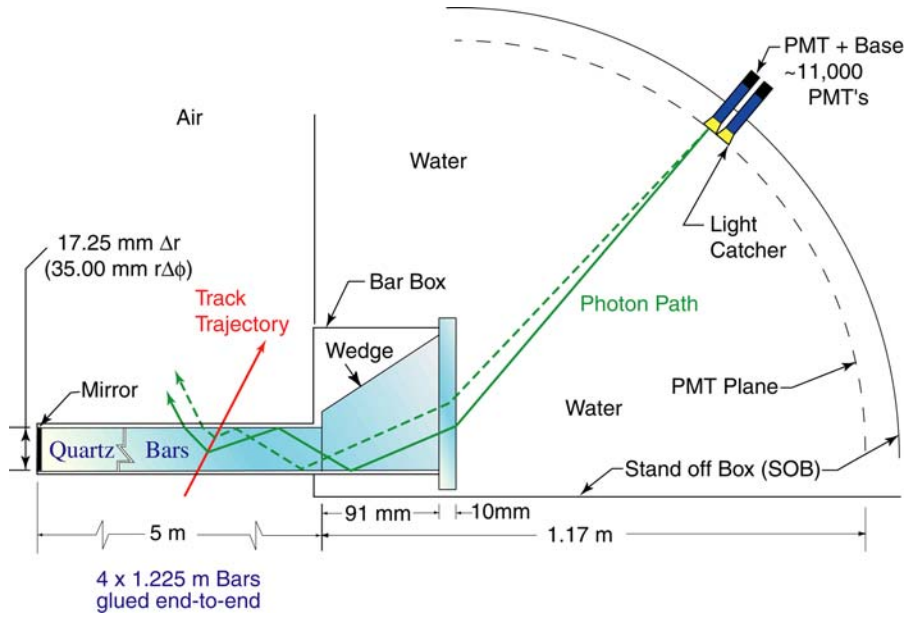


Figure 1.13: Le principe du DIRC. Les photons se propagent dans la barre de quartz avant de passer dans l'eau par l'intermédiaire d'un prisme (signalé par wedge sur la figure) qui réfléchit les photons dirigés vers le bas ainsi que certains photons dirigés vers le haut. Ils traversent ensuite la zone d'expansion (appelée le "Stand off box") avant d'être détectés par des photo-multiplicateurs. Des réflecteurs (les "light catchers") sont posés sur ces photo-multiplicateurs afin de limiter les pertes de photons. Sur cette figure, la direction des z positifs est de droite à gauche. En effet, la zone d'expansion est située à l'arrière du détecteur dans la direction des z négatifs.

celle partant du point d'interaction). L'acceptance en angle polaire est comprise entre $25,5^\circ$ et 147° .

Le détecteur de lumière Cerenkov situé sur la face arrière de BaBar est principalement constitué d'un grand volume d'eau (6 m^3) appelé la zone d'expansion. La proximité des indices de réfraction du quartz et de l'eau évite les réflexions de lumière à l'interface quartz/eau.

Le cône de lumière Cerenkov est détecté par des photo-multiplicateurs situés la coque de section circulaire située à environ 1,2 m de l'extrémité des barres de quartz. Sur cette surface sont disposés 10752 photo-multiplicateurs d'un diamètre de 2,5 cm. Un blindage magnétique protège la zone d'expansion du champ magnétique de BaBar pour que celui-ci n'affecte pas les photo-multiplicateurs.

Le DIRC présente l'avantage de n'occuper radialement que 8 cm. Il permet ainsi à la chambre de couvrir un grand volume, tout en n'imposant pas un grand rayon au calorimètre, ce qui en aurait sensiblement augmenté le coût. L'épaisseur totale de matière représentée par le DIRC et traversé par les particules est d'environ 19% de la longueur de radiation à incidence normale. Enfin c'est un détecteur robuste et résistant aux radiations. En effet, les barres sont en quartz artificiel, plus résistant aux radiations que le quartz naturel.

Une vue d'ensemble du détecteur avec différents éléments est représentée figure 1.14.

La résolution du DIRC sur l'angle Cerenkov est de 2.8 mrad (voir figure 1.15). La figure 1.16 montre l'angle Cerenkov de kaons issus de désintégrations de D^* en $D^0\pi$, le D^0 se désintégrant en $K\pi$. L'angle Cerenkov permet une bonne séparation $K\pi$ (jusqu'à environ 2.5σ pour une impulsion extrême de $4 \text{ GeV}/c$). Lors de la reconstruction d'un D^0 en $K\pi$, l'identification du K

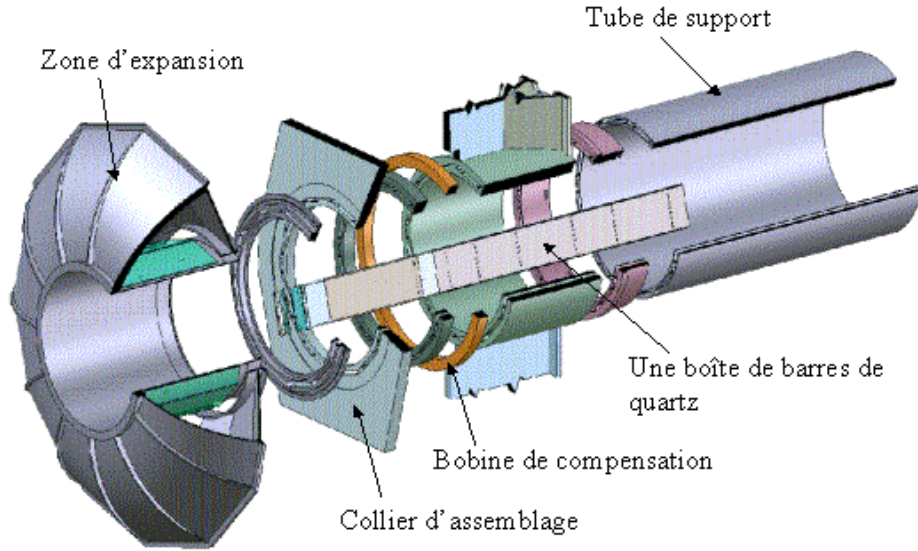


Figure 1.14: *Vue décomposée des éléments du DIRC de BaBar.*

permet de réduire le bruit de fond d'un facteur 5 et l'efficacité moyenne de l'identification sur les kaons est de 80% si la particule est dans l'acceptance géométrique du DIRC. Une étude de l'efficacité d'identification des K est faite chapitre 8 dans le cadre de la mesure du rapport d'embranchement du B^0 en K chargé.

Le DIRC fournit aussi une identification des particules avec le mode veto : il est possible d'identifier les particules dont l'impulsion est inférieure au seuil d'émission Cerenkov. Dans le cas d'une discrimination K/ π par exemple, si le nombre de photons mesurés est nul et que l'impulsion de la particule est supérieure à 140 MeV/c, il est possible d'en déduire qu'il s'agit d'un kaon.

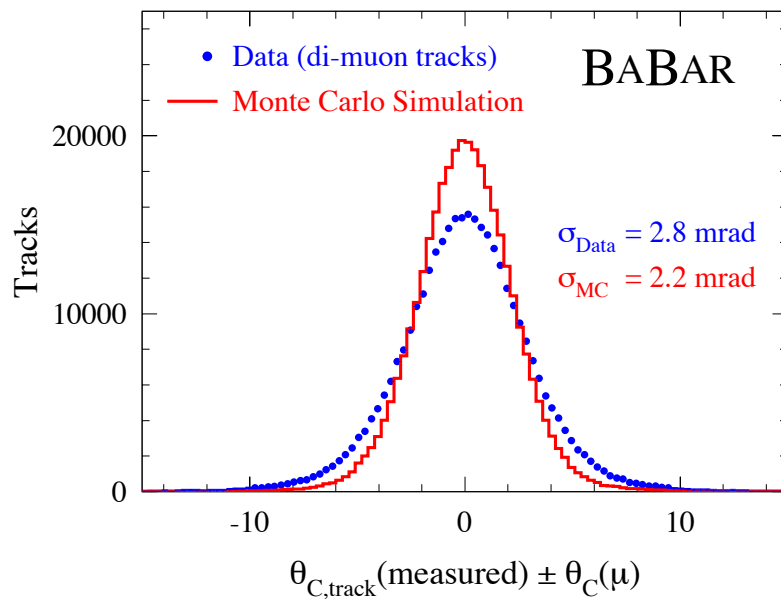


Figure 1.15: *La résolution sur l'angle Cerenkov du DIRC.*

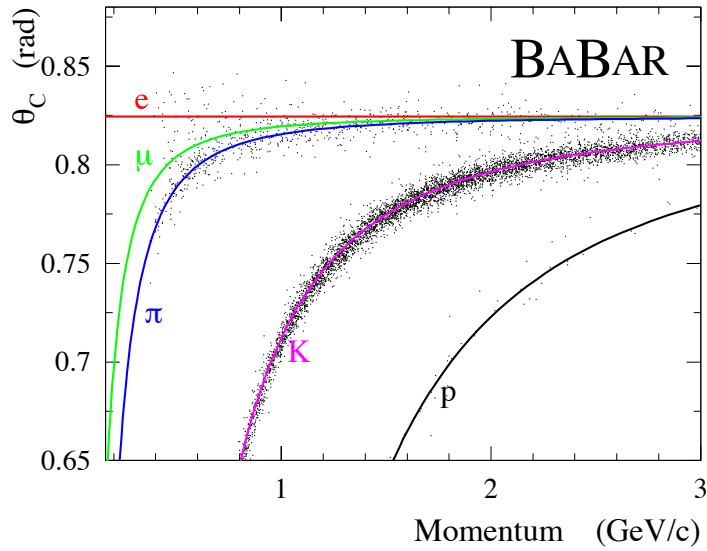


Figure 1.16: *Angle Cerenkov en fonction de l'impulsion de kaons issus de désintégrations de D^* en $D^0\pi$, le D^0 se désintégrant en $K\pi$. Les points représentent les données tandis que les lignes sont les courbes théoriques calculées avec l'équation 1.50.*

Le DIRC ne risque pas d'être endommagé par des radiations dues au bruit de fond machine. Par contre, un taux d'occupation supérieur à 200 kHz par photo-multiplicateur induit un temps mort important dans l'acquisition des données. Un changement des convertisseurs temporel-digital (TDC) est prévu fin 2002.

1.2.4 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique de BaBar (EMC) doit permettre de reconstruire les pions neutres avec une bonne efficacité et avec la meilleure résolution en masse possible.

Il permet aussi de détecter les électrons, utilisés pour l'étiquetage et qui sont présents dans beaucoup d'états finaux de la désintégration des mésons B. Les électrons sont totalement absorbés dans le calorimètre. La mesure de leur impulsion par la chambre et celle de leur énergie par l'EMC permet de les identifier.

Le calorimètre est aussi utilisé par le système de déclenchement.

Le calorimètre est un détecteur cylindrique, asymétrique par rapport au point d'interaction. Situé entre le DIRC et le solénoïde, ses rayons interne et externe sont respectivement 91 et 136 cm. Il est composé de deux parties : la partie cylindrique proprement dite (appelée le tonneau) et une partie (appelée le bouchon) couvrant l'avant du détecteur pour maximiser l'acceptance géométrique. L'acceptance en angle polaire du détecteur s'étend de $15,8^\circ$ à $140,8^\circ$ dans le référentiel du laboratoire.

La figure 1.17 donne une représentation du calorimètre. Il est constitué de 6580 cristaux d'iodure de césium dopés au thallium (CsI(Tl)) disposés dans une géométrie projective. Dans le tonneau, les cristaux sont disposés par rangées azimutales : il y a 120 rangées, chacune contenant 48 cristaux répartis selon l'angle polaire θ . Dans la partie avant, il y a 8 cristaux en θ et le nombre de rangées azimutales varie entre 80 et 120 selon le rayon.

Pour éviter l'inefficacité due aux espaces entre les cristaux, ceux-ci sont disposés de façon légèrement non-projective en θ . L'angle de dépointage des cristaux varie entre 15 et 45 mrad selon leur position polaire. Par contre, en ϕ , les cristaux sont projectifs et le coût en photons est d'environ 2,5%.

Les cristaux sont de forme trapézoïdale et la dimension de leur face avant varie, selon leur

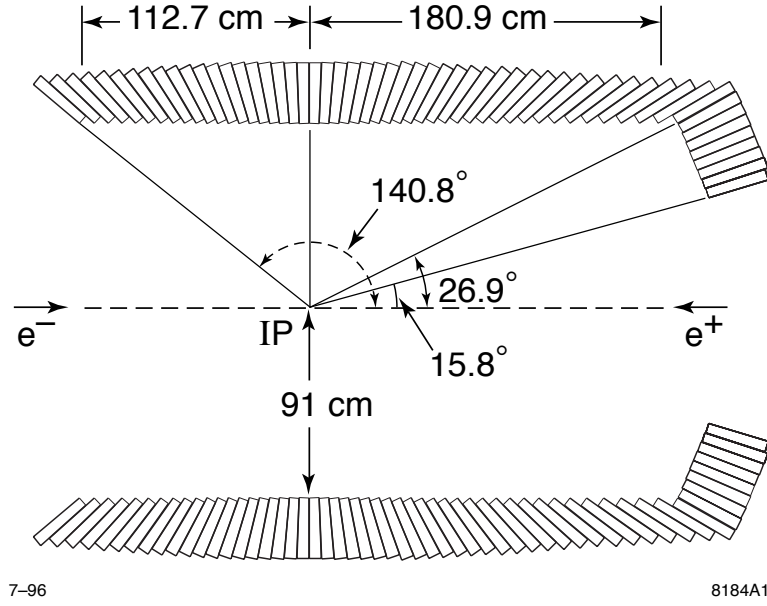


Figure 1.17: *Le calorimètre électromagnétique de BaBar.*

position en θ , entre $47 \times 47 \text{ mm}^2$ et $60 \times 60 \text{ mm}^2$. Leur longueur est de $16,1X_0$ (ou $29,76 \text{ cm}$) pour ceux disposés au centre du tonneau et elle augmente jusqu'à $17,6X_0$ ($32,55 \text{ cm}$) pour ceux qui sont aux extrémités du tonneau et sur la face avant. Les cristaux sont regroupés en modules entourés de composite de fibre de carbone.

À l'arrière de chaque cristal sont collées deux photo-diodes (d'une surface de $10 \times 20 \text{ mm}^2$ chacune) et l'espace qui n'est pas occupé est recouvert de réflecteurs en plastique blanc.

La calibration est effectuée à l'aide d'une source radioactive liquide circulant devant les cristaux, ainsi qu'avec un système de génération de signaux lumineux sur l'arrière des cristaux. Des événements enregistrés en mode collisions complètent ce dispositif. Ces événements sont ceux qui ont deux corps dans l'état final, tels que les événements Bhabha, ou les paires $\mu^+\mu^-$, $\gamma\gamma$...

Les objectifs fixés pour la résolution sur l'énergie et sur l'angle des photons avec pour une particule ayant un angle incident de 90° sont :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus 1.2\% \quad (1.51)$$

$$\sigma_{\theta,\phi} = \frac{3 \text{ mrad}}{\sqrt[2]{E(\text{GeV})}} \oplus 2 \text{ mrad} \quad (1.52)$$

$$(1.53)$$

Actuellement, la résolution en $\sigma_{\theta,\phi}$ a atteint les objectifs fixés et la résolution $\frac{\sigma_E}{E}$ est de :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(1.33 \pm 0.16)\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus (2.1 \pm 0.06) \% \quad (1.54)$$

La quantité de matière avant le calorimètre est d'environ 25% de longueur de radiation. Elle affecte principalement l'efficacité de détection. L'efficacité de reconstruction est totalement do-

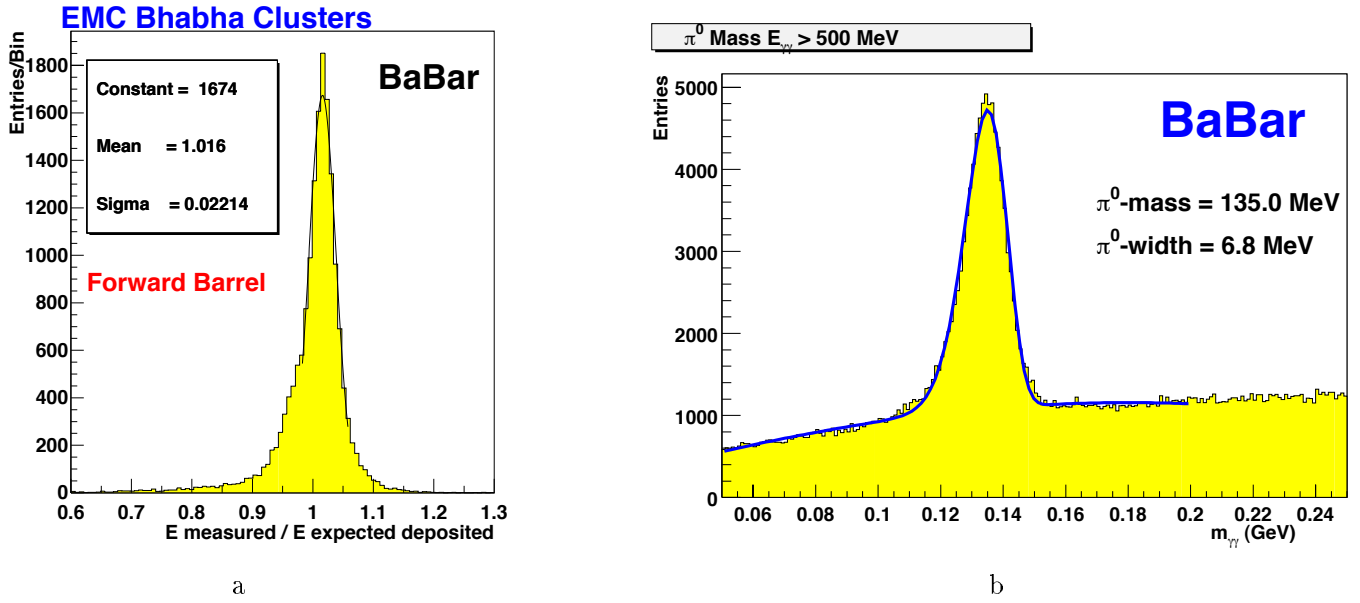


Figure 1.18: Les performances de l'EMC. La figure (a) représente la résolution en énergie pour électrons des événements Bhabha. La figure (b) montre une masse invariante de π^0 reconstruite grâce à l'EMC. Les pions reconstruits ici ont une énergie supérieure ou égale à 500 MeV et les photons utilisés pour les reconstruire ont une énergie minimale de 100 MeV.

minée par cette matière puisque les cristaux ont une efficacité proche de 100%. La reconstruction se fait pour des photons ayant une énergie minimale d'environ 10-20 MeV/c². La figure 1.18a montre que la résolution actuelle sur l'énergie des électrons, obtenue par reconstruction des événements Bhabha est de 2% ce qui est en accord avec les objectifs. Les pions neutres sont reconstruits avec une résolution de 5% (voir figure 1.18b).

L'efficacité de séparation électron/pion est supérieure à 90%.

À basse énergie, le bruit de fond électronique et celui engendré par PEP-II sont susceptibles d'être élevés. Ils dégradent l'efficacité dans la mesure où ils obligent à remonter le seuil de déclenchement pour chaque cristal. Au démarrage de BaBar, ce seuil était très haut (jusqu'à 5 MeV) mais il est actuellement à 0,8 MeV. La valeur nominale est de 0,5 MeV. Une autre conséquence du bruit de fond sont les gerbes "étrangères" à l'événement physique qui sont reconstruites dans le calorimètre.

Les cristaux peuvent être dégradés par les radiations dues au bruit de fond de PEP-II. Les sources de ces radiations sont les gerbes de photons de basse énergie (environ 1 MeV/c²). La résolution en énergie est affectée par ces radiations car les cristaux perdent leur uniformité spatiale. Le calorimètre est prévu pour résister à 1,5 krad [16] [22] par an et sa limite de tolérance est de 100 krad.

1.2.5 L'aimant

L'aimant supra-conducteur de BaBar [20] est de conception classique. Son rôle est de maintenir un champ de 1,5 T, avec 2% de précision, dans le détecteur afin d'y effectuer une reconstruction précise des traces chargées. C'est une bobine supra-conductrice faite de câbles de NbTi incrustés dans une structure en aluminium très pur. Le courant qui circule dans l'aimant est

d'environ 7000 A. Celui-ci est refroidi par de l'hélium liquide à 4,5 K. Les rayons interne et externe de l'aimant sont respectivement 140 cm et 173 cm.

1.2.6 Le détecteur de muons et de hadrons neutres

La structure de ce détecteur sert pour le retour des lignes de champ magnétique c'est pourquoi il est appelé le *Retour de Flux Instrumenté* (IFR). Ce détecteur [13] [21] est utilisé pour l'identification des muons et des hadrons neutres notamment les K_L^0 .

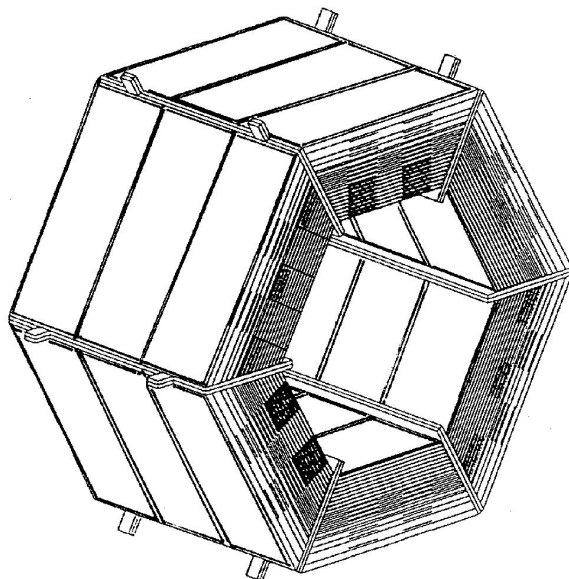


Figure 1.19: *La partie centrale de l'IFR.*

C'est un détecteur constitué d'une grande structure en fer segmentée et instrumentée avec des compteurs à plaque résistive (*RPC*) décrits ci-dessous. Les rayons interne et externe du détecteur sont respectivement 1,78 m et 3,01 m. Il est composé d'une partie hexagonale droite (le tonneau) et de deux bouchons hexagonaux à l'avant et à l'arrière (voir figure 1.19). L'acceptance en angle polaire du détecteur est comprise entre $17,2^\circ$ et $157,1^\circ$. La partie efficace du détecteur a une épaisseur de 65 cm dans le tonneau et de 60 cm dans les bouchons.

Le détecteur est segmenté en 18 plaques de fer dans lesquelles sont insérés des détecteurs actifs : les *RPC* [21]. L'épaisseur des plaques de fer varie entre 2 cm et 5 cm. Elle croît avec le rayon du détecteur. Ceci augmente l'efficacité d'identification des hadrons neutres de basse impulsion. Il y a 21 couches de détecteurs *RPC* : une entre le calorimètre et l'aimant, une entre l'aimant et le fer, 17 entre les plaques de fer et une à l'extérieur de la structure de fer. La surface couverte par ces détecteurs est de 1000 m².

Les *RPC*, organisés en modules, sont remplis de gaz : une majorité d'argon et de fréon 134A et un peu d'isobutane. La taille des modules est de 125 cm de large et de 181 à 320 cm de long en fonction de leur position radiale.

Dans les *RPC*, le gaz est encadré par deux électrodes qui créent une différence de potentiel de 8 kV dans le module. Une particule traversant le gaz crée, sous l'effet de ce champ, un signal électrique qui est recueilli sur des pistes en aluminium situées à l'extérieur des modules.

D'après des tests sur prototypes, les espaces inactifs font perdre 3% d'efficacité au détecteur. Actuellement il semble que l'inefficacité du détecteur soit plutôt de l'ordre de 10%. Ceci est dû au fait que certains RPC, ne sont pas soumis (pour diverses raisons techniques) à la haute tension de 8 kV, optimale pour une bonne efficacité.

L'IFR est un détecteur de parcours, c'est à dire que la trajectoire des particules y est reconstituée et comparée à ce qui serait attendu selon des hypothèses sur la nature de la particule. Les muons sont identifiés de manière certaine s'ils traversent toutes les couches du détecteur. Les muons de basse impulsion (inférieure à 1,5 GeV/c environ), sont identifiés grâce aux ionisations dans le fer. Le détecteur peut effectuer une séparation pions/muons grâce à des variables discriminantes (comme par exemple la profondeur de pénétration des particules dans le détecteur). Les K_L^0 sont identifiés par l'étude du nombre de RPC qu'ils peuvent traverser, par la forme transverse de la gerbe qu'ils font dans le détecteur et par les gerbes qu'ils font éventuellement dans le calorimètre. En effet, ce n'est que dans un tiers des cas que les K_L^0 n'interagissent que dans le fer de l'IFR et que ce détecteur est le seul impliqué dans leur détection. La résolution spatiale attendue est d'environ 1 cm.

Ce détecteur robuste est résistant aux radiations. Le bruit de fond de l'accélérateur peut cependant l'affecter si une particule venant du tunnel engendre un signal dans une des dernières couches du détecteur. En effet, ce signal peut alors être associé à une trace hadronique qui risque d'être identifiée comme un muon.

1.2.7 Le système de déclenchement

Le but du système de déclenchement [13] [23] est de sélectionner les événements de physique en rejetant les événements de bruit de fond. Ce système doit être très efficace pour ne pas perdre d'événements rares comme les désintégrations des B en états propres de CP, tout en permettant de rejeter les événements de bruit de fond. La mesure de son efficacité doit en outre pouvoir être effectuée pour évaluer ses performances par rapport à ces deux contraintes. C'est un système qui doit aussi être suffisamment flexible pour être adapté aux événements recherchés : outre les événements de physique du B, ceux-ci peuvent être des réactions Bhabha, des événements permettant d'étudier la physique du τ ...

Le système de BaBar comporte deux niveaux (destinés à optimiser les temps morts) appelés L1 et L3. Le niveau 1, qui intervient en temps réel au moment de la prise de données, ne peut pas accepter plus de 2 kHz d'événements. Le niveau 3, qui fait partie du système de reconstruction en ligne, fait une deuxième sélection parmi les événements déjà acceptés par le niveau 1. Le nombre d'événements sélectionnés par le L3 et stockés ne peut excéder 100 Hz.

Le niveau 1 utilise principalement les informations fournies par la chambre à dérive, le calorimètre. L'IFR est aussi relié au niveau 1 mais il n'est pas utilisé pour tous les processus de physique. Il y a un déclenchement sur les particules neutres (relié au calorimètre) et un sur les particules chargées (relié à la chambre à dérive). Le L1 peut sélectionner des événements en utilisant un seul des deux déclencheurs ou les deux. Dans ce cas, il tente de faire coïncider spatialement les amas du calorimètre et les traces de la chambre [23]. En utilisant les résultats de ce test, et en fonction de la configuration flexible dans laquelle il est programmé, il sélectionne ou pas les événements.

Les événements retenus par le L1 sont ensuite triés, lors de la reconstruction en ligne, par

le L3 qui doit n'en garder que 100 Hz. Ce chiffre est celui prévu pour des conditions de fonctionnement nominales. Les traces et les amas trouvés par le L1 sont utilisés comme entrées [23] dans des programmes de reconstruction de la chambre et du calorimètre et les événements bruit de fond sont rejetés.

L'efficacité du système de déclenchement sur les événements $B\bar{B}$ est de 99,7% ce qui est conforme aux attentes. Pour les événements $\tau^+\tau^-$ et $\mu^+\mu^-$, elle est respectivement de 84% et 93% (les objectifs sont supérieurs à 90%).

Le L1 est sensible au bruit de fond du collisionneur. Le bruit de fond maximum qu'il peut tolérer venant de PEP-II, n'est que 10 fois supérieur au bruit de fond prévu pour un fonctionnement avec les paramètres nominaux. Dans la partie II, il sera montré que le bruit de fond de PEP-II est beaucoup plus élevé que prévu et des coupures (telles qu'une augmentation de l'énergie minimale déposée dans le calorimètre ou un accroissement du nombre minimal de traces chargées nécessaire pour le déclenchement), ont été ajoutées dans les algorithmes du L1 pour réduire le taux d'événements sélectionnés. D'autre part, des modifications du niveau 1 sont prévues courant 2001 afin que celui-ci puisse utiliser la coordonnée z des traces. Actuellement, le déclenchement se fait essentiellement avec des informations sur la coordonnée ϕ . Le fait d'avoir accès à l'information en z devrait permettre de mieux rejeter les événements de bruit de fond.

1.2.8 Le système d'acquisition

Le système d'acquisition de BaBar [13] utilise des modules de lecture (ROM) reliés à l'électronique de chaque sous-détecteur. Ces modules sont organisés par groupes, chaque groupe contenant un module principal. Celui-ci reconstruit des bribes d'événements à partir des informations délivrées par les autres modules du groupe reliés à l'électronique des sous-détecteurs. L'événement est reconstruit avec le système de reconstruction en ligne (une "ferme" de stations UNIX) à partir des fragments envoyés par les modules principaux. Cette reconstruction s'effectue en appliquant les algorithmes du niveau 3 du système de déclenchement. Les événements qui passent la sélection du L3 sont stockés sur des disques. Une surveillance de la qualité des données est effectuée en permanence durant la prise de donnée par un opérateur.

1.2.9 Conclusion

Le détecteur BaBar a commencé à prendre des données en mai 1999 et il est complet depuis octobre 1999 (les dernières boîtes de barres du DIRC ont été installées à cette époque). Actuellement, un an et demi après ce démarrage, les performances de la plupart des sous-détecteurs ont atteint, voire dépassé, ce qui avait été prévu lors de la conception de BaBar.

Les sous-détecteurs tiennent donc leurs promesses (y compris le nouveau détecteur Cerenkov DIRC) et les données prises avec BaBar ont permis de présenter durant l'été 2000 une mesure préliminaire de $\sin 2\beta$ [11] ainsi que de nombreuses mesures liées aux caractéristiques des mésons B ([24], [25]...).

Bibliographie

- [1] The BaBar Physics Book.
Physics at an asymmetric B Factory
P.F. Harrison and H.R. Quinn Editors (1998).
- [2] F. Halzen et A.D. Martin
**Quark and Leptons :
An Introductory Course in Modern Particle Physics**
Wiley Editeur.
- [3] T. Cheng et L. Li
Gauge theory of elementary particle physics
Oxford science publication.
- [4] R. Aleksan
CP Violation
Cours de l'école de GIF (1991).
- [5] C. S. Wu *et al.*
Experimental test of parity conservation in Beta decay
Phys. Rev. 105,1413 (1957)
- [6] J. H. Christenson *et al.*
Evidence of the 2π decay of the K_2^0 meson
Phys. Rev. Lett. 13,138 (1964)
- [7] L. Chau *et al.*
Comments on the parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix
Phys. Rev. Lett. 53,1802 (1984)
- [8] L. Wolfenstein
Phys. Rev. Lett. 55, 1945 (1983)
- [9] The Particle Data Group
Review of Particle Physics
The European Physical Journal C.
Volume 3. (1998)
- [10] Y. Nir
CP violation in and beyond the Standard Model
Cours de l'École d'été de SLAC. (Juillet 2000)
<http://www.slac.stanford.edu/gen/meeting/ssi/1999/>
- [11] B. Aubert *et al.*
A study of time dependent CP violating asymmetries in $B^0 \rightarrow J\Psi K_s^0$ and $B^0 \rightarrow \Psi(2S) K_s^0$ decays
Présentation faite à la :
30th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 2000)
Osaka, Japan (2000)
hep-ex/0008048

- [12] J. Charles *et al.*
 $B_d^0(t) \rightarrow DPP$ time dependant Dalitz plots, CP-violating angles 2β , $2\beta + \gamma$, and discrete ambiguities
 Phys. Lett. B425,375 (1998), Erratum-ibid.B433,441 (1998)
- [13] The BaBar Collaboration.
The first year of the BaBar experiment at PEP-II
 SLAC-PUB-8539 (Juillet 2000).
- [14] C. Bozzi *et al.*
The BABAR silicon vertex tracker
 Nucl.Instrum.Meth.A435,25 (1999), Nucl.Instrum.Meth.A453,78 (2000)
- [15] The BaBar Collaboration.
The Babar experiment and its silicon vertex tracker
 Nucl.Instrum.Meth.A386,52 (1997)
- [16] D. Boutigny *et al.* (The BaBar Collaboration).
Technical design report for the BaBar detector (March 1995)
- [17] The BaBar Collaboration.
DIRC: a particle identification system for BABAR
 Nucl.Instrum.Meth.A446,310 (2000)
- [18] The BaBar Collaboration.
The DIRC detector at BABAR
 Nucl.Instrum.Meth.A433,121 (1999)
- [19] G. Manzin
The BABAR CSI(TL) calorimeter
 Nucl.Phys.Proc.Suppl.78, (1999)
- [20] R. A. Bell *et al.*
The BABAR superconducting coil: design, construction and test
 Nucl.Phys.Proc.Suppl.78,559 (1999)
- [21] N. Cavallo
Preliminary design of the BABAR detector for muons and neutral hadrons at PEP II
 Note de conférence du 3^e workshop international sur
3rd international workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors (RPC 95)
 Pavia, Italy (1995)
- [22] T. L. Geld
Backgrounds in BaBar
 Communication orale.
 Réunion de la collaboration BaBar en octobre 1998.
- [23] **The BaBar Trigger System**
 Poster présenté à la conférence Lepton-Photon 1999.
- [24] B. Aubert *et al.*
A measurement of the charged and neutral B meson life-times using fully reconstructed decays
 Présentation faite à la :
30th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 2000)
 Osaka, Japan (2000)
 hep-ex/0008060

- [25] B. Aubert *et al.*
Measurement of branching fractions for two body charmless B decays to charged pions and kaons at BaBar
Présentation faite à la :
30th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 2000)
Osaka, Japan (2000)
hep-ex/0008057

Chapitre 2

Le collisionneur PEP-II

Le collisionneur PEP-II a été construit au Stanford Linear Accelerator Center (*SLAC*) pour l'expérience BaBar en utilisant les infrastructures du tunnel de PEP. C'est une "usine à B", spécialement conçue pour étudier la violation de CP dans le système des mésons beaux.

Ce chapitre comporte une description générale de la machine (section 2.1) ainsi qu'une présentation du bruit de fond qu'elle engendre (section 2.2). En effet, la réduction du bruit de fond constitue l'un des principaux défis que doivent relever les collisionneurs de haute luminosité. Il a donc été décidé d'effectuer le démarrage du collisionneur PEP-II avant celui du détecteur, et de consacrer la majeure partie de cette mise en service à l'étude du bruit de fond machine. La description des moyens utilisés pour assurer cette mise en service de PEP-II est donnée section 2.3.

2.1 Description du collisionneur

2.1.1 Les paramètres de PEP-II

Afin de mesurer la violation de CP dans le système des mésons B avec BaBar (voir section 1.1), il fallait un collisionneur qui puisse :

- Produire des mésons B en très grande quantité. En effet, les rapports d'embranchement du B dans les canaux qui permettent de mesurer les paramètres du triangle d'unitarité sont faibles (de l'ordre de 10^{-5}).
- Permettre la mesure de la différence de temps de vol entre le B et le $\bar{B}$ produits.

Le collisionneur PEP-II a été conçu pour répondre à ces exigences [1]. C'est un collisionneur électrons-positrons qui produit la résonance $\Upsilon(4S)$ avec une luminosité nominale de $3.10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}$. À la résonance $\Upsilon(4S)$, les sections efficaces de production des états $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ valent respectivement 1,05 nb et 1,3 nb.

Dans le centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$, les mésons B et $\bar{B}$ sont produits quasiment au repos. Il est donc impossible de mesurer leurs longueurs de vol dans ce référentiel. Afin de pouvoir effectuer une mesure de la violation de CP, il faut pouvoir mesurer la différence de temps de vol entre les deux mésons, et donc ne pas produire la résonance $\Upsilon(4S)$ au repos. Lorsqu'elle se désintègre, les deux mésons produits ont ainsi une impulsion non nulle dans le repère du laboratoire et leurs longueurs de vol deviennent mesurables.

Pour produire la résonance $\Upsilon(4S)$ en mouvement, les faisceaux de PEP-II sont asymétriques : les énergies des faisceaux d'électrons et de positrons sont respectivement de $9 \text{ GeV}/c^2$ et $3,1 \text{ GeV}/c^2$. L'énergie disponible dans le centre de masse est égale à la masse de la résonance c'est à dire

10,58 GeV/c².

Les faisceaux étant asymétriques, ils circulent dans deux anneaux différents. Les électrons circulent dans l'ancien anneau de PEP, maintenant appelé anneau de haute énergie (ou *HER*), tandis que les positrons circulent dans l'anneau de basse énergie (ou *LER*) qui a été construit pour l'expérience BaBar. La circonférence des deux anneaux est de 2199,32 m.

Sous certaines hypothèses, la luminosité du collisionneur peut être exprimée simplement en fonction de plusieurs paramètres [1] :

$$\mathcal{L} = 2,17 \times 10^{34} \xi (1+r) \left(\frac{I.E}{\beta_y^*} \right)_{(+,-)} (\text{cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}) \quad (2.1)$$

où E représente l'énergie des faisceaux (en GeV) et I leur courant (en A). Le (+, -) du dernier terme du produit signifie que ce terme peut être évalué à partir des paramètres de l'un ou l'autre faisceau. ξ est le paramètre d'interaction faisceau-faisceau maximum. Dans un collisionneur, il est préférable que ce paramètre soit le même pour les deux faisceaux. Il peut s'écrire comme :

$$\xi^+ \propto \frac{I_-}{E_+} \quad (2.2)$$

Le fait que ξ^+ et ξ^- (notés ξ) doivent être égaux motive en partie le choix du rapport des courants. La valeur de ξ à PEP-II est de 0.03. r est un rapport qui caractérise la forme du faisceau au point d'interaction. En effet, la distribution des particules dans le plan transverse peut être modélisée par des gaussiennes de largeur σ^* dans les directions X et Y, et $r = \frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*}$. Pour PEP-II, la valeur de r est de 3%. La fonction β_y^* (en cm) est appelé fonction d'amplitude et elle décrit l'enveloppe du faisceau au point d'interaction (le choix de sa valeur est discuté ci-dessous).

Pour obtenir une haute luminosité, il faut donc des courants (I) importants. La luminosité de PEP-II nécessite des intensités de faisceau extrêmement élevées jamais atteintes dans des collisionneurs électrons-positrons : respectivement 0,75 A et 2,16 A pour les faisceaux d'électrons et de positrons. Actuellement ces valeurs sont atteintes voire dépassées par la machine. La luminosité record atteinte par PEP-II est actuellement de $3.1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}$ ce qui est supérieur au paramètre nominal.

Les valeurs des courants expliquent que le nombre de paquets de particules circulant dans les anneaux soit important : 1658 paquets dans chaque anneau. Un paquet contient $6,0 \times 10^{10}$ positrons dans le *LER* et $2,8 \times 10^{10}$ électrons dans le *HER*. Les paquets sont espacés de 1,26 m et leur longueur est de l'ordre de 10 mm dans les deux anneaux. Le nombre élevé de paquets présente l'avantage d'avoir une charge raisonnable contenue dans chaque paquet. En fait l'ordre de grandeur de ces charges est celui communément utilisé dans les collisionneurs classiques. Le principal inconvénient résultant de ce nombre de paquets est la nécessité de séparer les faisceaux juste après le point d'interaction au coeur du détecteur (ce processus est décrit section 2.1.2.3).

L'équation 2.1 montre qu'un des paramètres spécifiques qui affectent la conception de la région d'interaction est la valeur de la fonction β_y^* au point d'interaction.

Cette fonction représente l'enveloppe (dans la direction verticale Y), du faisceau qui est alternativement focalisé et défocalisé dans les deux directions par des quadripôles. En effet, lorsqu'un quadripôle focalise le faisceau dans une direction, il le défocalise dans l'autre. Les quadripôles focalisants en X puis en Y doivent donc alterner le long de la trajectoire des faisceaux, pour maintenir l'ensemble des particules sur l'orbite du faisceau .

La luminosité étant inversement proportionnelle à cette fonction β_y^* , celle-ci doit avoir une valeur

Paramètres	nominaux		actuels de fonctionnement	
	<i>HER</i>	<i>LER</i>	<i>HER</i>	<i>LER</i>
Type de particule	e^-	e^+	e^-	e^+
Énergie du faisceau (GeV)	9,0	3,1	9,0	3,1
Circonférence (m)	2199,318			
Intensité (A)	0,75	2,16	0.70	1.10
Nombre de paquets	1658	1658	553-829	553-829
Espacement entre les paquets (m)	1,26	1,26		
Longueur d'un paquet (mm)	11	10		
Nombre de particules dans un paquet	$2,8 \times 10^{10}$	$6,0 \times 10^{10}$		
β_y^*/β_x^* (cm/cm)	1,5/50	1,5/50	1,25/50	1,25/50
σ_y^* (μm)	4,7	4,7	5,0	5,0
σ_x^* (μm)	157	157	147	147
Énergie du CM (GeV)	10.58			
Angle de croisement (mrad)	0		< 0.1	
Luminosité ($\text{cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}$)	3×10^{33}		2.5×10^{33}	

Tableau 2.1: *Les principaux paramètres de PEP-II. Les valeurs nominales et les valeurs actuelles de fonctionnement sont données. Ces dernières sont tirées de [2] et [3].*

faible : elle est de 1.5 cm pour les deux faisceaux. Cette valeur impose de placer les derniers éléments chargés de focaliser le faisceau à moins d'un mètre du point de collision, c'est à dire dans le champ magnétique du détecteur.

Au point d'interaction, les deux faisceaux ont la même direction : il n'y a donc pas d'angle de collision. Ce choix conservateur par rapport aux collisionneurs existants rend la séparation des faisceaux après le point d'interaction difficile. Un croisement à angle tel qu'il existe sur l'accélérateur KEK-B permet un espacement entre les paquets plus petits et une région d'interaction plus simple que celle de PEP-II.

Tous les paramètres nominaux [2] et de fonctionnement [3] actuels sont résumés tableau 2.1. La valeur actuelle du nombre de paquets dans les anneaux est inférieure au paramètre nominal. Celui-ci a pourtant été atteint mais il a été déterminé expérimentalement que la luminosité est meilleure quand le nombre de paquets est moins élevé.

2.1.2 Description de PEP-II

2.1.2.1 L'injection dans les anneaux

L'injection dans les anneaux se fait grâce au LINAC, un accélérateur linéaire de 3 km (voir figure 2.1). Les électrons y sont produits et accélérés avant d'être injectés dans l'anneau. Une partie d'entre eux est aussi utilisée pour produire des positrons grâce à une cible située juste avant le point d'injection. Les positrons produits sont renvoyés à l'extrémité du LINAC pour être accélérés dans la section droite avant d'être injectés dans le *LER*.

2.1.2.2 Les anneaux

La figure 2.2 représente la configuration du tunnel PEP. Les sections droites (parfois appelées *straight*) alternent avec les arcs. Ces sections droites abritent en leur milieu les "régions

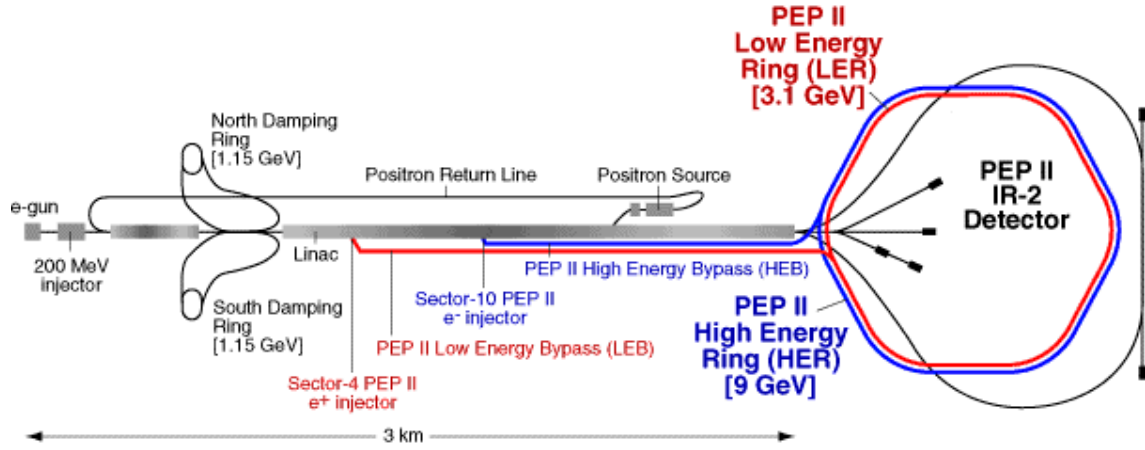


Figure 2.1: Le système d'injection de PEP-II. La figure montre le lieu de production des électrons à l'extrémité du LINAC, la cible servant à produire des positrons avec la ligne de retour de ces positrons, les anneaux d'amortissement (signalés par "damping ring" sur la figure) et les lignes d'injection des électrons et positrons dans PEP-II.

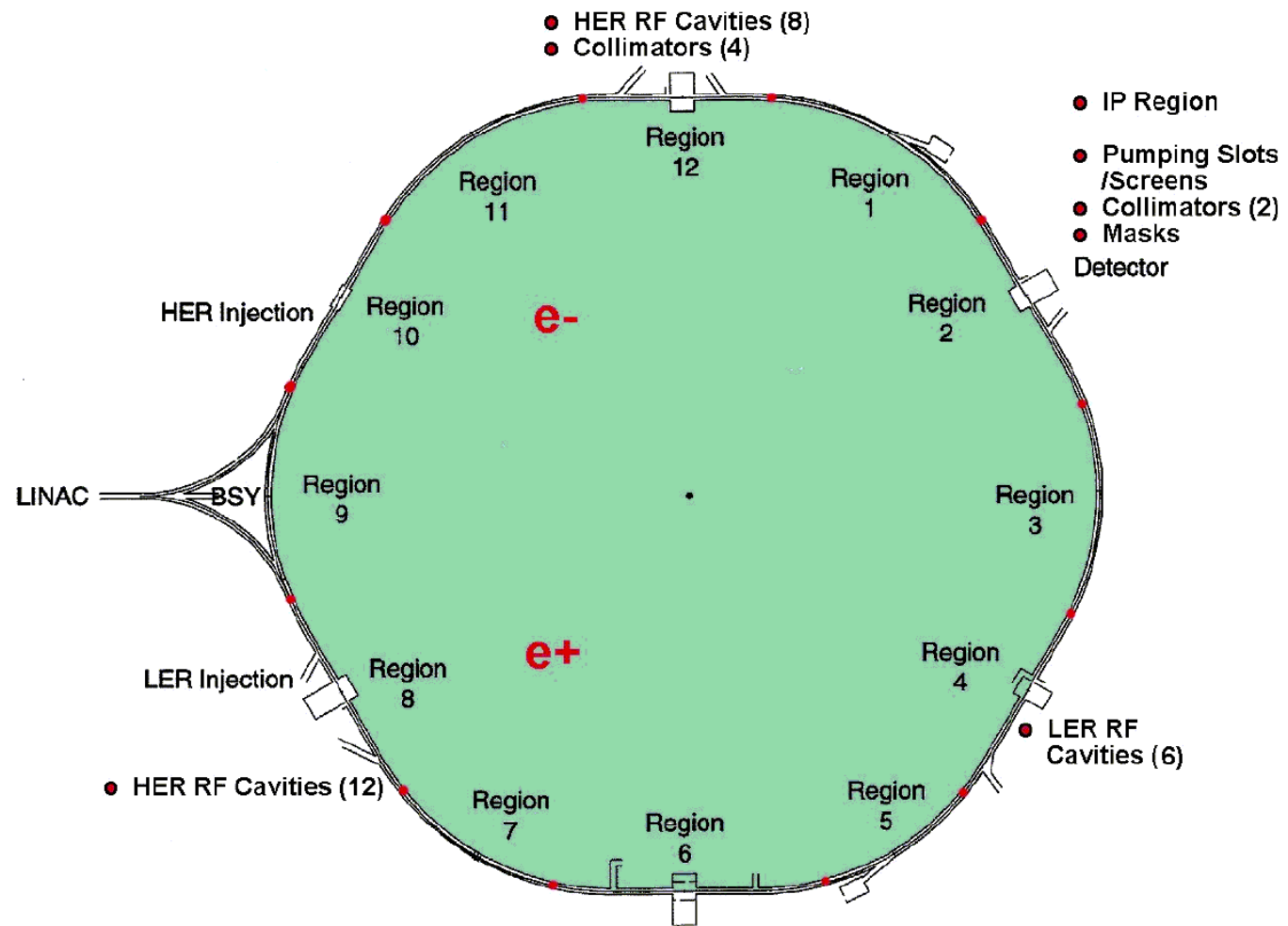


Figure 2.2: Vue générale de PEP-II. BaBar est installé dans la région 2.

d'interactions" (*IR*) qui sont en fait des bâtiments dans lesquels sont installés des éléments du collisionneur et le détecteur lui-même. Les dénominations de ces régions sont historiques et datent du temps de PEP.

Les parties principales du tunnel sont numérotées dans le sens des aiguilles d'une montre en partant de l'Arc 1 (ou région 1). BaBar est installé au point d'interaction des faisceaux dans le hall d'*IR2*. Cette région du collisionneur, qui est en fait la seule région où il y ait interaction, se trouve au milieu de la section droite appelée *Straight 2*. Cette région d'interaction de PEP-II est décrite section 2.1.2.3.

Hors de *straight 2*, dans le tunnel de PEP, les deux anneaux sont positionnés verticalement l'un par rapport à l'autre (le *LER* étant au dessus). Ils ne se rejoignent qu'au point d'interaction (voir figure 2.3).

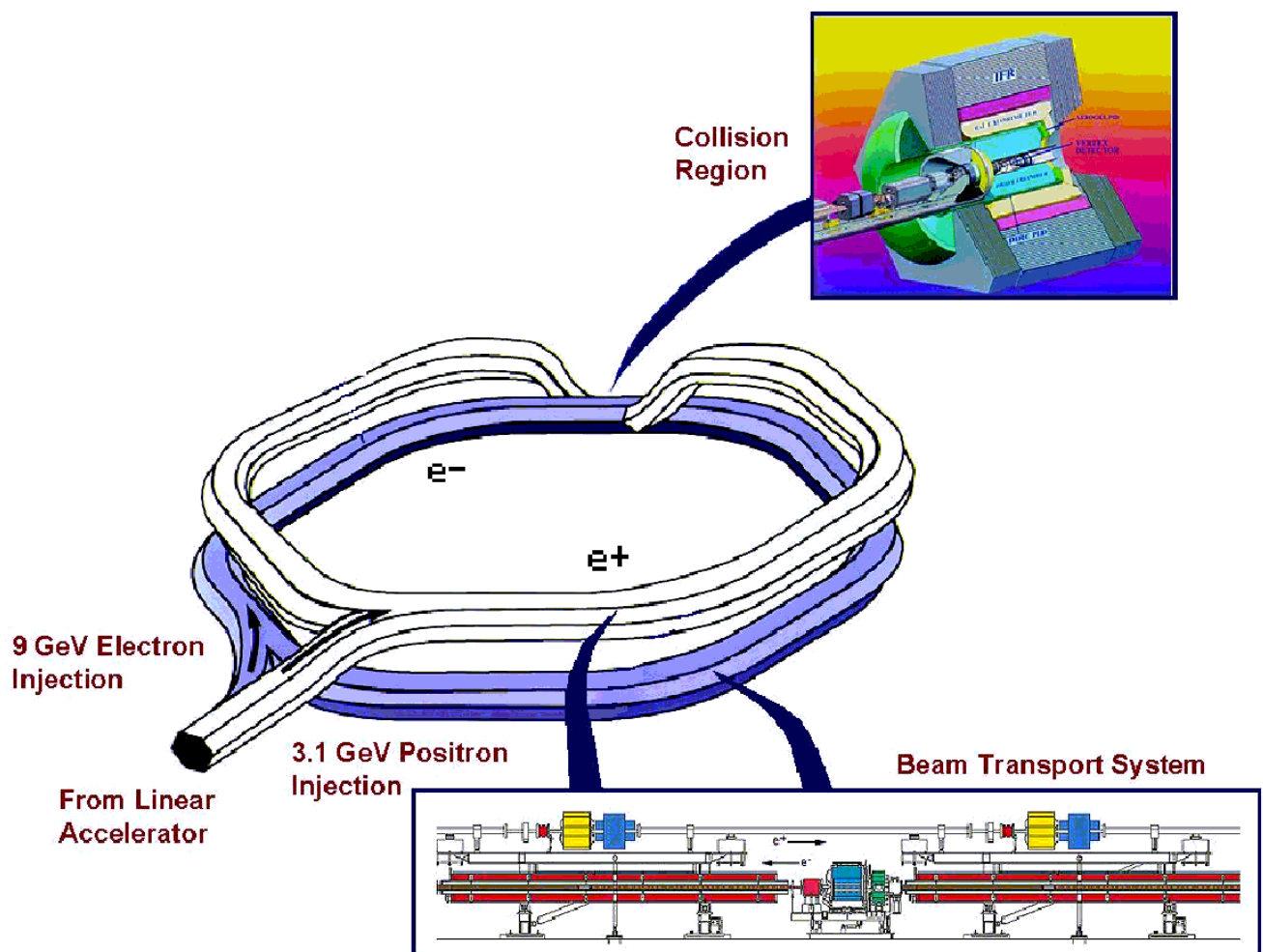


Figure 2.3: *Vue artistique de PEP-II*

Des quadripôles chargés de focaliser et défocaliser les faisceaux ainsi que des correcteurs d'orbites (dipôles et quadripôles) sont disposés sur toute la longueur des anneaux. Les arcs abritent aussi les dipôles chargés de courber les faisceaux. Des sextupôles y ont aussi été installés afin de d'apporter des corrections liées aux variations d'énergie des faisceaux.

Dans les sections droites abritant les régions *IR12* et *IR4*, se trouvent des collimateurs utilisés

respectivement pour les faisceaux d'électrons et de positrons.

Pour compléter la description des anneaux, il convient de citer le système de vide de la machine. Celui-ci est primordial car c'est lui qui détermine le niveau de bruit de fond dans le collisionneur. Il est décrit section 2.1.3.

2.1.2.3 La région d'interaction

La figure 2.4 représente la région d'interaction de PEP-II dans le plan horizontal (plan (X,Z) avec ici une dilatation de l'échelle en X). Les contraintes imposées par la physique sur le collisionneur, sont à l'origine de la conception complexe de cette zone de collision [4].

Une des caractéristiques de cette région est l'installation de certains éléments de PEP-II à l'intérieur de BaBar. En effet, le nombre de paquets dans les anneaux (1658 en configuration nominale), impose un espacement relativement faible entre ces paquets (1,26 m). Ceux-ci se croisent donc avec une fréquence élevée et le premier point de croisement parasite n'est situé qu'à 63 cm du point d'interaction.

Afin d'éviter une collision en ce point, les faisceaux doivent être séparés aussitôt après le point de collision. Cette séparation est effectuée par de puissants dipôles (appelés B1) d'un champ moyen de 0.84 T situés à 20 cm du point d'interaction. Les éléments de la machine sont disposés symétriquement par rapport au point d'interaction. Après le point d'interaction, le faisceau est ainsi remis dans la configuration où il était juste avant la collision.

Il a été déjà mentionné que les faisceaux doivent être fortement focalisés au point d'interaction afin de réduire la valeur de la fonction β_y^* . Cette focalisation est assurée par différents quadripôles disposés sur la trajectoire des faisceaux dans la région d'interaction. Les quadripôles Q1, communs aux deux faisceaux, sont les derniers rencontrés avant le point d'interaction. Ils sont situés juste avant B1 sur la trajectoire des faisceaux : ils commencent à 90 cm du point d'interaction en pénétrant partiellement dans le détecteur. Ces quadripôles focalisent les faisceaux verticalement. Q1 est le second élément du doublet de focalisation finale du *LER* et il participe aussi à la défocalisation du *HER*. Il sert aussi à la séparation des faisceaux.

Les aimants B1 et Q1 (faits d'un matériau magnétique permanent) sont situés dans le champ magnétique de 1.5 T de BaBar, aussi des quadripôles de compensation ont été installés dans cette région (repérés par le label *SK* sur la figure 2.4).

En s'éloignant de BaBar, les quadripôles situés après Q1 servent à focaliser horizontalement le faisceau de positrons. Ces quadripôles sont appelés Q2. La chambre de ces quadripôles est divisée en parties dans lesquelles passent les faisceaux d'électrons et de positrons. Ces deux parties sont séparées par une cloison destinée à isoler électriquement le faisceau d'électrons qui n'est pas soumis aux effets du quadripôle. La cloison est protégée du rayonnement synchrotron par un masque en cuivre refroidi.

À l'extrémité de la région d'interaction se trouvent les paires de quadripôles Q4 et Q5 qui agissent sur le faisceau d'électrons en le focalisant respectivement verticalement et horizontalement. Q4 et Q5 n'ont aucun effet sur les positrons.

La figure 2.4 montre que des masques sont placés devant B1 et Q2. Leur rôle est d'empêcher les photons du rayonnement synchrotron de heurter le tube contenant les faisceaux ou les éléments de la machine de la région d'interaction (voir section 2.2.1) et de protéger le détecteur en empêchant les photons d'y pénétrer s'ils n'ont pas été réfléchis au moins deux fois.

Le fait d'avoir des éléments de PEP-II à l'intérieur de BaBar impose certaines contraintes :

Interaction Region

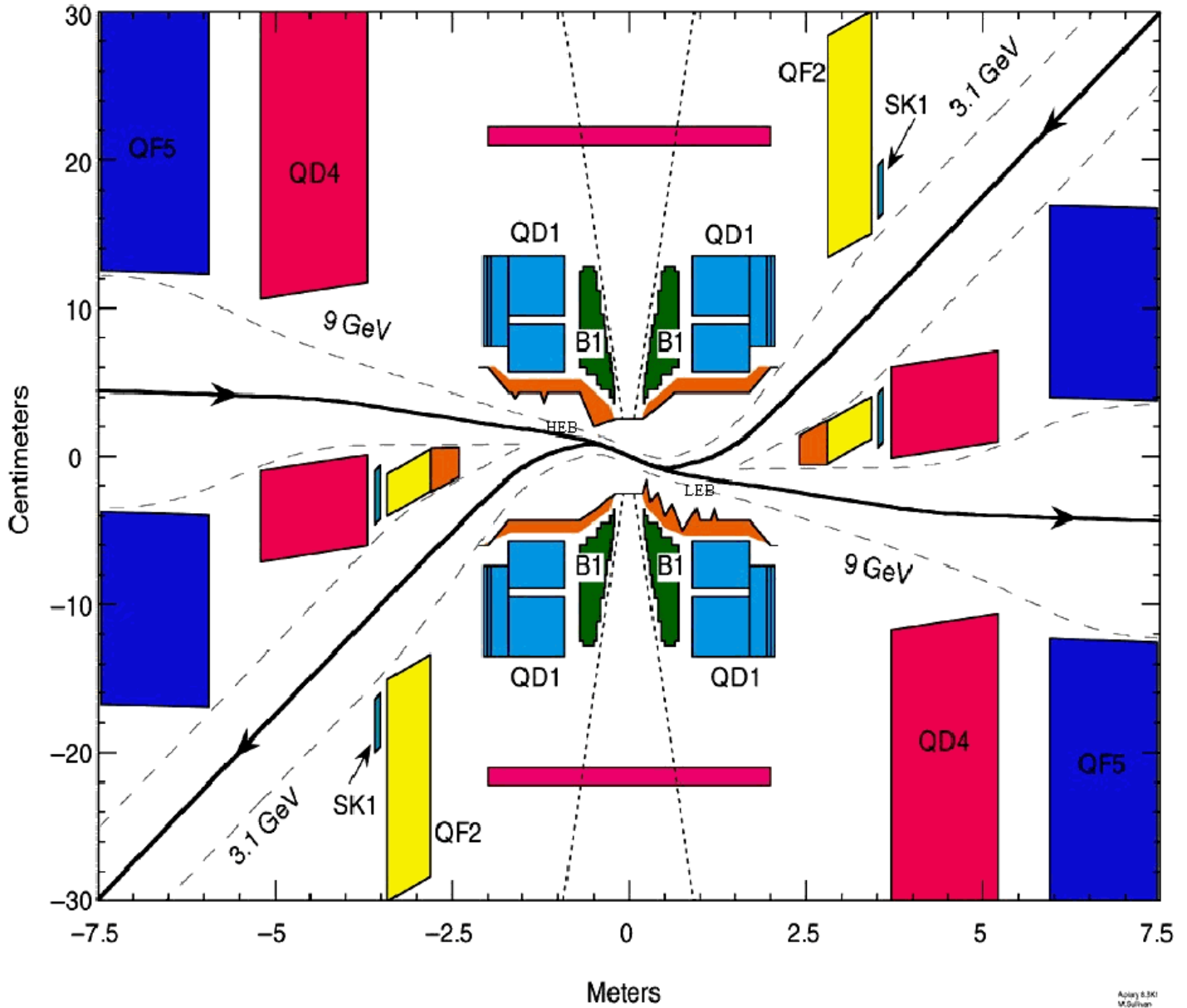


Figure 2.4: Vue dans le plan horizontal (Z,X) de la région d'interaction de PEP-II. L'échelle des ordonnées (X) est 25 fois supérieure à l'échelle des abscisses (Z). L'intérieur des anneaux est dans la direction des x négatifs. Le point d'interaction qui est au centre de BaBar a pour coordonnées $(0,0,0)$. La direction du faisceau d'électrons est celle des z positifs. Les lignes tiretées représentent l'enveloppe dans laquelle le faisceau ne heurte pas d'éléments de la machine. Les bandes colorées horizontales (entre -2 m et $+2$ m en abscisse) situées au dessus et au-dessous de $Q1$ et $B1$ sont aux dimensions de BaBar. Les lettres D et F associées aux quadripôles signifient respectivement Focalisant et Défocalisant dans le plan horizontal. Des masques (HEB et LEB) destinés à protéger le détecteur du rayonnement synchrotron sont disposés devant $B1$ et $Q1$.

afin de garder un grand angle solide pour le détecteur, il faut que les éléments de PEP-II soit très compacts. D'autre part, le rayon du tube contenant les faisceaux doit être petit (2,5 cm) afin que le SVT soit le plus proche possible du point d'interaction.

Les aimants Q1 et B1, ainsi que le SVT et le tube contenant les faisceaux au point d'interaction sont assemblés et maintenus ensemble dans un tube rigide de 43 cm de diamètre externe, appelé le tube de support. La figure 2.5 représente la région d'interaction avec BaBar.

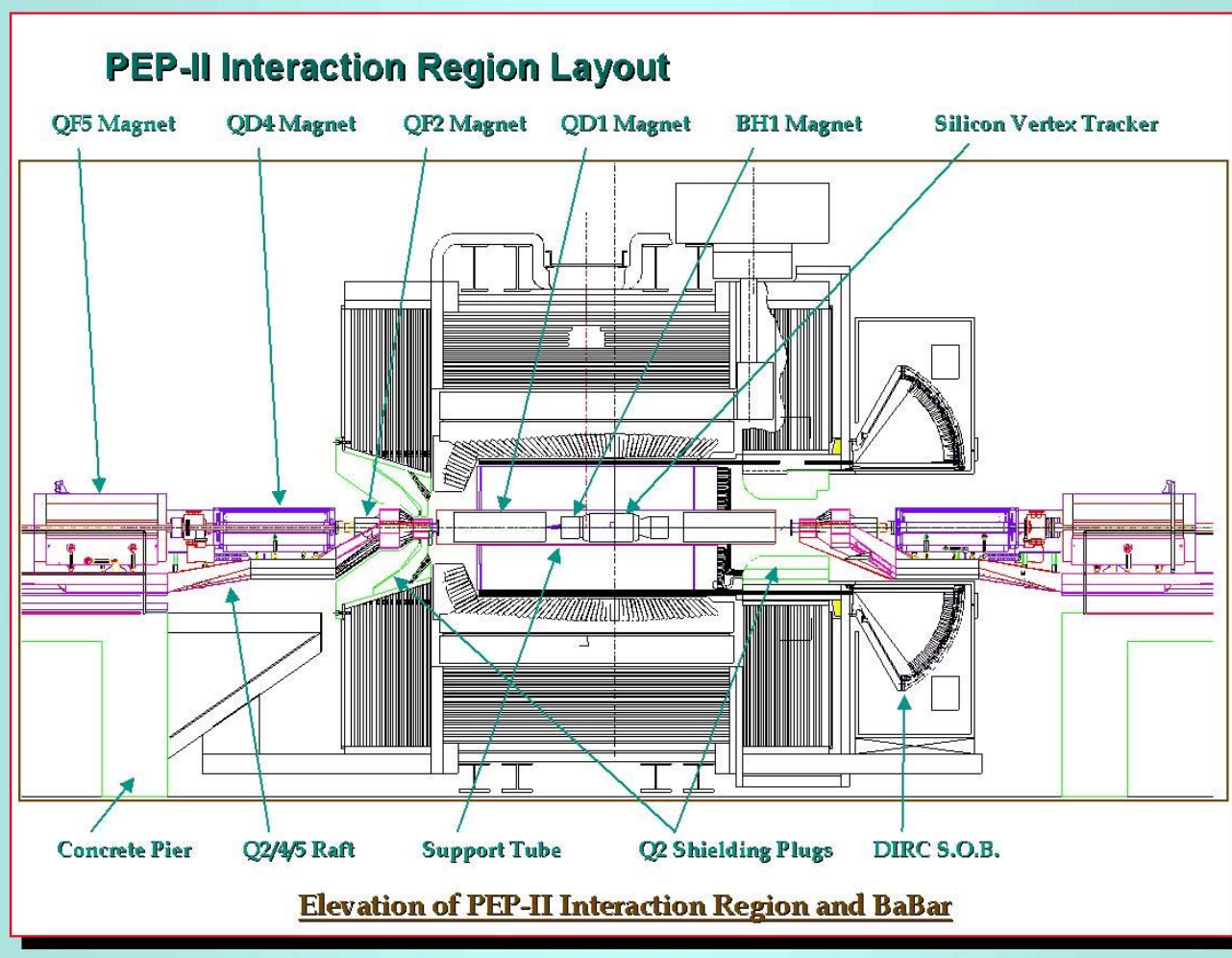


Figure 2.5: Vue verticale de la région d'interaction avec BaBar. Les éléments de la région d'interaction montrés figure 2.4 sont reconnaissables. Le tube de support est également visible. Sur cette figure, l'échelle en z est inversée par rapport aux coordonnées de BaBar. Les électrons qui circulent dans le sens des z positifs vont ici de droite à gauche.

2.1.3 La pression dans les anneaux

Le système de vide de la machine [5] est capital dans la mesure où il détermine le niveau de bruit de fond (voir section 2.2.1). En effet, le détecteur doit pouvoir opérer sans que le bruit de fond machine n'affecte son efficacité. De plus, le niveau de radiations doit être suffisamment bas pour que les sous-détecteurs aient un temps de vie raisonnable (entre 5 et 10 ans) avant d'être endommagés. La pression, dont dépend linéairement le bruit de fond, doit donc être la

plus basse possible.

Lors de la conception de l'accélérateur, il a été prévu que la pression dans l'anneau (excluant la section droite contenant BaBar) soit inférieure à 10 nTorr dans les conditions de fonctionnement nominales. Les chapitres 4 et 5 montrent que cet objectif n'a pas été respecté et que la pression a posé d'énormes problèmes de bruit de fond lors de la mise en service de PEP-II et au démarrage de BaBar.

Le facteur principal d'augmentation de la pression est le rayonnement synchrotron qui a deux effets : il chauffe les parois des chambres à vide sous l'effet du flux thermique, et il induit une désorption de gaz par photodésorption [6]. D'autre part, un phénomène de dégazage thermique, inhérent à tout système de vide, se produit même en l'absence de rayonnement synchrotron. Ce dégazage thermique constitue la pression de base des anneaux. Il est négligeable devant les effets du rayonnement synchrotron. Celui-ci ne se produit qu'en présence d'aimants (les dipôles et dans une moindre mesure les quadripôles) c'est pourquoi le système de vide dans les arcs est particulièrement important.

Les chambres à vide situées dans les arcs du *HER* sont en cuivre. Le vide qui y règne est assuré par la présence de pompes ioniques situées dans la structure des dipôles et quadripôles répartis dans les arcs. Le fonctionnement de ces pompes ioniques est basé sur un système d'aspiration du gaz qui se trouve dans le tube à vide. Ce gaz est dirigé vers la chambre de la pompe dans laquelle règne un champ électrique qui l'ionise. Les ions sont ensuite capturés. Le courant ainsi recueilli par les pompes donne une mesure du vide régnant dans l'anneau. Cependant, ces pompes peuvent aussi capturer des électrons c'est pourquoi les mesures qu'elles délivrent sont souvent biaisées.

Les chambres à vide du *LER* [7] sont en aluminium. Le vide y est assuré par la combinaison de pompes *TSP* (*titanium sublimation pumps* [8] ou pompes à sublimation de titane) et de pompes ioniques. Ces pompes ioniques sont utilisées pour établir un vide préliminaire : les pompes au titane ne sont efficaces que si la pression n'est préalablement pas trop haute. Les pompes ioniques sont aussi utilisées pour attirer le gaz vers les pompes au titane qui le piègent. Ces pompes *TSP* fonctionnent de la façon suivante : elles contiennent un filament de titane qui est brutalement chauffé lors de l'activation des pompes. Du titane gazeux est alors vaporisé dans la chambre de la pompe. Ce titane se dépose sur les parois d'où il piège le gaz de l'anneau attiré par les pompes ioniques. L'avantage de ces pompes *TSP* est leur vitesse et leur capacité de pompage. Elles doivent cependant être réactivées dès que le titane solidifié sur les parois a atteint son équilibre chimique : il absorbe alors autant de molécules de gaz qu'il en désorbe.

Dans le *HER*, les aimants sont longs (ils ont été conçus lors de la construction de *PEP* en 1980 pour accélérer les électrons jusqu'à 18 GeV/c²). Le rayonnement synchrotron est donc réparti de façon relativement uniforme dans les arcs et la puissance rayonnée par unité de surface est telle, que les pompes ioniques sont suffisantes pour y maintenir le vide. Ces pompes sont en effet moins rapides mais aussi moins coûteuses et plus robustes que les *TSP*. Dans le *LER*, les aimants sont plus courts que dans le *HER*, par conséquent, le rayonnement synchrotron est y beaucoup plus localisé et ponctuellement beaucoup plus intense. Ceci justifie la présence de pompes *TSP*, très efficaces là où ce rayonnement heurte les parois du tube et provoque une désorption du gaz piégé dans les parois.

Le rayonnement synchrotron n'est pas très important (voire inexistant) dans les sections droites. Les chambres de ces sections sont des tubes d'acier inoxydable refroidis par eau. Le vide y est assuré par la présence de pompes ioniques.

Le système de vide de la région d'interaction de PEP-II qui se trouve en *straight 2* est plus complexe. En effet, le système de dipôles et quadripôles installé dans cette région est générateur de bruit de fond. Or la qualité du vide qui règne en *IR2* est cruciale pour le détecteur. La valeur prévue [1] de la pression y est de 1 nTorr.

Plusieurs moyens sont utilisés pour combattre ce bruit de fond. D'une part, le tube à vide situé au centre du détecteur est refroidi à l'hélium. D'autre part, le pompage dans cette région est assuré par des pompes de type *NEG* [9] (*non evaporable getters* ou absorbeur non gazeux). Ces pompes fonctionnent sur le même principe que les *TSP*, mais elles sont faites d'un alliage solide qui piège le gaz sans devoir être vaporisé au préalable. Elles sont régénérées en sortant l'absorbeur de la chambre à vide et en le chauffant. Elles sont plus rapides que les *TSP* et ont une grande capacité d'absorption ce qui permet de ne pas les régénérer trop souvent. Comme les pompes *TSP*, elles ne sont activées que si le vide est préliminairement établi par des pompes ioniques situées tout le long de la région d'interaction.

Le système de vide de PEP-II fait donc appel à des technologies diverses destinées à maintenir la pression dans les anneaux à un niveau minimal afin de limiter les effets du bruit de fond machine sur le détecteur.

2.2 Le bruit de fond de PEP-II

La lutte contre le bruit de fond machine est l'une des priorités des physiciens de PEP-II. En effet, l'objectif serait d'atteindre un niveau de bruit de fond équivalent à celui des collisionneurs existant, mais en fonctionnant à des intensités de faisceau bien supérieures. La complexité de la région d'interaction, et le fait que des éléments de PEP-II soient inclus dans le détecteur constituent autant de facteurs de préoccupation en ce qui concerne la protection de BaBar.

Le bruit de fond machine attendu [1] et les moyens prévus pour le combattre sont présentés dans cette section.

2.2.1 Le bruit de fond attendu

Les sources de bruit de fond attendues sont au nombre de trois :

- Les photons dus au rayonnement synchrotron produit dans les éléments magnétiques de l'accélérateur.
- Les photons et les électrons (respectivement positrons) produits lors d'interactions bremsstrahlung entre des électrons (respectivement positrons) du faisceau avec les noyaux des atomes de gaz résiduel.
- Les électrons (ou positrons) issus de diffusions coulombiennes entre les particules des faisceaux et les noyaux des atomes de gaz résiduel.

Les deux dernières sources peuvent être regroupées sous la désignation de “particules perdues” par le faisceau. Toutes les sources de bruit de fond constituent des particules primaires qui peuvent, soit pénétrer directement dans le détecteur, soit interagir avec des éléments de la machine et donner lieu à des débris secondaires qui atteignent BaBar.

Une autre source de bruit de fond est constituée par les particules issues des interactions faisceau-faisceau dans des processus Bhabhas. Ce bruit de fond, proportionnel à la luminosité, est inhérent

à tout collisionneur électrons/positrons et pratiquement irréductible. Cette source de bruit de fond est cependant négligeable comparée au rayonnement synchrotron et aux particules perdues.

2.2.1.1 Le rayonnement synchrotron

Plusieurs types de bruit de fond peuvent être consécutifs au rayonnement synchrotron et de nombreux moyens d'y remédier ont été déployés :

- Sur tout l'anneau (y compris en *IR2*) : les photons issus directement du rayonnement synchrotron. Ils sont arrêtés avant de pouvoir interagir avec des éléments de la machine grâce à des masques. Ceux qui sont situés dans les chambres à vides des arcs stoppent littéralement les photons en les absorbant. Ils font partie du système de vide de PEP-II au même titre que les pompes. Au point d'interaction, des masques (appelés masques *HEB* et *LEB*) sont situés à l'intérieur des chambres des aimants B1 et Q1 (voir figure 2.4). Ils sont conçus pour que les photons délivrés par les deux faisceaux ne puissent pas heurter les surfaces des éléments de la machine au point d'interaction.
- Spécifiquement en *IR2* :
 - Les photons diffusant sur les pointes des masques.
La forme des masques *HEB* et *LEB* a été étudiée pour que les photons qui diffusent sur leur pointe n'aient qu'une très faible probabilité d'atteindre directement le détecteur.
 - Les sources de rayonnement synchrotron situées en amont du point d'interaction.
Les photons du rayonnement synchrotron qui arrivent dans la région d'interaction de PEP-II peuvent être dus à des éléments situés au-delà de Q2. Dans ce cas, ces photons n'atteignent pas le détecteur : ils sont absorbés à l'extrémité des masques *HEB* et *LEB*, ou par le masque de cuivre protégeant la cloison des quadripôles Q2.
 - Les sources de photons rétro-diffusés par des surfaces situées en aval du point d'interaction.
Les photons qui sont rétro-diffusés à partir des cloisons de Q2 ne peuvent atteindre le tube à vide situé dans le détecteur : les masques les en empêchent. Pour y arriver, il faut qu'ils interagissent deux fois avec le tube à vide perdant ainsi beaucoup d'énergie. Il ne constituent donc pas un réel danger pour le détecteur.

Le rayonnement synchrotron a donc été largement étudié. Tous les impacts qu'il peut avoir sur le détecteur ont été envisagés et des solutions ont été trouvées pour en protéger celui-ci. Le collisionneur, et particulièrement la région d'interaction, ont été conçus pour que ce bruit de fond ne soit pas une source de danger pour BaBar. La simulation du rayonnement synchrotron a fait l'objet d'un travail important afin de prévoir les conséquences de ce bruit de fond sur tous les sous-détecteurs de BaBar. Les prises de données ultérieures ont prouvé que le système de protection mis en place pour le détecteur fonctionne parfaitement et que la simulation est conforme aux mesures effectuées.

2.2.1.2 Les particules perdues

Les particules perdues sont des particules des faisceaux qui ont subi une diffusion coulombienne ou bremsstrahlung en interagissant avec des noyaux d'atomes de gaz résiduel dans les anneaux. Ce gaz résiduel provient essentiellement de la désorption, sous l'effet du rayonnement synchrotron, des molécules de gaz piégées dans les parois des anneaux.

Les particules perdues ont une énergie élevée. En effet, d'une part les particules perdues sous

l'effet de la diffusion élastique coulombienne ont une énergie quasiment égale à l'énergie du faisceau. D'autre part, les particules perdues sous l'effet de la diffusion bremsstrahlung, ont une énergie inférieure à celle du faisceau mais non négligeable. En effet, le processus de diffusion bremsstrahlung consiste en l'émission d'un photon par une particule du faisceau sous l'effet du champ électrique du noyau d'un atome de gaz qui "freine" cette particule (c'est pourquoi ce processus est aussi appelé rayonnement de freinage). Le spectre en énergie du photon est de la forme $\frac{1}{k}$ (où k est l'impulsion du photon). La somme des énergies du photon émis et de la particule du faisceau diffusée est pratiquement égale à l'énergie du faisceau.

Lorsque ces particules heurtent des éléments du collisionneur près du point d'interaction tels que les masques, les parois des aimants ou celles du tube à vide, elles peuvent ainsi être à l'origine de gerbes électromagnétiques ou hadroniques. Ces gerbes peuvent alors traverser le détecteur où elles sont une source d'occupation excessive. Elles représentent également un facteur d'endommagement de BaBar à cause des radiations.

Les particules perdues représentent la source dominante de bruit de fond, mais d'après la simulation utilisée et les calculs effectués, elles n'étaient pas considérées comme un danger potentiel pour BaBar. Cependant, lors du démarrage de PEP-II il s'est avéré qu'elles atteignaient BaBar dans des proportions totalement inattendues. La simulation de ce bruit de fond et les mesures réalisées à l'aide d'une petite chambre à projection temporelle lors de la mise en service de PEP-II sont détaillées respectivement chapitres 4 et 5.

2.3 Mise en service de l'accélérateur

2.3.1 Raisons et stratégies de cette mise en service

Le collisionneur PEP-II est une machine nouvelle du fait de la luminosité qu'elle doit délivrer, et de l'intensité des faisceaux qui circulent dans les anneaux. De plus, c'est une machine asymétrique dont la région d'interaction, extrêmement complexe, est source de danger potentiel pour le détecteur. En effet, le croisement des faisceaux sans angle ainsi que le nombre élevé de paquets ont imposé la présence de dipôles et quadripôles puissants au sein même du détecteur. Le bruit de fond induit par cette machine demeurait donc l'inconnue de PEP-II puisqu'il n'existait aucune expérience du même type sur laquelle s'appuyer pour l'évaluer.

Une simulation du bruit de fond machine a tout de même été réalisée avec deux objectifs. D'une part, elle devait permettre de prévoir les doses de radiations que recevrait le détecteur. Ceci était nécessaire pour évaluer les dommages qu'il subirait et donc pour connaître approximativement la durée de vie et les pertes d'efficacité des sous-détecteurs de BaBar. D'autre part, la simulation était aussi utilisée pour déterminer le taux d'occupation du détecteur. L'impact du bruit de fond machine sur les études de physique réalisées avec BaBar était donc estimé avec cette simulation : les événements simulés de bruit de fond étaient inclus dans la simulation utilisée pour faire des analyses de physique.

Cette simulation du bruit de fond n'étant pas fiable, il s'avérait important de la comparer aux données. En effet, la protection de BaBar à son démarrage constituait un sujet de préoccupation majeur. La préparation des mesures de physique dépendait aussi en partie des résultats de cette comparaison.

Ces différentes raisons, et le fait que la construction de PEP-II soit achevée avant celle de

BaBar ont motivé le démarrage du collisionneur avant celui du détecteur, pour une période de mise en service de PEP-II, aussi appelée période d'étude du bruit de fond machine.

Les objectifs de cette période étaient les suivants :

- Étudier le bruit de fond du collisionneur afin de pouvoir protéger BaBar le cas échéant.
- Tester la simulation, du point de vue des dommages dus aux radiations prévus pour le détecteur, ainsi que du point de vue de l'impact du bruit de fond sur la physique de l'expérience.
- Démarrer le collisionneur et réussir à le faire marcher en mode collisions, avec la luminosité la plus haute possible avant le démarrage de BaBar. Ceci permettrait à l'expérience de prendre des données rapidement et de ne pas perdre de temps dans la course pour la mesure de la violation de CP.

Pour mesurer le bruit de fond délivré par PEP-II des détecteurs spécifiques ont été conçus et installés dans la région d'interaction de PEP-II (voir section 2.1.2.3).

Il y a eu plusieurs périodes de fonctionnement de l'accélérateur .

- En mai 97 le faisceau a circulé pour la première fois dans le tube à vide du *HER*.
- En septembre-octobre 1997, puis en janvier 1998, seul le *HER* était achevé et il a fonctionné seul.
- En juillet 1998, les deux faisceaux ont fonctionné, mais cette période n'a pas apporté beaucoup de résultats car, d'une part beaucoup d'éléments de l'accélérateur n'étaient pas encore installés, et d'autre part, il y avait d'importantes fuites de vide dans la machine. Ceci empêchait d'avoir des informations utiles sur ce que serait réellement le bruit de fond au coeur de BaBar.
- Enfin, une dernière phase de cette étude s'est déroulée d'octobre 1998 à février 1999. Cette fois-ci les deux faisceaux fonctionnaient et les données enregistrées se sont révélées très importantes pour le devenir de BaBar.

Les résultats de l'étude du bruit de fond avec une petite chambre à projection temporelle sont décrits chapitre 5 pour les données enregistrées durant la première et la dernière période. Pour des raisons déjà évoquées, la période d'étude qui s'est tenue en juillet 1998 ne sera pas abordée dans ce travail.

2.3.2 Le dispositif d'étude du bruit de fond

Un dispositif complet a été conçu pour étudier le bruit de fond machine [10]. Il s'agit en fait de plusieurs détecteurs de bruit de fond qui ont été installés autour du point d'interaction de PEP-II. Le choix de ces détecteurs n'a pas été effectué dans un objectif de test des capacités de BaBar mais bien pour étudier le bruit de fond. C'est pourquoi, même si quelques prototypes des futurs sous-détecteurs de BaBar ont été utilisés, la plupart des détecteurs ont été construits uniquement pour cette étude. L'ensemble des détecteurs permettait l'étude des photons de basse énergie et des gerbes de particules, respectivement dus au rayonnement synchrotron et aux particules perdues.

En ce qui concerne la détection des photons, ceux du rayonnement synchrotron ont une énergie inférieure à 100 keV, tandis que les photons qui se trouvent dans les gerbes électromagnétiques

dues aux particules perdues ont des énergies plus importantes en moyenne.

Huit détecteurs, brièvement décrits ci-dessous, ont été installés autour du point d'interaction (voir figure 2.6).

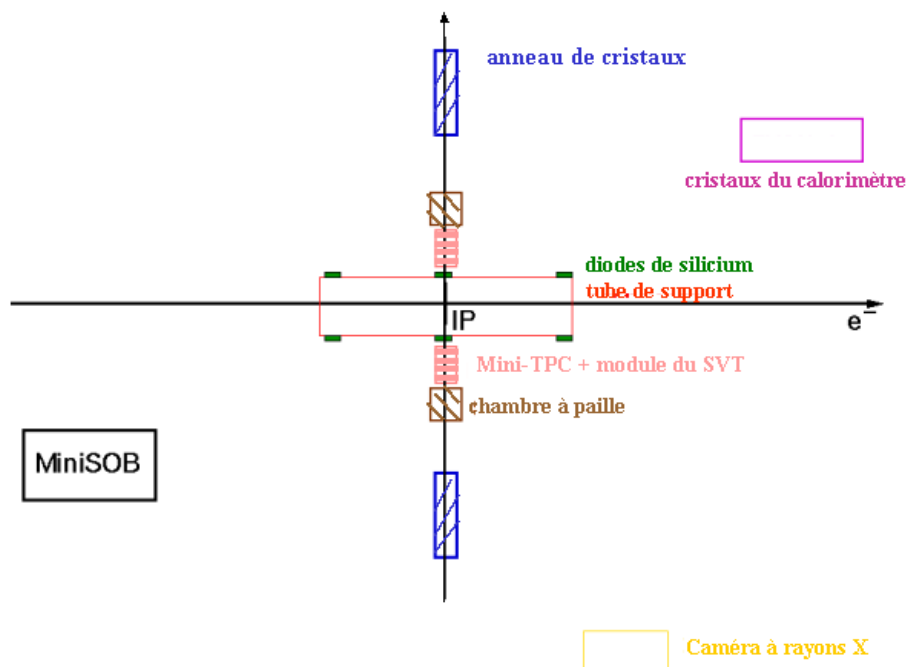


Figure 2.6: Vue schématique dans le plan horizontal de la région d'interaction durant la période de mise en service de PEP-II. Les quatre cristaux du calorimètre de BaBar sont disposés à 1 m au dessous du plan du faisceau. Tous les autres détecteurs sont représentés en coupe dans le plan du faisceau.

- **Les moyens de détection du rayonnement synchrotron** sont des diodes de silicium et une caméra à rayons X.

LES MONTAGES DE DIODES DE SILICIUM

Il s'agit de petites photo-diodes de silicium qui seront utilisées dans le cadre du fonctionnement de BaBar pour assurer la surveillance de la dose de radiation reçue par le détecteur. Chaque montage est fait de deux photo-diodes séparées par une feuille de plomb. Durant cette période, 24 montages étaient installés sur l'extérieur du tube à vide, juste sous le module de SVT et la petite chambre à projection temporelle. Ces diodes sont sensibles au rayonnement synchrotron et aux gerbes dues aux particules perdues. Le blindage de plomb empêche le rayonnement synchrotron de pénétrer dans la deuxième photo-diode, permettant ainsi de mesurer les contributions relatives du rayonnement synchrotron et des particules perdues.

LA CAMÉRA À RAYONS X

C'est un détecteur composé de cristaux de cadmium-zinc-telluride. Il peut détecter les photons du rayonnement synchrotron et évaluer leur spectre en énergie. Ce détecteur était placé sur

le côté du tube à vide.

- **Les détecteurs sensibles aux photons contenus dans les gerbes dues aux particules perdues** sont un anneau de cristaux et un module du futur calorimètre de BaBar.

L'ANNEAU DE CRISTAUX

Un anneau de 12 cristaux de iodure de césium dopé au sodium, monté sur des rails lui permettant de circuler le long du faisceau a été conçu pour cette étude. Cet anneau, d'un rayon de 30 cm encercle le tube à vide. Il permet d'étudier les débris des gerbes électromagnétiques engendrées par les particules perdues (électrons, positrons et photons).

LE MODULE DU FUTUR CALORIMÈTRE DE BABAR

Quatre cristaux du futur calorimètre ont été installés à la place du futur EMC. Ils étaient situés à 1 m au dessous du faisceau en Y, et à 75 cm vers l'extérieur de l'anneau en X, tout en pointant dans la direction du point d'interaction. La raison de la présence de ce module était double. Tout d'abord, ce module permettait de connaître le comportement des cristaux d'iodure de césium en présence de bruit de fond. De plus, ces cristaux permettent d'étudier les photons d'énergie supérieure à 100 MeV ainsi que les particules chargées venant des gerbes dues aux particules perdues.

- **Les particules chargées des gerbes produites par les particules perdues** pouvaient être étudiées grâce à un module du SVT de BaBar, à une chambre à paille et à une petite chambre à projection temporelle. Ces deux derniers détecteurs permettent de reconstruire des traces chargées. Leur rôle devait donc être déterminant pour savoir si les particules chargées constituaient un danger pour BaBar.

LE MODULE DU FUTUR SVT DE BABAR.

Pour des raisons de coût, il n'était pas possible de placer un prototype complet du SVT au point d'interaction durant cette période. Le module qui a été construit est un prototype de la couche 2 du SVT. Il ne couvre que 60° d'angle azimutal. Là encore, il s'agissait d'étudier le comportement du SVT en présence de bruit de fond et d'évaluer les dégradations qu'il pourrait subir. Mais ce module a aussi une excellente résolution et il peut donner la distribution du bruit de fond en ϕ des particules venant des gerbes dues aux particules perdues. La direction privilégiée de ces particules étant le plan dans lequel circulent les faisceaux, ce module a été placé dans le plan horizontal vers l'intérieur des anneaux (là où le bruit de fond venant du faisceau d'électron devait être maximum). Le reste de l'espace azimutal était couvert par la petite chambre à projection temporelle. La reconstruction de traces n'était pas possible avec ce prototype puisqu'il ne constituait qu'une seule couche du SVT.

LA CHAMBRE À PAILLE

Il s'agit d'un détecteur gazeux ayant déjà servi pour l'expérience *Crystal Ball*. Il est composé de tubes répartis tout autour du tube à vide sur quatre rangées. Ses rayons interne et externe sont respectivement de 6 et 14 cm. En 1998, la petite chambre à projection temporelle et le module du SVT couvraient la région situé juste autour du tube à vide et une partie de la chambre à paille a été démontée pour leur laisser de la place. Ce détecteur devait permettre d'assurer la

reconstruction des traces chargées dues aux particules perdues.

LA PETITE CHAMBRE À PROJECTION TEMPORELLE

Cette chambre constitue un autre moyen de reconstruction de traces chargées. Elle est décrite de façon détaillée chapitre 3. L'analyse des données qu'elle a enregistrées fait l'objet d'un travail présenté dans la partie II. Il peut simplement être mentionné ici que les avantages d'un tel détecteur sont la possibilité qu'il offre de reconstruire des traces en trois dimensions ainsi que sa résistance aux radiations.

Enfin un dernier détecteur, a été placé au point d'interaction de PEP-II afin de tester l'impact du bruit de fond sur le nouveau détecteur Cerenkov de BaBar :

LE PETIT PROTOTYPE DE LA ZONE D'EXPANSION DU DIRC DE BABAR

Un petit volume (20 litres) rempli d'eau et tapissé de 48 photo-multiplicateurs a été construit pour étudier l'impact du bruit de fond sur la future zone d'expansion du DIRC. Ce bruit de fond est dû à des particules qui peuvent traverser directement cette zone remplie d'eau en y produisant de la lumière Cerenkov. Ceci est à l'origine de faux coups dans les photo-multiplicateurs et d'erreurs sur l'identification des particules avec BaBar. Ce prototype a permis d'étudier ce bruit de fond jusqu'alors inconnu puisque le DIRC est de conception nouvelle.

Conclusion

Tous ces sous-détecteurs ont été placés près du point d'interaction de PEP-II et ont fonctionné, avec plus ou moins de suivi, durant toute la période de mise en service de l'accélérateur. Les analyses qui ont été effectuées avec les données recueillies par les sous-détecteurs ont permis d'atteindre en grande partie les objectifs de cette campagne. Elles ont aussi mis en évidence l'efficacité des mesures prises pour combattre le rayonnement synchrotron qui ne devrait donc pas être une source de danger pour BaBar. Par contre, les détecteurs sensibles aux gerbes dues aux particules perdues ont tous permis de conclure que ce bruit de fond avait été largement sous-estimé.

L'analyse des données recueillies avec la petite chambre à projection temporelle (voir partie II) illustre bien cet état de fait : les différences qui ont été observées entre la simulation et la réalité sont importantes, et le flux de particules chargées qui aurait dû atteindre BaBar était très inquiétant à la fin de cette période de mise en service.

Ces analyses ont cependant aussi permis de dégager des solutions pour combattre ce bruit de fond imprévu. Ainsi l'expérience BaBar a-t-elle pu démarrer rapidement en mai 1999, sans trop de problèmes liés au collisionneur PEP-II.

Bibliographie

- [1] *PEP-II: An Asymmetric B-Factory. Conceptual Design Report.*
SLAC-418 (1993).
- [2] John T. Seeman.
Status of the PEP-II B-Factory.
Notes de conférence du
*the International Workshop on Performance Improvement of
Electron-Positron Colider Particle Factories*
(e^+e^- Factories'99).
Tsukuba, Japan (1999).
K. Akai, E. Kikutani, editors.
- [3] J. T. Seeman *et al.*.
Status report on PEP-II performance
Note de conférence de :
Seventh European Particle Accelerator Conference Vienna, Austria (2000)
- [4] M. Sullivan.
B-Factory interaction region design
PEP-II AP Note No: 97.18
- [5] L.Bertolini *et al.*
Interaction region vacuum system design at the PEP-II B factory
Note de conférence de :
the 1997 Physics Accelerator Conference Vancouver, Canada.
- [6] O. Gröbner *et al.*
Studies of photon induced gas desorption using synchrotron radiation
Vacuum/Volume 33/number 7/ pages 397 à 406/1983.
- [7] D. Cheng *et al.*
Status of the PEP-II low-energy ring vacuum system
Note de conférence de :
the 1997 Physics Accelerator Conference Vancouver, Canada.
- [8] Y. Li *et al.*
A titanium sublimation control system for the CESR interaction region
Note de conférence de :
the 1997 Physics Accelerator Conference Vancouver, Canada.
- [9] L.Bertolini *et al.*
Design of the linear non-evaporable getter pump for the PEP-II B-factory
Note de conférence de :
the 1997 Physics Accelerator Conference Vancouver, Canada.
- [10] T. L. Geld
SLAC B-Factory Background Commissioning.

Note de conférence du :
2nd Workshop on Backgrounds at the Machine Detector Interface
Honolulu, Hawaii (1997).
T. E. Browder, S. K. Sahu, editors.

Partie II

Étude du bruit de fond de PEP-II avec une mini-TPC

Après l'approbation en 1995 du projet d'étude du bruit de fond généré par la machine PEP-II, une collaboration franco-américaine a proposé ([1] et [2]) de réaliser une petite Chambre à Projection Temporelle (ou mini-TPC) comme détecteur de bruit de fond.

Les motivations pour assurer la présence parmi les détecteurs d'étude de PEP-II d'un moyen de suivi des traces chargées étaient multiples :

- Prévoir le taux de comptage des traces chargées au voisinage du point d'interaction : la nature du bruit de fond auquel BaBar serait soumis (rayonnement synchrotron et/ou particules perdues) n'était pas encore parfaitement déterminée lorsque les études ont commencé.
- Indiquer les conditions de détection de traces lors du démarrage de BaBar : pour assurer un contrôle de la qualité des données au début de l'expérience, il fallait un détecteur sensible à l'environnement bruit de fond du point de vue de l'accès à l'information physique, et pas seulement un moyen de mesure du taux de radiations.
- Assurer une bonne compréhension de la simulation. Celle-ci ne serait pas totalement validée sans une comparaison entre les distributions spatiales de traces chargées prédites et mesurées.

Une TPC est un détecteur sophistiqué et coûteux, aussi l'idée d'en construire une pour mesurer le bruit de fond d'un accélérateur peut elle sembler inhabituelle. Cependant, la collaboration qui se proposait de la réaliser, avait mené entre 1992 et 1994 un intense travail de recherche et développement dans le cadre d'un projet de micro-TPC comme détecteur de vertex pour BaBar, ce qui garantissait une construction à moindre coût en temps, en argent et en ressources humaines.

La description de ce détecteur fait l'objet du chapitre 3. Ce chapitre présente également l'algorithme utilisé pour reconstruire la trajectoire des particules chargées qui traversent la mini-TPC.

Comme cela a été mentionné, la mini-TPC a été installée dans la région d'interaction afin de déterminer l'impact du bruit de fond constitué par les particules perdues dans cette région. Elle a participé à deux grandes campagnes d'étude du bruit de fond de PEP-II : en janvier 1998, et d'octobre 1998 à février 1999.

Lors de la première campagne, l'anneau des positrons n'était pas encore achevé et seul l'anneau d'électrons a pu être étudié. La région d'interaction n'était pas encore construite et les électrons passaient en *IR2* dans un tube à vide provisoire. La mini-TPC était posée verticalement sur un support à côté du tube à vide.

Durant la deuxième période, la région d'interaction avait sa configuration nominale. En *IR2*, seul le champ magnétique manquait pour reproduire les conditions de fonctionnement de BaBar. En ce qui concerne les collimateurs, ceux du faisceau d'électrons installés en *IR12* étaient prêts à être testés tandis que ceux du faisceau de positrons n'ont été installés en *IR4* qu'après la campagne d'études, juste avant le démarrage de BaBar. La mini-TPC était cette fois-ci placée dans le tube de support des anneaux, dans sa position nominale.

Le bruit de fond constitué par les particules perdues a été estimé par une simulation réalisée au moment de la conception de BaBar et réactualisée au cours de la période d'étude du bruit de fond machine. Le chapitre 4 est consacré à la description de cette simulation. Avec celle-ci, il est possible d'évaluer l'impact du bruit de fond au point d'interaction, et surtout, de comprendre d'où viennent ces particules perdues, quelles sont leurs caractéristiques, et pourquoi leur importance a été si mal évaluée lors de la conception de BaBar. Ce chapitre 4 développe également les aspects de la simulation du bruit de fond mesuré par la mini-TPC.

Enfin, le chapitre 5 décrit les résultats des analyses effectuées à partir des mesures réalisées par la mini-TPC durant toute la période de mise en service de PEP-II. Ces analyses contiennent des comparaisons entre la simulation et les données, mais aussi des études du bruit de fond machine réalisées durant des expériences ayant pour but la compréhension et la réduction de ce bruit de fond. À la fin de ce chapitre, hors du champ de la mini-TPC, un bref aperçu des conditions de bruit de fond au démarrage de BaBar est présenté.

Bibliographie

- [1] G. Wormser et al.
The mini-TPC proposal.
Proceedings of the Background Commissioning Program review meeting, reference [2].
- [2] PEP-II/BaBar.
Review of the Background Commissioning Program.
Proceedings of the review meeting held during the BaBar Collaboration Meeting (SLAC, April 1996).
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/doc/www/IR/CommissioningProposal.html>

Chapitre 3

La mini Chambre à Projection Temporelle.

3.1 Introduction

Technologiquement, la mini-TPC est un modèle réduit des TPC comme celles d’ALEPH et DELPHI. Sa forme originale a été optimisée pour répondre à des contraintes d’espace autour du point d’interaction de PEP-II. La réalisation de ce projet, de la phase de conception à l’installation à SLAC en novembre 1997 pour les premières prises de données, a duré environ un an et demi.

Avant d’aborder la description de ce détecteur, un bref rappel du principe de fonctionnement d’une TPC sera donné [1].

3.2 Principe de fonctionnement.

Une TPC est un détecteur de particules chargées constitué d’une chambre à fils proportionnelle et d’un espace de dérive rempli de gaz dans lequel règne un champ électrique constant. La figure 3.1 illustre le principe de fonctionnement d’une TPC.

Lorsqu’une particule chargée traverse l’espace de dérive, elle ionise le gaz donnant lieu à la création de paires électrons-ions positifs tout au long de sa trajectoire. Sous l’effet du champ électrique, les électrons dérivent vers la chambre à fils à vitesse constante en raison des collisions avec le gaz.

Les fils sensibles de la chambre sont portés à une haute tension et sous l’effet de ce potentiel, au voisinage immédiat de ces fils, un phénomène d’avalanche de Townsend se produit, conduisant à la création de paires électrons-ions. Le nombre d’électrons créés par multiplication à partir d’un seul électron arrivant dans l’espace d’amplification est appelé le gain.

L’avalanche des électrons sur les fils sensibles induit un signal sur des cathodes planes appelées “damiers” situées en vis-à-vis des fils. Leur disposition originale est décrite section 3.3.2. Un traitement électronique des signaux recueillis permet de reconstituer point par point la projection de la trajectoire de la particule chargée dans le plan de la chambre à fils. L’information sur la troisième dimension de la trace est donnée par le temps d’arrivée des électrons sur les fils : connaissant la vitesse de dérive des électrons, la position relative des points le long d’une trajectoire est connue. En l’absence de déclencheur, l’information sur la position absolue de la trace par rapport au point d’interaction n’est pas disponible. Cette information est cependant

moins fondamentale dans le cas de l'étude du bruit de fond que dans celui d'une analyse de physique.

Enfin, pour éviter que les ions créés lors de l'avalanche ne remontent dans l'espace de dérive où ils pourraient perturber le champ électrique, une grille porte est installée entre l'espace de dérive et la chambre à fils. Son fonctionnement est détaillé section 3.3.3.

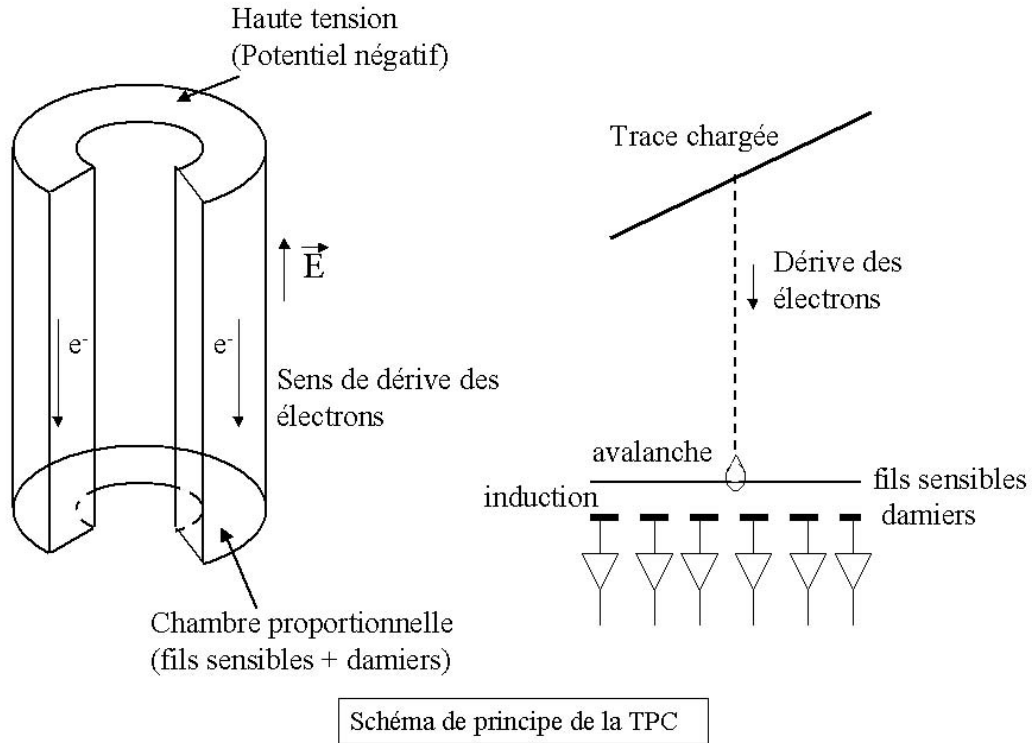


Figure 3.1: Schéma simplifié du principe de fonctionnement d'une TPC.

Les paramètres de fonctionnement de la mini-TPC sont donnés tableau 3.1. Comme le montrent les figures 3.1 et 3.2, sa forme est celle d'un fer à cheval.

Paramètre	Valeur
Champ électrique	200 V/cm
Tension des fils sensibles	1350 V
Gain	$2 \cdot 10^4$

Tableau 3.1: Les paramètres de la mini-TPC.

3.3 Description de la mini-TPC

Deux facteurs ont dû être pris en compte lors de la conception de la mini-TPC ([2], [3]) et [4] :

- Les pré-amplificateurs étant d'anciens éléments développés pour des tests sur la TPC de DELPHI [5], leur nombre, et donc le nombre de damiers, était limité à 192.
- La forme de la mini-TPC devait être adaptée à la place laissée par les autres détecteurs autour du point d'interaction. La présence de diodes de silicium autour du tube à vide et celle de la chambre à paille à l'extérieur, ont déterminé les rayons interne et externe du détecteur. De plus, il était prévu qu'un module du détecteur de vertex de BaBar soit installé à la future place du SVT afin de tester les effets du bruit de fond sur ce détecteur. La mini-TPC a donc partagé avec ce module l'espace autour de la chambre à vide.

Ces contraintes ont motivé la forme du détecteur ainsi que la conception originale des damiers.

3.3.1 L'espace de dérive

La mini-TPC (voir figures 3.2 et 3.3) a la forme d'un cylindre creux dont les rayons externe et interne mesurent respectivement 10 cm et 4.5 cm. Sa longueur de dérive utile est de 15 cm le long de l'axe de symétrie cylindrique. Elle est tronquée dans sa longueur sur un angle de 97.2° dans lequel est placé le module du SVT.



Figure 3.2: La mini-TPC. La photo représente la cage de dérive sur la droite et le plan des damiers avec la grille sur la gauche.

La coque, d'une seule pièce, est composée de G10 (fibre de verre) sur une épaisseur de 3 mm, recouverte d'aluminium sur 1mm afin de renforcer sa solidité et de l'isoler électriquement. Les

plaques de fermeture sont réalisées avec les mêmes matériaux.

L'intérieur de la cage de dérive est tapissé d'une feuille de mylar portant des pistes de cuivre de 3 mm régulièrement espacées de 1 mm qui assurent l'uniformité du champ. Le faible espacement entre les pistes est destiné à minimiser les perturbations du champ électrique provenant des charges se déposant entre 2 pistes. Les pistes sont reliées entre elles par des résistances de 3,95 M Ω .

Afin d'assurer un champ électrique de l'ordre de 200 V/cm, un potentiel négatif d'environ -3000 V est appliqué sur la plaque haute tension placée à l'une des extrémités du détecteur. Cette plaque est recouverte de cuivre sur la face interne du détecteur.

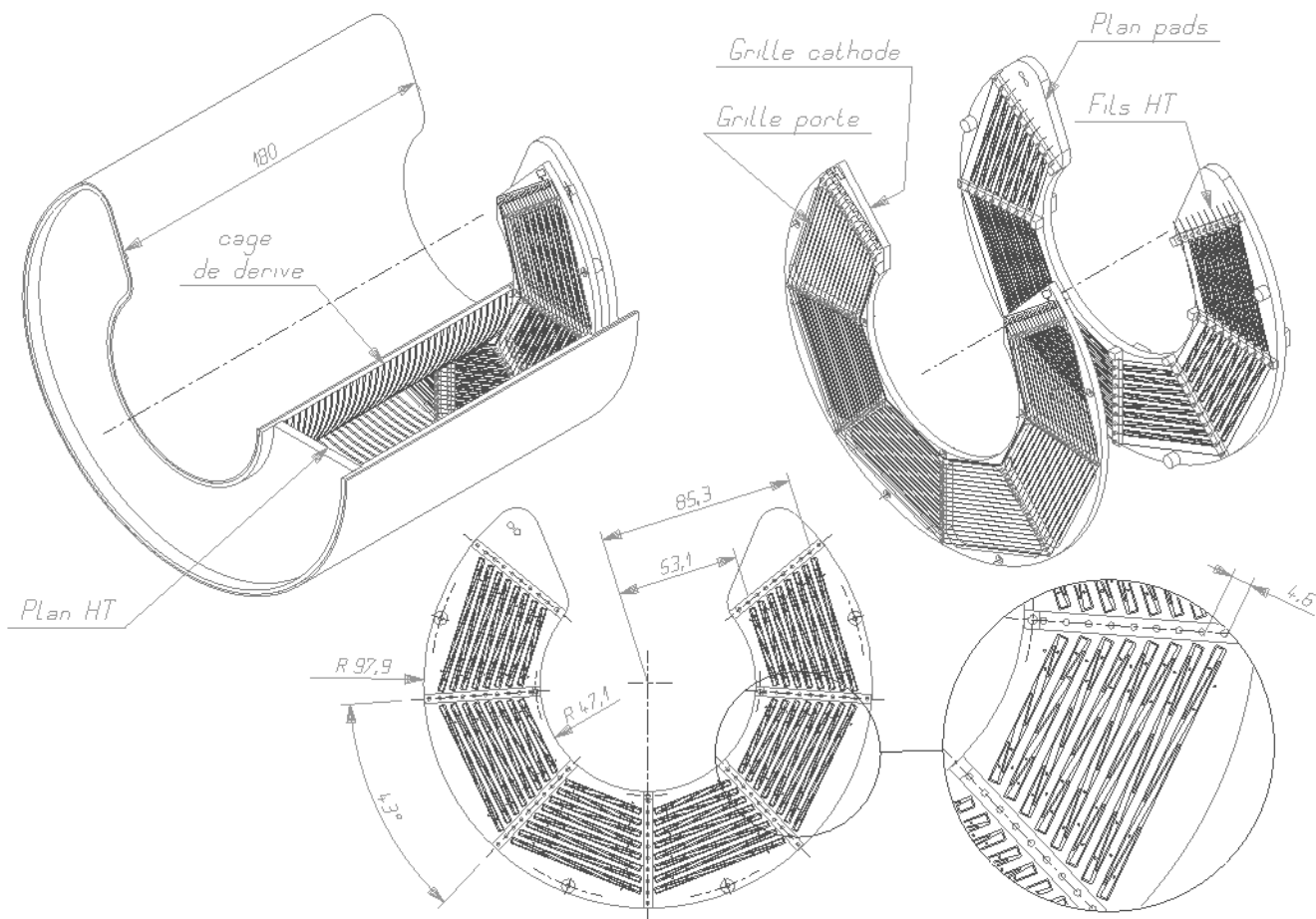


Figure 3.3: Vues en coupe de la mini-TPC. L'espace de dérive, le plan des damiers avec une vue détaillée d'un secteur, et la grille sont représentés.

Le gaz est un mélange à pression atmosphérique, d'argon, de dioxyde de carbone et de méthane répartis dans les proportions suivantes : 90%, 5%, 5%.

Les caractéristiques de ce mélange sont les suivantes :

- L'argon, gaz monoatomique, s'ionise de manière dominante : il n'a pas de degrés de rotation ou de vibration. Il assure donc l'ionisation primaire et la multiplication des électrons lors de l'avalanche.

- Le méthane assure le rôle d'étouffeur (ou *quencher*) : il absorbe les photons (U.V.) de désexcitation émis par l'argon lors d'interactions avec des électrons dans la zone d'avalanche. Ces photons peuvent être à l'origine de phénomènes parasites tels que l'émission de nouvelles paires, c'est pourquoi il importe de les faire disparaître. La proportion de ce gaz dans le mélange est limitée par les contraintes de sécurité en vigueur dans les laboratoires de Stanford.
- Le dioxyde de carbone limite la diffusion transverse des électrons. Cette limitation est habituellement assurée par la présence d'un champ magnétique qui maintient les électrons primaires le long de ses lignes de champs, contribuant ainsi à l'obtention d'une bonne précision sur la mesure de la trace. Cependant, pour cette étude, l'installation du champ magnétique prévu pour BaBar avait été jugée coûteuse et inutile. Ce gaz a aussi les avantages de servir de quencher et de réduire la vitesse de dérive des électrons permettant une amélioration de la résolution sur leur temps d'arrivée, donc sur la position longitudinale de la trace.

La vitesse de dérive des électrons, mesurée grâce à des lasers, est de 3 cm/ μ sec à 200 V/cm dans le mélange de gaz choisi.

Le système de coordonnées de la mini-TPC est le suivant : l'axe de symétrie cylindrique est l'axe Z dirigé positivement du plan de la chambre proportionnelle vers la plaque haute tension. Le plan de la chambre à fils constitue donc le plan (X,Y).

3.3.2 La chambre à fils proportionnelle

À l'extrémité de la mini-TPC, à l'opposé de la plaque haute tension, se trouve la chambre à fils proportionnelle (voir figures 3.3 et 3.2). Elle est composée d'une plaque recouverte de cuivre, divisée en six secteurs de 43°, chacun portant huit rangées de 4 damiers, au dessus desquels sont tendus des fils de tungstène-rhénium doré de 20 μ m de diamètre. La distance entre les fils est de 4 mm et celle entre les fils et les damiers est de 1.9 mm. Chacun des fils passe au dessus des six secteurs en suivant une rangée de damiers. Deux fils supplémentaires sont disposés à chaque extrémité sans damiers en vis à vis (cf figure 3.4) afin que les huit fils sensibles susceptibles d'induire un signal sur les damiers soient dans les mêmes conditions d'environnement. Les dix fils sont portés à une haute tension de 1350 V.

Des fils cathodiques sont situés entre l'espace de dérive et les fils proportionnels, à 2,5 mm de ceux-ci. Ils sont portés à un potentiel de 0 V (comme les damiers cathodes), et leur rôle est d'assurer la séparation électrostatique entre l'espace de dérive, avec son champ uniforme, et l'espace d'amplification, participant ainsi à une bonne définition du champ électrique dans la chambre.

La détection est assurée par les damiers : le seul signal recueilli sur les fils sensibles est le courant qu'ils délivrent. Ces damiers sont de petites plaques de cuivre trapézoïdales gravées sur la plaque de fermeture de la TPC. Leur forme originale est contrainte par le nombre limité de pré-amplificateurs : les damiers doivent être suffisamment larges pour que la surface de détection soit importante tout en permettant la meilleure résolution possible. Grâce à leur forme spécifique, le signal induit sur chaque rangée est partagé par deux, voire trois damiers adjacents. Une détermination précise de la position de l'avalanche est obtenue en comparant les amplitudes de ces signaux.

Les angles de ces trapèzes (entre 4.25° et 9.25° selon le rayon de la rangée), leur dimension, et la distance entre leur plan et celui des fils sensibles ont été optimisés grâce à une simula-

tion pour maximiser la résolution en (X,Y) et pour minimiser la diaphonie entre deux rangées adjacentes [2].

3.3.3 La grille porte

Cette grille permet un fonctionnement optimum de la chambre. En effet, il faut éviter que les ions positifs produits lors de l'avalanche ne remontent dans l'espace de dérive ce qui perturberait le champ électrique qui doit rester constant. D'autre part, lors des études de bruit de fond, PEP-II délivre du courant en permanence et il est nécessaire d'éviter l'arrivée en continu des électrons dans l'espace d'amplification au voisinage des fils sensibles : l'électronique serait saturée, les signaux illisibles et le champ amplificateur perturbé. De plus, beaucoup trop d'ions seraient créés dans cet espace.

Pour éviter tous ces phénomènes parasites, une double grille (cf figure 3.4) est installée entre l'espace de dérive et l'espace d'amplification. Elle est constituée de deux plans de fils distants de 4mm. Chaque plan comporte 18 fils de bronze d'un diamètre de $70\mu\text{m}$, distants de 2 mm les uns des autres. Le premier plan rencontré par les électrons arrivant dans l'espace d'amplification s'appelle la grille porte, et le second la grille cathode (déjà décrite).

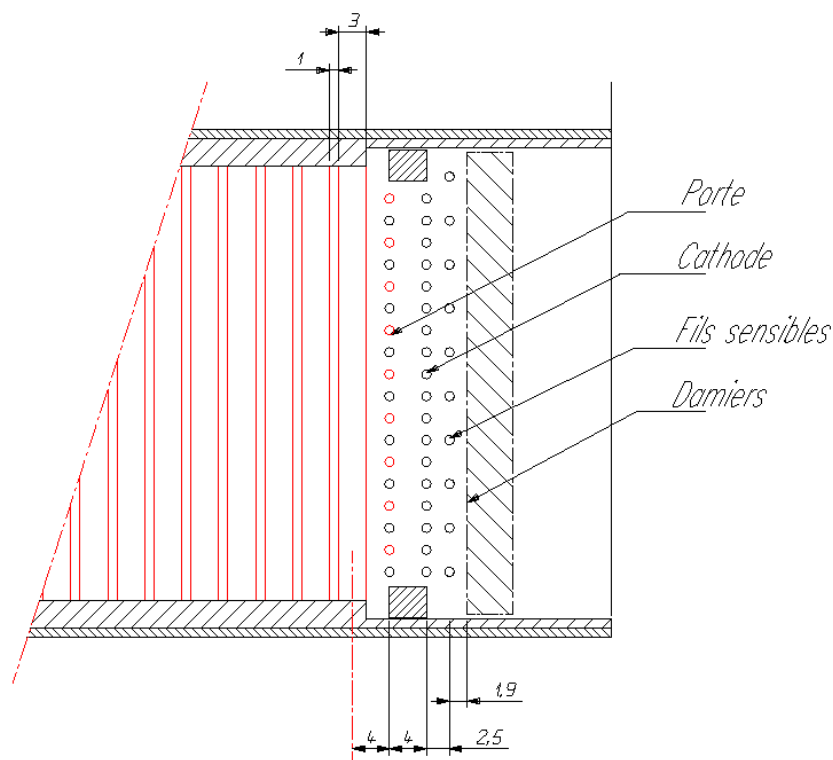


Figure 3.4: La région de la chambre proportionnelle dans la mini-TPC. Cette figure est une coupe transverse du détecteur réalisée dans le sens de la longueur de dérive. Le plan représenté est l'un des deux plans situés le long de la portion manquante, là où les fils ont leur point d'attache. Sur la figure se trouvent de gauche à droite : les pistes de cuivre de 3 mm de largeur, distantes les unes des autres de 1 mm, puis les 18 fils de la grille porte et les 18 fils de la grille cathode. Viennent ensuite les 10 fils sensibles dont 8 seulement ont des damiers en vis à vis, et pour finir les damiers eux mêmes, qui ne se voient pas sur la figure car ils sont trop fins pour être représentés en coupe.

La grille porte assure la fermeture de l'espace d'amplification. Lorsque les fils sont soumis au potentiel qui uniformise le champ (c'est à dire le potentiel de la piste de cuivre sur laquelle la grille repose), elle ne modifie pas parcours des électrons. La porte est alors dite "ouverte". Pour "fermer la porte", les fils adjacents sont soumis à des potentiels différents. Cela crée un champ local parallèle au plan de la grille, donc perpendiculaire à la trajectoire des électrons. Ceux ci sont alors déviés vers les fils où ils sont absorbés. La porte permet aussi que les ions positifs créés dans l'espace d'amplification soient recueillis sur ces fils et ne remontent pas dans l'espace de dérive.. Lorsque la porte est ouverte, le potentiel des fils est de -80 V . Pour fermer la porte, les tensions appliquées sur les fils sont alternativement $+30\text{ V}$ et -190 V ($-80\text{V} \pm 110\text{V}$).

La porte est ouverte avec une fréquence de quelques Hz : dans cette étude du bruit de fond, il n'y a pas de système de déclenchement comme c'est le cas pour des expériences avec collisions. Le temps d'ouverture est d'environ $12\text{ }\mu\text{sec}$ ce qui correspond environ à deux longueurs de dérive. Ce temps est suffisamment court pour éviter l'accumulation des ions créés au voisinage des fils sensibles dans l'espace de dérive.

Ainsi, grâce à ce système de fermeture de porte qui protège l'espace de dérive de la mini-TPC, celle-ci a pu être maintenue sous tension même lorsque le bruit de fond était intense.

3.3.4 L'électronique d'acquisition

Le nombre de damiers est de 192 : la mini-TPC est divisée en 6 secteurs, chacun comportant 8 rangées avec 4 damiers par rangée. Le signal recueilli sur chacun de ces damiers est traité le long de la chaîne d'acquisition.

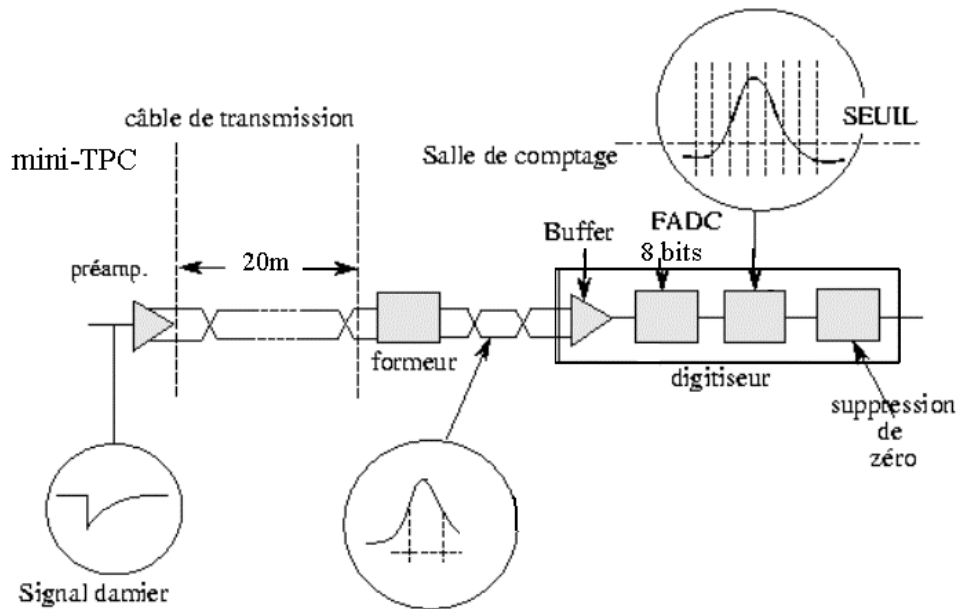


Schéma de la chaîne électronique

Figure 3.5: Chaîne électronique d'acquisition de la mini-TPC.

La chaîne électronique, qui est la même pour toutes les voies, est conçue suivant un schéma

classique (cf figure 3.5). Le signal est tout d'abord pré-amplifié : les pré-amplificateurs sont situés à proximité de la mini-TPC, sous le tube à vide de PEP-II. Ce signal est ensuite acheminé par deux câbles torsadés, d'une longueur de 20 m, jusqu'aux formeurs qui le transforment en un signal de largeur à mi-hauteur fixée à 600 nsec et de hauteur proportionnelle à son amplitude. Ce signal est ensuite échantillonné par des convertisseurs analogique-digital rapides (dits *FADC*). Ceux-ci sont gérés par un système *Fastbus* et peuvent être décomposés en 4 parties distinctes :

- Une zone tampon où les signaux sont stockés.
- La partie convertisseur analogique-digital proprement dite, où l'amplitude du signal est échantillonnée sur 8 bits, avec une fréquence de 15 MHz. Cet échantillonnage se fait alternativement pour deux canaux venant d'un même damier, ce qui correspond finalement à une fréquence effective de 30 MHz.
- Une mémoire tampon dont la capacité maximum de stockage est de 70 nsec sur 511 canaux soit environ 35 μ sec.
- Un module dit de suppression de zéro qui réduit le volume des données.

Enfin au bout de la chaîne se trouve un ordinateur VAX chargée d'enregistrer les données et d'appliquer le programme de reconstruction des traces.

L'acquisition des données durant un événement a été fixée à 350 échantillonnages à la fréquence de 30 MHz. L'appellation événement, qui ne correspond à rien de physique, est utilisée ici pour se référer au temps d'ouverture de la grille et de l'acquisition des données.

3.3.5 Résolution

La résolution doit tenir compte des diffusions transverses et longitudinales. Lors de la diffusion, les déviations subies sont aléatoires. Leur effet est donc proportionnel à la racine carrée de la distance parcourue.

La résolution longitudinale est de $70 \mu\text{m} \times \sqrt{L(\text{cm})} \oplus 170 \mu\text{m}$. Ceci correspond à la diffusion longitudinale des électrons primaires durant leur dérive ainsi qu'à la résolution intrinsèque de la mini-TPC.

La résolution transverse est de $300 \mu\text{m} \times \sqrt{L(\text{cm})} \oplus 210 \mu\text{m}$.

Les résolutions polaires et azimutales résultantes sont respectivement de 9 et 4 mrad.

Tous ces résultats ont été obtenus après des tests sur faisceau au CERN [2].

3.4 Reconstruction des traces.

L'algorithme de reconstruction est le suivant [6] : les signaux recueillis sur les damiers sont analysés afin de déterminer les coordonnées en Z, puis dans le plan (X,Y), de tous les points pouvant correspondre au passage d'une particule. Ensuite, les trajectoires des particules sont reconstituées grâce à des algorithmes d'itération cherchant à associer ces points.

3.4.1 Traitement du signal et position en Z

Au bout de la chaîne d'acquisition, juste après le module de suppression de zéro des convertisseurs analogique-digital, la liste des amas qui ont pu être recueillis sur les 192 damiers est étudiée. L'appellation "amas" correspond à une séquence des amplitudes obtenues après l'échantillonnage du signal à la fréquence de 30 MHz. Un amas représente le signal induit sur un damier par une seule avalanche sur le fil sensible lui faisant face. Sur la figure 3.6, un amas est représenté. La largeur de chaque intervalle en temps de l'histogramme correspond à un échantillonnage de 35 nsec (30 MHz de fréquence) tandis que sa hauteur correspond à l'amplitude du signal.

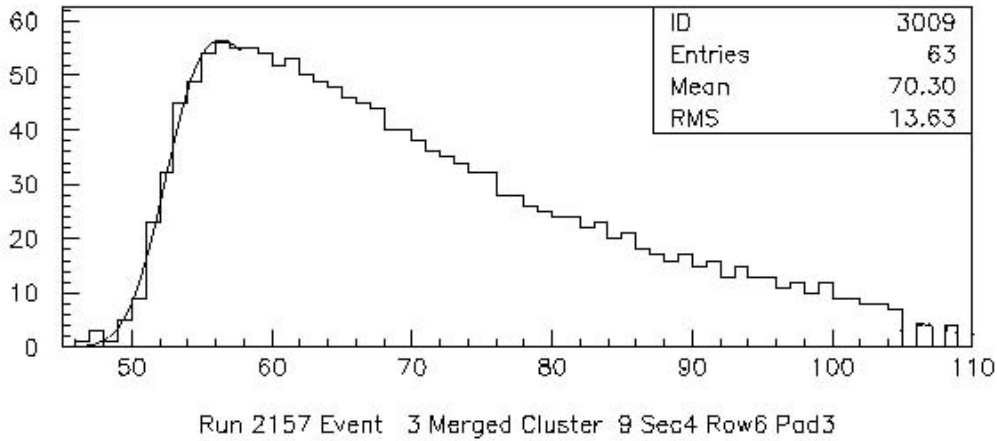


Figure 3.6: Un amas sur un damier de la mini-TPC. Sur l'axe des abscisses de cette figure, chaque intervalle vaut 35 nsec ce qui correspond à une fréquence de 30 MHz. La granularité effective de la mini-TPC est donc de l'ordre de 1 mm avec la vitesse de dérive de la chambre. La largeur du signal à mi-hauteur est de l'ordre de 17 intervalles c'est à dire de 600 ns.

La charge totale (Q) recueillie sur un damier, à la suite d'une avalanche ayant induit un signal sur ce damier, ainsi que le moment où cette avalanche s'est produite (correspondant à la coordonnée en Z d'un point de la trace chargée) sont obtenus en combinant diverses informations : le nombre d'intervalles dans l'histogramme, le nombre d'entrées dans chaque intervalle et le temps d'apparition du signal sur le damier (c'est à dire le moment de la première entrée dans l'histogramme).

Plusieurs estimateurs plus ou moins rapides et robustes ont été mis au point pour déterminer Q et Z à partir de ces informations (la figure 3.6 donne un exemple des différents résultats obtenus selon les méthodes employées). L'estimateur retenu calcule Q en intégrant toutes les entrées de l'histogramme tandis que Z est obtenu grâce à une moyenne pondérée sur 20 intervalles en partant de celui à mi-hauteur précédant le maximum.

En l'absence de déclenchement, la coordonnée z n'est pas absolue. La coordonnée $z = 0$ cm correspond à une avalanche se produisant juste au moment où la grille s'ouvre. La coordonnée $z = 36$ cm peut, elle, être due à une ionisation se produisant près de la grille juste avant que celle-ci ne se referme après 12 μ sec, ou encore, à une ionisation se produisant n'importe où dans l'espace de dérive à un temps approprié pour que l'avalanche sur les fils se produise au moment où la porte se referme.

3.4.2 Position en (X,Y)

Une fois Z et Q calculés, il est possible de rechercher des amas venant d'avalanches sur un même fil et ayant la même coordonnée en Z dans les limites de la résolution. Ces amas sont alors considérés comme provenant d'une même avalanche si elles viennent de damiers voisins. La charge totale due à une avalanche peut être répartie sur deux ou trois damiers. La position de cette avalanche le long du fil est obtenue en comparant les deux plus importantes charges recueillies par deux damiers adjacents, donnant ainsi, par le calcul du barycentre, les coordonnées en X et Y d'un point correspondant au passage d'une trace chargée.

3.4.3 Reconstruction d'une trace

Les coordonnées en (X,Y,Z) des points d'ionisation primaire dans l'espace de dérive étant connus, il est possible de reconstruire les traces elles-mêmes. En l'absence de champ magnétique, ces traces sont rectilignes et elles n'ont pas de direction privilégiée puisque le bruit de fond peut, a priori, arriver de n'importe quelle partie de l'anneau.

Les points sont alors comparés les uns aux autres de manière itérative et associés pour former des segments à condition que leurs coordonnées en Z et en (X,Y) soient proches et qu'un bon χ^2 soit obtenu en ajustant cinématiquement ce segment en trois dimensions.

Une liste de segments est ainsi obtenue dans laquelle les trajectoires de traces sont choisies avec certains critères discriminants :

- Une trace doit être composée de trois points au moins.
- Aucun point ne doit appartenir à plus d'une trace.
- Toutes les traces doivent avoir une longueur minimum de 4,5 cm, et comporter une certaine densité de coups par unité de longueur (plus de 1,5 coups/cm).

La sélection se fait dans un ordre précis : les traces comportant le plus de coups sont d'abord sélectionnées. Après cette première sélection, les segments sont recomparés pour tenter de former des traces dans lesquelles certains coups manqueraient.

Enfin les coups isolés sont, si possible, associés aux traces avec des critères plus lâches. Ce dernier point est destiné à limiter l'accroissement du nombre de coups isolés lorsque l'occupation de la chambre est importante. La figure 3.7 illustre le résultat d'une telle reconstruction : les coordonnées des coups dans la chambre sont connus, des traces y sont associées et une représentation graphique de l'événement dans les trois dimensions peut être effectuée. L'efficacité de reconstruction des traces est d'environ 45%. La perte d'efficacité a plusieurs origines : tout d'abord, l'acceptance de la mini-TPC et ensuite l'électronique qui n'était pas optimale durant la première période de prise de donnée. Toutes ces raisons sont développées ci-dessous.

Si l'occupation de la chambre est faible (c'est à dire que le bruit de fond machine est peu élevé), environ 4 à 5 coups sont associés à une trace. La simulation montre que les coups isolés sont généralement dus à des traces chargées passant dans des endroits peu instrumentés du détecteur, près des parois, ou produisant trop peu de coups pour être reconstruites (cf figure 3.8).

Lorsque l'accélérateur fonctionne à haute intensité, le bruit de fond machine induit une forte occupation de la chambre. Dans ce cas, le taux de traces a tendance à saturer par rapport au nombre total de coups car la reconstruction devient alors trop compliquée (cf figure 3.9). Les points isolés, dont le nombre s'accroît rapidement, ne sont alors qu'un artifice de l'algorithme de reconstruction, c'est pourquoi il importe d'y remédier en tentant d'associer ces points aux

traces déjà reconstruites.

Cet algorithme a été optimisé pour maintenir un compromis entre l'efficacité de reconstruction et le taux de fausses traces. Cependant à haute occupation dans la chambre, la reconstruction a tendance à se dégrader.

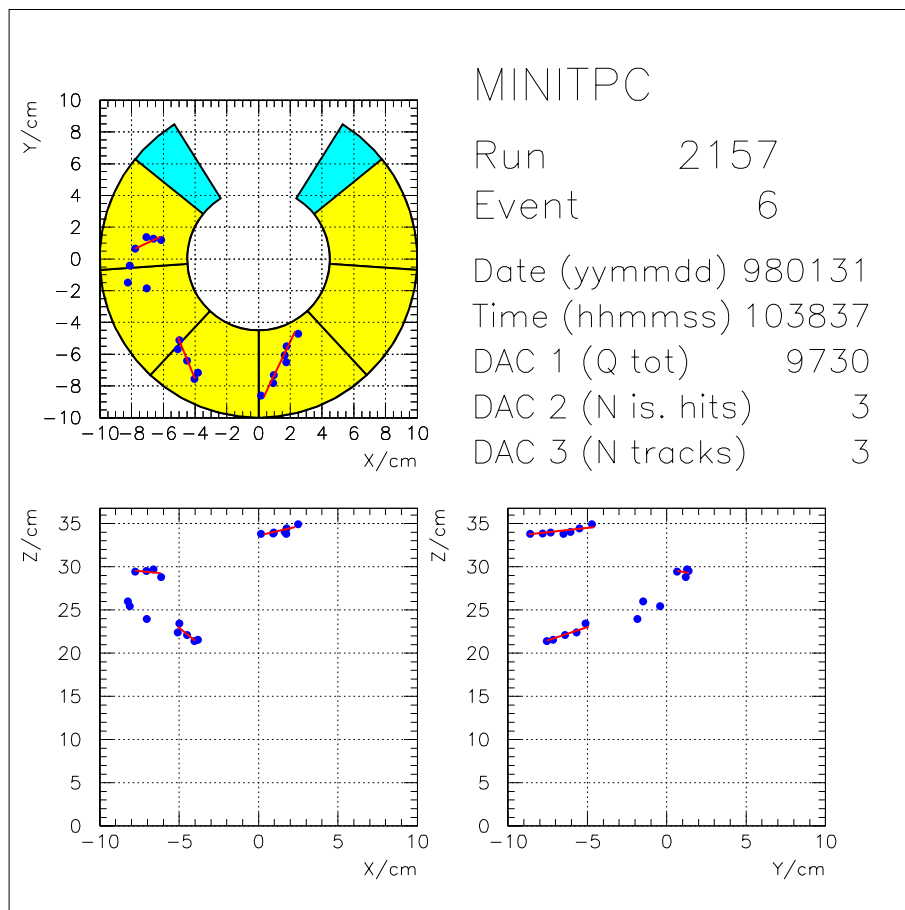


Figure 3.7: Représentation graphique d'un événement reconstruit. Les points représentent des coups reconstruits tandis que les lignes qui les relient représentent des traces associées à ces coups. Cet événement a été enregistré le 31 janvier 1998, alors que l'intensité du faisceau d'électrons était proche de 100 mA. L'anneau de positrons n'était pas encore achevé. La mini-TPC était alors posée verticalement à côté du tube à vide. Le système de coordonnées de cet événement est le suivant: $\vec{z}$, parallèle à l'axe de symétrie cylindrique de la mini-TPC est dirigé vers le haut, $\vec{x}$ est dirigé dans la même direction que le faisceau d'électrons et $\vec{y}$ est dans le plan horizontal, dirigé orthogonalement au faisceau. Pour chaque événement, l'information sur la charge (Q tot), sur le nombre de coups isolés (N is.hits), et sur le nombre de traces (N tracks) est donnée sur la représentation graphique.

3.4.4 Dégradation à haute intensité

À haute intensité de faisceau, lorsque le nombre de particules traversant la mini-TPC s'accroît, une dégradation de la reconstruction a été observée. En effet, le bruit de fond de PEP-II dépasse largement les prévisions qui avait été effectuées (voir section 5), et la chambre ainsi que

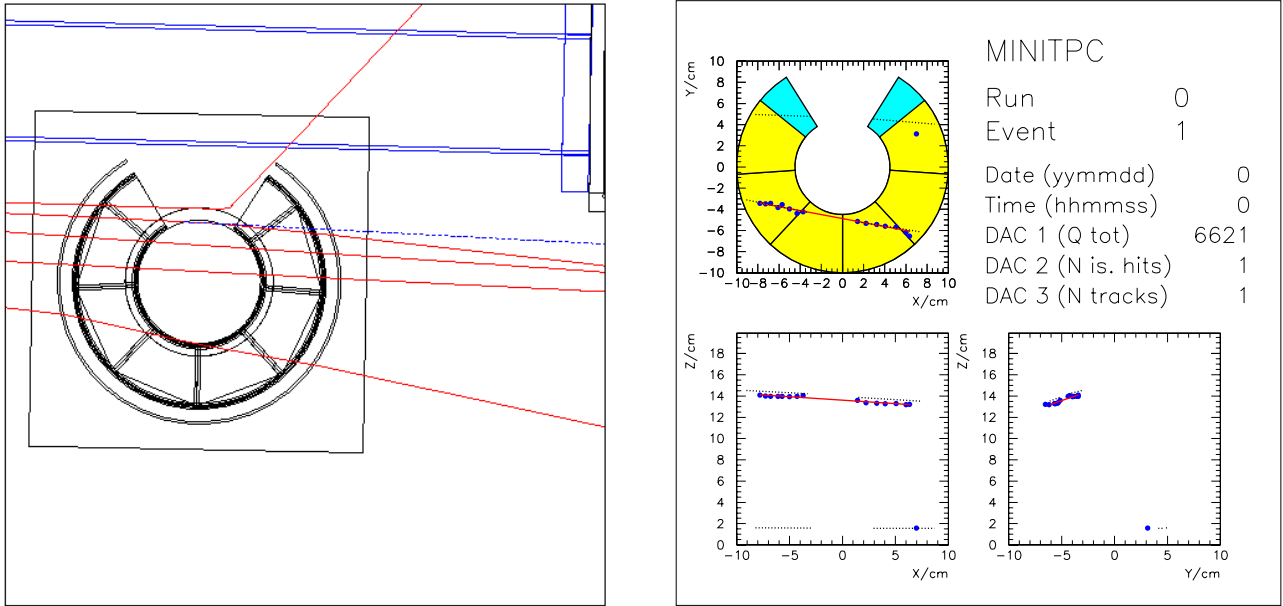


Figure 3.8: Vues d'un événement simulé dans la mini-TPC : sur la gauche, le passage des traces dans la mini-TPC est simulé, tandis que sur la droite se trouve la représentation graphique de cet événement une fois celui-ci reconstruit. Cette figure montre que les traces chargées traversant la mini-TPC peuvent ne laisser aucun coup ou seulement un coup isolé, si elles passent dans des zones non favorisées. Sur cette représentation, la position de la mini-TPC est celle de la première période de prise de données.

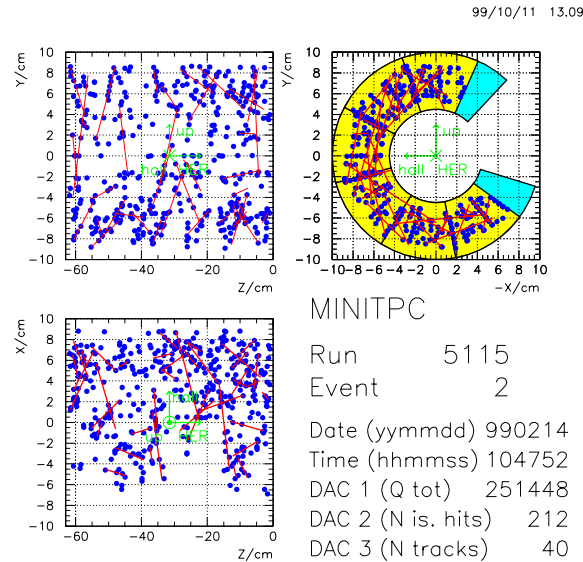


Figure 3.9: Représentation graphique d'un événement dans la mini-TPC avec un taux de bruit de fond de PEP-II élevé. Le nombre de coups dans la chambre est important et le programme de reconstruction n'arrive plus à fonctionner correctement.

son algorithme de reconstruction des traces ont été conçus pour tourner à des taux de traces très inférieurs à ceux mesurés. Deux principaux problèmes surgissent alors : la difficulté de reconnaître deux avalanches successives sur un même damier et celle d'associer les coups dans la chambre à des traces reconstruites.

3.4.4.1 Analyse des amas à haute intensité

Il a été montré section 3.4.1 que les amas ne sont pas décomposés en plusieurs pics successifs lors de la détermination de Z et Q . Cela a été tenté mais toute la résolution sur les traces en était alors affectée. Ceci est dû au fait que les signaux, à la sortie des pré-amplificateurs, sont très larges : il est donc difficile de les séparer. Cependant, à haute intensité, les amas peuvent être dus à plusieurs avalanches successives et si cette séparation n'est pas effectuée, des traces ne sont pas reconstruites (voir figure 3.10).

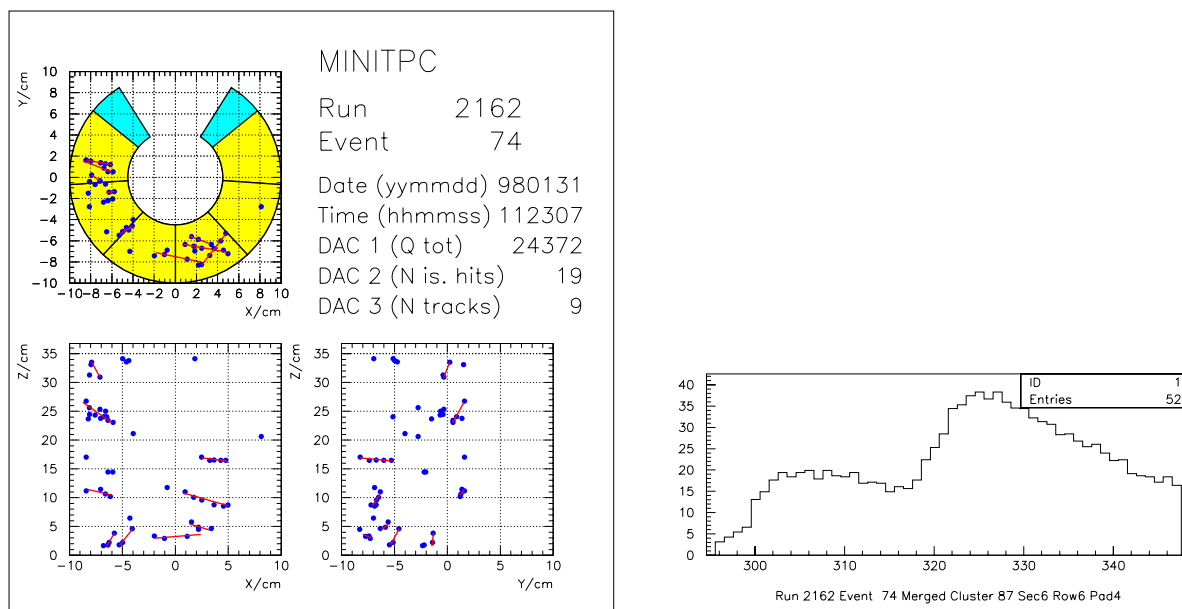


Figure 3.10: *Illustration d'un amas fait de pics successifs. Sur la gauche, se trouve la représentation graphique d'un événement. Deux traces sont reconstruites dans le secteur 6 de la mini-TPC (le dernier secteur dans le sens des aiguilles d'une montre). Ces traces correspondent à deux particules ayant traversé successivement le détecteur, provoquant deux avalanches au même endroit sur un fil. L'amas correspondant est montré sur la droite : chacune des avalanches provoque un pic au sein de l'amas qui en contient donc deux.*

Les pré-amplificateurs induisant ces larges distributions ont été utilisés durant la première prise de données, en janvier 1998. L'intensité du faisceau d'électrons n'a pas dépassé 300 mA lors des études dédiées spécifiquement au bruit de fond (l'anneau de basse énergie réservé aux positrons n'était pas encore achevé), ce qui a tout de même permis la reconstruction de traces durant toute la campagne. La mini-TPC était alors placée verticalement à côté du tube à vide. Les trajectoires des particules qui la traversaient étaient surtout dirigées perpendiculairement à l'axe Z . Comme ce sont souvent les traces dirigées dans la direction de cet axe Z qui sont sources d'avalanches successives sur un même fil, les inconvénients dus à ces pré-amplificateurs ont été relativement limités. Lors de la campagne suivante, au contraire, la mini-TPC était disposée parallèlement au faisceau dans la position qui lui était initialement réservée, c'est à dire dans la

direction privilégiée des particules perdues. La capacité à séparer différents pics dans un amas devenait alors primordiale, c'est pourquoi les pré-amplificateurs ont été modifiés : une résistance a été changée afin de limiter l'allongement de la durée du signal dû à la longueur des câbles entre la mini-TPC et les pré-amplificateurs. Après cette modification, la séparation en z est passée d'environ six cm à moins d'un cm. Les signaux dans un même amas ont ainsi pu être distingués ce qui a amélioré la reconstruction des traces parallèles à l'axe de symétrie de la mini-TPC.

3.4.4.2 Reconstruction des traces à haute intensité

À haute intensité, l'association des signaux sur les damiers aux coups dans la chambre, ainsi que l'association de ces coups aux traces, deviennent difficiles. Les traces sont alors mesurées avec une résolution plus faible et de fausses traces apparaissent.

Cet effet a été observé ([6] et [7]) dans les données prises en janvier 1998, lors de la première campagne de la mini-TPC, alors que le courant dans l'anneau d'électrons passait de 100 mA à 300 mA.

La distribution de la variable θ (définie dans la légende de la figure 3.11 et section 5.2.2) par exemple, est significativement différente à 100 mA et à 300 mA (voir figure 3.11b-histogramme du haut) alors que les caractéristiques du bruit de fond ne doivent pas tant varier sur cette plage de courant.

Il en a été conclu que cette différence était due à une distorsion systématique se produisant à haute occupation dans la chambre.

Pour valider cette hypothèse, les événements des données prises à 100 mA ont été reconstruits cinq par cinq afin de simuler une occupation élevée de la chambre.

Le nombre cinq correspond approximativement au rapport des occupations dans la chambre à 300 mA et à 100 mA mesurées en terme de nombre de traces par événement. La figure 3.11a montre qu'en effet, lorsque les événements enregistrés à 100 mA sont reconstruits 5 par 5, la distribution du nombre de traces reconstruites pour 5 événements (figure du bas) est en relativement bon accord avec la distribution du nombre de traces reconstruites par événement lorsque l'intensité du faisceau est de 300 mA (figure du milieu). Ce chiffre 5 est aussi en accord avec les rapports du nombre de coups dans la chambre par événement et du nombre de amas sur les damiers par événement ainsi que de la charge totale par événement.

La figure 3.11b montre que, si la forme de la distribution de θ à “100mA $\times$ 5” est différente de celle à 100 mA (histogramme du milieu), elle est par contre en accord avec celle à 300 mA (histogramme du bas). Ceci semble confirmer l'hypothèse d'une distorsion systématique dans la reconstruction des traces à haute intensité : les différences entre la forme des distributions à 100 mA et 300 mA ne sont pas le fait de changements dans les caractéristiques de bruit de fond mais reflètent plutôt la dégradation de la reconstruction quand l'occupation augmente.

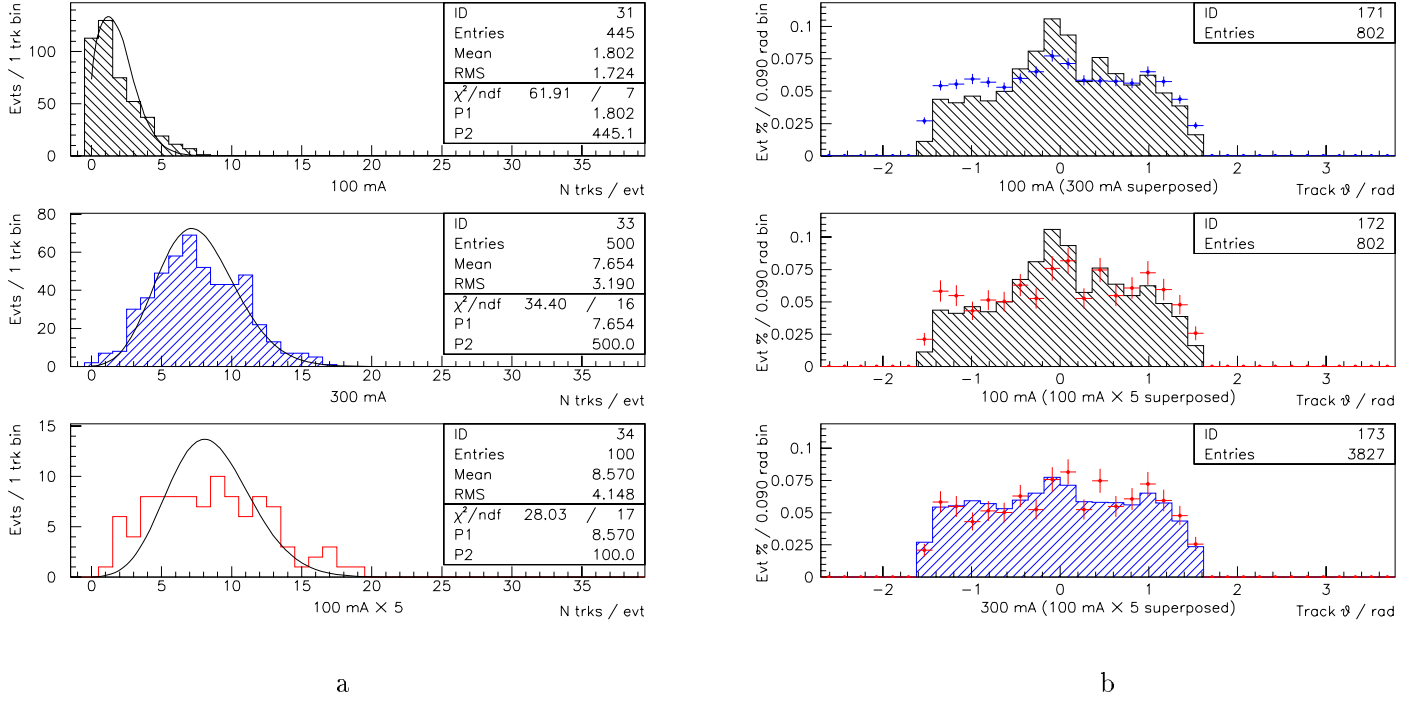


Figure 3.11: *Comparaison des performances sur la reconstruction à différents niveaux d'occupation dans la chambre: respectivement de haut en bas, à 100 mA, à 300 mA et à 100mA en reconstruisant les événements cinq par cinq. (a) Figure de gauche: distribution du nombre de traces reconstruites dans les données par événement. Cette distribution est représentée pour les différentes intensités du faisceau d'électrons. (b) Figure de droite: distribution de la variable θ pour les traces reconstruites. L'angle θ d'une trace est l'angle qu'elle fait avec l'axe du faisceau dans le plan vertical. Dans les coordonnées du détecteur, il est défini comme l'angle entre la projection d'une trace dans le plan (X,Z) et l'axe des x . Les données utilisées pour ces figures ont été prises le 31 janvier 1998 lors d'une étude spécifique du bruit de fond dont les résultats sont présentés section 5.2.*

3.5 Conclusion

La mini-TPC a été construite avec l'expérience acquise par les physiciens lors de la construction du détecteur DELPHI ce qui explique la rapidité de sa réalisation. Les pré-amplificateurs de son électronique d'acquisition étaient d'ailleurs des prototypes de la TPC de DELPHI.

L'algorithme de reconstruction qui a été écrit pour la mini-TPC a montré ses limites à trop haute occupation de la chambre. La mini-TPC a donc été utilisée au meilleur de ses capacités lorsque l'intensité des faisceaux n'était pas trop élevée.

Dans les périodes où le bruit de fond était trop élevé, la reconstruction des traces devenait trop compliquée, voire impossible, et biaisée par le grand nombre de coups dans la chambre. Dans ce cas, le seul estimateur de bruit de fond restant était le courant dû aux avalanches sur les fils sensibles.

Bibliographie

- [1] W.R. Leo
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
Second Revised Edition
Springer-Verlag Editor.
- [2] R. Cizeron *et al.*
A mini-TPC for SLAC B-factory commissioning.
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **419** (1998) 525.
Note de conférence de: *Vienna Wire Chamber Conference* (1998)
- [3] A. Durand.
Une mini-TPC pour l'expérience BaBar
Projet de fin d'étude de ENSPG. (Septembre 1997)
- [4] R. Cizeron *et al.*
A mini-TPC for PEP-II commissioning.
Note de conférence du: *2nd Workshop on Backgrounds at the Machine Detector Interface*, Honolulu, Hawaii (1997).
T. E. Browder, S. K. Sahu, editeurs.
- [5] Ph. Charpentier *et al.*
Proposal for the data acquisition system of the TPC and perspectives for the TPC tests.
DELPHI Internal Note DELPHI-85-73/DAS-20/TRACK-16 (1985)
- [6] V. Lepeltier *et al.*
Measurement of PEP-II backgrounds with the mini-TPC in the January 1998 commissioning run.
BaBar Note # 495 (Mai 1999).
- [7] V. Lepeltier *et al.*
Measurement of PEP-II backgrounds with the mini-TPC in the Autumn-Winter 1998-1999 commissioning run.
BaBar Note # 510 (Novembre 1999)

Chapitre 4

La simulation des particules perdues

Les particules perdues sont la principale source de bruit de fond dans la mini-TPC. Les particules chargées détectées sont en effet essentiellement les particules contenues dans les gerbes dues aux interactions des particules perdues avec des éléments de la machine. Ces particules perdues sont des électrons et positrons du faisceau déviés de leur trajectoire par diffusion coulombienne ou bremsstrahlung. Les particules contenues dans ces gerbes sont des électrons et des positrons, mais aussi des photons et parfois des hadrons (voir section 2.2).

Les particules dues au rayonnement synchrotron ne sont pas détectées avec la mini-TPC car l'énergie des photons du rayonnement n'est pas suffisante (moins de 100 keV) pour leur permettre d'y pénétrer.

Ce chapitre est consacré aux caractéristiques des particules perdues dans la simulation.

Celles-ci ont évolué au cours de l'étude : la première simulation, réalisée pour écrire le *conceptual design report* [1] de PEP-II et le *Technical Design Report* [2] de BaBar, a été modifiée au cours de la période de mise en service de PEP-II.

La simulation décrite dans ce chapitre est celle qui a été utilisée pour être comparée aux données enregistrées durant cette période. Dans cette simulation, tous les éléments de la ligne de faisceau situés à moins de 800 cm de part et d'autre du point d'interaction sont inclus, ce qui n'était pas le cas au temps du *TDR*. Quelques précisions sur la première version de la simulation seront cependant données au fil du chapitre afin de justifier des choix qui ont été fait dans la simulation plus récente.

Avant la présentation du bruit de fond simulé dans chacun des anneaux et des taux de traces induits dans la mini-TPC, une brève description de la simulation proprement dite sera donnée.

4.1 Description de la chaîne de simulation.

Le bruit de fond dû aux particules perdues de PEP-II est simulé avec un programme appelé TURTLE [3]. Ce programme simule la trajectoire des particules déviées de la ligne de faisceau ainsi que leurs interactions avec les éléments de la machine. Dans le cas de PEP-II, ces déviations sont dues à des interactions coulombienne et bremsstrahlung.

Le principe de fonctionnement est simple : un point d'interaction est choisi au hasard le long du faisceau (en considérant une pression uniforme dans l'anneau), une particule du faisceau est placée en ce point, et la particule secondaire diffusée est propagée dans la direction du faisceau jusqu'à ce qu'elle heurte un élément de la machine ou qu'elle arrive au bout de la ligne de faisceau simulée. Dans la version de TURTLE utilisée pour ces études, les particules ne sont pas

propagées sur plusieurs tours. Les coordonnées et l'impulsion des particules TURTLE susceptibles de causer du bruit de fond dans BaBar sont mises en mémoire pour être implantées dans la simulation complète du détecteur. Ces particules sont celles qui heurtent un élément de la machine près du point d'interaction. Pour chaque particule perdue, l'endroit de l'interaction le long du faisceau et la nature de l'interaction (de diffusion coulombienne ou bremsstrahlung) sont connus, ainsi que la position et le quadri-vecteur énergie-impulsion de la particule à son point d'entrée dans la région d'interaction de PEP-II.

La simulation spécifique de BaBar, appelée BBSIM [4], est basée sur la version 3 de GEANT [5]. La simulation BBSIM de la région d'interaction contient tous les éléments de la ligne de faisceau situés à moins de 800 cm de part et d'autre du point d'interaction. Pour chacune des périodes d'étude du bruit de fond, BBSIM était adapté à la configuration de PEP-II. Les données peuvent donc être comparées à la simulation sur des bases cohérentes. Ceci est illustré par les figures 4.1 et 4.2, qui représentent la région d'interaction de PEP-II respectivement durant les périodes janvier 1998 et octobre 1998-février 1999.

Les données fournies par TURTLE contenant la position et la direction des traces primaires à l'entrée de la région d'interaction de PEP-II sont injectées dans BBSIM via un outil appelé BEGET [6]. Le programme BBSIM simule leur propagation à travers les éléments de la région d'interaction de PEP-II et leurs interactions avec ces éléments. BBSIM simule aussi la trajectoire de toutes les particules secondaires générées lors de ces interactions à condition que leur énergie soit supérieure à une certaine limite.

Cette limite, prévue pour optimiser les programmes et éviter de trop grandes consommations de temps de calcul, est destinée à ne pas propager des traces qui ne seront, de toutes façons, pas détectées. Dans le cas de la mini-TPC, après divers tests (qui ne seront pas détaillés ici) destinés à vérifier que des traces n'étaient pas perdues, cette limite a été fixée à 100 keV.

Pour l'analyse du bruit de fond, une description détaillée de la mini-TPC a été développée et incluse dans la simulation totale. Cette description, également réalisée avec GEANT, intègre la simulation complète du fonctionnement du détecteur lorsqu'une particule chargée le traverse. Cette simulation fournit, en bout de chaîne, un signal sur les damiers qui est stocké sous le même format que les données (en mode suppression de zéro). Le programme de reconstruction, décrit section 3.4.3, est ensuite appliqué sur ces signaux, procurant ainsi des trajectoires de traces associées à des coups dans la chambre.

Un dernier algorithme, intervenant à la fin du programme de simulation, est chargé d'associer ces traces reconstruites aux trajectoires vraies des particules générées. Ainsi, il est possible de tester le programme de reconstruction et de savoir si une trace reconstruite correspond bien à une vraie particule ayant traversé la mini-TPC, ou si c'est une fausse trace due à une erreur du programme de reconstruction.

Cet algorithme est très bon (quasiment efficace à 100%) à faible occupation de la chambre mais ses performances se dégradent à haute intensité, lorsque la résolution sur la détection des traces chargées devient moins bonne et que trop de fausses traces apparaissent.

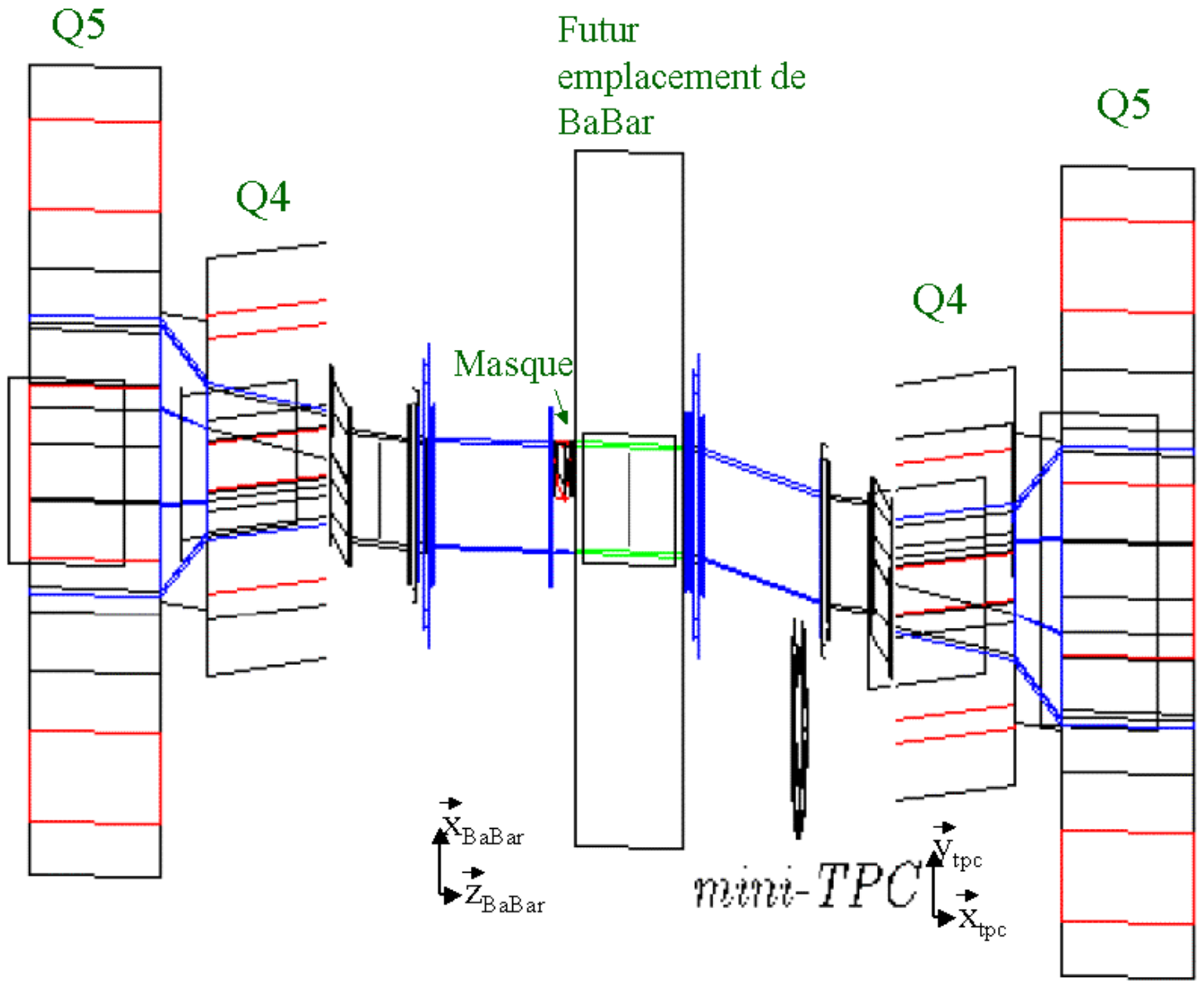


Figure 4.1: La région d'interaction et le tube à vide provisoire de l'anneau d'électrons durant la période de janvier 1998. Cette figure, réalisée avec BBSIM, est une vue dans le plan (X, Z) de BaBar, c'est à dire du plan horizontal vu de dessus. Dans le système de coordonnées de la mini-TPC, cette vue est celle du plan (X_{tpc}, Y_{tpc}) qui est le plan perpendiculaire à l'axe de symétrie cylindrique du détecteur. L'échelle des abscisses est compressée d'un facteur 15 par rapport à celle des ordonnées: cette région s'étend sur 750 cm de part et d'autre du point d'interaction en Z et sur 50 cm de part et d'autre du point d'interaction dans la direction orthogonale. La direction des électrons est celle des z croissants. La mini-TPC, qui était placée verticalement à côté du tube à vide, légèrement décalée par rapport au point d'interaction, est visible en coupe transversale, bien que comprimée elle aussi, dans la direction du faisceau.

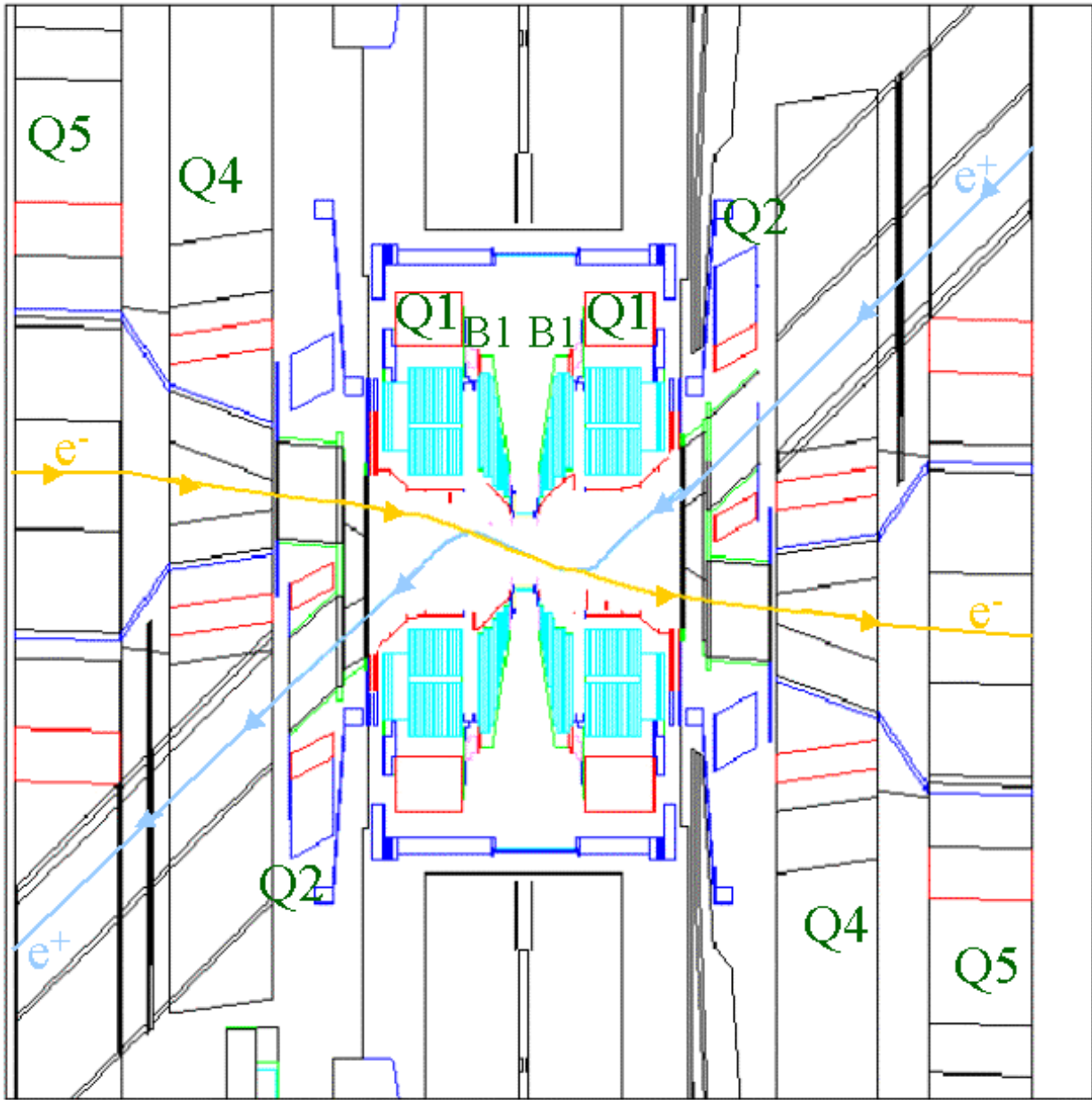


Figure 4.2: Vue réalisée avec *BBSIM* de la région d'interaction de PEP-II durant la période octobre 1998-février 1999. La projection est la même que celle de la figure 4.1, c'est à dire que la région est vue dans le plan horizontal (ou plan (X,Z)). L'échelle des abscisses est compressée d'un facteur 27 par rapport à celle des ordonnées: la région s'étend sur 800 cm de part et d'autre du point d'interaction en Z et sur 30 cm de part et d'autre de ce point en X . La mini-TPC, qui est située juste au point d'interaction entre les deux aimants $B1$ en Z , n'est pas visible sur cette figure. En ce qui concerne ses coordonnées, les axes sont confondus avec ceux de BaBar, mais l'origine de l'axe Z est différente: pour BaBar, le point $z_{\text{BaBar}} = 0$ se situe exactement au centre de la région d'interaction, ou encore au centre de la mini-TPC, tandis que le point $z_{\text{TPC}} = 0$ se situe à l'extrémité du détecteur, au niveau des fils sensibles, donc à $z_{\text{BaBar}} = 8$ cm. Pour cette période, l'axe Z de la mini-TPC, est dirigé de la plaque haute tension vers la chambre proportionnelle, c'est à dire dans le sens inverse de celui choisi pour la période précédente.

4.2 Le bruit de fond dans l’anneau de haute énergie.

Les distributions montrées dans cette section sont basées sur les fichiers générés par TURTLE en considérant une pression uniforme de 1 nTorr dans tout l’anneau et une intensité de faisceau de 1 A. Le nTorr est l’unité de pression utilisée tout au long de cette étude. Dans les programmes de simulation, de même que dans les résultats de mesures sur les données délivrées par les pompes, cette unité est exprimée en équivalent N₂. Dans la simulation, il faut en effet pouvoir chiffrer le nombre d’interactions qui dépend de la composition chimique du gaz. Pour les données, des conversions sont effectuées afin de se placer dans cette unité.

Comme cela a été expliqué section 4.1, seules les particules atteignant la région d’interaction de PEP-II sont prises en compte dans la simulation GEANT du détecteur.

Les résultats donnés dans cette section concernent l’anneau achevé, c’est à dire que la simulation considérée est celle réalisée pour la seconde campagne de la mini-TPC d’octobre 1998 à février 1999. Cependant, afin de pouvoir appréhender les résultats obtenus durant la première campagne de prise de données, les caractéristiques de la simulation réalisée pour cette campagne sont brièvement décrites section 4.2.5.

4.2.1 Caractéristiques des particules perdues dans l’anneau d’électrons.

La figure 4.3 représente les localisations le long du faisceau, des interactions ayant donné lieu à des particules perdues. Cette distribution, réalisée pour une pression uniforme de 1 nTorr, met en évidence l’existence de quatre régions dans l’anneau. Ces régions sont définies en fonction des acceptances géométriques de l’anneau, selon qu’une particule perdue dans une région, puisse, ou non, atteindre la région d’interaction pour y générer des gerbes de particules secondaires. Les limites de ces régions, basées sur la géométrie de l’anneau, sont indiquées tableau 4.1. Par convention, le nombre désignant une région augmente en s’éloignant du point d’interaction, donc en se dirigeant vers les z négatifs. Les électrons se dirigent dans le sens des z croissants. Les trois premières régions de l’anneau sont situées dans la “ligne droite” appelée *straight 2* qui abrite *IR2* (voir chapitre 2.1). La dernière région, qui commence à la jonction entre l’*Arc 1* et *straight 2*, comprend tout l’anneau.

Région de l’anneau d’électrons	Distance au Point d’Interaction
région 1	-4 m à -26 m
région 2	-26 m à -42 m
région 3	-42 m à -66 m
région 4	-66 m à -2200 m

Tableau 4.1: *Les quatre régions de l’anneau d’électrons.*

Il existe des différences importantes entre les particules perdues venant des différentes régions de l’anneau. Comme le montrent le tableau 4.2 et la figure 4.4, selon les régions, le poids relatif et la distribution en énergie des trois contributions au bruit de fond, diffèrent. Ces trois contributions sont les électrons de diffusion coulombienne et les électrons et photons bremsstrahlung. Les photons bremsstrahlung dominent le bruit de fond ayant sa source près du point d’interaction dans la région 1, mais ils sont significativement moins nombreux dans la région 2 et aucun de ceux créés dans les régions 3 et 4 n’atteignent la région d’interaction de PEP-II.

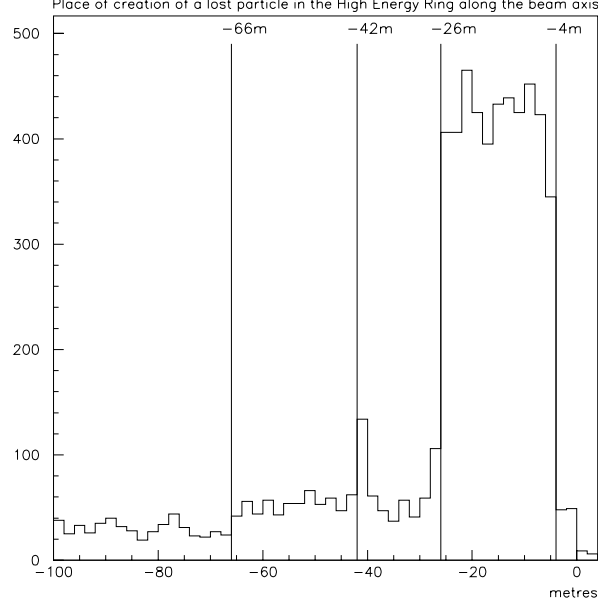


Figure 4.3: *Lieu de création d'une particule perdue le long de l'axe Z du faisceau avec la simulation TURTLE de l'anneau d'électrons. Chaque entrée dans l'histogramme représente une particule perdue ayant atteint la région d'interaction de PEP-II pour y être génératrice de bruit de fond. Le fait que cette particule donne lieu ou non à une trace dans la mini-TPC n'intervient pas ici. Sur cette figure, la simulation de ces particules perdues est brute et correspond à une pression uniforme de 1 nTorr dans l'anneau et à 1 A d'intensité de faisceau sans aucune normalisation. Quatre régions de l'anneau se profilent dans cette distribution. La région 4 qui s'étend de -66 m à -2200 m inclut toutes les particules perdues dans l'anneau en deçà de -66 m. Cette région n'a pas été représentée dans son ensemble pour des raisons d'échelle. Le tableau 4.2 donne le nombre de particules perdues pour chaque région. Les particules effectuant de multiples tours avant d'interagir en IR2 ne sont pas incluses dans cette simulation.*

Les électrons ayant subi une diffusion coulombienne ont un spectre en énergie très piqué, proche de l'énergie du faisceau. Ils sont relativement peu nombreux, par rapport aux autres contributions, à être créés dans les régions 1, 2 et 3, mais ils dominent le bruit de fond venant de la région 4. En effet, ils ont la bonne énergie pour franchir de longues distances dans l'anneau en étant guidés par les éléments de l'accélérateur. Ceci leur permet même d'effectuer de multiples tours dans l'anneau, en déviant légèrement de l'orbite du faisceau à chaque tour, avant d'interagir en IR2. Ils peuvent ainsi être créés partout le long de l'axe du faisceau et leur flux intégré sur tout l'anneau est important.

Les électrons bremsstrahlung dominent le bruit de fond venant des régions 2 et 3. Ceux qui ont une énergie proche de 9 GeV contribuent aussi au bruit de fond venant de la région 4.

Les spectres en énergie de ces trois types de contribution au bruit de fond sont caractéristiques des interactions qui les ont créés.

Les électrons ayant subi une diffusion élastique coulombienne par un noyau ne perdent quasiment pas d'énergie c'est pourquoi leur spectre est piqué à l'énergie du faisceau.

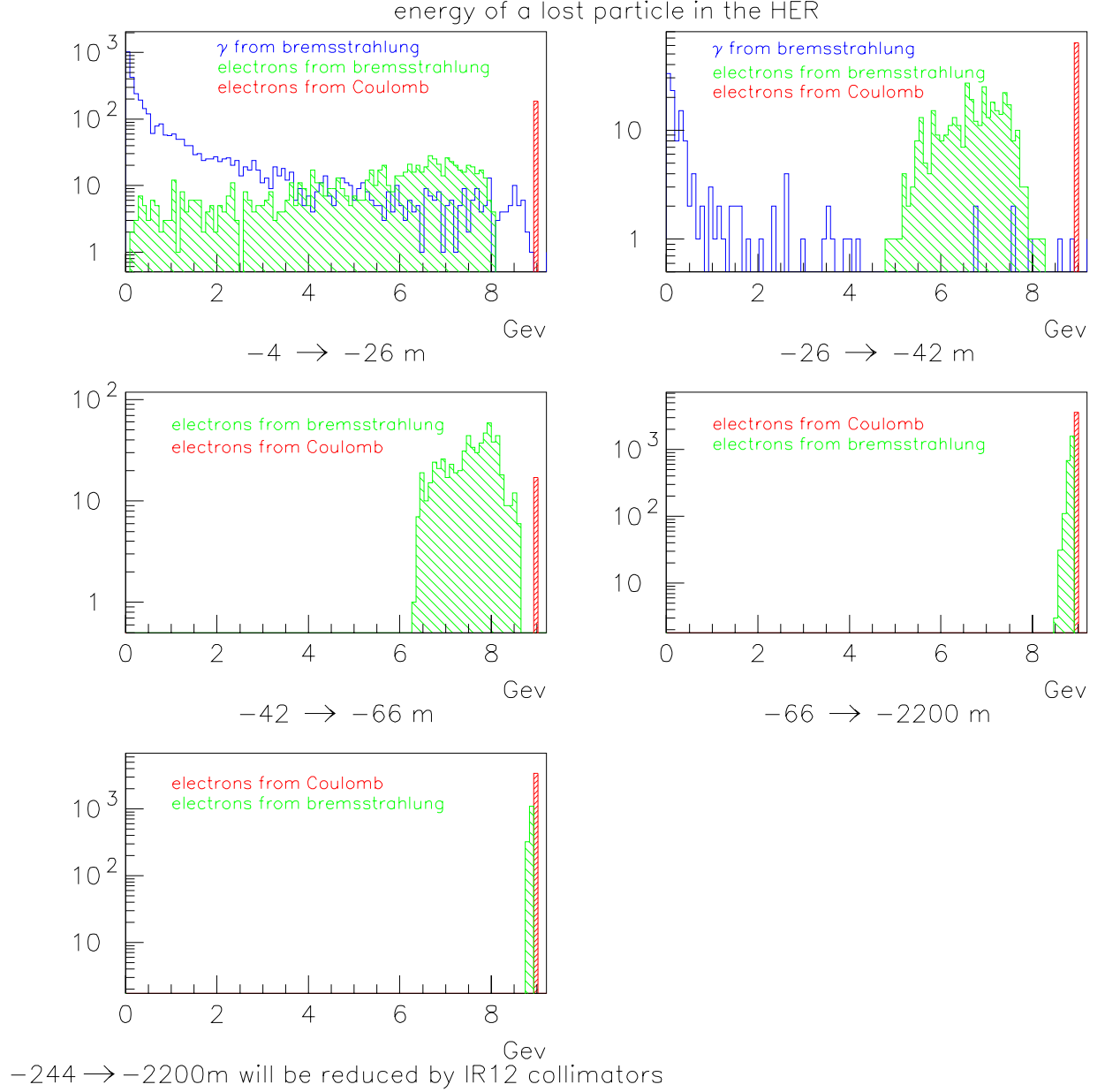


Figure 4.4: Distributions en énergie des particules perdues venant des quatre régions de l'anneau d'électrons. Ces particules sont des photons bremsstrahlung, des électrons bremsstrahlung, et des électrons de diffusion coulombienne. Chaque particule perdue générée par TURTLE et injectée en entrée de BBSIM correspond à une entrée dans l'un des histogrammes, indépendamment du passage de particules secondaires dans la mini-TPC. Le bruit de fond qui serait réduit par les collimateurs situés en IR12 (voir tableau 4.4) se trouve sur la dernière figure en bas à gauche. Le nombre d'entrées dans chaque histogramme est donné tableau 4.2.

<i>HER</i>	Toutes les particules primaires perdues				Particules perdues à l'origine de traces dans la mini-TPC			
région	e^- Coul.	e^- Brem.	γ Brem.	Total	e^- Coul.	e^- Brem.	γ Brem.	Total
$4 \rightarrow -4$ m	0.00 k	0.08 k	0.03 k	0.11 k	—	—	—	—
$-4 \rightarrow -26$ m	0.18 k	0.86 k	3.57 k	4.61 k	0.09 k	0.85 k	0.34 k	1.28 k
$-26 \rightarrow -42$ m	0.06 k	0.35 k	0.13 k	0.54 k	0.02 k	0.60 k	0.00 k	0.62 k
$-42 \rightarrow -66$ m	0.02 k	0.62 k	—	0.64 k	0.00 k	0.28 k	—	0.28 k
$-66 \rightarrow -2200$ m	3.61 k	2.41 k	—	6.02 k	1.09 k	0.08 k	—	1.17 k
Tout l'anneau	Total de la statistique simulée			11.9k				

Tableau 4.2: *Statistiques de l'échantillon de la simulation du HER utilisée pour cette analyse. Le nombre de particules perdues atteignant la région d'interaction de PEP-II est donné pour chaque contribution et pour chaque région. Il est à noter que des particules sont perdues dans la zone située en aval de la région 1 entre -4 et 4 m. Mais aucune des particules perdues dans cette zone ne donne lieu à une trace dans la mini-TPC. Ces chiffres sont aussi fournis pour les particules perdues induisant traces chargées secondaires dans la mini-TPC. Il y a une entrée par trace chargée traversant la mini-TPC. La lettre k dans la table signifie 10^3 (pour kilo).*

Lors du bremsstrahlung, où l'électron rayonne un photon dans le champ d'un noyau, la somme des énergies du photon et de l'électron est pratiquement égale à l'énergie du faisceau. Le spectre en énergie de chacune des particules peut par contre s'étendre entre 0 et 9 GeV. Ces spectres en énergie peuvent être observés figure 4.4. Des considérations d'acceptance expliquent la disparité des spectres suivant la région d'origine des particules perdues.

Le dernier histogramme de la figure 4.4 représente le bruit de fond venant de la région 4 (c'est à dire venant de l'anneau en amont de *straight 2*), qui peut être réduite grâce aux collimateurs de faisceau, situés en *IR12*, à 244 m du point d'interaction. En fait, le bruit de fond réduit par ces collimateurs pourrait être plus important que ce qui est représenté ici. En effet, le bruit de fond dû aux électrons effectuant plusieurs tours d'anneau avant d'interagir avec la machine, ne sont pas simulés dans les fichiers TURTLE et donc pas représentés sur ces figures. Ce bruit de fond pourrait pourtant être particulièrement haut pour les particules ayant une énergie proche de celle du faisceau c'est à dire tous les électrons de diffusion coulombienne et les électrons bremsstrahlung venant de la région 4.

Une grande partie des différences observées entre la simulation et les données ont été attribuées à ce bruit de fond non prévu dans la simulation. Ceci est décrit section 5.3.

4.2.2 Description des traces atteignant la mini-TPC.

Comme cela a été mentionné, la source principale de traces dans la mini-TPC sont les gerbes de particules produites lors d'interaction entre les particules perdues et les éléments de la machine. Grâce à la simulation, il est possible d'étudier les caractéristiques de ces particules qui traversent la mini-TPC.

Le poids relatif et la distribution en énergie des particules perdues qui, par leurs interactions, donneront lieu à des traces dans la mini-TPC, donc au point d'interaction, sont donnés

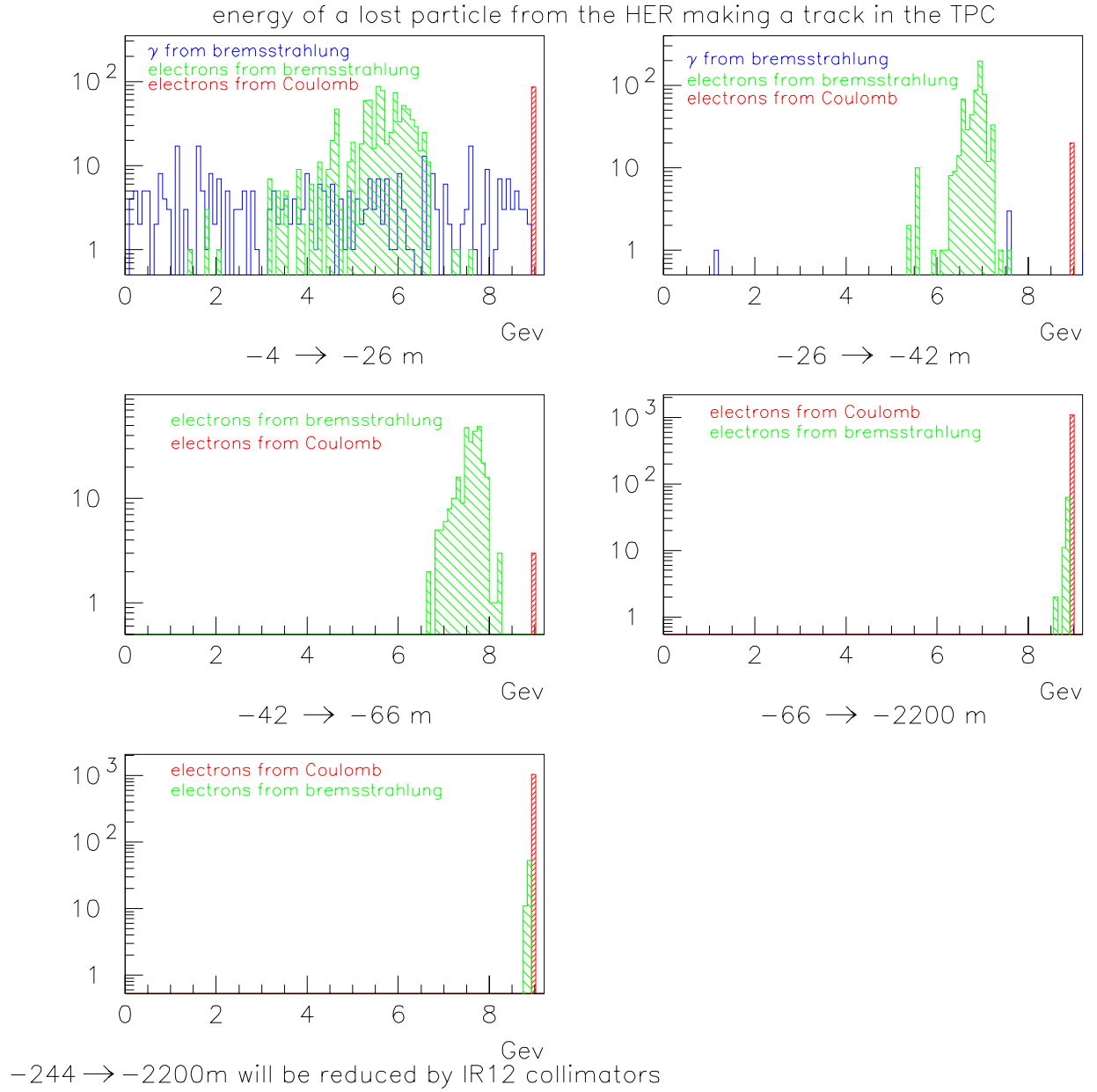


Figure 4.5: Distributions en énergie des particules perdues venant des quatre régions de l'anneau d'électrons. Chaque trace chargée traversant la mini-TPC correspond à une entrée dans l'un des histogrammes. La figure en bas à gauche représente le bruit de fond réduit par les collimateurs situés en IR12. Le nombre d'entrées dans chaque histogramme est donné tableau 4.2.

tableau 4.2 et figure 4.5. Leur comparaison avec la figure 4.4 montre que les particules de haute énergie ont une plus grande probabilité d'être sources de traces dans la mini-TPC. Les électrons bremsstrahlung dominant le bruit de fond venant des régions 1, 2 et 3, tandis que les électrons de la diffusion coulombienne, sont prépondérants dans celui venant de la région 4.

Le tableau 4.2 indique la nature et le nombre de particules perdues venant de chaque région dans la simulation, ainsi que la nature et le nombre de ces particules qui donnent lieu à une trace dans la mini-TPC. Une seule particule perdue peut être source de plusieurs traces dans la mini-TPC. C'est le cas par exemple des électrons bremsstrahlung venant de la région 2.

L'origine des particules atteignant la mini-TPC est indiquée figure 4.6. Pour chaque particule laissant une trace dans la mini-TPC, cette figure représente la distribution projetée en (x,z) (dans les coordonnées de BaBar), du dernier point d'interaction de cette particule avant qu'elle ne rentre dans le détecteur, ou les coordonnées de son point de création. Si cette particule a été générée dans la mini-TPC, c'est alors le dernier point d'interaction de sa "mère" qui est représenté.

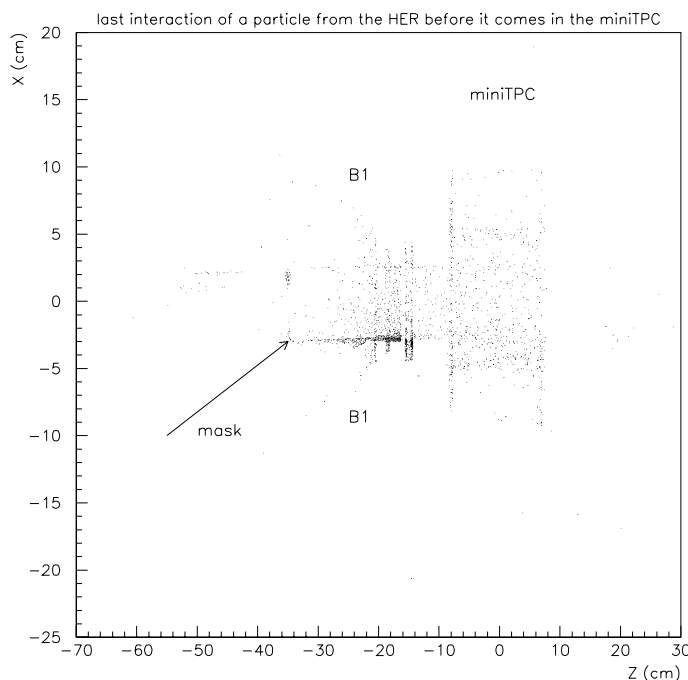


Figure 4.6: *Origine ou dernier point d'interaction d'une particule chargée traversant la mini-TPC. Ces particules sont générées avec la simulation de l'anneau d'électrons. Cette figure est projetée dans plan horizontal (X,Z) . Certains éléments de cette ligne sont reconnaissables tels qu'un masque à rayonnement synchrotron sur la gauche, ou encore le dipôle B1. Les éléments de cette vue peuvent être identifiés à l'aide de la figure 4.2 réalisée grâce à BBSIM représentant la région d'interaction de PEP-II dans le même plan.*

L'origine $(0,0)$ correspond au centre de BaBar, à celui de la mini-TPC et au point d'interaction. La géométrie de certains éléments peut être facilement reconnue, notamment le tube à vide, l'extrémité du masque HEB qui a la longueur de Q1 et B1, et une partie du dipôle B1. Ces éléments peuvent être repérés en s'aidant de la figure 4.2. Il est visible, sur la figure 4.6, que le flux de bruit de bruit de fond le plus intense vient de particules heurtant dans des éléments de

la ligne de faisceau à l'intérieur de l'anneau (c'est à dire à des valeurs négatives de x).

4.2.3 Les modèles de pression dans l'anneau d'électrons.

Le bruit de fond dans l'anneau dépend du vide qui y règne. Il est donc proportionnel à la pression totale et à l'intensité du faisceau :

$$\text{Bruit de fond} \propto I_{\text{électrons}} \times P. \quad (4.1)$$

La pression dans un anneau dépend du nombre de particules de gaz résiduel qui s'y trouvent. Elle peut être paramétrée par une fonction linéaire dépendant du courant dans l'anneau :

$$P = P_{\text{base}} + I_{\text{électrons}} \times P'_{\text{dynamique}} \quad (4.2)$$

avec $P'_{\text{dynamique}} = \frac{dP}{dI}$

P_{base} est la pression de base indépendante du courant dans l'anneau. Elle est dominée par le dégazage thermique qui a lieu même en l'absence de rayonnement synchrotron.

$P'_{\text{dynamique}}$ est la pression dynamique qui est due à la désorption, sous l'action du rayonnement synchrotron, des molécules de gaz résiduel piégé dans les parois du tube à vide. Cette pression, particulièrement élevée au démarrage de la machine, décroît avec l'intégration du courant dans l'anneau. En effet, lorsque l'accélérateur fonctionne, sous l'effet du rayonnement synchrotron, le gaz sort peu à peu des parois où il était piégé pour être pompé hors de l'anneau.

Ce bruit de fond dû aux particules résiduelles piégées dans les parois s'est avéré beaucoup plus important que prévu lors de l'analyse des données. Afin d'optimiser le collisionneur avant le démarrage de BaBar, il a donc été décidé de faire dégazer les parois au maximum en faisant circuler les faisceaux dans les anneaux à très haute intensité. Le programme de cette période de prise de données a donc été établi en fonction de trois objectifs : le dégazage des parois avec des courants à très haute intensité, l'optimisation des paramètres de PEP-II en mode collisions afin d'atteindre la luminosité nominale et la compréhension et la modélisation du bruit de fond grâce à des périodes dédiées à l'étude de ce bruit de fond.

Comme cela a été mentionné, les fichiers TURTLE utilisés pour la simulation ont été générés avec une pression uniforme dans l'anneau de 1 nTorr et pour une intensité de faisceau de 1 A. Il convient d'expliquer l'origine de ces chiffres afin de pouvoir comprendre les problèmes de simulation rencontrés par la suite.

Ces chiffres sont les paramètres nominaux de PEP-II donnés dans le "Technical Design Report" (*TDR*) de BaBar [2] dans le chapitre concernant les effets du bruit de fond de PEP-II sur le détecteur. Dans le "Conceptual Design Report" (*CDR*) de PEP-II [1], cette pression de 1 nTorr est celle prévue dans la section droite de l'accélérateur, *straight 2*. Les pressions de base et dynamique y sont respectivement égales à 0.5 nTorr et 0.5 nTorr/A. Dans le *CDR* toujours, des pressions plus hautes ont été prévues dans le reste de l'anneau, avec, pour une intensité de 1 A, 3 nTorr dans les sections droites et 10 nTorr dans les arcs.

Mais dans la simulation BBSIM réalisée pour le *TDR*, les quadripôles distants Q4 et Q5, la cloison de Q2, ainsi que les brides de l'anneau n'étaient pas inclus (voir section 2.1.2.3 pour la description de la région d'interaction). Or ces éléments de la machine sont une source de bruit de fond pour BaBar, dans la mesure où les électrons de diffusion coulombienne venant de la région 4 y interagissent, en produisant des gerbes en *IR2* dont les débris peuvent atteindre BaBar.

De plus, comme cela a été dit, les particules venant de la région 4 peuvent réaliser plusieurs tours d'anneau avant d'atteindre BaBar et cet effet n'est pas pris en compte dans la simulation. Sans la simulation de tous ces éléments, il est présumé dans le *TDR* que les particules perdues créées dans la région 4, c'est à dire hors de *straight 2*, ne sont pas une source de bruit de fond pour BaBar. La figure 4.7, extraite du *TDR*, montre que les particules perdues venant de la région 4 ne sont pas considérées comme des sources de bruit de fond pour BaBar. Une comparaison des données avec les prédictions du *TDR* est donnée section 5.2.

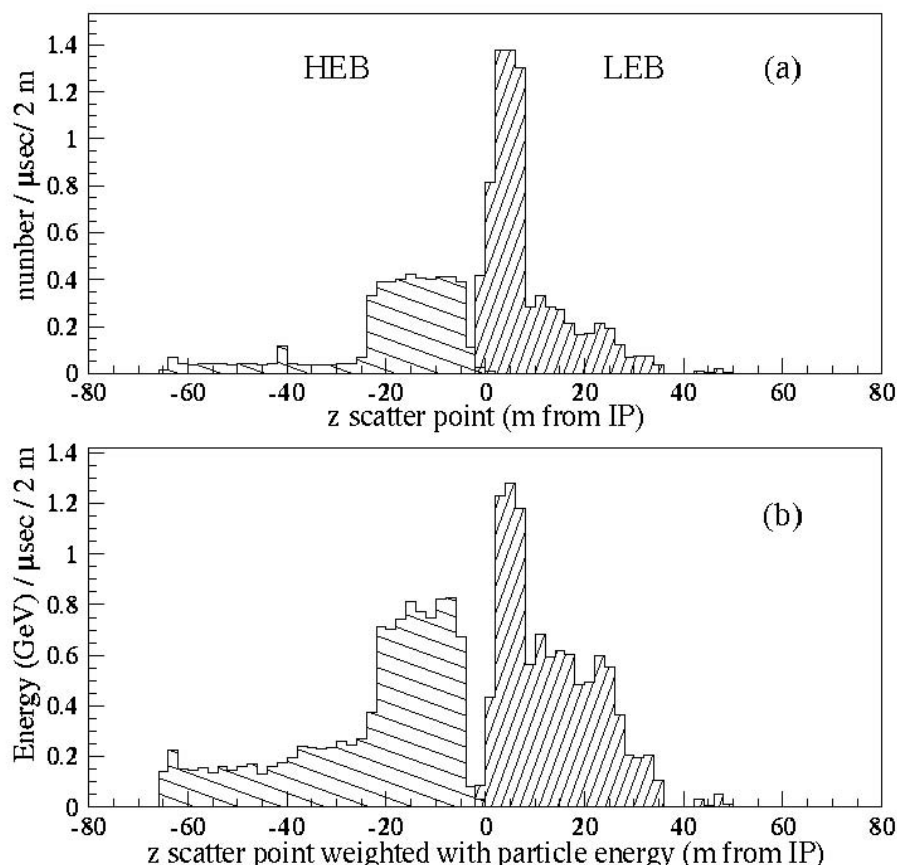


Figure 4.7: Figure extraite du *TDR* de BaBar. La figure du haut représente la distribution des localisations où les particules perdues qui produisent des gerbes près du point d'interaction, ont été déviées du faisceau. La figure du bas représente la même distribution pondérée par l'énergie de ces particules. Pour les figures (a) et (b), les coordonnées négatives de z représentent les particules perdues dans le HER et celle perdues dans le LER correspondent aux des coordonnées positives de z . Cette distribution est la même que celle de la figure 4.3 mais avec une description moins complète de la région d'interaction de PEP-II. Sans la simulation de certains éléments de cette région, tels que les quadripôles Q4 et Q5, les particules venant de la région 4 ne sont pas considérées comme étant une source potentielle de bruit de fond pour BaBar. Les abréviations HEB et LEB correspondent à “High Energy Beam” et “Low Energy Beam”.

Dans la simulation présentée ici, les quadripôles et brides ont été inclus. De plus, le programme TURTLE génère maintenant des particules perdues tout le long de l'anneau. Le tableau 4.2 montre qu'avec ces éléments simulés le long de la ligne de faisceau, la région 4 est celle qui fournit en fait la fraction la plus élevée de particules perdues atteignant la région d'interac-

tion de PEP-II.

Les électrons faisant de multiples tours n'ont toujours pas été inclus dans la simulation.

L'estimation de la pression dans l'anneau est donc différente de 1 nTorr réparti de façon uniforme dans l'anneau présumé dans le TDR. En fait, la pression est non seulement supérieure à 1 nTorr, mais elle est aussi différente selon les régions de l'anneau.

Pour simuler au mieux la réalité, plusieurs modèles de pression décrivant les pressions supposées dans l'anneau ont été réalisés pour le *HER* et le *LER*. Plusieurs approches ont été testées pour calculer ces modèles : l'une consiste à se baser sur la configuration de l'anneau, une autre, à utiliser les mesures de temps de vie et de pression réalisées durant les prises de données, et il est aussi possible de combiner les deux approches en utilisant l'une ou l'autre selon les régions des anneaux. Finalement, le profil retenu pour chaque anneau est celui qui donnait les estimations de bruit de fond les plus proches de ce qui était mesuré par les détecteurs.

Pour le *HER*, ce profil, appelé “design model”, est basé sur les caractéristiques techniques de la machine.

Le tableau 4.3 donne les pressions de base et les pressions dynamiques de ce profil.

Ce modèle ne prédit pas la pression au point d'interaction car l'essentiel du bruit de fond en ce point est dû aux particules venant de tout le reste de l'anneau. Mais le profil de pression du *LER* (basé sur des mesures) (voir tableau 4.11) prévoit une pression de 4.34 nTorr/A entre -4 m et 4 m.

Distance au point d'interaction	modèle de pression	
	Pression de base	Pression dynamique
-4 m à -26 m	2 nTorr	2.8 nTorr/A
-26 m à -42 m	2 nTorr	1.2 nTorr/A
-42 m à -66 m	2 nTorr	6.8 nTorr/A
-66 m à -2200 m	2 nTorr	12.0 nTorr/A

Tableau 4.3: *Modèle de pression utilisé pour normaliser le bruit de fond venant des quatre régions de l'anneau d'électrons dans la simulation.*

Les effets des collimateurs situés en *IR12* peuvent approximativement être reproduits dans la simulation (voir tableau 4.4). Ceci s'effectue en réduisant une fraction du bruit de fond venant de la région située au-delà de ces collimateurs dans le sens des z négatifs

Distance au point d'interaction	% e^- bremsstrahlung restants après les collimateurs	% e^- Coulomb restants après les collimateurs
> -244 m	66.4 %	20.5 %

Tableau 4.4: *Paramétrisation de l'effet des collimateurs du HER dans la simulation.*

4.2.4 La normalisation de la simulation dans le *HER*

Le bruit de fond n'est considéré comme compris, que si les données sont correctement reproduites par la simulation. Celle-ci doit être la plus réaliste possible, c'est pourquoi le profil

de pressions défini y est intégré La simulation doit aussi dépendre explicitement de l'intensité du faisceau pour pouvoir connaître le taux de traces prédit dans la mini-TPC pour un courant différent de 1 A.

Les équations 4.1 et 4.2, permettent de déterminer le taux de traces ρ^{MC} attendu dans la mini-TPC (voir équation 4.3) pour une intensité de faisceau ($I_{\text{électrons}}$) en utilisant le profil de pressions calculé.

$$\begin{aligned}\rho^{MC} &= \sum_{\text{région } i=1}^4 \rho_i^{MC(1nTorr,1A)} \times I_{\text{électrons}} \times P_i \\ &= \sum_{\text{région } i=1}^4 \rho_i^{MC(1nTorr,1A)} \times I_{\text{électrons}} \times [P_{\text{base},i} + I_{\text{électrons}} \times P'_{\text{dynamique},i}] \quad (4.3)\end{aligned}$$

où $I_{\text{électrons}}$ est exprimé en A, P_{base} en nTorr, et $P'_{\text{dynamique}}$ en nTorr/A. Les limites des quatre régions (reconnues par l'indice i dans l'équation) sont données tableau 4.1.

$$\rho_i^{MC(1nTorr,1A)} = \frac{\text{Nb traces / événement MC}}{68.5 \text{ nsec}} = (\text{Nb traces / événement MC}) \times 14.6 \text{ MHz}. \quad (4.4)$$

$\rho_i^{MC(1nTorr,1A)}$ représente les contributions de chaque région au taux de traces reconstruites pour 1 A et 1 nTorr. Ce taux de traces est le nombre moyen de traces reconstruites par unité de temps. Il se calcule à partir du nombre moyen de traces reconstruites par événement simulé et de la durée d'un tel événement (voir équation 4.4). Le nombre moyen de traces reconstruites est égal au nombre total de traces divisé par le nombre d'événements simulés. La durée d'un événement (qui vaut 68.5 nsec), est l'intervalle de temps moyen entre deux événements TURTLE. Les valeurs numériques de $\rho_i^{MC(1nTorr,1A)}$ sont extraites directement de la simulation et sont données tableau 4.5, avec les valeurs de $\rho_i^{MC(1A)}$ calculées grâce à l'équation 4.3, pour le profil de pressions défini tableau 4.3, à l'intensité $I_{\text{électrons}} = 1$ A.

Ce tableau 4.5 montre que l'application du profil de pression fait augmenter le taux de traces dans la mini-TPC d'un facteur 6 (à collimateurs fermés) par rapport aux prévisions initiales de la simulation.

4.2.5 Les caractéristiques de la simulation lors de la première prise de données (janvier 1998)

La simulation réalisée pour la première campagne (janvier 1998) diffère en ce qui concerne la description de la région d'interaction de PEP-II (voir figures 4.1 et 4.2). Celle-ci n'était en effet que provisoire puisque l'anneau de basse énergie n'était pas achevé. C'est donc un tube à vide temporaire qui avait été installé dans la section droite où se trouve le point d'interaction. La description géométrique de l'anneau (hors *IR2*) lors de cette campagne n'a pratiquement pas changé entre les deux périodes de prise de données.

Le tube à vide provisoire comportait déjà certains des éléments de la région d'interaction de PEP-II afin d'apporter le maximum d'informations sur le bruit de fond attendu pour BaBar. Ces éléments peuvent être repérés sur la figure 4.1. La mini-TPC était posée verticalement à 1 cm du tube à vide, à deux mètres en aval du point d'interaction, avec la chambre proportionnelle située en bas. Sa position était telle que le plan horizontal contenant la ligne de faisceau passait approximativement au milieu de la chambre dans le sens de la longueur. Durant le mois de janvier 1998, comme tous les autres détecteurs de bruit de fond, elle a été entourée d'une

Région du HER	Taux de traces simulées dans la mini-TPC (1 A, 1 nTorr)	Taux de traces simulées dans la mini-TPC (1 A, <i>design model</i>)
-4 m à -26 m	0.46 MHz	2.21 MHz
-26 m à -42 m	0.19 MHz	0.61 MHz
-42 m à -66 m	0.11 MHz	0.97 MHz
-66 m à -2200 m	0.45 MHz	6.30 MHz
-66 m à -2200 m avec les collimateurs fermés	0.12 MHz	1.68 MHz
Total:		
collimateurs ouverts	1.2 MHz	10.1 MHz
collimateurs fermés	0.9 MHz	5.5 MHz

Tableau 4.5: *Taux de traces reconstruites dans la mini-TPC prédits par la simulation du HER pour une intensité de faisceau de 1 A. La contribution de chaque région est indiquée pour une pression uniforme de 1 nTorr et pour le modèle de pression donné tableau 4.3. Le taux de traces prédit dans le cas où les collimateurs situés en IR12 sont fermés est également indiqué.*

feuille de plomb d'une épaisseur de 2 mm. L'objectif de cette opération était de réduire les effets du rayonnement synchrotron sur la mesure du bruit de fond. La comparaison des taux de traces mesurés avant et après l'ajout du plomb a permis de confirmer que la mini-TPC n'est pas sensible au rayonnement synchrotron.

Dans la simulation provisoire réalisée en janvier 1998, les quatre régions (voir tableau 4.1) étaient déjà définies et n'ont pas changé entre les deux campagnes.

La principale différence entre les particules perdues des deux simulations, est le poids de chacune de ces régions dans le bruit de fond total. En effet, pour la simulation à 1 nTorr et 1 A, le tableau 4.2 montre que dans la simulation la plus récente, les particules perdues venant de la région 4 représentent la fraction dominante des particules atteignant la région d'interaction de PEP-II. Ces particules sont aussi très nombreuses à être sources de traces dans la mini-TPC.

<i>HER</i> région	Particules primaires perdues				Particules secondaires dans la mini-TPC			
	e^- Coul.	e^- Brem.	γ Brem.	Total	e^- Coul.	e^- Brem.	γ Brem.	Total
-4 $\rightarrow$ -26 m	0.10 k	1.82 k	11.19 k	13.1 k	0.17 k	3.02 k	1.76 k	4.9 k
-26 $\rightarrow$ -42 m	0.06 k	0.91 k	0.37 k	1.3 k	0.01 k	2.32 k	0.03 k	2.4 k
-42 $\rightarrow$ -66 m	0.06 k	1.15 k	—	1.2 k	0.00 k	0.86 k	—	0.9 k
-66 $\rightarrow$ -2200 m	4.94 k	1.87 k	—	6.8 k	1.24 k	0.52 k	—	1.8 k
Tout l'anneau	Total de la statistique simulée			22.5 k				

Tableau 4.6: *Statistiques de l'échantillon de la simulation utilisée pour l'analyse des données prises en janvier 1998. Le nombre de particules perdues atteignant la région d'interaction de PEP-II est donné pour chaque contribution et pour chaque région. Ces chiffres sont aussi fournis pour les particules perdues induisant traces chargées secondaires dans la mini-TPC. Il y a une entrée par trace chargée traversant la mini-TPC. La lettre k dans la table signifie 10^3 .*

Lors de la première simulation (voir tableau 4.6), la proportion de particules perdues en région 4 et interagissant dans la région d'interaction de PEP-II, est beaucoup moins importante. De plus, les particules perdues donnant lieu à des traces dans la mini-TPC viennent majoritairement des régions 1 et 2.

Ces différences peuvent s'expliquer par plusieurs facteurs. Il est logique que les distributions des traces secondaires dans la mini-TPC diffèrent entre les deux périodes. En effet, les particules primaires qui les ont générées n'ont pas les mêmes caractéristiques puisque la mini-TPC n'était pas située à la même place, et donc pas soumise au même bruit de fond lors des deux campagnes. En ce qui concerne les caractéristiques des particules perdues qui atteignent la région d'interaction de PEP-II, il est aussi logique qu'elles soient légèrement différentes entre les deux simulations puisque cette région était elle-même différente. Les particules perdues n'avaient donc pas les mêmes probabilités d'interagir avec les éléments de la ligne de faisceau de cette région entre les deux simulations.

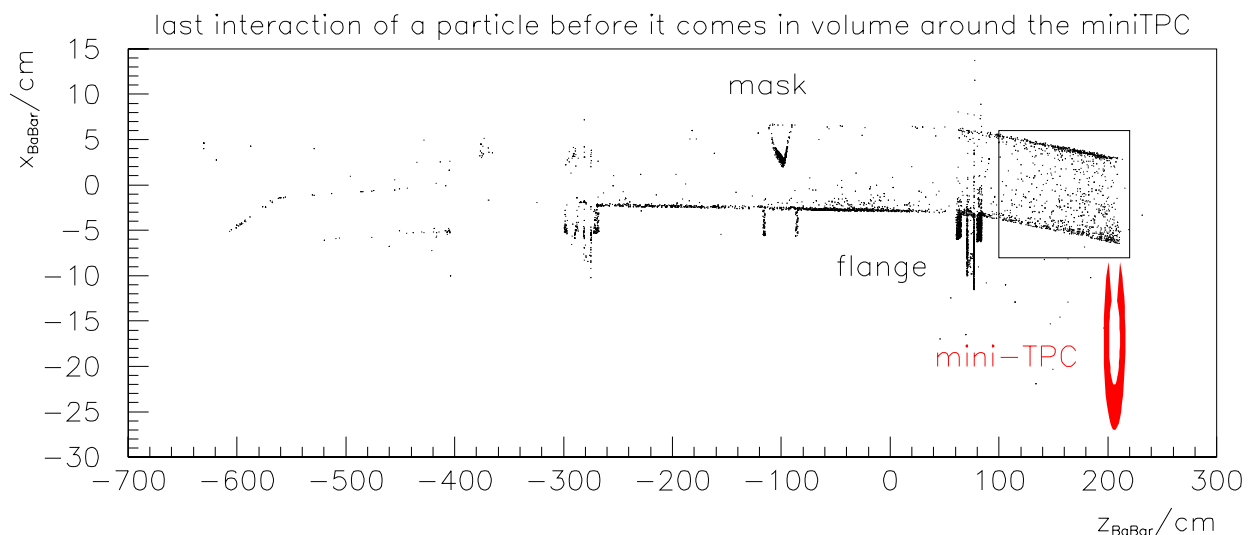


Figure 4.8: *Origine ou dernier point d'interaction d'une particule chargée traversant la mini-TPC, ou produisant une gerbe de particules secondaires atteignant le détecteur. Ces particules sont générées avec la simulation provisoire de l'anneau d'électrons réalisée pour la période de janvier 1998. Cette figure est projetée dans le plan horizontal (plan (X,Z) dans les coordonnées de BaBar). Certains éléments de cette ligne sont reconnaissables tels qu'un masque à rayonnement synchrotron (montré avec le terme "mask") et une des brides de l'anneau (montré avec le terme "flange"). La figure 4.1 représente la même vue réalisée par BBSIM. La région entourée par un carré est un "endroit chaud": beaucoup de traces qui traversent la mini-TPC viennent de particules primaires ayant interagi avec la paroi du tube à vide en ce point.*

L'origine des particules chargées traversant la mini-TPC est représentée figure 4.8. Cette figure montre la distribution en (x,z) (dans les coordonnées de BaBar) de la localisation du dernier point d'interaction, ou du point de création d'une particule avant qu'elle ne traverse la mini-TPC. Dans le cas où une particule est créée dans la mini-TPC, c'est la localisation de la dernière interaction de sa "mère" qui est représenté. Dans les coordonnées de BaBar, la mini-TPC est située à l'intérieur d'un carré de coordonnées $(-17 \pm 10, 206 \pm 10)$ cm dans le plan (x,z) . Le point de coordonnées $(0,0)$ représente le futur centre de BaBar. Les contours des éléments de la machine sont bien visibles sur cette figure, notamment un masque destiné à protéger le point d'interaction du rayonnement synchrotron, une des brides de l'anneau, ainsi que le petit coude

que fait le tube à vide après cette bride.

Le flux de bruit de fond le plus intense dans la mini-TPC, venait justement de ce coude situé après la bride dans la région située à 150-200 cm en z et à 3 cm en x dans les coordonnées de BaBar. Cette région, proche de la mini-TPC, a constitué un point chaud pour ce détecteur. En effet, il était traversé par des gerbes de particules secondaires, créées par des particules perdues traversant le masque et allant taper dans la paroi du tube à vide.

Ce point chaud repéré dans la simulation a aussi été observé dans les données (voir section 5.2).

Le modèle de pression réalisé pour cette période est différent du “design model” de la période novembre 1998-février 1999. Le tableau 4.7 donne ce profil, valide pour une configuration précise des paramètres de fonctionnement du faisceau. La simulation pondérée par les profils de pression n’est donc comparable qu’aux données prises lorsque la machine était dans cette configuration. Le profil de pressions a été calculé différemment selon les régions: la pression dans l’anneau hors *straight 2*, c’est à dire en région 4, est obtenue grâce à une mesure du temps de vie du faisceau d’électrons, tandis que les pressions en *straight 2* sont obtenues grâce aux mesures de pression réalisées par les pompes ioniques.

Ce profil a donc été élaboré différemment du “design model” de la seconde période qui repose beaucoup plus sur la conception géométrique de l’anneau et beaucoup moins sur les mesures de pression.

Distance au point d’interaction	Pression de base	Pression dynamique
-4 m à -26 m	0.74 nTorr	1.65 nTorr/A
-26 m à -42 m	0.15 nTorr	9.27 nTorr/A
-42 m à -66 m	1.72 nTorr	16.37 nTorr/A
-66 m à -2200 m	2.10 nTorr	12.32 nTorr/A

Tableau 4.7: *Modèle de pression utilisé pour normaliser le bruit de fond venant des quatre régions de l’anneau d’électrons dans la simulation réalisée pour la période de janvier 1998.*

Le temps de vie du faisceau (τ) dont il est question ici, est un paramètre de la décroissance exponentielle du nombre (N) de particules du faisceau en fonction du temps :

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.5)$$

Le nombre de particules du faisceau à l’instant t est proportionnel à l’intensité.

Le nombre moyen de particules du faisceau perdues par unité de temps représente le bruit de fond de l’anneau proportionnel à $P \times I$ (voir équation 4.1). L’équation 4.6, obtenue à partir des équations 4.5 et 4.1, montre que le temps de vie du faisceau est inversement proportionnel à la pression dans l’anneau.

$$\begin{aligned}
\langle \frac{dN}{dt} \rangle &= -\frac{N}{\tau} \\
&\propto -\frac{I}{\tau} \\
&\propto -P \times I \\
\Rightarrow \quad \frac{1}{\tau} &\propto P
\end{aligned} \quad (4.6)$$

Les taux de traces simulées sont calculés pour chaque région, comme indiqué dans l'équation 4.3. Le tableau 4.8 donne ces taux pour la simulation utilisée. Le nombre de traces reconstruites est converti en taux de traces (voir équation 4.4) en utilisant la fréquence des événements TURTLE qui valait 8.4 MHz pour cette simulation. Le taux de traces augmente d'un facteur 7 lorsque le profil de pression est appliqué au lieu de considérer une pression uniforme de 1 nTorr.

Région du HER	Taux de traces simulées dans la mini-TPC (1 A, 1 nTorr)	Taux de traces simulées dans la mini-TPC (1 A, modèle de pression)
-4 m à -26 m	0.134 MHz	0.320 MHz
-26 m à -42 m	0.055 MHz	0.518 MHz
-42 m à -66 m	0.023 MHz	0.416 MHz
-66 m à -2200 m	0.045 MHz	0.649 MHz
Total	0.257 MHz	1.90 MHz

Tableau 4.8: *Taux de traces reconstruites dans la mini-TPC prédits par la simulation du HER réalisée pour la période de janvier 1998. Les taux de traces sont indiqués pour les quatre régions de l'anneau et pour une intensité du faisceau de 1 A. À titre de comparaison, ces chiffres sont donnés pour une pression uniforme dans l'anneau et pour le modèle de pression décrit tableau 4.7.*

4.3 Le bruit de fond dans l'anneau de basse énergie.

La simulation de l'anneau de positrons a les mêmes caractéristiques de pression et de courant que celle de l'anneau d'électrons c'est à dire une pression de 1 nTorr uniforme dans tout l'anneau et une intensité de faisceau de 1 A.

4.3.1 Caractéristiques des particules perdues dans l'anneau de positrons.

Comme pour l'anneau de haute énergie, il est possible de définir des régions dans l'anneau de basse énergie. Celles-ci sont au nombre de six et leurs limites sont indiquées dans le tableau 4.9. La figure 4.9, qui représente l'origine d'une particule perdue le long du faisceau, illustre ce découpage en six régions. Ces régions qui reflètent la probabilité qu'une particule perdue aille interagir dans la région d'interaction de PEP-II, sont définies en fonction de l'acceptance géométrique de l'anneau. Les cinq premières régions sont situées dans *straight 2* tandis que la région 6 comprend le reste de l'anneau. Les positrons circulant dans le sens des z décroissants, les régions situées le plus loin du point d'interaction sont aux plus grandes valeurs de z .

D'importantes différences existent entre les caractéristiques des particules perdues dans chaque région. La figure 4.10 et le tableau 4.10 montrent que selon les régions, le poids relatif et les distributions en énergie des trois contributions au bruit de fond diffèrent. Ces trois contributions sont les positrons de diffusion coulombienne, les positrons bremsstrahlung et les photons bremsstrahlung. Comme pour les particules perdues du *HER*, les photons bremsstrahlung dominent le bruit de fond des zones voisines du point d'interaction. Ils sont prépondérants dans les régions 1, 2 et 3 mais ceux créés au-delà de 21 m du point d'interaction n'atteignent pas la région d'interaction de PEP-II.

Région de l'anneau de positrons	Distance au point d'interaction
région 1	-4 m à 4 m
région 2	4 m à 10 m
région 3	10 m à 21 m
région 4	21 m à 36 m
région 5	36 m à 62 m
région 6	62 m à 2200 m

Tableau 4.9: *Les six régions de l'anneau de positrons.*

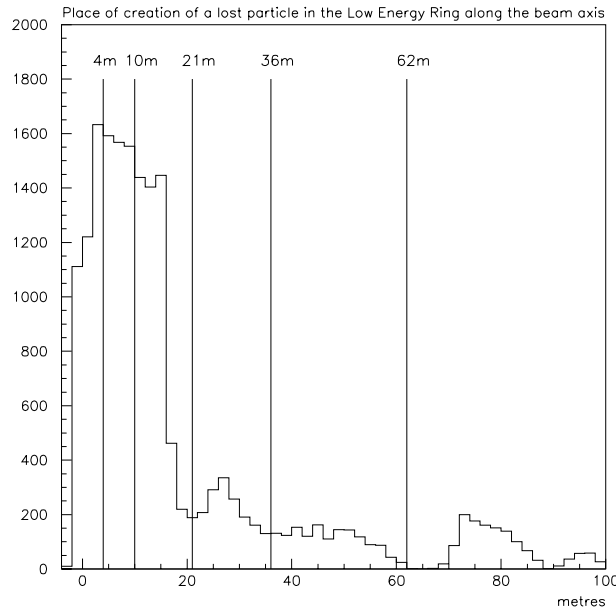


Figure 4.9: *Lieu de création d'une particule perdue le long de l'axe z du faisceau de basse énergie. Cette figure a été réalisée avec la simulation TURTLE de l'anneau de positrons. Chaque entrée dans l'histogramme représente une particule perdue ayant atteint la région d'interaction de PEP-II pour y être génératrice de bruit de fond. Le fait que cette particule donne lieu ou non, à une trace dans la mini-TPC n'intervient pas ici. Les positrons circulent dans le sens des z décroissants. Sur cette figure, la simulation de ces particules perdues est brute et correspond à une pression uniforme de 1 nTorr dans l'anneau et à 1 A d'intensité de faisceau sans aucune normalisation. Six régions de l'anneau se profilent dans cette distribution. La région 6 qui s'étend de 62 m à 2200 m inclut toutes les particules perdues dans l'anneau au-delà de 62 m. Cette région n'a pas été représentée dans son ensemble pour des raisons d'échelle. Le tableau 4.10 donne le nombre de particules perdues pour chaque région. Les particules effectuant de multiples tours avant d'interagir en IR2 ne sont pas incluses dans cette simulation.*

Les positrons “perdus” par interaction coulombienne entre les positrons du faisceau et des molécules de gaz résiduelles, ont un spectre en énergie piqué à l’énergie du faisceau (qui est de 3 GeV). Leur poids n’est pas très important lorsqu’ils sont perdus dans les régions en-deça de 36 m, mais ils sont dominants parmi les particules perdues dans les régions 5 et 6. Comme les électrons du *HER*, ils ont une énergie tellement proche de celle de faisceau qu’ils peuvent circuler sur plusieurs tours avant d’interagir avec des éléments de la machine. Ils peuvent donc être diffusés n’importe où le long de l’axe du faisceau et atteindre *IR2*. Leur flux intégré sur tout l’anneau est important.

Les positrons bremsstrahlung dominant le bruit de fond venant de la région 4 et il peuvent aussi venir de la région 5.

Cet effet de multiples tours n’est pas plus reproduit dans la simulation pour les positrons que pour les électrons. Ceci pourrait expliquer une partie des différences observées entre la simulation et les données (voir section 5.4).

4.3.2 Description des traces atteignant la mini-TPC.

Le poids relatif et les distributions en énergie des particules perdues qui provoquent des traces dans la mini-TPC sont donnés tableau 4.10 et figure 4.11. En comparant cette figure à la figure 4.10, il est clair que les particules perdues ayant une haute énergie ont une plus grande probabilité de donner lieu à des traces dans la mini-TPC par leurs désintégrations secondaires lorsqu’elles tapent dans les éléments proches du point d’interaction.

Les particules perdues donnant lieu à des traces dans la mini-TPC sont essentiellement les positrons de bremsstrahlung et de diffusion coulombienne. Les premiers dominant le bruit de fond venant des régions 1, 2 et 3, tandis que les seconds sont prépondérants parmi les particules perdues venant des régions 4, 5 et 6.

<i>LER</i> région	Particules primaires perdues				Particules perdues à l’origine de traces dans la mini-TPC			
	e^+ Coul.	e^+ Brem.	γ Brem.	Total	e^+ Coul.	e^+ Brem.	γ Brem.	Total
$-4 \rightarrow 4m$	0.26 k	0.85 k	2.86 k	3.97 k	0.05 k	0.52 k	0.22 k	0.79 k
$4 \rightarrow 10m$	0.62 k	1.26 k	2.84 k	4.72 k	0.16 k	0.80 k	0.05 k	1.01 k
$10 \rightarrow 21m$	0.37 k	1.79 k	2.90 k	5.06 k	0.04 k	0.07 k	—	0.11 k
$21 \rightarrow 36m$	0.54 k	1.14 k	—	1.68 k	0.08 k	0.03 k	—	0.11 k
$36 \rightarrow 62m$	0.87 k	0.58 k	—	1.45 k	0.05 k	0.02 k	—	0.07 k
$62 \rightarrow 2200m$	28.67 k	1.06 k	—	29.73 k	1.45 k	0.03 k	—	1.48 k
Tout l’anneau	Total de la statistique simulée			46.6 k				

Tableau 4.10: *Statistiques de l’échantillon de la simulation du LER utilisée pour cette analyse. Le nombre de particules perdues atteignant la région d’interaction de PEP-II est donné pour chaque contribution et pour chaque région. Ces chiffres sont aussi fournis pour les particules perdues induisant des traces chargées secondaires dans la mini-TPC. Il y a une entrée par trace chargée traversant la mini-TPC. La lettre k dans la table signifie 10^3 .*

La figure 4.12 montre la distribution en (x,z) (dans les coordonnées de BaBar), de la localisation de la dernière interaction d’une particule avant qu’elle ne traverse la mini-TPC. Si la particule n’a pas interagi avant de rentrer dans le détecteur, cette distribution est celle de la localisation de la création de la particule, ou la localisation de la dernière interaction de sa

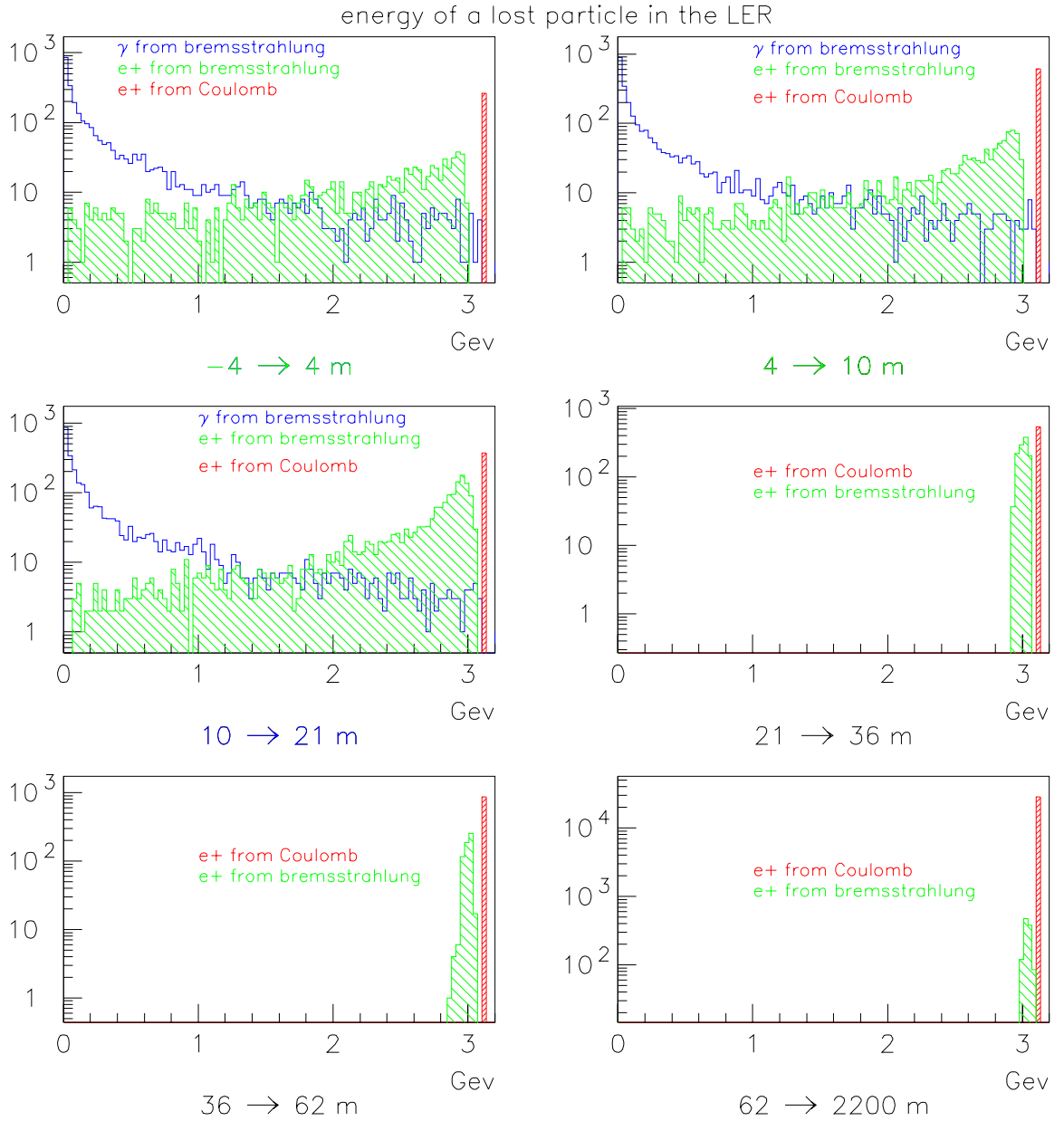


Figure 4.10: Distributions en énergie des particules perdues venant des six régions de l'anneau de positrons. Chaque particule perdue générée par TURTLE et injectée en entrée de BBSIM, correspond à une entrée dans l'un des histogrammes, indépendamment des particules secondaires dans la mini-TPC. Le nombre d'entrées dans chaque histogramme est donné tableau 4.10.

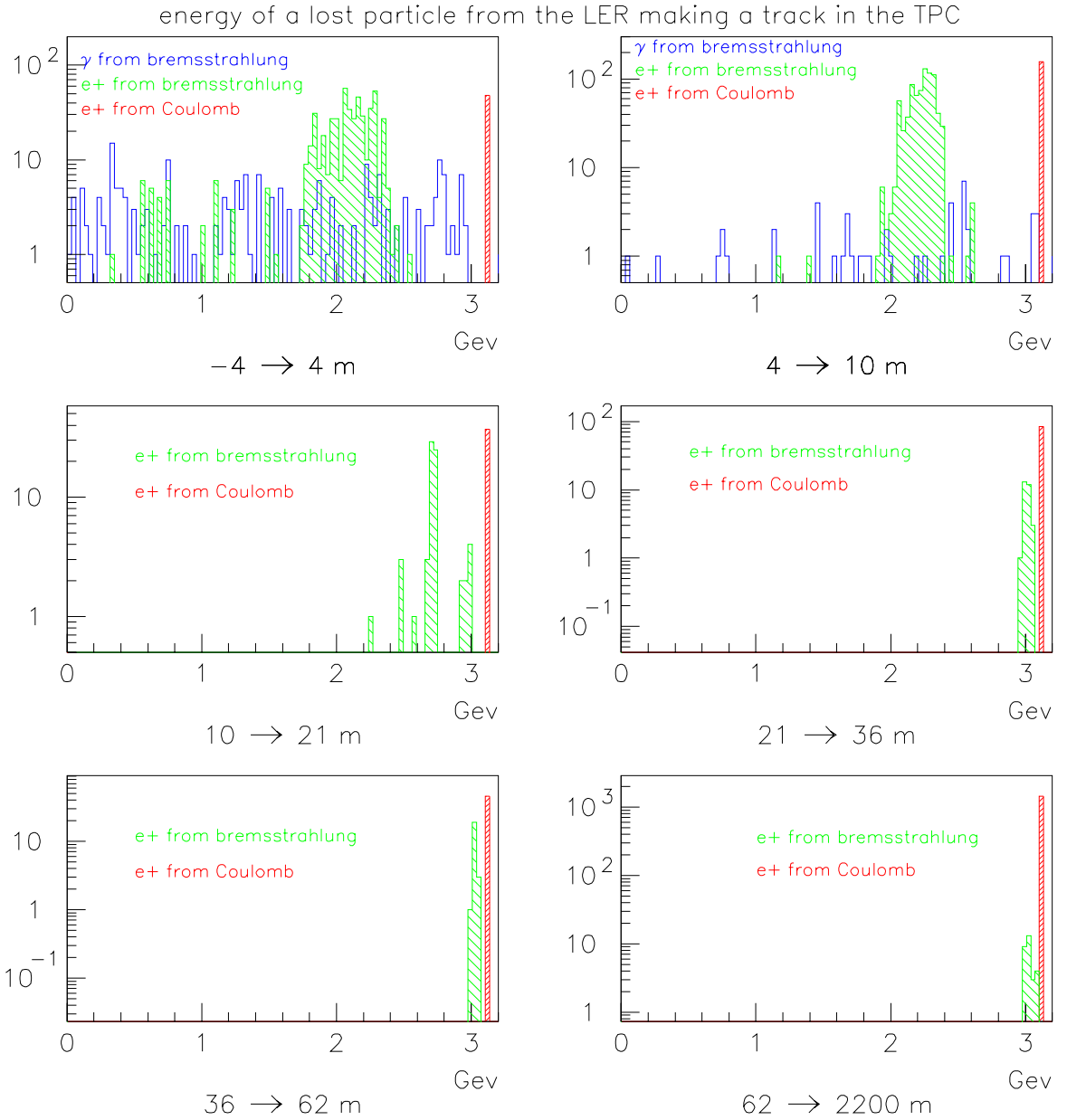


Figure 4.11: Distributions en énergie des particules perdues venant des six régions de l'anneau de positrons et donnant lieu à une trace dans la mini-TPC. Chaque trace chargée traversant la mini-TPC correspond à une entrée dans l'un des histogrammes. Le nombre d'entrées dans chaque histogramme est donné tableau 4.10.

“mère” si cette particule est créée dans la mini-TPC.

L’origine (0,0) correspond au centre de BaBar, à celui de la mini-TPC et aux coordonnées du point d’interaction. Ces interactions dessinent les contours de certains éléments de PEP-II tels que le tube de support et une partie du dipôle B1.

Cette figure met en évidence le fait que le flux de bruit de fond, venant du *LER*, le plus intense dans le détecteur est dû à des traces venant de l’extérieur de l’anneau (c’est à dire venant des valeurs positives de x).

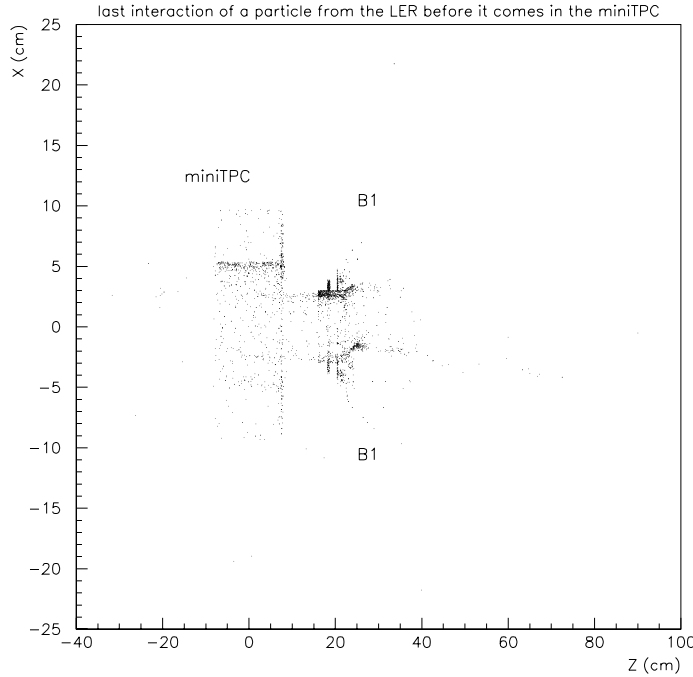


Figure 4.12: *Origine ou dernier point d’interaction d’une particule chargée qui traverse la mini-TPC, ou qui produit une gerbe de particules secondaires atteignant le détecteur. Ces particules sont générées avec la simulation de l’anneau de positrons. Cette figure est projetée dans le plan horizontal (X,Z). Les éléments de cette vue peuvent être reconnus sur la figure 4.2 réalisée grâce à BBSIM.*

4.3.3 Les modèles de pression dans l’anneau de positrons.

L’étude des caractéristiques des particules perdues simulées a montré que les sources du bruit de fond ont des points communs dans les deux anneaux. Et les insuffisances de la simulation qui ont été montrées pour le *HER* se retrouvent pour le *LER* : la pression y est de 1 nTorr uniforme dans l’anneau lorsque l’intensité du faisceau est de 1 A ce qui est largement sous-estimé. Cette pression de 1 nTorr à un courant de 1 A est aussi extraite du *TDR* de BaBar.

D’autre part, toujours d’après le *TDR*, les particules perdues venant de la région 6 qui inclut tout l’anneau à l’exception de *Straight 2*, n’étaient pas censées être une source potentielle de bruit fond pour BaBar (voir figure 4.7) et TURTLE ne générât des particules perdues qu’en deça de 185 m à partir du point d’interaction.

La simulation a donc été rendue plus réaliste avec une description plus complète de la région d’interaction de PEP-II, et en générant des particules perdues avec TURTLE dans tout l’anneau.

Cependant pour améliorer encore le réalisme de la simulation, il faut tenir compte de la dépendance en courant de la pression dans le *LER* : celle-ci, comme celle du *HER*, varie linéairement avec

l'intensité du faisceau :

$$P = P_{\text{base}} + I_{\text{positrons}} \times P'_{\text{dynamique}} \quad (4.7)$$

Un modèle de pression, comportant des estimations réalistes des pressions de base et des pressions dynamiques dans chaque région a été établi afin de pouvoir comparer la simulation aux données ce qui permet de savoir si le bruit de fond de l'anneau est compris. Ce modèle est basé sur des mesures réalisées lors d'une période dédiée à l'étude du bruit de fond le 14 février 1999.

Distance au point d'interaction	modèle de pression	
	Pression de base	Pression dynamique
-4 m à 4 m	0 nTorr	4.34 nTorr/A
4 m à 10 m	0 nTorr	0.5 nTorr/A
10 m à 21 m	0 nTorr	0.66 nTorr/A
21 m à 36 m	0 nTorr	0.56 nTorr/A
36 m à 62 m	0 nTorr	1.9 nTorr/A
62 m à 2200 m	$16/\tau(\text{heures})$ nTorr	

Tableau 4.11: *Modèle de pression utilisé pour normaliser le bruit de fond venant des six régions de l'anneau de positrons dans la simulation.*

Ce profil dépend des pressions mesurées par les pompes ioniques, ainsi que du temps de vie du faisceau (voir équations 4.5 et 4.6). Le tableau 4.11 donne les pressions de base et dynamiques du modèle, région par région. Dans le *LER* à cette époque, la pression dynamique dominait totalement le bruit de fond, et les pressions de base sont négligées par rapport aux valeurs des pressions dynamiques.

4.3.4 La normalisation de la simulation dans le *LER*

Une fois les profils de pression évalués, la simulation peut être comparée aux données après une étape de normalisation qui, à partir du nombre de traces dans la simulation à 1 nTorr et 1 A, donne un taux de traces en fonction du courant dans l'anneau. Le calcul est fait en utilisant les mêmes formules que pour la normalisation de la simulation dans le *HER* (voir équations 4.3 et 4.4) en changeant simplement la fréquence des événements TURTLE qui était de 20.2 MHz pour cette simulation.

Le tableau 4.12 donne les taux des traces obtenus avec la simulation à 1 A et 1 nTorr, et en pondérant la simulation avec les pressions du profil décrit tableau 4.11.

4.4 Conclusion

Il a été vu dans ce chapitre que la simulation des particules perdues telle qu'elle existait au temps du *TDR* et du *CDR* sous-estimait ce type de bruit de fond de plusieurs façons. Tout d'abord, en négligeant la contribution des particules perdues par les faisceaux hors de *straight 2*. Or, avec une simulation complète incluant tous les aimants de la région d'interaction, ces particules constituent en fait une part importante du bruit de fond susceptible d'atteindre *IR2*.

Région du LER	Taux de traces simulées dans la mini-TPC (1 A, 1 nTorr)	Taux de traces simulées dans la mini-TPC (1 A, <i>modèle</i>)
-4 m à 4 m	0.10 MHz	0.43 MHz
4 m à 10 m	0.14 MHz	0.07 MHz
10 m à 21 m	0.02 MHz	0.01 MHz
21 m à 36 m	0.02 MHz	0.01 MHz
36 m à 62 m	0.00 MHz	0.00 MHz
62 m à 2200 m	0.19 MHz	$0.19 * \frac{16}{\tau}$ MHz
Total	0.47 MHz	$(0.52 + \frac{3.04}{\tau})$ MHz

Tableau 4.12: *Taux de traces reconstruites dans la mini-TPC prédits par la simulation du LER pour une intensité de faisceau de 1 A. La contribution de chaque région est indiquée pour une pression uniforme de 1 nTorr et pour le modèle de pression donné tableau 4.11.*

D'autre part, en sous-estimant les valeurs numériques de la pression : celles-ci sont en réalité plus élevées que ce qui était prévu. Des profils de pression basés sur les mesures de pression délivrées par les pompes ou basés sur la géométrie des anneaux ont été élaborés.

La simulation qui a été décrite dans ce chapitre a donc évolué au cours du temps. En partant de la simulation réalisée pour le *TDR*, des éléments ont été ajoutés afin de reproduire au mieux la région d'interaction, et les pressions des anneaux ont été corrigées.

Cette simulation, rendue ainsi plus réaliste, pouvait alors être comparée aux données. Le chapitre 5 qui donne les résultats obtenus lors des prises de données avec la mini-TPC présente les comparaisons entre la simulation et les données.

Enfin, il est à mentionner que le travail effectué sur la simulation n'a pas eu pour seuls objectifs la prévision des dégradations de BaBar ou l'étude des possibilités de la mesure de la violation de CP. Il a aussi permis de comprendre en partie les causes du bruit de fond élevé de PEP-II. Et cette compréhension était le premier pas vers la réduction de ce bruit de fond. Comme disait l'une des physiciennes de BaBar impliquée dans ce projet [7] :

“Il est plus utile et plus simple de faire des études sur la simulation que d'entasser des briques de plomb.”.

Bibliographie

- [1] *PEP-II: An Asymmetric B-Factory. Conceptual Design Report.*
SLAC-418 (1993).
- [2] D. Boutigny *et al.* (The BaBar Collaboration).
Technical design report for the BaBar detector (March 1995),
Chapter 12: Interaction Region and Backgrounds.
- [3] D. C. Carey, K. L. Brown and F. C Iselin.
Decay TURTLE (Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements): a computer program for simulating charged particle beam transport systems, including decay calculations.
SLAC Report SLAC-246 (1980).
- [4] **The BBSIM Geant simulation for BaBar.**
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Computing/Offline/Simulation/web/bbsim-guide.html>
- [5] **GEANT Detector Description Tool**, version 3.21.
CERN Program Library W5103, CERN (1994).
- [6] D. M. Wright *et al.*
BEGET: the B-Factory Event Generator, Version 23.
BaBar Note # 149, UCRL-ID-117982. Last modified August 9, 1998.
- [7] T. L. Geld
Background Commissioning and Simulation
Communication orale.
Réunion de la collaboration BaBar en juin 1999.

Chapitre 5

L'analyse des données enregistrées avec la mini-TPC

5.1 Introduction

La mini-TPC a participé à deux grandes campagnes d'étude du bruit de fond de PEP-II : en janvier 1998, et d'octobre 1998 à février 1999 (voir la chronologie de la mise en service de PEP-II page 65).

Lors de la première campagne, l'anneau des positrons n'était pas encore achevé et seul l'anneau d'électrons a pu être étudié. La région d'interaction n'était pas encore construite et les électrons passaient en *IR2* dans un tube à vide provisoire.

Les objectifs de cette période étaient la compréhension du fonctionnement de l'accélérateur, son optimisation, ainsi que l'étude de l'influence de certains paramètres tels que l'intensité du faisceau ou l'extinction des pompes sur le niveau de bruit de fond.

La mini-TPC n'avait alors pas encore été mise dans sa position nominale [1] : afin de faciliter d'éventuelles interventions, elle avait été posée verticalement sur un support à côté du tube à vide, avec la chambre à fils en bas. Compte tenu du caractère provisoire des conditions de faisceau durant l'étude, celle-ci ne peut pas être considérée comme déterminante. C'est cependant au cours de cette période que le décalage entre le niveau de bruit de fond dans les données et la simulation a été mis en évidence, et que les premiers efforts pour la compréhension de ce bruit de fond ont été fournis. C'est pourquoi les résultats obtenus durant cette période sont présentés section 5.2 .

Durant la deuxième période, la région d'interaction était dans sa configuration nominale. En *IR2*, seul le champ magnétique manquait pour reproduire les conditions de fonctionnement de BaBar. En ce qui concerne les collimateurs, ceux du faisceau d'électrons installés en *IR12* étaient prêts à être testés tandis que ceux du faisceau de positrons n'ont été installés en *IR4* qu'après la campagne d'études, juste avant le démarrage de BaBar.

La mini-TPC était cette fois-ci [2] placée dans le tube de support des anneaux, dans sa position nominale.

Les deux faisceaux circulaient alors, soit de façon alternative, soit en mode collisions. Les études de bruit de fond ont essentiellement été effectuées lorsque l'un des faisceaux seulement fonctionnait : afin de déterminer les différentes composantes de ce bruit, mieux valait faire des études séparées de chaque anneau. Cependant, comme cette période devait aussi être consacrée à l'optimisation du collisionneur avant le démarrage de BaBar, le temps dédié à l'étude du bruit de

fond alternait avec celui réservé aux collisions.

Durant cette période, le temps était donc réparti entre :

- Des périodes dédiées à l'optimisation des paramètres de fonctionnement de PEP-II, notamment en mode collisions, ainsi qu'à diverses études de la machine.
- La circulation des faisceaux à très haute intensité dans les anneaux afin de faire dégazer les parois du tube à vide.
- Des études spécifiques destinées à analyser les taux de bruit de fond, en les comparant à la simulation, en étudiant leur évolution en fonction de l'intensité du faisceau...

Pour ces deux périodes, les principaux résultats décrits ici, concernent des données prises lors des périodes dédiées à l'étude du bruit de fond. Cependant, le rôle de la mini-TPC était aussi de fournir une indication sur le niveau de bruit de fond en temps réel aux opérateurs de PEP-II. Une représentation graphique de l'activité dans la chambre (voir figure 3.7) ainsi que les variables disponibles telles que la charge totale recueillie sur les damiers, le nombre de coups isolés, le nombre de traces reconstruites, ou encore le courant dans la chambre étaient disponibles en permanence et en temps réel dans la salle de contrôle de PEP-II.

Durant les périodes dédiées au bruit de fond, tous les événements étaient stockés afin de pouvoir être analysés ensuite. La fréquence de ces événements, correspondant à l'intervalle de temps entre deux ouvertures de la grille porte, était alors de 3 Hz. Hors de ces périodes dédiées, les événements étaient stockés avec une fréquence approximative de 0.06 Hz afin de limiter l'occupation des disques.

5.2 Étude des données prises en janvier 1998.

Cette première période d'étude du bruit de fond a essentiellement été consacrée par les ingénieurs de PEP-II à comprendre les paramètres de l'accélérateur. La mini-TPC, qui subissait alors son baptême du feu, a aussi été longuement étudiée du point de vue de la reconstruction et notamment de la dégradation à haute intensité.

Des études de bruit de fond proprement dites ont été réalisées à la fin de la période, alors que la machine PEP-II commençait à être mieux comprise. Ce sont les résultats de ces études qui sont présentés ici. Celles-ci ont été réalisées le 31 janvier 1998 et ont consisté à effectuer des balayages en courant et des expériences liées au vide. L'accélérateur fonctionnait alors dans la configuration avec laquelle le profil de pression pour cette période a été élaboré (voir section 4.2.5), et toutes les données prises ont donc pu être comparées à la simulation. Ces comparaisons ont été faites pour les distributions spatiales des traces à courant donné, ainsi que pour l'évolution du taux de traces en fonction de l'intensité du faisceau.

5.2.1 Résultats du balayage en courant

Ce balayage en courant a consisté en une étude de l'évolution du taux de traces dans la mini-TPC en fonction du courant dans l'anneau. Lors de cette étude, l'intensité du faisceau a été progressivement élevée de 0 à 300 mA, en trois étapes. À chacune de ces étapes, une pause de quelques minutes à faisceau stable était respectée afin que la mini-TPC puisse collecter suffisamment de données. Trois prises de données ont donc été effectuées à 100, 200 et 300 mA avec 500 événements enregistrés pour chaque intensité de faisceau.

Ce balayage fut la première expérience de toute l'étude destinée à tester la simulation des

particules perdues. L'objectif de ce balayage, pour la mini-TPC, était de comparer les taux de traces mesurés et attendus.

Le taux de traces mesuré dans le détecteur peut être calculé à partir du nombre de traces par événement. Sachant qu'un événement, correspondant au temps d'ouverture de la grille, dure environ 12 μsec , le taux de traces est donné par l'équation 5.1.

$$\text{Taux de traces (Données)} = \frac{\text{Nb traces / événement}}{12 \mu\text{sec}} = (\text{Nb traces / événement}) \times 0.082 \text{ MHz} \quad (5.1)$$

La figure 5.1 représente le taux de traces mesurées en fonction du courant durant l'expérience. La fonction d'ajustement cinématique de ces données est la fonction quadratique représentant l'évolution du bruit de fond en fonction de l'intensité du faisceau (équation 5.2) :

$$\rho^{\text{données}} = a \times I_{\text{électrons}} + b \times I_{\text{électrons}}^2 \quad (5.2)$$

Cette fonction extrapolée à l'intensité de 1 A donne un taux de traces de 2.90 MHz.

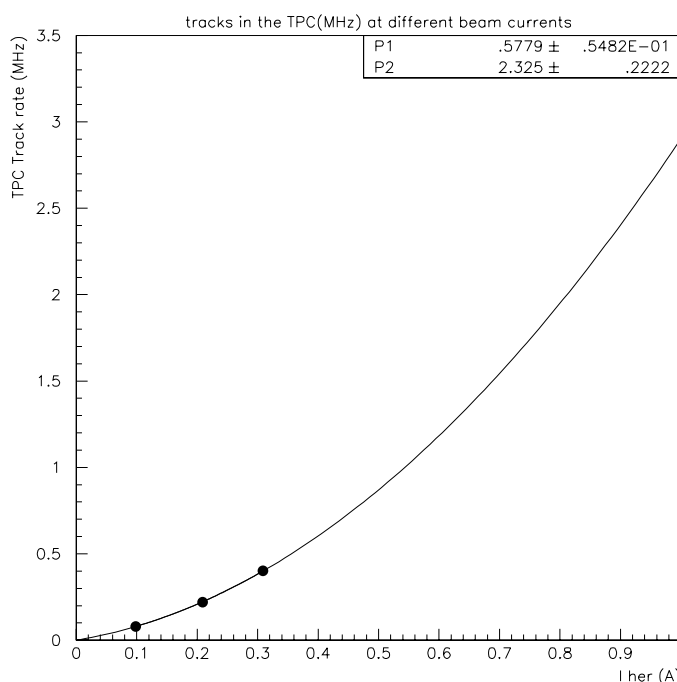


Figure 5.1: Taux de traces dans la mini-TPC en fonction de l'intensité du faisceau d'électrons. Données pris lors du balayage en courant du 31 janvier 1998.

Chronologiquement, ce taux de traces a d'abord été comparé à la simulation "brute" réalisée pour une pression de 1 nTorr uniforme dans l'anneau et pour 1 A. Cette simulation donne un taux de traces de 0.257 MHz (voir tableau 4.8) ce qui est 11.3 fois inférieur au taux mesuré. D'après les affirmations du *TDR*, il faudrait même ne pas tenir compte de la zone 4 qui n'est pas censée contribuer au bruit de fond. Dans ce cas, la simulation affiche un taux de traces de 0.212 MHz, 13.7 fois inférieur aux données.

Des résultats similaires ont été trouvés par tous les autres sous-détecteurs de bruit de fond. Ces premiers résultats furent suffisants pour révéler l'importance du problème du bruit de fond de

la machine PEP-II. Ils donnèrent aussi une première estimation de la différence existant entre les données et les prédictions du TDR, remettant déjà en question les capacités de certains sous-détecteurs de BaBar à supporter le bruit de fond de l'accélérateur.

Cette différence ne signifie pas que le bruit de fond n'était pas compris. La cause de ce bruit de fond si élevé a rapidement été identifiée comme étant la pression dans l'anneau, c'est pourquoi un profil de pressions a été établi (voir tableau 4.7).

Les contributions au bruit de fond venant des 4 régions sont repondérées grâce à ce profil, donnant les taux de traces de la simulation pour chacun des paliers du balayage, ainsi que la contribution de chaque région lorsque l'intensité du faisceau est de 1 A (voir tableaux 4.8 et 5.1).

Intensité de faisceau		Taux de traces dans la mini-TPC		
I_{HER}		ρ_{tpc} (données)	ρ_{tpc} (MC)	ρ_{tpc} (données) / ρ_{tpc} (MC)
98 mA	(mes.)	0.080 ± 0.004 MHz	0.04 MHz	2.05 ± 0.10
209 mA	(mes.)	0.220 ± 0.006 MHz	0.12 MHz	1.79 ± 0.05
309 mA	(mes.)	0.402 ± 0.008 MHz	0.23 MHz	1.73 ± 0.04
1000 mA	(extr.)	2.90 ± 0.23 MHz	1.90 MHz	1.53 ± 0.12

Tableau 5.1: *Variation du taux de traces dans la mini-TPC en fonction de l'intensité du faisceau d'électrons pour les données et la simulation Monte Carlo. Ces chiffres sont donnés pour les trois points de mesure pris lors du balayage en courant du 31 janvier 1998 et pour l'extrapolation à 1 A. Voir aussi figure 5.2*

Cette simulation repondérée est comparée aux données en fonction du courant dans l'anneau figure 5.2. Les contributions de chaque régions dans la simulation sont indiquées sur cette figure. Comme prévu, le bruit de fond venant de la région 4, domine celui venant des autres régions à haute intensité de faisceau.

Les données et la simulation sont approximativement en désaccord d'un facteur 2 sur les trois points de mesure et d'un facteur 1.5 sur l'extrapolation à 1 A. Cependant cette extrapolation du taux de traces dans les données n'est qu'indicative : trois points de mesure entre 0 et 300 mA sont sans doute insuffisants pour donner une valeur précise du taux de traces à une valeur aussi élevée que 1 A.

Tous les sous-détecteurs de l'étude ont approximativement trouvé des désaccords similaires entre les données et la simulation lors de ce balayage en courant et pour l'extrapolation à 1 A ([3] et [4]). Ces désaccords ne doivent pas être considérés comme des chiffres décisifs mais plutôt comme une évaluation du niveau de compréhension du bruit de fond.

Une réserve doit aussi être émise sur ce facteur d'ordre 2 entre les données et la simulation. En effet, les études réalisées lors de la seconde campagne d'étude du bruit de fond entre octobre 1998 et février 1999 (voir section 5.3) ont montré des désaccords beaucoup plus élevés entre données et simulation (d'ordre 4 à 1 A). L'origine de ces différences est due aux modèles de pression utilisés : celui de janvier 1998 est en partie basé sur les mesures de pression par des pompes ioniques en *straight 2*, alors que celui de la seconde campagne repose sur les caractéristiques techniques de la machine. Or, comme cela est expliqué section 2.1.3, les mesures délivrées par les pompes ioniques ont tendance à être un peu hautes par rapport à la pression réelle de l'anneau. Le modèle élaboré en janvier 1998 présente donc en moyenne des valeurs de pression plus élevées, mais sans doute moins fiables, que celles du "design model" de la seconde campagne.

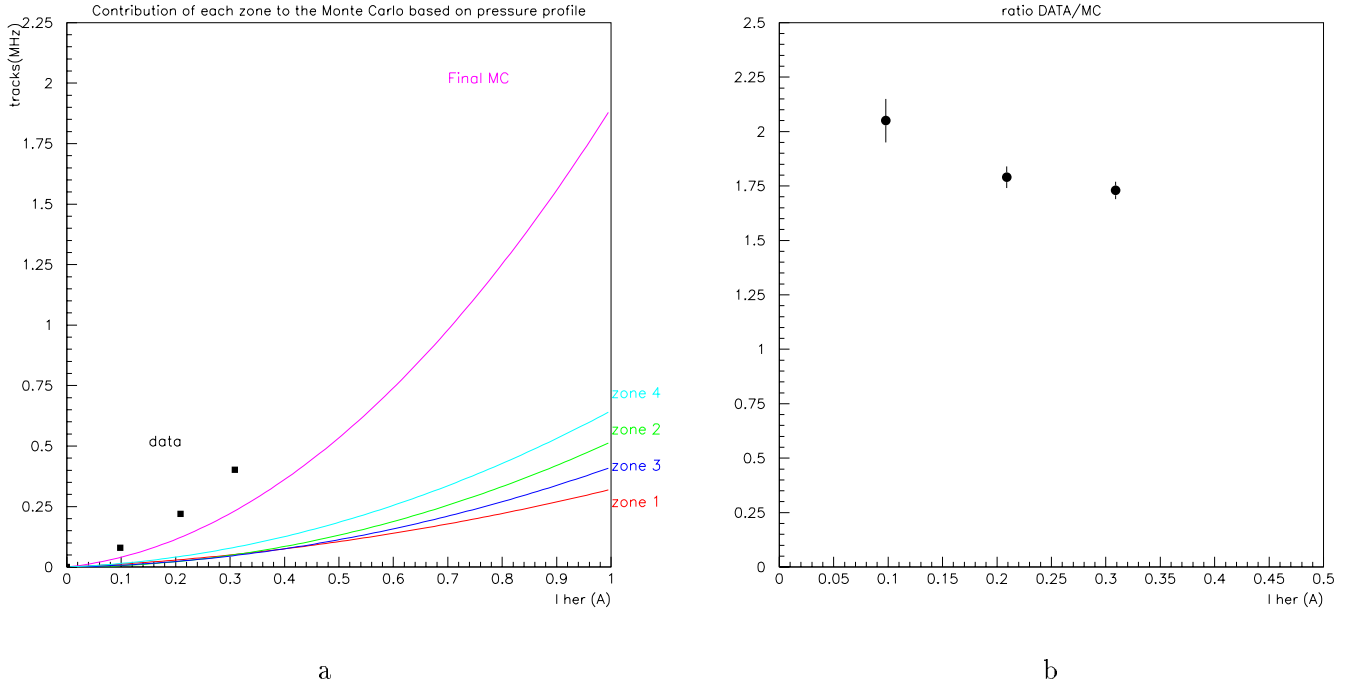


Figure 5.2: Taux de traces mesurés et prédits dans la mini-TPC (figure de gauche) et le rapport entre ces taux (figure de droite). Les contribution prédites de chaque région sont montrées individuellement sur la figure de gauche. Toutes ces quantités sont représentées en fonction du courant dans l'anneau. Les tableaux 4.8 et 5.1 donnent les valeurs numériques des taux de traces pour les trois paliers du balayage et pour l'intensité de 1 A.

Pour donner une illustration de la comparaison entre les données et les prédictions du TDR, la figure 5.3 représente les données, la simulation pondérée par le profil de pressions et les prédictions du *TDR* (voir section 4.2.3) en fonction du courant dans l'anneau. Dans ces prédictions du *TDR*, les particules venant de la région 4 ne sont pas prises en compte et les pressions dans les régions 1, 2 et 3 sont toutes composées d'une pression de base et d'une pression dynamique respectivement de 0.5 nTorr et 0.5 nTorr/A.

En conclusion, ce balayage en courant a permis la mise en évidence du fossé existant entre le bruit de fond dans les données et celui prédit au temps du TDR. Cependant, ce fossé a été à peu près compris. Il est dû à la pression qui est supérieure à 1 nTorr en *straight 2* contrairement à ce qu'affirmait le TDR. D'autre part, les électrons de diffusion coulombienne venant de la région 4 ont une contribution qui représente approximativement un tiers du bruit de fond dans la simulation pondérée par le profil de pressions. Or ces électrons ont été négligés dans le TDR.

Le désaccord résiduel entre la simulation pondérée par le profil de pressions, et les données, semble dû, d'après l'étude des distributions spatiales, à des traces venant du point chaud (évoqué section 4.2.5) avec un flux pas exactement reproduit dans la simulation.

5.2.2 Distributions spatiales des traces dans la mini-TPC.

Deux distributions spatiales caractéristiques des traces reconstruites ont été étudiées et comparées à la simulation. Ces distributions sont reliées aux directions des traces dans les plans horizontal et vertical contenant le faisceau.

Les figures 5.4 et 5.5 représentent ces deux distributions pour des données prises à 100 mA lors du balayage en courant, ainsi que pour la simulation pondérée par le profil de pressions.

La distribution de l'angle θ (voir figure 5.4) est définie avec les coordonnées de la mini-TPC :

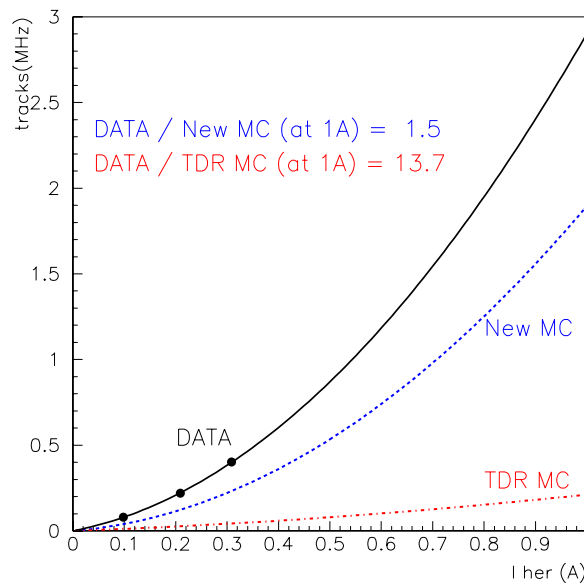
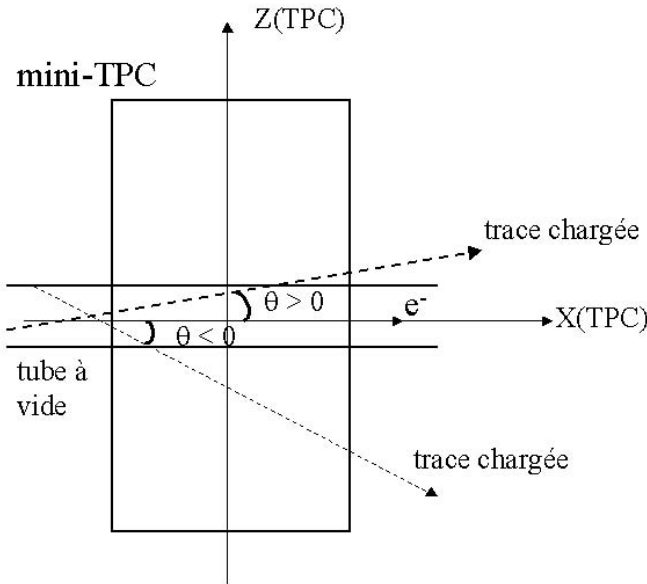
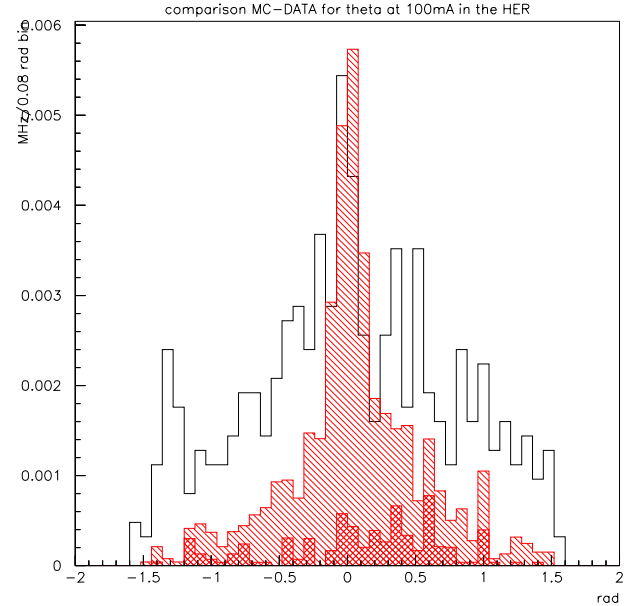


Figure 5.3: Taux de traces dans la mini-TPC en fonction de l'intensité du faisceau. Les données sont comparées à la simulation pondérée par le modèle de pressions et à la simulation du TDR. Dans cette simulation, les particules perdues venant de la région 4 sont négligées et les valeurs des pressions de base et dynamique sont respectivement de 0.5 nTorr et 0.5 nTorr/A dans les régions 1, 2 et 3.



a



b

Figure 5.4: L'angle polaire θ des traces dans la mini-TPC. Le schéma (a) montre à quoi correspond cet angle pour une particule chargée traversant la mini-TPC. La mini-TPC est représentée en coupe dans le plan vertical (Z_{tpc} , X_{tpc}) contenant le faisceau. L'axe des X est l'axe du faisceau, tandis que l'axe des Z est l'axe de symétrie cylindrique de la mini-TPC. L'angle θ est l'angle entre la projection de la trace dans ce plan et l'axe du faisceau. Cet angle peut être négatif ou positif selon la direction de la particule par rapport à l'axe du faisceau. Les deux cas de figures (θ positif ou négatif) sont représentés ici. La figure (b) représente la distribution de cet angle. Les données représentées en blanc ont été prises le 31 janvier 1998 alors que l'intensité était de 100 mA. Elles sont comparées à la simulation pondérée par le profil de pressions (histogramme avec les hachures simples repéré par "Monte Carlo"). La contribution des traces venant du "point chaud" dans le tube à vide est aussi représentée (histogramme avec les hachures dans les deux sens repéré par "Monte Carlo - hot spot contribution"). Ce point chaud est entouré d'un carré sur la figure 4.8.

$$\theta = \arctan \frac{dz}{dx} \quad (5.3)$$

Cette distribution donne des informations sur l'origine des traces dans le plan vertical : θ est l'angle entre la direction d'une trace et la direction du faisceau dans le plan vertical. Ainsi, $\theta = 0$ correspond à une trace parallèle au plan horizontal contenant le faisceau.

En ce qui concerne l'origine des traces, une trace ayant un angle θ proche de 0 signale le passage d'une particule ayant son point de création loin de la mini-TPC le long de l'axe du faisceau. Au contraire, un grand angle θ correspond généralement à une trace laissée par une particule ayant son origine près de la mini-TPC.

D'après les résultats obtenus en comparant quantitativement le taux de traces dans les données et la simulation, les données sont supérieures d'un facteur 2 à la simulation (voir tableau 5.1). Dans la distribution en θ (figure 5.4), ce décalage entre données et simulation se retrouve pour de grandes valeurs de θ . À $\theta = 0$, les données sont en bon accord avec les prévisions.

Les particules ayant une origine proche de la mini-TPC ne sont donc pas parfaitement reproduites par la simulation. Cette conclusion est appuyée par l'étude d'une autre distribution spatiale représentée figure 5.5b. Cette distribution correspond à l'intersection, dans le plan horizontal, entre la direction extrapolée d'une trace reconstruite dans la mini-TPC et l'axe du faisceau. Cette variable est calculée de la façon suivante (voir aussi figure 5.5a):

$$x_{\text{intersection}} = \frac{14 \text{ cm} - y_0}{\frac{dy}{dx}} \quad (5.4)$$

Dans cette équation, le système de coordonnées utilisé est celui de la mini-TPC. y_0 représente la position en y de la trace lorsque $x = 0$, tandis que $y = 14 \text{ cm}$ représente la position du faisceau pour $x = 0$. Cette variable $x_{\text{intersection}}$ donne une indication sur la position de la matière heurtée par une particule perdue qui donne ainsi lieu à la particule secondaire traversant la mini-TPC. Les distributions dans les données et la simulation comportent un pic en $x_{\text{intersection}} = -20 \text{ cm}$, donc proche de la mini-TPC, correspondant à de grandes valeurs de θ .

Dans la simulation, une fraction importante de ce pic semble être due à des particules traversant le masque creux destiné à parer au rayonnement synchrotron, et allant taper dans la paroi du tube à vide à 20 cm en amont de la mini-TPC (voir figure 4.8).

L'excès de données par rapport à la simulation est concentré sur le pic, tandis que les queues de distribution semblent en bon accord.

Cette distribution et celle de θ semblent concorder pour indiquer que, soit le flux de particules heurtant cette région du tube à vide est trop bas dans la simulation, soit il manque un autre mécanisme (par exemple de la matière non simulée) générateur de traces au voisinage de la mini-TPC dans la simulation.

Comme cette partie du tube à vide n'était que provisoire, les investigations n'ont pas été poussées plus loin en rajoutant de la matière dans la simulation.

La mini-TPC a cependant prouvé que la reconstruction des traces chargées permettait une meilleure compréhension du bruit de fond, puisque cette analyse pour trouver l'origine de l'excès de bruit de fond n'a pu être effectuée par les autres sous-détecteurs.

À part cette différence très localisée, les distributions spatiales dans les données et la simulation, concordent approximativement à petits θ (ou grand $x_{intersection}$).

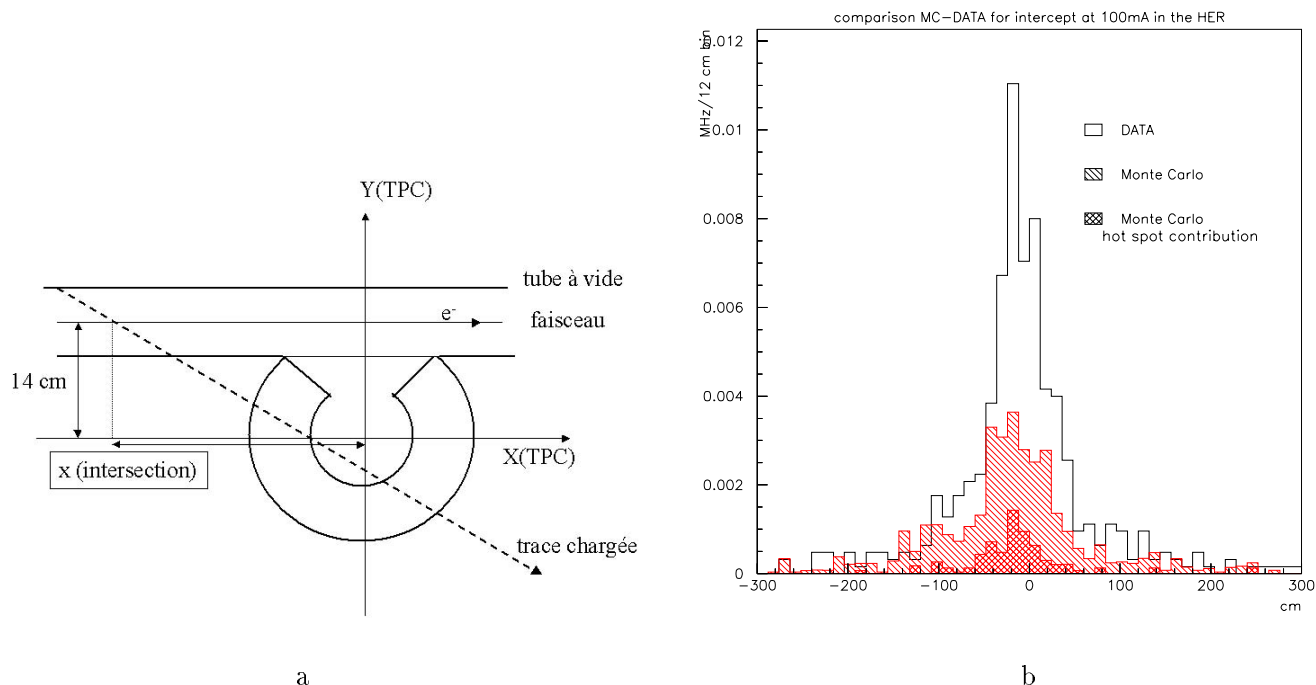


Figure 5.5: Intersection entre l'axe du faisceau et la direction d'une trace dans le plan horizontal. Le schéma (a) montre à quoi cette intersection correspond. La mini-TPC est représentée en coupe dans le plan horizontal contenant le faisceau (X_{tpc} , Y_{tpc}). La projection dans ce plan de la direction des traces qui traversent la mini-TPC est extrapolée et son intersection avec la ligne du faisceau représente la variable $x_{intersection}$ dont la distribution est donnée sur la figure (b). Les données, représentées en blanc, ont été prises le 31 janvier 1998 alors que l'intensité était de 100 mA. Elles sont comparées à la simulation pondérée par le profil de pressions (histogramme avec les hachures simples repéré par "Monte Carlo"). La contribution des traces venant du "point chaud" dans le tube à vide est aussi représentée (histogramme avec les hachures dans les deux sens repéré par "Monte Carlo - hot spot contribution"). Ce point chaud est entouré d'un carré sur la figure 4.8. Les traces utilisées pour cette figure sont les mêmes que celles de la figure 5.4.

5.2.3 Le courant proportionnel dans la mini-TPC

Durant le balayage en courant, l'évolution du courant dans la mini-TPC en fonction de l'intensité du faisceau a été étudiée. Les résultats de cette étude sont donnés figure 5.6. Pour les trois paliers du balayage, le courant dans la chambre a été comparé au taux de traces reconstruites. Cette comparaison montre que ces deux quantités se comportent de la même façon en fonction de l'intensité du faisceau.

Ce résultat n'était pas forcément attendu dans la mesure où la grille n'est ouverte que 12 μ sec à 3 Hz, c'est à dire environ 0.004 % du temps. Le courant mesure donc essentiellement l'activité induite par les particules perdues dans la région comprise entre la grille porte et les damiers. En

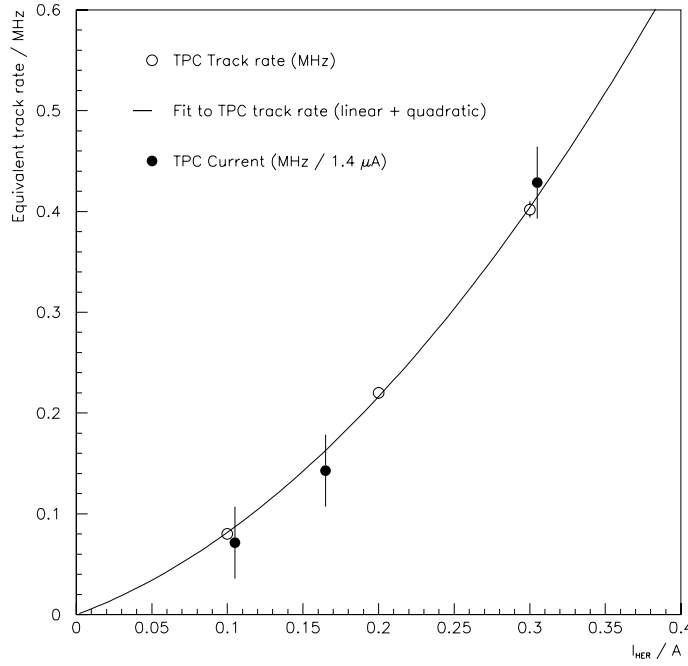


Figure 5.6: Variation du courant proportionnel de la mini-TPC et du taux de traces, en fonction de l'intensité du faisceau, mesurés lors du balayage en courant du 31 janvier 1998. La courbe représente l'ajustement cinématique du taux de traces en fonction de l'intensité du faisceau réalisé figure 5.1. Les points blancs représentent les taux de traces mesurés tandis que les points noirs représentent le courant proportionnel converti en MHz de traces, en considérant qu'un taux de traces de 1 MHz correspond à un courant proportionnel de $1.4 \mu\text{A}$. Cette valeur ne représente pas une équivalence calculée : elle a juste été obtenue par comparaison des points de mesures.

effet, cette activité ne cesse jamais. Le taux de traces mesure en revanche l'activité dans tout le volume de dérive de la mini-TPC. Comme la région de la chambre proportionnelle est située 6 cm au dessous du plan horizontal contenant le faisceau alors que le volume de dérive est centré sur ce plan, I_{tpc} et ρ_{tpc} devraient être différents si la direction des particules chargées était privilégiée dans le plan de l'anneau.

Il semble que ce ne soit pas le cas pour cette configuration de PEP-II. Ce résultat est validé par la distribution spatiale de l'angle θ dans les données (voir figures 5.4).

En effet, cette distribution montre qu'il y a un peu plus de traces dans le plan horizontal, mais que globalement l'angle entre les traces qui traversent la mini-TPC et le plan de l'anneau est bien réparti entre $-\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2}$. Ceci justifie le fait que les activités induites par le passage de particules dans la région de la chambre proportionnelle située 6 cm sous ce plan et dans le volume de dérive de la mini-TPC soient comparables.

Cette équivalence entre taux de traces reconstruites et courant dans la chambre a été largement utilisée lors de la deuxième période d'étude, lorsque l'intensité du faisceau était trop élevée pour permettre la reconstruction des traces. De plus à ce moment là, la mini-TPC était placée autour du tube à vide. Le volume de dérive était donc dans la même situation par rapport au faisceau que la chambre proportionnelle. Les risques de la conversion du courant proportionnel en taux de traces en étaient d'autant limités.

5.2.4 Conclusion

La mini-TPC s'est donc bien comportée durant sa première campagne au voisinage de PEP-II même lorsque l'intensité du faisceau a été poussée à 700 mA.

Les informations sur l'activité du détecteur ainsi que des représentations graphiques des événements

ont toujours été disponibles en temps réel dans la salle de contrôle de PEP-II, ce qui a contribué à l'optimisation des paramètres de la machine au jour le jour.

Les analyses qui ont été réalisées après la campagne en utilisant les données prises lors de la période dédiée au bruit de fond le 31 janvier 1998, ont mis en évidence les différences entre le *TDR* de BaBar et la réalité. Cependant, elles ont aussi permis de comprendre l'origine de cette différence.

Tous les résultats recueillis ont été étudiés afin d'en tirer parti, pour comprendre à la fois le fonctionnement de la mini-TPC et les origines du bruit de fond de PEP-II. La capacité de reconstruction de traces a été bien exploitée, permettant ainsi la compréhension du bruit de fond.

Cette compréhension à l'issue de la période d'étude était approximativement la même pour tous les sous-détecteurs. Outre le rapport entre le bruit de fond attendu et celui mesuré par les sous-détecteurs durant le balayage en courant, d'autres résultats trouvés étaient en accord pour tous les sous-détecteurs [1]. Ces résultats concernent des expériences de liées au vide. Il s'agissait durant ces expériences, de chauffer une des pompes de type NEG localisée dans la région 2. Le fait de chauffer une pompe provoque une augmentation de la pression dans la région qui peut être mesurée par les sous-détecteurs. Le détail des calculs nécessaires pour connaître la valeur du saut de pression n'est pas donné ici dans la mesure où il n'apporte pas d'informations sur le bruit de fond lui-même.

Mais il est à mentionner que tous les sous-détecteurs ont trouvé des résultats statistiquement en accord lors de ces expériences.

Les sous-détecteurs fonctionnant de manière indépendante et parfaitement décorrélée, leur accord sur le niveau de compréhension du bruit de fond lors de cette période est valide et a donc remis définitivement en cause les prédictions du *TDR*.

5.3 Étude du bruit de fond dans le *HER* lors de la période 98-99.

Durant cette période, les intensités des faisceaux ont atteint des valeurs importantes. La reconstruction des traces dans la mini-TPC s'est alors souvent avérée impossible à cause de la trop grande occupation dans le détecteur. Le niveau absolu de bruit de fond dans la chambre était tout même connu grâce au courant recueilli sur les fils sensibles.

Afin de pouvoir comparer les données à la simulation, qui est donnée en terme de taux de traces, le courant dans la chambre était converti en MHz. Cette conversion était justifiée par les résultats obtenus en janvier 1998, lorsqu'il s'est avéré que le courant et le taux de traces suivaient la même évolution en fonction de l'intensité du faisceau. Cette conversion a, bien sûr, été aussi utilisée pour l'étude de l'anneau de basse énergie

Le facteur de conversion est fondé sur des observations réalisées à faible intensité dans l'anneau alors que la reconstruction de la mini-TPC fonctionnait correctement.

Elle vaut: $1 \mu\text{A} \equiv (1.4 \pm 0.4) \text{ MHz}$ de traces reconstruites.

Cette équivalence peut sembler peu rigoureuse mais en réalité elle a été peu exploitée. En effet, en ce qui concerne l'évolution du bruit de fond au cours du temps et lors des expérience spécifiques telle que la fermeture de collimateurs, c'est le niveau relatif du taux de traces dans la mini-TPC qui était étudié et pas les chiffres absolus. L'unité de la mesure du bruit de fond n'avait donc pas grande importance. Pour les comparaisons avec la simulation, il s'agissait avant tout de donner un ordre de grandeur sur le rapport entre les mesures et les prédictions. La simulation étant déjà très éloignée des données, toute précision sur cet éloignement était superflue et aurait, de

toutes façons, été sans doute erronée. Les ordres de grandeurs qui ont été obtenus étaient en accord avec ceux trouvés par les autres détecteurs de bruit de fond ce qui était suffisant pour comprendre que la simulation n'était pas valide (voir sections 5.3.3 et 5.4.3).

Les expériences dédiées à l'étude du bruit de fond de l'anneau d'électrons, ont été réalisées le 12 décembre 1998 et le 9 février 1999. Les résultats présentés sont des études réalisées lors de balayages en courant, une étude sur l'effet des collimateurs sur le niveau de bruit de fond, des comparaisons entre les données et la simulation en fonction du courant dans l'anneau, et enfin une étude comparée des distributions spatiales des traces dans la mini-TPC pour les données et dans la simulation.

5.3.1 Dégazage dans l'anneau

La figure 5.7 présente l'évolution des taux de traces dans la mini-TPC en fonction de l'intensité du faisceau entre le 12 décembre 1998 et le 9 février 1999. Cette figure montre que le bruit de fond décroît au cours du temps. Cette décroissance est due à une meilleure compréhension des paramètres de fonctionnement de la machine, mais surtout, à une amélioration du vide dans l'anneau grâce au dégazage progressif des parois. En effet, c'est surtout le facteur quadratique de la fonction représentant le taux de traces en fonction de l'intensité du faisceau qui diminue durant cette période.

Or ce facteur est directement lié au dégazage des parois du tube à vide comme cela est expliqué section 4.2.3. Durant l'intervalle de deux mois séparant les deux études, 32 Ampère.heure ont été intégrés dans l'anneau.

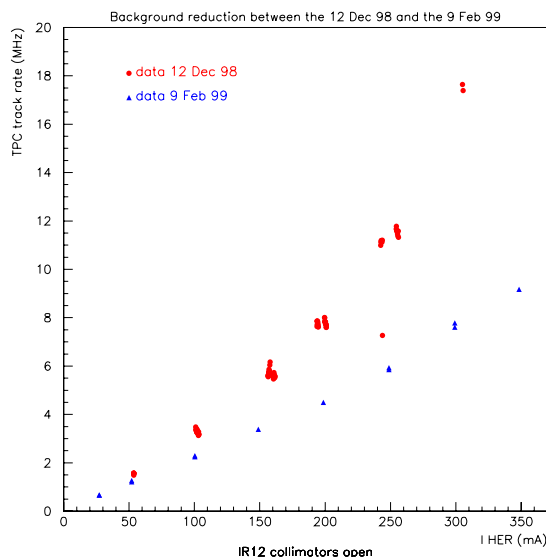


Figure 5.7: *Comparaison entre les taux de traces dans la mini-TPC enregistrés le 12 décembre 1998 (représentés par des points sur la figure) et le 9 février 1999 (représentés par des triangles). Ces données ont été prises lors de balayages en courant, alors que les collimateurs situés en IR12 étaient ouverts. Le 12 décembre, le faisceau fonctionnait depuis un peu plus d'un mois et demi.*

Cet effet est plus spectaculaire pour les études du *LER* (voir section 5.4) car cet anneau était alors entièrement neuf et ses parois contenaient encore beaucoup de gaz résiduel. Au contraire, le *HER*, qui avait, en outre, déjà été étudié antérieurement en 1997-1998, est l'ancien anneau

PEP qui avait été “cuit” par le rayonnement synchrotron des années auparavant.

Cependant, le vide de la machine n’est jamais parfait. Il s’améliore très vite au démarrage de la machine, lorsque le tube à vide a été ouvert et contient du gaz résiduel qui peut disparaître en peu de temps. Puis cette amélioration stagne car il devient difficile de faire sortir le gaz des parois, même à haute intensité de faisceau.

5.3.2 Étude de l’effet des collimateurs sur le bruit de fond.

Les collimateurs du faisceau sont situés en amont du point d’interaction dans la région du détecteur appelée *IR12*. Afin de pouvoir étudier le bruit de fond venant de l’anneau, les collimateurs étaient ouverts la plupart du temps durant la campagne, sauf durant des périodes spécifiques d’étude.

Deux manières de fermer les collimateurs ont été expérimentées. L’une, testée le 12 décembre, consiste à ajuster chaque collimateur indépendamment des autres. L’autre, réalisée le 9 février, préconise d’optimiser tous les collimateurs les uns en fonction des autres afin d’avoir la meilleure réduction du bruit de fond venant de l’anneau. La seconde méthode est plus longue, plus difficile à appliquer, et moins facilement reproductible. L’intérêt de tester ces deux façons était de savoir si la seconde était réellement plus efficace. L’expérience a montré que c’était le cas, et que l’effet des collimateurs sur le bruit de fond dépendait du protocole de fermeture. Comme d’autres collimateurs ont été ajoutés après cette période de mise en service, le protocole actuel n’a été défini qu’après le démarrage de BaBar.

La figure 5.8 représente les taux de traces dans la mini-TPC pour les collimateurs ouverts et fermés suivant les deux méthodes.

La réduction du bruit de fond est visible pour les deux méthodes, mais elle est plus importante pour les données prises le 9 février (figure du bas) lorsque les collimateurs ont été fermés étape par étape (voir tableau 5.2).

	données du 12 déc 98	données du 9 fév 99
rapport $\frac{\text{coll.fermes}}{\text{coll.ouverts}}$	0.71	0.38

Tableau 5.2: *Effet des collimateurs situés en IR12 pour une intensité du faisceau de 250 mA. Ces chiffres sont extraits des données prises le 12 décembre 1998 et le 9 février 1999.*

Les collimateurs jouent donc un rôle fondamental dans la protection de la région d’interaction, donc dans la protection de BaBar. En effet, ils stoppent une partie du bruit de fond venant de l’anneau qui est très élevé comme l’a montré la simulation des particules perdues. De plus, la simulation ne reproduisant pas les effets de multiples tours, l’effet mesuré des collimateurs est en fait beaucoup plus important que l’effet prédit (voir section 5.3.3).

À l’issue de ces études, étant donné le rôle des collimateurs dans la réduction du bruit de fond, il a été décidé d’en ajouter de nouveaux le long de la ligne du faisceau [5] [6].

Les collimateurs prévus pour le *LER* n’étaient pas encore installés en *IR4*, c’est pourquoi aucun résultat sur leur effet n’a été obtenu durant cette période. Cependant, étant donné l’importance du bruit de fond au point d’interaction dû à des particules perdues venant de l’anneau de basse énergie, il était possible de prévoir que l’effet de collimateurs sur le faisceau de positrons serait

aussi très important en terme de réduction de bruit de fond. Depuis le démarrage de BaBar, les collimateurs sont installés et leur effet s'avère effectivement décisif pour le fonctionnement du détecteur [5] [6].

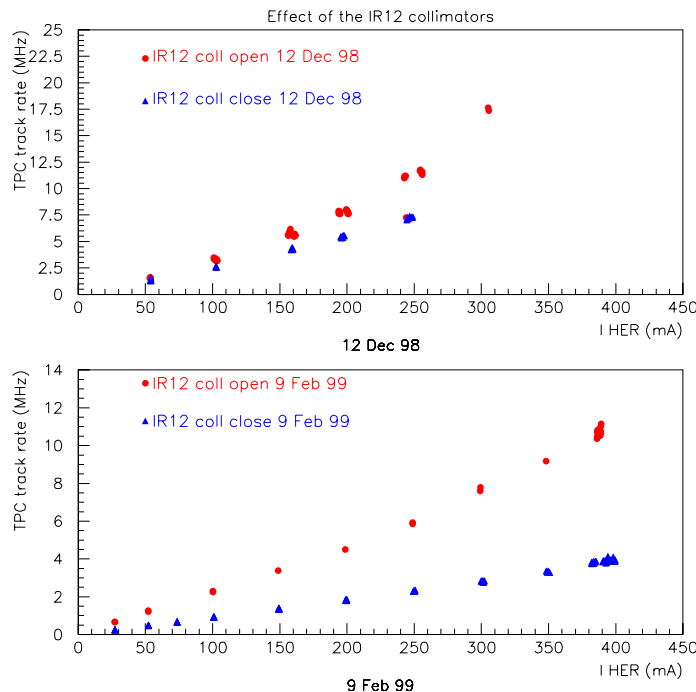


Figure 5.8: *Effet des collimateurs situés en IR12 sur les taux de traces enregistrés dans la mini-TPC. Les expériences de fermeture des collimateurs ont été réalisées le 12 décembre (figure du haut) et le 9 février (figure du bas). Sur chacune de ces figures, les taux de traces enregistrés alors que les collimateurs étaient ouverts sont symbolisés par des points tandis que les taux de traces enregistrés avec les collimateurs fermés sont représentés par des triangles.*

5.3.3 Comparaisons entre les données et la simulation.

Les données étudiées ici sont celles enregistrées le 9 février 1999, alors que le bruit de fond était à son plus bas niveau depuis le début de la période, grâce au dégazage des parois et à l'optimisation des paramètres de PEP-II. La simulation utilisée est pondérée par le profil de pressions appelé "design model" décrit tableau 4.3. La comparaison entre les données et la simulation a été réalisée pour les collimateurs ouverts et fermés. L'effet de la fermeture des collimateurs dans la simulation est donné tableau 4.4.

L'évolution du taux de traces dans la mini-TPC en fonction du courant dans l'anneau est représenté pour les données et la simulation, lorsque les collimateurs sont ouverts et fermés, respectivement figures 5.9 et 5.10. La figure 5.9 indique qu'à collimateurs ouverts, les particules perdues venant de la région 4 ont plus de poids que les particules venant des autres régions, mais que globalement, toutes les régions contribuent au bruit de fond.

La figure 5.10 est la même que la figure 5.9 à collimateurs fermés. Le poids des particules venant des régions 1, 2 et 3 ne change pas tandis que celui des particules venant de la région 4 décroît significativement.

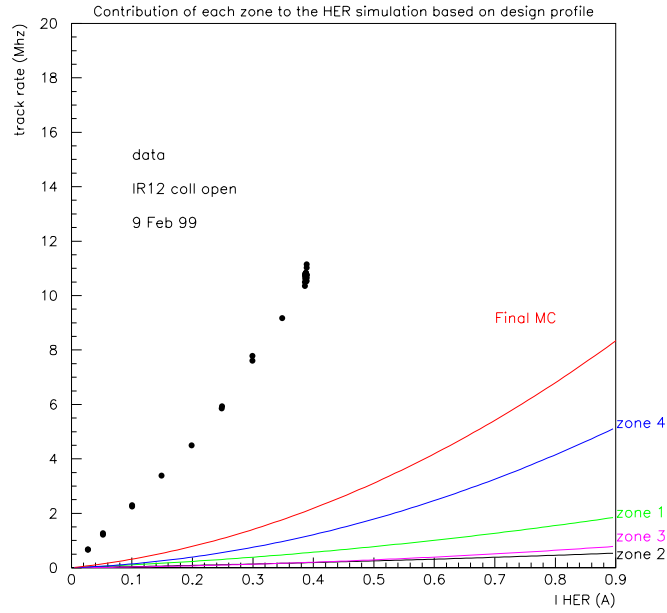


Figure 5.9: Taux de traces prédits et mesurés dans la mini-TPC en fonction de l'intensité du faisceau d'électrons. Le poids de chaque région est donné individuellement. Les données ont été prises lors d'un balayage en courant le 9 février 1999 alors que les collimateurs situés en IR12 étaient ouverts. La simulation est pondérée par le profil de pressions adéquat.

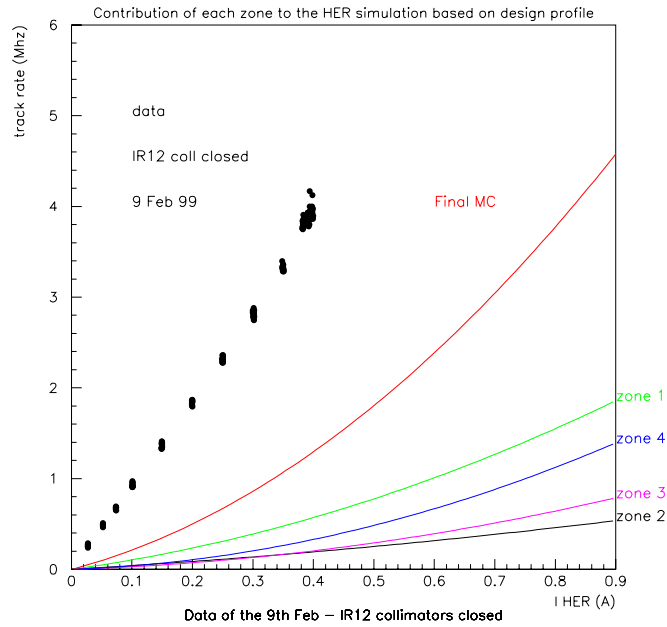


Figure 5.10: Taux de traces prédits et mesurés dans la mini-TPC en fonction de l'intensité du faisceau d'électrons. Le poids de chaque région est donné individuellement. Les données ont été prises lors d'un balayage en courant le 9 février 1999 alors que les collimateurs situés en IR12 étaient fermées. La simulation est pondérée par le profil de pressions adéquat en tenant compte de l'effet des collimateurs.

À partir de ces figures, il est possible de connaître le rapport entre les données et la simulation à collimateurs ouverts (figure 5.11) et fermés (figure 5.12).

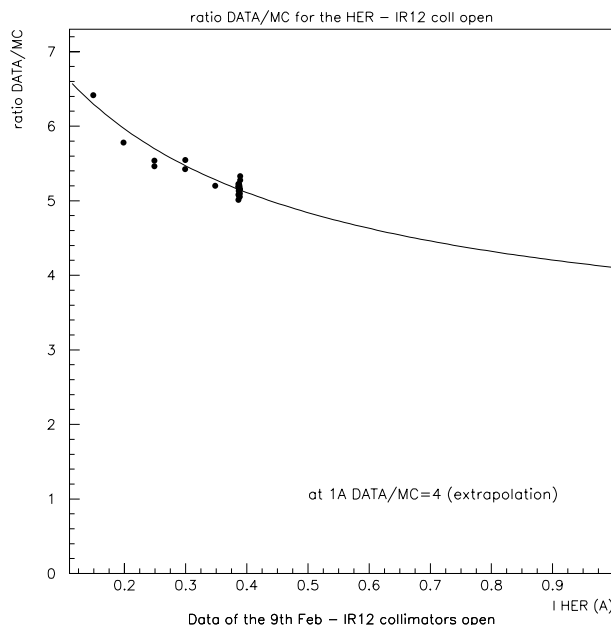


Figure 5.11: Rapport $\frac{\text{données}}{\text{simulation}}$ pour les taux de traces dans la mini-TPC en fonction de l'intensité du faisceau. Cette comparaison est faite pour les collimateurs du faisceau d'électrons ouverts. Les caractéristiques de cette figure sont les mêmes que celles de la figure 5.9.

La figure 5.11 montre le rapport $\frac{\text{données}}{\text{simulation}}$ lorsque les collimateurs sont ouverts. Ce rapport est de 5.7 à 250 mA et il vaut 4 extrapolé à l'intensité de 1 A.

Ces extrapolation sont toujours à considérer avec précaution dans la mesure où le taux de traces dans les données est paramétré par une fonction quadratique du courant (voir équation 5.2) avec des points de mesure allant seulement jusqu'à 400 mA d'intensité. Il est possible que cette fonction, relativement linéaire jusqu'à 400 mA subisse un décrochement à plus haute intensité et que le facteur quadratique soit en réalité plus important que celui mesuré. Cette incertitude sur l'évolution du taux de traces explique que le rapport entre les données et la simulation montré figure 5.11 soit décroissant en fonction de l'intensité. Le facteur quadratique de la simulation est légèrement plus élevé que celui ajusté dans les données qui est sujet à caution.

L'écart entre les données et la simulation n'est donc pas négligeable. Il peut toutefois s'expliquer par le fait que les particules perdues venant de la région 4 qui effectuent de multiples tours avant d'interagir en *IR2*, ne sont pas simulées. Cette hypothèse semble validée par le fait que ce rapport décroît lorsque les collimateurs sont fermés. La figure 5.12 montre l'évolution de ce rapport en fonction du courant. Il est beaucoup moins important puisqu'il vaut 3.5 à 250 mA et 2.2 lorsqu'il est extrapolé à 1 A. Lorsque les collimateurs sont fermés, une partie des électrons venant de la région 4, y compris qui effectuent de multiples tours, sont stoppés avant d'arriver en *straight 2*. La simulation est alors plus réaliste et peut être comparée aux données avec plus de confiance.

En ce qui concerne la comparaison de l'effet des collimateurs dans la simulation et dans les données, le tableau 5.3 donne les rapports des taux de traces dans la mini-TPC à collimateurs ouverts et fermés. Ces chiffres sont ceux obtenus pour une intensité de faisceau de 250 mA.

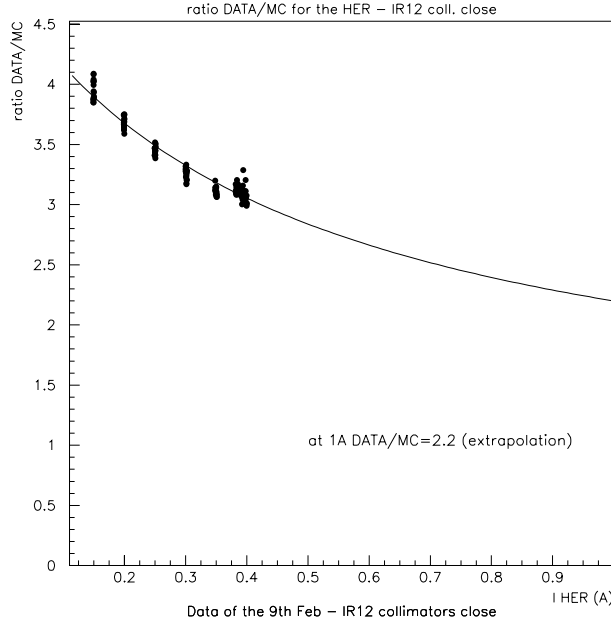


Figure 5.12: Rapport $\frac{\text{données}}{\text{simulation}}$ pour les taux de traces dans la mini-TPC en fonction de l'intensité du faisceau. Cette comparaison est faite pour les collimateurs du faisceau d'électrons fermés. Les caractéristiques de cette figure sont les mêmes que celles de la figure 5.10.

Il s'avère, d'après ces chiffres, qu'à cette intensité, l'effet des collimateurs est sous-estimé d'un facteur 1.6 dans la simulation. Ceci est dû au fait que les données sont moins proches de la simulation à collimateurs ouverts que fermés. En d'autres termes, comme il y a plus de bruit de fond venant de la région 4 dans les données que dans la simulation, les collimateurs sont plus efficaces dans les données.

	simulation	données du 9 fév 99
rapport $\frac{\text{coll.fermes}}{\text{coll.ouverts}}$	0.62	0.38

Tableau 5.3: Effet des collimateurs situés en IR12 dans la simulation et dans les données pour une intensité de 250 mA. Les données ont été enregistrées le 9 février 1999, la simulation est pondérée par le profil de pressions.

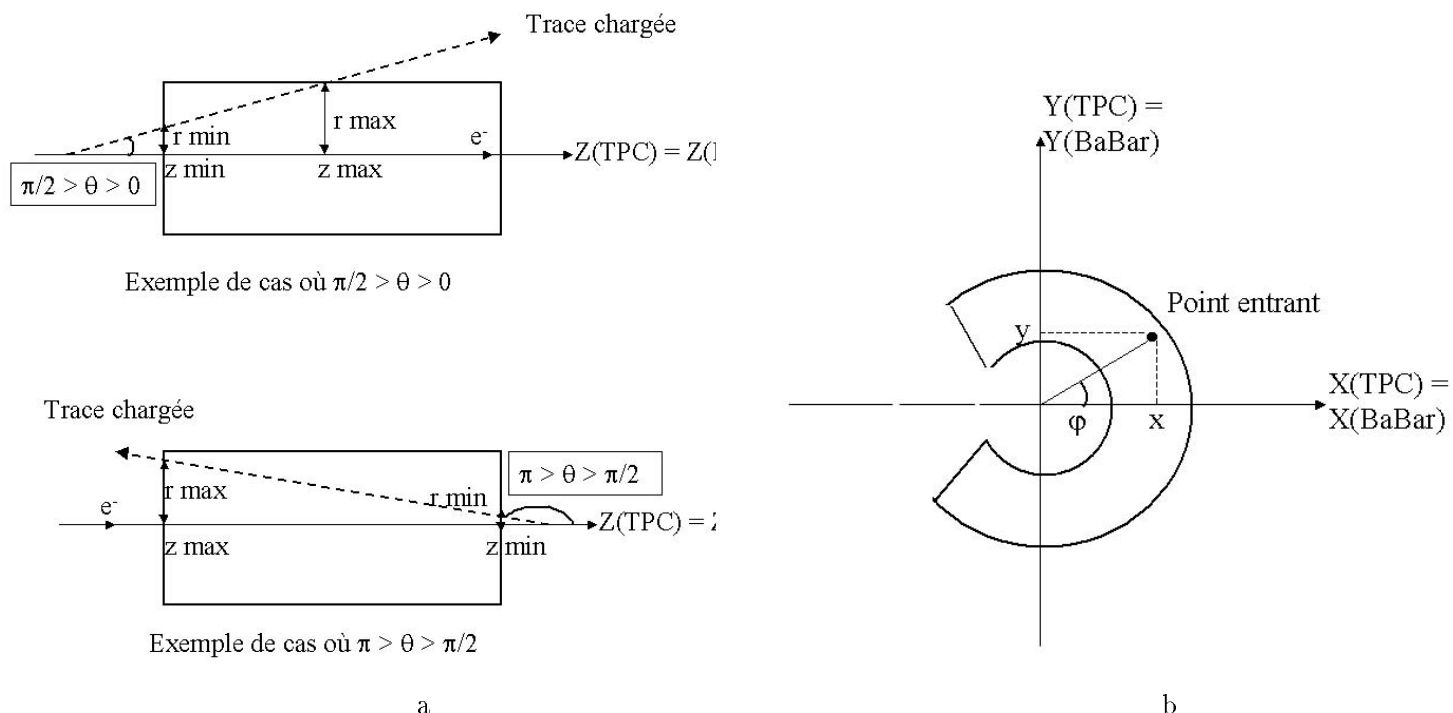
5.3.4 Distributions des traces dans la mini-TPC.

Durant cette période, il n'a été possible de faire de la reconstruction de traces qu'à basse intensité de faisceau, lorsque le bruit de fond, donc l'occupation dans la chambre, étaient suffisamment bas.

Deux distributions spatiales de traces reconstruites, alors que le courant dans l'anneau était de 100 mA, sont présentées figures 5.14 ((a) et (b)). Sur chaque figure, les angles des traces reconstruites sont représentés pour les données et la simulation pondérée par le profil de pressions. Ces distributions prédites et mesurées doivent être comparées qualitativement et pas quanti-

tativement : le fait que le taux de traces prédit soit inférieur au taux de traces mesurées est déjà connu. Il importe surtout de déterminer si les distributions spatiales des traces sont bien reproduites dans la simulation afin de savoir si certaines parties de BaBar seront soumises à un important flux de bruit de fond imprévu.

Les deux distributions de la figure 5.14 sont celles des angles θ des traces, et ϕ des points d'entrée des traces dans la mini-TPC. Ces variables sont définies ci-dessous et figure 5.13.



L'angle θ .

L'angle θ est l'angle polaire des traces par rapport à la direction du faisceau.

Ce qui est appelé une trace dans la mini-TPC est un segment compris entre deux points extrêmes (voir section 3.4). Dans la reconstruction, il est impossible de savoir lequel de ces deux points représente le lieu d'entrée ou de sortie de la particule dans la mini-TPC. Une convention pour calculer l'angle polaire a donc été choisie : le point d'entrée dans la mini-TPC est l'extrémité de la trace la plus proche du faisceau (dans le plan transverse à la direction du faisceau).

Pour déterminer l'angle θ , les rayons extrêmes (r_A et r_B) de chaque trace sont donc calculés : $r_A = \sqrt{x_A^2 + y_A^2}$ et $r_B = \sqrt{x_B^2 + y_B^2}$. Si r_A est inférieur à r_B , alors par convention : $r_{entrant} = r_A$ et $r_{sortant} = r_B$. L'angle θ est alors défini par l'équation 5.5 :

$$\theta = \arctan\left(\frac{|\vec{r}_{sortant} - \vec{r}_{entrant}|}{z_{sortant} - z_{entrant}}\right) \quad (5.5)$$

Les valeurs de θ comprises entre 0 et $\frac{\pi}{2}$ signifient donc des particules arrivant dans la mini-TPC avec la même direction en z que les électrons du faisceau. Au contraire, les valeurs de θ comprises entre $\frac{\pi}{2}$ et π , correspondent à des particules allant dans le même sens que les positrons circulant dans le *LER*. Dans le cas du bruit de fond du *HER*, les valeurs de θ comprises entre $\frac{\pi}{2}$ et π peuvent indiquer la présence de particules qui tapent dans de la matière en aval ou au-dessus de la mini-TPC, créant des gerbes de particules secondaires qui peuvent alors traverser le détecteur avec une direction en z opposée à celle du faisceau.

La figure 5.14(a) montre que la région où θ est compris entre 0 et $\frac{\pi}{2}$ domine dans la simulation et les données ce qui est normal puisque le bruit de fond étudié est celui du *HER*. Les particules perdues arrivent donc globalement au point d'interaction avec la même direction que le faisceau.

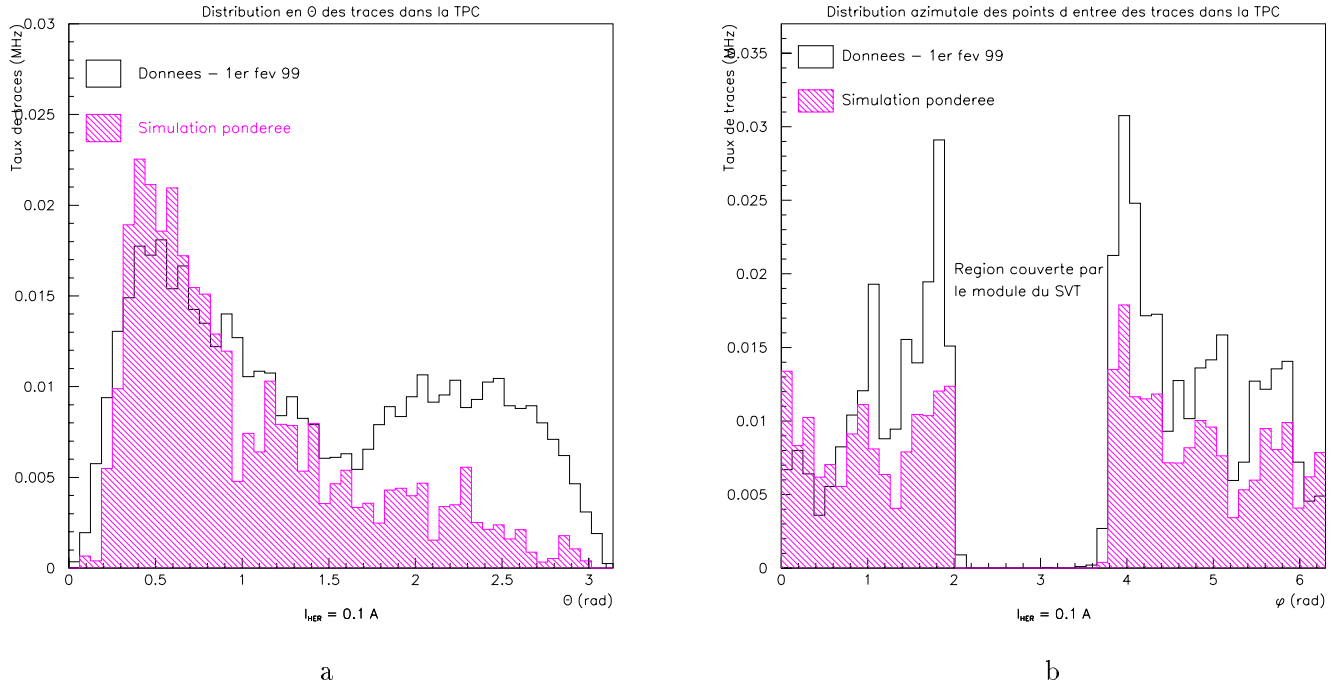


Figure 5.14: *Distributions angulaires des traces dans la mini-TPC. Sur la gauche (a) : distribution de l'angle polaire θ . Sur la droite (b) : distribution de l'angle azimutal ϕ du point d'entrée d'une trace dans la mini-TPC. Les données ont été prises le 1^{er} février 1999 alors que les collimateurs étaient ouverts et que le courant dans l'anneau était de 100 mA. La simulation est pondérée par le profil de pressions.*

En ce qui concerne la comparaison données-simulation, sur la figure 5.14(a), il y a un excès de ces traces dans les données pour θ compris entre $\frac{\pi}{2}$ et π . Il pourrait être dû à des particules

arrivant de l'anneau, et heurtant de la matière proche du point d'interaction, donnant ainsi lieu à des gerbes de particules secondaires qui traversent la mini-TPC en ayant des directions inverses à celle du faisceau.

Ces particules arrivant de l'anneau pour interagir au voisinage de la mini-TPC sont justement largement sous-estimées dans la simulation.

Il est aussi possible que la présence de matière ne soit pas bien décrite dans la simulation ce qui pourrait expliquer cette différence.

Du fait de la mauvaise simulation quantitative du nombre de particules arrivant de la région 4, cet excès de traces dans les données n'a pas été jugé étonnant. La simulation a montré ses limites et celles-ci ne pouvaient laisser espérer un très bon accord entre les distributions de traces prédites et mesurées.

L'angle azimutal du point d'entrée d'une trace dans la mini-TPC.

La seconde distribution étudiée est celle de l'angle ϕ des points d'entrée des traces dans la mini-TPC dans le plan vertical (X,Y). La représentation de cet angle est donnée figure 5.13. Le point d'entrée de la trace est, par convention, le même que celui choisi dans le calcul de θ . Cet angle ϕ est simplement calculé avec les coordonnées de ce point dans le plan (x,y) (équation 5.6) :

$$\phi_{\text{entrant}} = \arccos\left(\frac{x_{\text{entrant}}}{r_{\text{entrant}}}\right) \quad (5.6)$$

où $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Cette distribution ne donne pas d'information sur l'angle des traces elles-mêmes, mais seulement sur la répartition des points d'entrée des traces dans le plan transverse de la mini-TPC. Une trace arrivant de l'extérieur de l'anneau sera à ϕ_{entrant} nul, tandis que $\phi_{\text{entrant}} = \pi$ signe une trace arrivant de l'intérieur de l'anneau. La figure 5.14(b) qui représente cette distribution pour les données et la simulation montre qu'il y a un accord qualitatif relativement bon entre l'angle azimutal des points d'entrée des traces dans la mini-TPC prédits et mesurés.

Cette distribution montre que les traces entrant dans la mini-TPC en arrivant de l'intérieur de l'anneau (à $\phi_{\text{entrant}} = \pi$) sont majoritaires. Il est difficile d'appréhender toute la distribution puisque la région autour de $\phi_{\text{entrant}} = \pi$ n'est pas couverte par la mini-TPC. Le module de silicium avait d'ailleurs été placé à cet angle pour subir une exposition maximum au bruit de fond venant du *HER*.

Cette caractéristique du bruit de fond du *HER* arrivant de l'intérieur de l'anneau est en accord avec la figure 4.6 extraite de la simulation de l'anneau.

Depuis que BaBar a démarré il s'est avéré qu'effectivement, le bruit de fond du *HER* qui l'atteint, vient en majorité de l'intérieur des anneaux.

5.3.5 Conclusion

Cette étude de l'anneau de haute énergie avec la mini-TPC a permis de faire des progrès dans la compréhension du bruit de fond venant de cet anneau [7].

Les principaux résultats, à l'issue de cette étude, sont :

- La majorité des particules perdues qui sont sources de gerbes de particules secondaires en *IR2* viennent de la région 4 (définie tableau 4.1). Ceci a été mis en évidence par le fait que le bruit de fond est significativement réduit lorsque les collimateurs sont fermés.

- L'effet des collimateurs sur la réduction du bruit de fond est extrêmement important (d'un facteur 2.6) comme l'ont montré les expériences de fermetures réalisées à deux reprises.
- Un autre facteur de réduction du bruit de fond est le dégazage du tube à vide par le faisceau circulant à haute intensité.
- Le flux de bruit de fond, dû au faisceau d'électrons, qui atteint majoritairement BaBar, arrive de l'intérieur des anneaux.

La section 5.5 décrit brièvement comment ces résultats ont été exploités pour assurer le démarrage de BaBar dans les meilleures conditions possibles.

Une autre des conclusions de cette étude est que la simulation de l'anneau de haute énergie n'est pas très bonne. Même si le profil de pressions déterminé a rapproché la simulation de la réalité, les prédictions sous-estiment toujours les taux de traces dans la mini-TPC. Dans le meilleur des cas, à collimateurs fermés, la différence entre les données et la simulation est d'un facteur 3 à 400 mA.

5.4 Étude du bruit de fond dans l'anneau de basse énergie lors de la période 98-99.

Les résultats présentés ici ont été obtenus lors d'expériences spécifiques pour l'étude du bruit de fond dans l'anneau de positrons. Les dates de ces jours dédiés à l'étude de l'anneau ont été le 20 et le 28 novembre 1998, le 6 et le 12 décembre 1998, et le 14 février 1999.

Cet anneau étant neuf, le vide n'y était pas bon au démarrage. Ceci explique que les périodes dédiées à observer l'évolution du bruit de fond en fonction de l'intensité du faisceau aient été fréquentes dans les premiers temps de la campagne (voir section 5.4.1) : il s'agissait d'étudier la diminution du bruit de fond au cours du temps, sous les effets conjugués des pompes et du dégazage des parois de l'anneau.

Les résultats obtenus avec les données enregistrées lors des périodes dédiées, incluent des études sur l'évolution du bruit de fond en fonction de l'intensité du faisceau, mais aussi une description des effets de la variation du nombre de paquets de positrons circulant dans l'anneau. Ils comportent aussi des comparaisons entre la simulation et les données, en terme de distributions spatiales des traces chargées dans la mini-TPC et en termes d'évolution du bruit de fond en fonction du courant du faisceau.

5.4.1 Les effets du dégazage.

Le premier mois de la campagne a été consacré au démarrage de l'anneau. Au cours du second mois de la campagne, quatre études destinées à étudier l'évolution du bruit de fond en fonction de l'intensité du faisceau ont été réalisées. Ces études ont été espacées entre le 20 novembre alors que le courant du faisceau atteignait tout juste 50 mA, et le 12 décembre, avant l'arrêt de fin d'année.

La figure 5.15 représente l'évolution du taux de traces dans la mini-TPC en fonction du courant dans l'anneau. Elle montre que le taux de traces recueilli dans le détecteur, décroît au cours du temps. Cette décroissance du bruit de fond est due à la baisse de la pression dans l'anneau entre le 20 novembre et le 6 décembre.

Entre le 20 et le 28 novembre, c'est essentiellement le dégazage des parois de l'anneau qui entraîne la réduction du bruit de fond. En effet, c'est surtout le facteur quadratique de la fonction

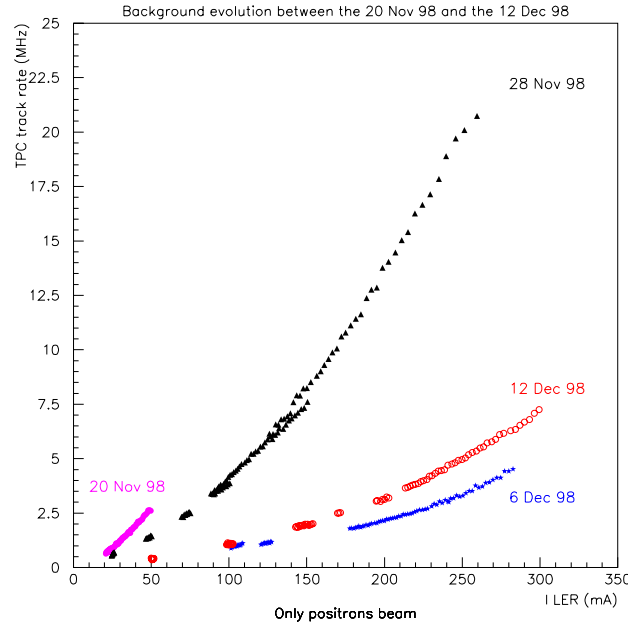


Figure 5.15: Évolution du taux de traces dans la mini-TPC dû au bruit de fond du LER. Les prises de données nécessaires pour réaliser cette figure ont été espacées sur un mois entre le 20 novembre 1998 et le 12 décembre 1998. Les effets du dégazage et de l'activation des pompes au titane sont bien visibles.

bruit de fond qui décroît (voir équation 4.7), ce qui signifie que la pression dynamique baisse peu à peu. L'anneau étant neuf, les effets du dégazage sont importants au démarrage. Après un mois et demi de fonctionnement, les progrès ralentissent et il faut intégrer de plus en plus de courant dans la machine pour observer une réduction significative de la pression dynamique.

Les pompes *TSP* au titane (voir section 2.1.3) ont été activées entre le 28 novembre et le 6 décembre ce qui explique la décroissance spectaculaire du bruit de fond entre ces deux dates. Et cette fois-ci, c'est surtout le facteur linéaire qui décroît indiquant une diminution de la pression de base. Ces pompes sont extrêmement efficaces mais pour que cette efficacité soit optimale, il faut que le bruit de fond soit préliminairement à un niveau raisonnable ce qui explique qu'elles n'aient pas été activées plus tôt.

Le fait que le niveau bruit de fond stagne entre le 6 et le 12 décembre illustre le ralentissement des effets du dégazage des parois après la désorption rapide au démarrage de l'anneau. Cette stagnation (voire cette remontée) est aussi due à l'activation des pompes au titane début décembre : quand ces pompes sont activées, du titane gazeux est vaporisé, piégeant ainsi les molécules de gaz de l'anneau. La pression de base baisse alors. Mais après une certaine période, un niveau de saturation est atteint et le titane désorbe autant qu'il absorbe les molécules. Le bruit de fond ré-augmente alors légèrement jusqu'à une nouvelle activation de la pompe.

Après la reprise des études début janvier 1999, le niveau de bruit de fond de l'anneau a continué à décroître légèrement grâce à l'amélioration du vide, mais aussi grâce à la maîtrise des paramètres de la machine peu à peu acquise par les opérateurs de PEP-II.

5.4.2 Les effets de la variation du nombre de paquets de positrons dans l'anneau.

Le nombre nominal de paquets dans les deux anneaux est de 1658 (voir chapitre 2). Dans le *LER*, si ce nombre de paquets est réduit alors que l'intensité est maintenue constante, le bruit de fond de l'anneau augmente. Cet effet, illustré par la figure 5.16, a été mis en évidence lors d'une étude dédiée au bruit de fond le 14 février 1999.

Cette figure représente l'évolution du taux de traces dans la mini-TPC en fonction de l'intensité dans l'anneau pour trois configurations de fonctionnement : dans l'anneau, les positrons ont circulé successivement par paquets de 582, de 785 et pour finir de 1570 (environ la configuration nominale). Cette figure montre que pour une intensité inférieure à 600 mA, le taux de traces est approximativement le même pour chaque configuration, mais pour une intensité supérieure, à courant égal dans l'anneau, le taux de traces est plus important lorsque le nombre de paquets diminue.

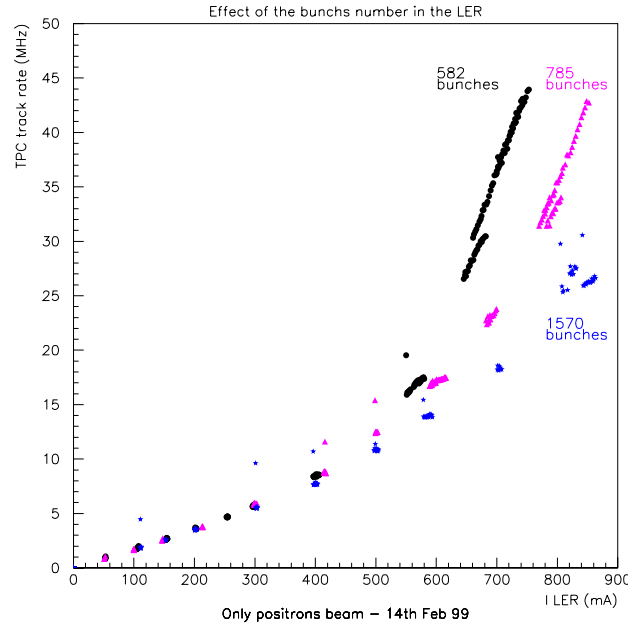


Figure 5.16: *Effets de la variation du nombre de paquets dans l'anneau de positrons. Cette figure représente les taux de traces dans la mini-TPC en fonction du courant du faisceau alors que 582 paquets (courbe symbolisée par des points), puis 785 paquets (triangles) et enfin 1570 paquets (étoiles) circulaient dans l'anneau. Ces données ont été prises le 14 février 1999 durant une expérience dédiée à l'étude du bruit de fond. Il est visible sur cette figure que le taux de traces décroît lorsque le nombre de paquets s'accroît à courant constant.*

Cet effet est expliqué avec un modèle dit de *multi-pacting* [8]. Dans ce modèle, des électrons libres dans l'anneau sont attirés vers le centre de l'orbite par le champ électrique créé par les paquets successifs de positrons du faisceau. Ces électrons sont, pour la plupart, des photo-électrons dus au rayonnement synchrotron. Ils peuvent aussi être dus à l'ionisation du gaz résiduel par le faisceau¹. Si le champ créé par un seul paquet est suffisamment fort, les électrons soumis à ce champ peuvent traverser l'anneau avant que le paquet suivant ne passe. Et s'ils ont une énergie suffisante en heurtant la paroi de l'anneau, ils produisent alors des électrons secondaires. Ces électrons secondaires subissent à leur tour le champ créé par les paquets de positrons, et le processus se poursuit. Tous ces électrons stimulent le dégazage des parois du tube à vide conduisant

¹Cet effet de *multi-pacting* a en effet été observé dans l'accélérateur SPS où il n'y a pas de rayonnement synchrotron [9].

à une augmentation de la pression dans l'anneau. Cette augmentation du nombre d'électrons dans l'anneau peut s'arrêter lorsque la densité d'électrons est suffisamment importante pour écranter le champ créé par les positrons du faisceau.

L'énergie moyenne des électrons est proportionnelle au champ électrique qui dépend lui-même du nombre de positrons dans un paquet. L'émission secondaire d'électrons ne se produit donc que si le champ électrique induit par un paquet de positrons est suffisant.

Si le nombre de paquet circulant dans l'anneau décroît, la charge contenue dans un paquet augmente ce qui entraîne alors une augmentation du niveau de bruit de fond.

L'intensité pour laquelle la charge portée par un paquet est suffisante pour déclencher une émission secondaire d'électrons dans le tube à vide peut se calculer en effectuant quelques approximations [10].

Le champ $E(r)$ créé par un paquet de positrons dans le tube à vide circulaire est calculé grâce au théorème de Gauss en considérant une distribution cylindrique de charges dont la somme est égale à eN_p , de longueur $c\tau$ où τ est le temps de passage d'un paquet et N_p le nombre de charges contenues dans un paquet. Ce champ vaut :

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \quad (5.7)$$

où $\lambda = \frac{eN_p}{c\tau}$.

La quantité de mouvement transmise à un électron stationnaire situé à la distance r du faisceau est alors :

$$\Delta p = eE(r)\tau = \frac{e^2 N_p}{2\pi\epsilon_0 c r} \quad (5.8)$$

Δp est donc indépendant de la longueur d'un paquet. La vitesse d'un électron soumis à ce champ vaut :

$$\Delta v = \frac{\Delta p}{m} = \frac{e^2 N_p}{2\pi\epsilon_0 c r m} = \frac{2cr_e N_p}{r} \quad (5.9)$$

en utilisant la formule :

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \quad (5.10)$$

où r_e est appelé le rayon classique de l'électron.

Pour être à l'origine d'électrons secondaires, les électrons doivent tout d'abord franchir la distance qui les séparent de la paroi du tube à vide entre deux paquets successifs. Cette distance est de $2r_t$, c'est à dire le diamètre du tube à vide. Le nombre de charges dans le paquet, nécessaire à cette première condition peut se calculer à partir de la distance ou du temps entre deux paquets L_p ou t_p :

$$\frac{2r_t}{\Delta v} \leq t_p \Rightarrow \frac{2cr_t}{\Delta v} \leq L_p \Rightarrow N_p \geq \frac{r_t^2}{r_e L_p} \quad (5.11)$$

La quantité N_p qui représente le nombre de positrons dans un paquet, se déduit de l'intensité du faisceau et du nombre de paquets dans l'anneau (équation 5.12) :

$$I_{LER} = \frac{(N_p \times N_{\text{paquets}} \times e) \times c}{L} \Rightarrow N_{\text{paquets}} = \frac{I_{LER} L}{N_p c e} \quad (5.12)$$

où L est la circonférence de l'anneau. Dans ce calcul, la longueur du paquet est négligée devant la distance entre chaque paquet.

Le tableau 5.4 donne, pour chaque configuration de cette expérience, l'intensité seuil au-delà de laquelle un électron acquiert une vitesse suffisante pour traverser l'anneau. Le diamètre du tube à vide n'étant pas constant sur toute la circonférence de l'anneau, la valeur utilisée ici est celle du diamètre des chambres à vide en aluminium situées dans les arcs, là où le rayonnement synchrotron est susceptible d'être le plus important. Le rayon du tube y est de 2 cm. D'après cette table, les effets d'augmentation de pression dus au nombre de paquets circulant dans l'anneau peuvent se produire pour 582 et 785 paquets. Lorsque la machine fonctionne à paramètres nominaux, ces effets ne peuvent pas se produire.

	582 paquets	785 paquets	1570 paquets	1658 paquets (paramètre nominal)
Intensité limite	0.47 A	0.86 A	3.45 A	3.85 A

Tableau 5.4: *Intensité limite au-delà de laquelle des effets d'augmentation de pression dus au champ créé par les paquets de positrons du faisceau peuvent se produire. Ces chiffres ont été calculés grâce aux équations 5.11 et 5.12. Pour 582 et 785 paquets circulant dans l'anneau, ces effets d'augmentation de pression peuvent se produire dans la gamme d'intensité explorée lors de l'expérience. Cet effet ne peut pas se produire avec 1658 paquets dans l'anneau (paramètre nominal) à l'intensité nominale de 2 A.*

Toujours pour que cet effet ait lieu, il faut ensuite que l'énergie d'un électron qui heurte la paroi, soit suffisante pour produire au moins un électron secondaire. Cette énergie vaut :

$$\Delta W = \frac{\Delta p^2}{2m} = 2 \frac{m}{e} c^2 r_e^2 \left(\frac{N_p}{r} \right)^2 \quad (\text{eV}) \quad (5.13)$$

Dans le cas de l'aluminium, l'énergie minimale pour que le rapport entre le nombre d'électrons secondaires et celui d'électrons primaires soit supérieur à 1, est d'environ 50 eV. Dans ce cas, l'intensité limite portée par un paquet, au-delà de laquelle cet effet peut se produire, vaut 1,1 mA, d'après les équations 5.13 et 5.12. Ce chiffre est sujet à une erreur estimée à 30% du fait de la simplicité du modèle, du rayon du tube à vide qui varie, et des approximations effectuées. Il ne s'agit, par conséquent, que d'un ordre de grandeur sur l'intensité d'un paquet.

Lorsque 582 et 785 paquets circulent dans l'anneau, les intensités à partir desquelles se manifestent les effets d'augmentation rapide de pression sont respectivement de (0.64 ± 0.13) A et (0.86 ± 0.17) A. Ces valeurs sont compatibles avec les valeurs minimales indiquées tableau 5.4.

La figure expérimentale 5.16 montre qu'effectivement, à 582 paquets dans l'anneau, le taux de traces dans la mini-TPC devient supérieur aux taux de traces enregistrés lorsqu'il y a 785 et 1570 paquets, pour une intensité supérieure à 600 mA. D'autre part, le taux de traces à 785 paquets subit un décrochement par rapport au taux de traces à 1570 paquets lorsque l'intensité varie entre 700 et 800 mA. Tout ceci est conforme aux prédictions du modèle, compte tenu des approximations effectuées et de la précision des mesures.

Cet effet pose un réel problème pour le fonctionnement de BaBar en deça des paramètres nominaux. En effet, à fonctionnement nominal, il a été vu que le nombre de paquets est suffisant (d'après le modèle) pour que les électrons ne puissent traverser l'anneau. Mais si, pour des raisons de bruit de fond à haute intensité, la machine fonctionne à courant réduit avec un nombre de paquets inférieur à ce qui est prévu, la pression peut alors augmenter brutalement.

Un des moyens utilisés pour combattre cet effet est l'utilisation de solénoïdes de faibles champs destinés à empêcher les électrons de s'éloigner des parois de la chambre à vide. Ces solénoïdes ont été installés dans les sections droites de PEP-II en avril 2000 [6]. Lors de leur mise en marche, la luminosité est passée de 1.6 à $1.9 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}$ en quelques heures montrant clairement que leur impact est positif. Ces solénoïdes ont ensuite été expérimentalement ajustés afin d'optimiser leur effet sur la luminosité qui a ainsi pu atteindre en octobre 2000 une valeur record de $3.1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}$ alors que 692 paquets circulaient dans les anneaux.

5.4.3 Comparaison entre les taux de traces mesurés et prédits dans la mini-TPC.

La comparaison entre le niveau de bruit de fond dans les données et dans la simulation a été réalisé avec des données prises à la fin de la campagne, le 14 février 1999 alors que le bruit de fond était à son niveau le plus bas. Le nombre de paquets circulant dans l'anneau était de 1570. La simulation est pondérée par le modèle de pressions défini tableau 4.11. Dans ce modèle, la pression de la région 6 (qui comprend tout l'anneau à l'exception de *straight 2*) dépend explicitement du temps de vie τ du faisceau mesuré dans les données, selon l'expression : $P = \frac{16}{\tau}$. Expérimentalement, cette pression est égale à :

$$P = (4.44 + 14.87 \times I_{LER}) \text{ nTorr}$$

La figure 5.17 représente la somme des taux de traces prédits venant de chacune des régions, le poids de la région 6 dans cette simulation, et enfin le taux de traces dans les données, tout cela en fonction de l'intensité du faisceau.

Cette figure montre tout d'abord, que le bruit de fond venant de la région 6 domine totalement le bruit de fond prédit pondéré par ce profil de pression. Elle montre aussi que le taux de traces dans la mini-TPC est beaucoup plus important dans les données que dans la simulation. Ceci est souligné par la figure 5.18 qui représente le rapport entre les taux de traces dans les données et dans la simulation. Ce rapport est de 10 à 100 mA et il est extrapolé à 8 à 1 A. Le désaccord plus important qui existe à faible intensité de faisceau est dû au fait que la pression de base du modèle de pression est nulle : elle est considérée comme négligeable devant la pression dynamique. Cette considération est justifiée à grand courant mais elle donne des valeurs faibles à la simulation pour de petites intensités. D'où cette valeur élevée du rapport aux environs de 200 mA.

Ce rapport est très important mais, comme dans le cas de la simulation du *HER*, il peut s'expliquer par le fait que les positrons effectuant de multiples tours d'anneau ne sont pas simulés.

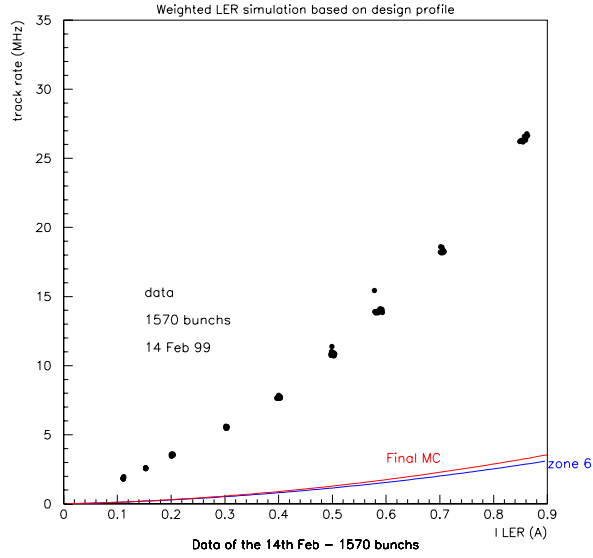


Figure 5.17: *Taux de traces mesurés et attendus dans la mini-TPC en fonction de l'intensité du faisceau de positrons. Les données ont été prises le 14 février 1999 alors que le nombre de paquets de positrons était de 1570. La simulation est pondérée par le profil de pressions. La fraction du taux de traces dues à des particules perdues en région 6 est aussi représentée. Il est visible que le bruit de fond dû aux particules venant de cette région est dominant.*

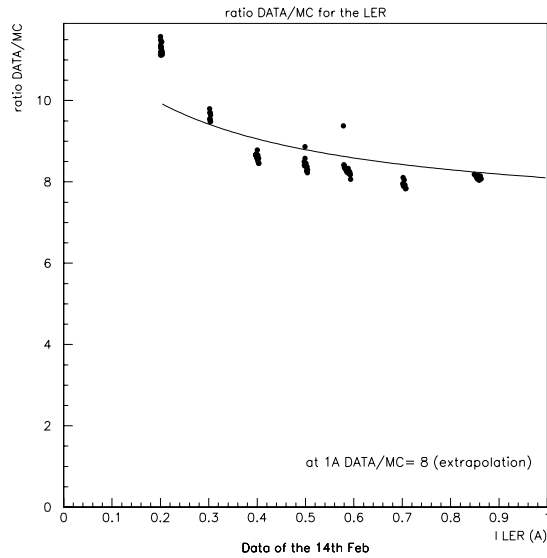


Figure 5.18: *Rapport $\frac{\text{données}}{\text{simulation}}$ pour les taux de traces dues au bruit de fond du LER. Ces taux de traces sont représentés figure 5.17.*

En effet, d'après la figure 5.17, ce sont justement les particules perdues venant de la région 6, donc les particules susceptibles de faire de multiples tours, qui dominent totalement le bruit de fond dans la région d'interaction de PEP-II. Dans le cas de l'étude du *HER*, cette hypothèse a été en grande partie validée par le fait que les taux de traces mesurés et prédits étaient en meilleur accord lorsque les collimateurs étaient fermés. Cet exercice n'était pas réalisable pour l'anneau de positrons puisque les collimateurs prévus pour le faisceau n'étaient pas encore installés lors de cette campagne.

Maintenant que BaBar a démarré avec les collimateurs installés, il s'avère que cette hypothèse était valide : les collimateurs réduisent le bruit de fond dans BaBar. Cependant, à la fin de cette campagne, ces résultats sur le niveau de bruit fond très important dans l'anneau de positrons, et sur lesquels tous les sous-détecteurs étaient plus ou moins en accord, étaient extrêmement inquiétants pour le devenir de BaBar.

5.4.4 Distributions de traces chargées dans la mini-TPC.

Durant cette étude du bruit de fond, les traces dans la mini-TPC ont pu être reconstruites et leurs distributions analysées lorsque le courant de l'anneau n'était pas trop élevé.

La figure 5.19 montre la distribution de l'angle polaire θ des traces ainsi que celle de l'angle azimutal du point d'entrée d'une trace dans la mini-TPC. Ces variables ont été définies par les équations 5.5 et 5.6, ainsi qu'avec la figure 5.13. Les données utilisées pour réaliser cette figure ont été prises le 14 février 1999 et la simulation à laquelle elles sont comparées est pondérée par le profil de pressions défini tableau 4.11.

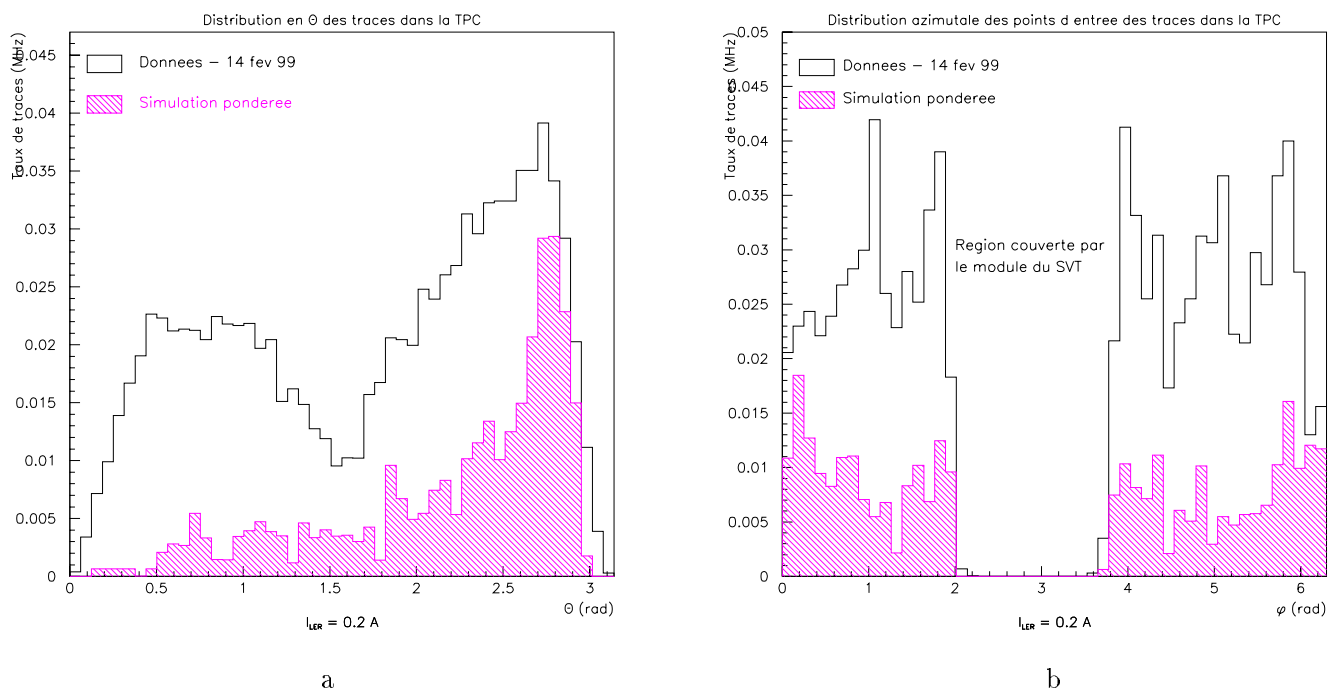


Figure 5.19: *Distributions spatiales de traces dans la mini-TPC. Sur la gauche (a) : distribution spatiale de l'angle polaire θ . Sur la droite (b) : distribution de l'angle azimutal ϕ du point d'entrée d'une trace dans la mini-TPC. Les données ont été prises le 14 février 1999 alors que le courant dans l'anneau était de 200 mA. La simulation est pondérée par le profil de pressions.*

La figure 5.19(a) qui représente la distribution de l'angle polaire des traces montre d'importantes différences entre les données et la simulation. Ces différences sont surtout quantitatives ce qui n'est pas étonnant : en terme absolu de taux de traces, il a déjà été observé que la simulation sous-estime largement la réalité. En terme qualitatif, il semble que, comme dans le cas du *HER*, les particules qui arrivent de l'anneau et qui interagissent avec de la matière proche de la mini-TPC soient mal simulées. En effet, ce sont ces particules issues de ces interactions qui laissent des traces avec un angle polaire inférieur à $\frac{\pi}{2}$ dans la mini-TPC. Ces particules se dirigent en effet dans le sens opposé à celui des positrons du faisceau.

En étudiant les distributions de l'angle azimutal du point d'entrée des traces dans la mini-TPC (figure 5.19), il semble que celle réalisée avec les données soit plus plate que les prédictions ne le laissaient attendre.

La simulation du *LER* qui a montré ses limites sur le niveau absolu de bruit de fond, doit aussi être considérée avec précaution en ce qui concerne la direction des particules au point d'interaction.

5.4.5 Conclusions

Cette étude du bruit de fond induit dans le *LER* a donc permis de tirer des conclusions importantes pour BaBar. Tout d'abord, elle a mis en évidence les défaillances de la simulation de l'anneau. En effet, il a été montré que le taux de traces prédit, même avec une simulation réaliste (puisque basée en partie sur le temps de vie mesuré), sous-estime largement la réalité. La conclusion qui s'impose est que la simulation du *LER* n'était pas fiable.

D'autre part, cette étude a aussi mis en évidence le niveau de bruit de fond très important induit par le *LER*, remettant en cause le devenir des sous-détecteurs de BaBar. Cependant cette analyse a donné des moyens de combattre ce bruit de fond, notamment grâce au dégazage des parois, mais aussi grâce à l'ajout de collimateurs destinés à réduire le bruit de fond venant de la région 6. En effet, il a été montré que les particules perdues venaient en très grande majorité de cette région. Avec des collimateurs situés en amont de *straight 2*, ces particules sont arrêtées avant de pénétrer dans la région d'interaction de PEP-II.

Enfin ces études ont permis de détecter l'influence du nombre de paquets de positrons circulant dans l'anneau sur le bruit de fond. Là aussi des mesures ont été prises afin de résoudre ce problème.

5.5 Conclusions et perspectives.

5.5.1 Les conclusions de cette période de mise en service de PEP-II.

Ces deux campagnes ont donc, en partie, permis de réaliser les objectifs de cette mise en service de PEP-II.

Tout d'abord, PEP-II fonctionnait à l'issue de cette campagne et pouvait même produire des collisions avec une bonne luminosité puisque la valeur de $5.10^{32} \text{ cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}$ a été atteinte durant cette période.

Ensuite, et c'était l'un des objectifs principaux, le niveau de bruit de fond a pu être évalué. Il a été primordial pour le devenir de BaBar, de découvrir, avant le démarrage de l'expérience que ce bruit de fond était très important. Il était aussi capital de connaître la nature de ce bruit

de fond et les dommages qu'il pouvait causer sur le détecteur et sur les résultats de l'expérience, afin de pouvoir prévenir ces dommages.

Grâce à tous les sous-détecteurs de la campagne, les différents aspects du bruit de fond et leur impact sur BaBar ont été cernés.

Les radiations sont la première source de dommage à plus ou moins long terme pour le détecteur. Ces radiations touchent le détecteur lorsque l'accélérateur fonctionne en mode collision, mais aussi durant les injections. L'injection des faisceaux dans le *HER* était relativement maîtrisée mais pour le *LER*, elle ne l'était pas. En effet, l'injection est une opération extrêmement délicate étant donné l'angle entre le LINAC et les anneaux. Il est fréquent de perdre les faisceaux, qui interagissent alors avec les parois des anneaux en émettant des particules secondaires dont les effets peuvent se faire sentir en *IR2*. Des pics de rayonnement peuvent apparaître lors de ces injections. Ces sauts brutaux peuvent aussi avoir lieu en mode collisions à cause de poussières et de sauts de pression très localisés.

Le module du SVT a montré une très grande sensibilité à ces sauts de radiations, qui provoquent une augmentation immédiate de la tension entre les zones p et n du silicium risquant de dégrader le sous-détecteur.

D'autre part, afin de déterminer l'impact, à long terme, du bruit de fond sur les sous-détecteurs de BaBar, des calculs ont été effectués en utilisant les mesures réalisées par les détecteurs de bruit de fond.

Les sous-détecteurs de BaBar (présentés chapitre 1) qui risquent des dégradations majeures à cause des radiations sont : le SVT (avec à terme des risques d'apparition de courants de fuite dans le silicium, et des dommages sur l'électronique), le calorimètre à cristaux de iodure de Césium (avec une dégradation de la résolution s'il était exposé à de trop fortes radiations) et l'électronique de la chambre à dérive située sur l'arrière de la chambre. Pour la chambre elle-même, la haute tension est coupée durant les injections afin d'éviter des accumulations de charges sur les fils. Actuellement, en se basant sur le fait que le SVT peut supporter 2 Mrad de radiations, il devrait pouvoir fonctionner jusqu'en 2003-2004 [5]. De même, des remplacements de la haute tension de la chambre ne devraient pas être nécessaires avant 2004 [5] si la tension des fils sensibles est abaissée à 1900 V. Le vieillissement de ces fils est aussi une source de préoccupation. Enfin la partie du calorimètre la plus touchée par les radiations est le bouchon. En conclusion, BaBar devrait pouvoir survivre aux radiations jusqu'en 2003, époque à laquelle il prévu que la luminosité soit de l'ordre de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$.

Le bruit de fond est aussi une source de problèmes pour la physique proprement dite, puisque les taux de traces très importants qui lui sont dus polluent les événements enregistrés par BaBar. Le niveau 1 de déclenchement, très sensible au bruit de fond, sélectionne plus de 2kHz d'événements lorsqu'il fonctionne avec ses paramètres nominaux. Des coupures plus sévères ont donc été ajoutées dans les algorithmes de sélection afin de réduire la fréquence du déclenchement. Des modifications du L1 sont prévues pour 2001 (voir section 1.2.7). Pour le DIRC, le taux d'occupation dû au bruit de fond induit des temps morts importants dans l'acquisition des données c'est pourquoi un changement des convertisseurs temporel-digital (TDC) est prévu fin 2002. Enfin le bruit de fond induit une dégradation de la résolution en énergie du calorimètre.

En ce qui concerne le dernier objectif de la campagne, à savoir l'estimation de la validité de la simulation, il a aussi été atteint : la simulation s'est avérée en grande partie erronée. Actuellement, dans la simulation des événements de physique enregistrés par BaBar, le bruit de fond n'est plus calculé avec cette simulation : de vrais événements de bruit de fond sont enregistrés

par le détecteur et échantillonnés pour être ensuite mélangés aux événements simulés de physique.

La simulation est cependant toujours étudiée et améliorée grâce aux données prises par BaBar afin de continuer à évaluer l'impact du bruit de fond sur les sous-détecteurs. .

5.5.2 La protection de BaBar

Plusieurs décisions ont alors été prises pour protéger BaBar, en utilisant les résultats de cette période. Des améliorations ont été apportées à la machine PEP-II, et un système de protection de BaBar a été mis en place.

La machine PEP-II a reçu quelques modifications : étant donné l'effet prometteur des collimateurs du *HER* étudiés durant la campagne, d'autres collimateurs ont été ajoutés en *IR4* pour le *LER*, ainsi qu'en *straight 2* pour le *HER* et *LER*. Les effets de ces collimateurs ont été extrêmement efficaces puisqu'ils ont permis de résoudre en grande partie le problème du bruit de fond du *LER* qui était très inquiétant durant la campagne.

L'autre facteur important de réduction du bruit de fond, est le dégazage des parois des anneaux. Les effets de ce "nettoyage" de l'anneau grâce aux faisceaux, qui ont été observés durant la campagne, ont été très exploités par la suite. Après chaque période d'arrêt de la machine, et surtout, après chaque ouverture de l'anneau pour des opérations de réparations/améliorations de PEP-II, des périodes de dégazage des parois sont prévues. Ceci aide à rétablir le vide dans les anneaux. Actuellement, l'ouverture de l'anneau dans la région d'interaction coûte environ un mois de prise de données à haut bruit de fond avant que le vide ne soit rétabli [5]. À titre d'exemple, la figure 5.20 montre l'évolution du courant mesuré de la *DCH* au cours des 100 premiers jours de l'an 2000. La machine a redémarré début janvier après un arrêt au cours duquel la région d'interaction avait été ouverte. Durant la première semaine, le niveau de bruit de fond était supérieur d'un facteur 5 au niveau de juillet 2000. Il a fallu un mois, ce qui a représenté 100 Ampère.heure intégrés dans chaque anneau, pour que les effets de cette ouverture de la région d'interaction s'estompent. Cette figure est extraite de [5].

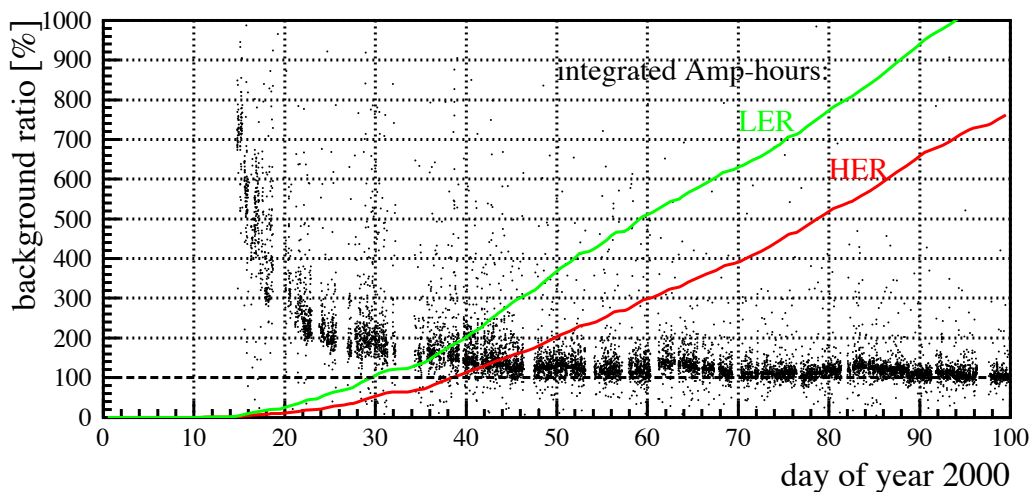


Figure 5.20: Évolution du courant mesuré dans la chambre au cours des 100 premiers jours de l'an 2000 après une ouverture de la région d'interaction. Le courant de la *DCH* est représenté par les points. Les nombres d'Ampère.heure intégrés dans chaque anneau sont représentés par les lignes continues. Cette figure est extraite de [5].

Pour établir le vide dans le *LER*, les pompes au titane dont les effets ont aussi été observés durant la campagne, sont aussi fréquemment activées.

Enfin des solénoïdes destinés à limiter les effets de pression liés au nombre de paquets circulant dans l'anneau de positrons, ont été installés progressivement sur cet anneau.

Pour la protection de BaBar proprement dite, un système de protection a aussi été mis en place avec l'utilisation de détecteurs de contrôle de la radiation (des diodes de silicium). Ces détecteurs sont installés dans le tube de support, entre le tube du faisceau et le SVT. Ils sont reliés au système d'arrêt du faisceau et peuvent ainsi l'arrêter si la dose de radiation devient dangereuse pour le SVT. En effet le système de détection de la radiation est plus rapide que le temps de décharge du SVT ce qui permet de couper le faisceau avant qu'un "pic" n'ait fait trop de dégâts.

D'autres détecteurs silicium sont installés aux endroit stratégiques de BaBar (près du calorimètre, de l'électronique de la DCH et près du DIRC) afin de déterminer la dose de radiation instantanée et intégrée sur le temps.

Cette imbrication entre la protection de BaBar et le fonctionnement de PEP-II ont entraîné la création d'un poste de garde supplémentaire durant les périodes de prise de données. Le physicien de BaBar en charge de ce poste est basé non pas dans la salle de contrôle de BaBar en *IR2* mais dans celle de PEP-II afin de pouvoir interagir directement avec les conducteurs de faisceau et prendre, en temps réel, les meilleures options pour BaBar.

Un compromis a été fait entre une politique de haute luminosité à tout prix, et la protection du détecteur. La radiation maximale pouvant être reçue par BaBar a été "budgétisée" sur 10 ans et ce budget est pour l'instant respecté. Un an et demi après le démarrage, grâce à la maîtrise des paramètres de la machine, ainsi qu'au vide maintenant établi dans les anneaux, les objectifs sur la luminosité ont été atteints.

En ce qui concerne la mini-TPC, après avoir rempli son rôle auprès de PEP-II, elle a été cédée à l'expérience STAR installée à Brookhaven pour y assurer la mise en service du collisionneur d'ions lourds RHIC.

Bibliographie

- [1] V. Lepeltier *et al.*
Measurement of PEP-II backgrounds with the mini-TPC in the January 1998 commissioning run.
BaBar Note # 495 (May 1999).
- [2] V. Lepeltier *et al.*
Measurements of PEP-II backgrounds with the mini-TPC in the Autumn-Winter 1998-1999 commissioning run.
BaBar Note # 510 (May 1999).
- [3] G. De Domenico.
Étude du bruit de fond engendré par l'accélérateur PEP-II avec un anneau de cristaux de CsI(Na).
Étude des oscillations des mésons B neutres par la méthode des "di-leptons" avec le détecteur Babar.
Thèse de doctorat de Physique (14 juin 2000).
- [4] T. L. Geld
Backgrounds in BaBar
Communication orale.
Réunion de la collaboration BaBar en octobre 1998.
- [5] C. Hast *et al.*
Report of the high-luminosity background task force
BaBar Note # 522 (2000).
- [6] J. T. Seeman *et al.*
Status report on PEP-II performance
Note de conférence de :
Seventh European Particle Accelerator Conference
Vienna, Austria (2000)
- [7] T. Mattison *et al.*
Background Measurements during PEP-II Commissioning.
Session Code LEAC A02, Poster Paper THP18.
Note de conférence de :
the XVIII Particle Accelerator Conference,
Brookhaven National Laboratory
<http://ftp.pac99.bnl.gov/Papers/Wpac/THP18.pdf> New York City (1999)
- [8] O. Bruning *et al.*
Electron cloud and beam scrubbing in the LHC
Note de conférence de :
the XVIII Particle Accelerator Conference,
Brookhaven National Laboratory
<http://ftp.pac99.bnl.gov/Procs/MAIN/PAPERS/THA6.PDF> New York City (1999)

- [9] O. Gröbner.
Communication privée.
- [10] O. Gröbner.
Beam induced multipacting
Note de conférence de:
the 1997 Physics Accelerator Conference Vancouver, Canada.

Partie III

Étude du canal $b \rightarrow c\bar{c}s$

Cette dernière partie est consacrée à l'exploitation de données prises par BaBar après le démarrage de l'expérience en mai 1999. Ce travail de recherche est axé sur la compréhension de la désintégration doublement charmée du méson B *via* le processus $b \rightarrow c\bar{c}s$. Cette désintégration est intéressante car elle permet de déterminer en partie le rapport d'embranchement $\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s)$. Celui-ci est nécessaire pour connaître le nombre moyen de quarks c obtenus dans une désintégration de méson B .

Le chapitre 6 présente un bilan des connaissances actuelles sur la désintégration doublement charmée du méson B dans les domaines théoriques et expérimentaux. Ce chapitre montre également qu'il existe des relations entre les rapport d'embranchement $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ (où le $\bar{B}$ représente $\bar{B}^0$ ou B^-), et qu'à partir de rapports d'embranchement mettant en jeu des B neutres, il est possible de déduire des rapports d'embranchement de B chargés.

Des mesures des rapports d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ et $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$ ont été réalisées avec les données prises par BaBar en utilisant des méthodes de reconstruction exclusive et partielle. Ces analyses sont présentées chapitre 7.

Enfin, le chapitre 8 présente une étude de la désintégration du B^0 en K chargé. En effet, outre son intérêt théorique, la désintégration du $\bar{B}$ en $D\bar{D}K$ a aussi un impact sur l'étiquetage par les kaons utilisés pour l'étude de la violation de CP. En effet, ce canal est source de kaons de mauvaise charge pour l'étiquetage des mésons B^0 . Aussi afin d'évaluer la fraction de "mauvais K " obtenus lors de la désintégration du méson B^0 , les mesures des rapports d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^+X)$ et $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^-X)$ ainsi que des multiplicités $n(B^0 \rightarrow K^+)$ et $n(B^0 \rightarrow K^-)$ ont été effectuées avec Babar.

Chapitre 6

La désintégration doublement charmée du méson B

6.1 Introduction

Historiquement les premières mesures du rapport d'embranchement semi-leptonique du méson B indiquaient une valeur de l'ordre de 10 % tandis qu'un modèle de partons prédit environ 15 % [1]. Les corrections de QCD attendues pouvaient difficilement expliquer un tel écart, ce qui fit dire à certains théoriciens qu'une valeur inférieure à 12,5 % n'était pas envisageable dans le modèle standard [2]. Il apparut alors qu'il restait de larges incertitudes à l'ordre dominant (LO) sur les désintégrations de type $b \rightarrow c\bar{c}s$. En particulier, il était admis que ces désintégrations produisaient en grande majorité un méson D_s , alors qu'une analyse naïve d'un simple diagramme de Dalitz (voir figure 6.1) montre qu'une large partie de la masse invariante $m_{\bar{c}s}$ est supérieure à la somme $m_D + m_K$. Il peut donc y avoir production de mésons D de "mauvais charme" (appelés ainsi par opposition aux D "de bon charme" produits dans la désintégration classique $b \rightarrow c$ avec émission d'un W^-) lors de la désintégration $b \rightarrow c\bar{c}s$.

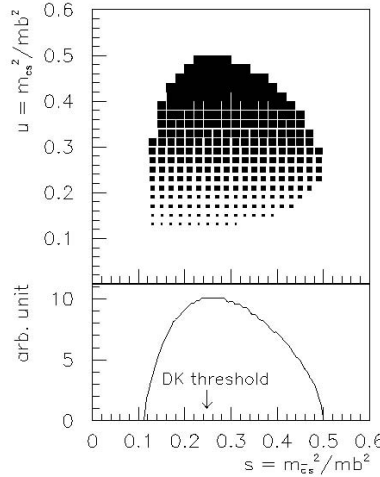


Figure 6.1: *Diagramme de Dalitz de la désintégration $b \rightarrow c\bar{c}s$. La variable u ($=\frac{m_{c\bar{s}}^2}{m_b^2}$) est représentée sur l'axe des ordonnées tandis que s ($=\frac{m_{c\bar{c}}^2}{m_b^2}$) est représenté sur l'axe des abscisses. Sur la figure du bas, le seuil $\bar{D}K$ pour la variable s est signalé par une flèche. Cette figure est extraite de [3].*

Depuis, de nombreuses expériences ont en effet observé un taux élevé de ces D "de mau-

vais charme” par des analyses inclusives [4] [5] [6]. Par ailleurs, des signaux exclusifs de type $\bar{B} \rightarrow D\bar{D}K^1$ ont été mis en évidence par les expériences CLEO [7] et ALEPH [5].

Ce travail de recherches présente des mesures des rapports d’embranchement des modes $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{(*)0}K^+$ réalisés par des reconstructions exclusives et partielles grâce à la large statistique accumulée par l’expérience BaBar.

À partir de symétries d’isospin, il est possible de relier ces rapports d’embranchement à l’ensemble de toutes les désintégrations du type $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$. Ce résultat peut alors être comparé aux mesures inclusives pour déterminer si ces désintégrations en trois corps sont la source principale de “mauvais D”.

6.2 Le canal $b \rightarrow c\bar{c}s$ et le rapport d’embranchement semi-leptonique du méson B

Les mesures du rapport d’embranchement semi-leptonique sont parmi les plus précises de la physique du B. Les mesures effectuées à l’ $\Upsilon(4S)$ sont généralement distinguées de celles faites au Z^0 . Ces dernières impliquent un mélange plus riche de hadrons beaux. Historiquement, les mesures réalisées aux deux résonances tendaient à être en désaccord mais avec le temps, cette différence s’est estompée.

6.2.1 Résultats expérimentaux

À l’ $\Upsilon(4S)$, le rapport d’embranchement semi-leptonique est obtenu à partir du spectre en énergie des leptons (électrons et muons), en rejetant les diverses composantes de fond. Pour paramétrer les distributions des leptons primaires et secondaires, il est alors inévitable d’utiliser des modèles (ACCM, ISGW2...). Une analyse à deux leptons peut être utilisée pour diminuer cette dépendance.

Au Z^0 , le même type d’analyse est appliqué, mais en considérant les distributions en impulsion totale et en impulsion transverse (par rapport à l’axe des jets) des leptons.

Les résultats au Z^0 et à l’ $\Upsilon(4S)$ ne sont pas directement comparables car le mélange de hadrons beaux y est différent. En effet, au Z^0 , le mélange est constitué de B_u , B_d , B_s et Λ_b alors qu’à l’ $\Upsilon(4S)$, il est constitué de B_u et B_d . Ainsi [8], le rapport d’embranchement mesuré à l’ $\Upsilon(4S)$ est égal à $\frac{\Gamma_{sl}(B)}{\Gamma(B)}$ tandis que celui mesuré au Z^0 vaut : $\frac{\Gamma_{sl}(b)}{\Gamma(b)}$ où “b” représente le mélange de hadrons beaux au Z^0 . En affirmant que la largeur semi-leptonique $\Gamma_{sl}(b)$ est très proche de celle des mésons B (ce qui est théoriquement une très bonne approximation [8]), il vient que $BR_{sl}(\Upsilon(4S)) = \frac{\tau_B}{\tau_b} BR_{sl}(b)$. τ_b est la durée de vie moyenne correspondant au mélange de hadrons beaux à LEP, plus faible que celle du mélange de B_u et B_d de l’ $\Upsilon(4S)$ à cause de la courte durée de vie du Λ_b . Les résultats de LEP ne sont alors comparables avec ceux de CLEO que s’ils sont corrigés de cette durée de vie moyenne.

Les dernières mesures présentées sont :

- $BR_{sl}(\Upsilon(4S)) = (10.45 \pm 0.21) \%$ [9]
- $BR_{sl}^{corrigé}(Z^0) = (10.79 \pm 0.25) \%$ [10]

pour une mesure combinée de :

¹ $\bar{B}$ représente une moyenne sur $\bar{B}^0$ et B^- .

$$\text{BR}_{sl} = (10.59 \pm 0.16) \% \quad (6.1)$$

6.2.2 Détermination théorique

Le rapport d'embranchement semi-leptonique est par définition :

$$\text{BR}_{sl} = \frac{\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu})}{\Gamma(\text{total})} \quad (6.2)$$

La théorie des quarks lourds permet de relier le taux de désintégrations inclusives d'un méson B au taux de désintégration du quark b impliqué dans le processus, à une correction près [11] :

$$\Gamma(B \rightarrow X) = \Gamma(b \rightarrow X) + O\left(\frac{1}{m_b^2}\right) \quad (6.3)$$

En considérant toutes les désintégrations possibles du quark b, l'équation 6.2 peut se réécrire sous la forme² [3] :

$$\text{BR}_{sl} = \frac{\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu})}{\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu}) + \Gamma(b \rightarrow c\mu\bar{\nu}) + \Gamma(b \rightarrow c\tau\bar{\nu}) + \Gamma(b \rightarrow c\bar{u}d') + \Gamma(b \rightarrow c\bar{c}s') + \Gamma(b \rightarrow \text{sans } c)} \quad (6.4)$$

où $\Gamma(b \rightarrow \text{sans } c)$ correspond aux transitions non charmées : $b \rightarrow u$ et $b \rightarrow s$ (obtenues par des diagrammes pingouins). Pour s'affranchir du facteur $|V_{bc}|$ de la matrice CKM, toutes les largeurs de l'équation 6.4 sont rapportées à la largeur semi-électronique :

$$\text{BR}_{sl} = \frac{1}{2 + r_\tau + r_{ud} + r_{cs} + r_{\text{sans } c}} \quad (6.5)$$

avec :

$$\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu}) = \Gamma(b \rightarrow c\mu\bar{\nu}) \quad (6.6)$$

$$r_\tau = \frac{\Gamma(b \rightarrow c\tau\bar{\nu})}{\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu})} \quad (6.7)$$

$$r_{ud} = \frac{\Gamma(b \rightarrow c\bar{u}d')}{\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu})} \quad (6.8)$$

$$r_{cs} = \frac{\Gamma(b \rightarrow c\bar{c}s')}{\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu})} \quad (6.9)$$

$$r_{\text{sans } c} = \frac{\Gamma(b \rightarrow \text{sans } c)}{\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu})} \quad (6.10)$$

Il va être montré que ces facteurs sont estimés par la théorie à divers degrés de confiance.

²le "prime" pour les quarks d' et s' indiquent que les modes supprimés par l'angle de Cabbibo sont inclus.

$$r_{sans\ c}$$

Dans le modèle standard, ce rapport est estimé à [1] [3] :

$$r_{sans\ c} = 0.25 \pm 0.10 \quad (6.11)$$

Cette valeur est en bon accord avec la valeur expérimentale obtenue par DELPHI [13] [12] :

$$r_{sans\ c} = \frac{(0.9 \pm 2.1) \%}{BR_{sl}} = 0.09 \pm 0.21 \quad (6.12)$$

Ce résultat a été obtenu par une analyse basée sur l'étude des points de désintégration des B. Lorsque le B ne se désintègre pas en particule charmée, ses produits de désintégration ont une plus grande probabilité d'être issus du même vertex. Cette analyse est délicate à réaliser et les rapports d'embranchement mis en jeu peu élevés ce qui explique l'erreur sur cette mesure.

$$r_\tau$$

Ce rapport est très bien estimé par la théorie. À l'ordre $\frac{1}{m_b^2}$, il vaut [8] [14] :

$$r_\tau = f(x_c, x_\tau) + \frac{\lambda_2}{m_b^2} g(x_c, x_\tau) = 0.22 \pm 0.02 \quad (6.13)$$

où f et g sont des coefficients calculables dépendants de $x_c = \frac{m_c}{m_b}$ et de $x_\tau = \frac{m_\tau}{m_b}$. La variable λ_2 est reliée à l'interaction chromo-magnétique entre le spin du quark b et le champ gluonique dans le hadron. Elle est directement obtenue à partir de la différence de masse entre les mésons beaux vecteur et pseudo-scalaire par :

$$m_{B^*}^2 - m_B^2 = 4\lambda_2 + O(1/m_b) \quad (6.14)$$

La valeur expérimentale, obtenue en combinant d'anciennes mesures de $Br(B \rightarrow X\tau\bar{\nu})$ de ALEPH [15] et de L3 [16], est de :

$$r_\tau = \frac{Br(B \rightarrow X\tau\bar{\nu})}{Br(B \rightarrow Xe\bar{\nu})} = \frac{(2.69 \pm 0.27 \pm 0.33)\%}{BR_{sl}} = 0.25 \pm 0.04 \quad (6.15)$$

Ce résultat est en bon accord avec la valeur théorique (équation 6.13).

$$r_{ud}$$

Une estimation naïve basée sur la couleur attribuerait la valeur 3 à r_{ud} . Mais en incluant les effets de QCD, un calcul complet a été effectué [17] jusqu'à l'ordre suivant l'ordre dominant (NLO), prenant en compte les effets dus à la masse non nulle du charme. Basée sur des calculs perturbatifs, mais incluant aussi les corrections non perturbatives jusqu'à l'ordre $(1/m_b^2)$, cette analyse a pour résultat :

$$r_{ud} = 4.0 \pm 0.4 \quad (6.16)$$

L'erreur sur cette valeur de r_{ud} est entièrement dominée par l'échelle de renormalisation ($m_b/2 < \mu < 2m_b$) et cette valeur de r_{ud} soulève des interrogations de la part d'autres théoriciens [18], [19] pour deux raisons.

D'une part, la dépendance sur le facteur d'échelle domine l'erreur sur la valeur de r_{ud} et elle

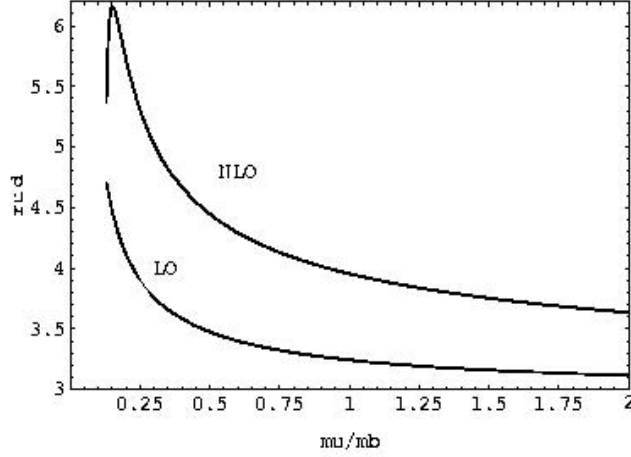


Figure 6.2: Dépendance sur le facteur d'échelle de r_{ud} pour des approximations à l'ordre dominant et à l'ordre suivant l'ordre dominant. Cette figure est extraite de [18].

reste importante lors du passage des calculs de l'ordre dominant (LO) à l'ordre suivant l'ordre dominant (NLO) (voir figure 6.2). Ceci peut sembler anormal puisque des effets d'ordre supérieur ont été inclus.

D'autre part, ces calculs (ainsi que ceux faits pour déterminer r_{cs}) sont basés sur le principe de la dualité locale quarks/hadrons [20].

Cette dualité est très utile pour les calculs inclusifs des désintégrations du type B en X_c où X_c représente un état final contenant un quark c. Elle consiste à remarquer que la masse du quark b étant élevée, le transfert d'impulsion q^2 aux produits de désintégration de ce quark est élevé par rapport à l'échelle d'hadronisation Λ_{QCD} . Les états finals hadroniques ne sont donc pas forcément dominés par quelques résonances fines. Si ce nombre de résonances est effectivement peu élevé, il est possible de faire une factorisation entre la partie à courte distance de la désintégration (celle du b) et la partie à longue distance (l'hadronisation des produits de désintégration). Cette factorisation implique que, pour des quantités suffisamment inclusives, il suffit de considérer la partie à courte distance du processus, tandis que l'hadronisation intervient *a posteriori* avec une probabilité unitaire. Cette théorie repose sur le fait que le b est un quark lourd, et qu'elle ne fait peser aucune restriction sur la masse du charme (en réalité, une masse de charme plutôt petite semble plus intéressante car elle augmente l'énergie cinétique moyenne des produits de désintégration).

Cependant ce principe de dualité locale ne fait pas partie de la théorie effective des quarks lourds. Elle est valide pour une masse m_b tendant vers l'infini et il n'est pas possible d'estimer l'ampleur des corrections à apporter à ce principe pour une masse de b finie.

Par ailleurs, s'il semble raisonnable d'appliquer la dualité locale au calcul de r_{ud} à cause des nombreux canaux accessibles, il est plus douteux de l'utiliser dans le cas du calcul de r_{cs} où l'effet des résonances peut être important [19].

$$r_{cs}$$

Il était généralement considéré que les désintégrations du b en $c\bar{c}s$ produisait uniquement des mésons D_s . La valeur mesurée de ce rapport d'embranchement était de l'ordre de 10 %, ce qui est compatible avec les valeurs théoriques attendues pour une masse de quark c pas trop petite. Or, il a été montré [19] [21] [22] [23] que les corrections de QCD perturbatives d'ordre supérieur augmentaient le taux de $b \rightarrow c\bar{c}s$. Une estimation de ce taux a été proposée [21] mais

elle dépend crucialement du schéma de renormalisation utilisé :

$\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s) = 0.35 \pm 0.19$ pour le schéma $\overline{\text{MS}}$ et

$\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s) = 0.27 \pm 0.07$ par la méthode des pôles en masse.

L'erreur considérable est due au facteur d'échelle μ utilisé. Par ailleurs, l'application de la dualité locale à ces calculs est très discutable car celle-ci est applicable uniquement dans un régime où les effets des seuils de résonances sont petits comparés au “continuum” des états multi-particules [19]. L'estimation de r_{ud} est donc plus fiable que celle de r_{cs} , même si la première utilise aussi l'hypothèse de la dualité locale.

BR_{sl}

Avec l'aide de l'équation 6.5, il est possible de réécrire le rapport d'embranchement semi-électronique théorique sous la forme :

$$\begin{aligned} \text{BR}_{sl} &= \frac{1}{2+r_\tau+r_{ud}+r_{sans\ c}+\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s)/\text{BR}_{sl}} \\ &= \frac{1-\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s)}{2+r_\tau+r_{ud}+r_{sans\ c}} \end{aligned} \quad (6.17)$$

Selon le schéma de renormalisation choisi lors du calcul de $\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s)$, la valeur de BR_{sl} est alors :

pour $\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s) = 0.35 \pm 0.19$:

$$\text{BR}_{sl} = (10.0 \pm 5.1) \% \quad (6.18)$$

pour $\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s) = 0.27 \pm 0.07$:

$$\text{BR}_{sl} = (11.3 \pm 1.3) \% \quad (6.19)$$

Les deux valeurs sont compatibles avec les résultats expérimentaux.

La valeur de $\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s)$ étant cependant sujette à discussions, des théoriciens [3] ont choisi d'inverser le problème et d'estimer cette valeur à partir de paramètres bien connus expérimentalement et théoriquement. Avec cette approche hybride mêlant résultats théoriques et expérimentaux, la valeur du rapport d'embranchement du b en $c\bar{c}s$ est :

$$\begin{aligned} \text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s) &= 1 - (2 + r_\tau + r_{ud} + r_{sans\ c}) \times \text{BR}_{sl} \\ &= (31.5 \pm 4.5) \% \end{aligned} \quad (6.20)$$

Cette valeur élevée ne peut être expliquée par les désintégrations de type $b \rightarrow D_s X$ dont le rapport d'embranchement est de $(10 \pm 2.5)\%$ ³. En s'appuyant sur le diagramme de Dalitz (voir figure 6.1), Buchalla *et al.* [3] prédisent la production d'états $B \rightarrow \bar{D} D \bar{K}$, source principale de D de “mauvais charme”.

6.3 Contenu en charme des désintégrations du B

6.3.1 Mesures actuelles

Dans ce chapitre, il est fait référence à des D de “mauvais charme”. Ils sont appelés ainsi par analogie avec la terminologie de l'étiquetage dans BaBar qui fait référence à des kaons de “bon

³même en supposant que celles-ci proviennent toujours du mode : $b \rightarrow c\bar{c}s$

signe” et de “mauvais signe” selon que leur charge peut être ou non reliée de façon directe à la saveur du $\bar{B}$ dont ils sont issus (voir figure 1.6 du chapitre 1). Ainsi, lors de la désintégration en cascade $b \rightarrow c \rightarrow s$, le $D^{(*)0}$ (ou le $D^{(*)+}$) obtenu est appelé “D de bon charme” et le $\bar{K}^{(*)0}$ (ou le $K^{(*)-}$) est un K de “bon signe”.

Les désintégrations du $\bar{B}$ en $\bar{D}^{(*)}$ ⁴ ont été étudiées par de nombreuses expériences. Comme ces désintégrations ont lieu *via* la désintégration du b en $c\bar{c}s$, les résultats obtenus peuvent être comparés aux rapports d’embranchement du $\bar{B}$ en $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$. Les graphes de Feynman supprimés et permis de couleur de ce processus sont montrés figure 6.3

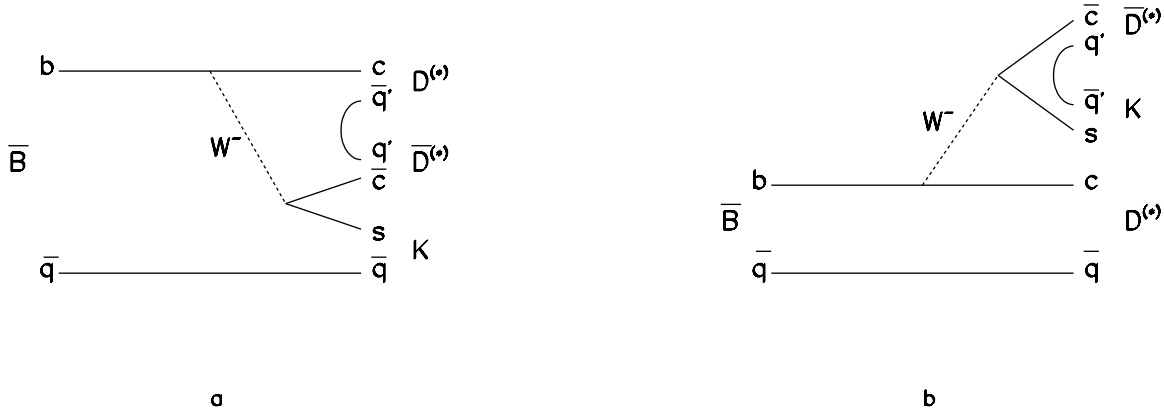


Figure 6.3: *Graphes de Feynman pour les désintégrations du $\bar{B}$ en $D\bar{D}K$ via le processus $b \rightarrow c\bar{c}s$. La figure (a) représente un graphe spectateur interne qui est supprimé de couleur tandis que la figure (b) représente le graphe spectateur externe d’un processus permis de couleur.*

L’expérience CLEO [4] a vérifié l’existence de ces D de ”mauvais charme” en utilisant les leptons primaires issus de la désintégration d’un B pour étiqueter l’autre B se désintégrant en D. Ainsi une transition $b \rightarrow c\bar{u}d$ va donner une combinaison $D\ell^+$ et une transition $b \rightarrow c\bar{c}s$ est identifiée par la combinaison $\bar{D}\ell^+$. Une coupure sur l’angle entre les directions du D et du lepton permet d’éviter que ces deux particules ne viennent d’un même B. Le résultat de cette mesure est :

$$\frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{D}X)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow DX)} = 0.100 \pm 0.026 \pm 0.016 \quad (6.21)$$

En utilisant le taux inclusif de $\bar{B}$ en D [9], il vient :

$$\text{Br}(\bar{B} \rightarrow \bar{D}X) = 0.079 \pm 0.022 \quad (6.22)$$

L’expérience ALEPH [5] a mesuré les rapports d’embranchement du B en paires $D\bar{D}$. Les événements recherchés sont du type $D\bar{D}(X)$ où le D et le $\bar{D}$ sont reconstruits. L’étude de la distance entre les points de désintégration des deux D permet de vérifier que ceux-ci viennent du même B. À LEP, les hadrons sont produits avec une impulsion non négligeable aussi cette distance est-elle mesurable. Les résultats obtenus avec cette méthode sont :

$$\text{Br}(b \rightarrow D^0\bar{D}^0(X) + D^0D^-(X) + D^+\bar{D}^0(X)) = 0.078^{+0.02}_{-0.018} {}^{+0.017}_{-0.015} {}^{+0.005}_{-0.004} \quad (6.23)$$

et

$$\text{Br}(b \rightarrow D^-D^+(X)) < 0.9 \% \text{ (90 \% de confiance)} \quad (6.24)$$

⁴Ici $\bar{D}$ représente une somme sur $\bar{D}^0$ et D^- comme $\bar{B}$ représente une moyenne sur $\bar{B}^0$ et B^- .

Ces rapports d'embranchement concernent la somme de tous les hadrons beaux produits à LEP. Le Λ_b ne se désintègre pas en D, et le B_s donne essentiellement des mésons $D_s^{(*)}$ qui ne se désintègrent pas en D. La probabilité d'obtenir deux D dans une désintégration de B_s est donc négligeable en première approximation. En utilisant les fractions de production de ces hadrons [9], le rapport d'embranchement du $\bar{B}$ en $D\bar{D}$ mesuré par ALEPH (équations 6.23 et 6.24) doit être multiplié par un facteur (1.29 ± 0.03) afin de pouvoir être comparé à celui mesuré par CLEO.

Le méson B se désintégrant en D de “mauvais charme” donne toujours aussi un D “de bon charme”. En effet, la contribution des modes $B \rightarrow (D_s K)(DK)$ et $B \rightarrow (\Lambda_c N)(DK)$ est négligeable (voire supprimée dans le cas des baryons) à cause de l'espace de phase. Il est donc possible d'affirmer que :

$$\text{Br}(\bar{B} \rightarrow \bar{D}X) = \text{Br}(\bar{B} \rightarrow D\bar{D}X) \quad (6.25)$$

Dans le cas où le $\bar{B}$ donne une paire du type $D^*\bar{D}$, le D^* se désintègre en D et cette désintégration est bien comptabilisée par ALEPH. Les mesures d'ALEPH et de CLEO sont par conséquent comparables et elles sont compatibles.

L'expérience DELPHI [6] a aussi effectué cette mesure en recherchant les D de “mauvais charme” dans un échantillon de mésons D reconstruits de façon exclusive. Les résultats obtenus sont :

$$\begin{aligned} \frac{\text{Br}(\bar{B} \rightarrow D^0 X)}{\text{Br}(\bar{B} \rightarrow D^0 X)} &= (12.9 \pm 2.8) \% \\ \frac{\text{Br}(\bar{B} \rightarrow D^- X)}{\text{Br}(\bar{B} \rightarrow D^+ X)} &= (12.3 \pm 6.7) \% \end{aligned} \quad (6.26)$$

En utilisant les rapports d'embranchement inclusifs [9] du B en $(D^0, \bar{D}^0)$ et en $(D^\pm)$, il vient :

$$\text{Br}(\bar{B} \rightarrow \bar{D}X) = (9.9 \pm 1.8 \pm 1.6) \% \quad (6.27)$$

Ces résultats sont donc compatibles entre eux et ils peuvent être comparés à la mesure du rapport d'embranchement du $\bar{B}$ en $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$.

6.3.2 L'énigme du déficit de charme

Il a été vu plus haut que le rapport d'embranchement $\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s)$ a été calculé en utilisant des paramètres théoriques et la valeur expérimentale de BR_{sl} (voir équation 6.20). Ce rapport d'embranchement peut aussi être calculé en utilisant les résultats expérimentaux inclusifs trouvés pour les désintégrations doublement charmées du méson B :

$$\begin{aligned} \text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s) = & \text{Br}(b \rightarrow \bar{D}) + \text{Br}(b \rightarrow (c\bar{c})X) + \text{Br}(b \rightarrow (D_s^- D)X) \\ & + \text{Br}(b \rightarrow \Lambda_c^- DX) + \text{Br}(b \rightarrow \Xi_c^- DX) \end{aligned} \quad (6.28)$$

où $(c\bar{c})$ représente un charmonium.

Les valeurs de ces rapports d'embranchement sont les suivantes :

$$\text{Br}(b \rightarrow \bar{D}) = (9.1 \pm 1.4) \% \quad (6.29)$$

obtenu en moyennant les résultats de CLEO, ALEPH et DELPHI donnés section précédente.

D'après [12] :

$$\text{Br}(b \rightarrow (c\bar{c})X) = (2.4 \pm 0.3) \% \quad (6.30)$$

et :

$$\text{Br}(b \rightarrow (D_s^- D)X) = (8.7 \pm 4.3) \% \quad (6.31)$$

Cette valeur est différente de celle de $\text{Br}(b \rightarrow D_s X)$ qui comprend aussi les désintégrations du B où le D_s n'est pas produit par la désintégration du W en $c\bar{s}$ mais par la désintégration du b en c (avec émission d'un W) avec apparition d'une paire $s\bar{s}$ par interaction forte. Dans ce cas, le D_s qui ne vient pas du W n'est pas issu d'un processus $b \rightarrow c\bar{c}s$.

D'après [9] et [24] :

$$\text{Br}(b \rightarrow \Lambda_c^- DX) = (1.1 \pm 0.6) \% \quad (6.32)$$

Et d'après [12] :

$$\text{Br}(b \rightarrow \Xi_c^- DX) = (0.4 \pm 0.3) \times \text{Br}(b \rightarrow \Lambda_c^- DX) \quad (6.33)$$

De ces mesures, il vient :

$$\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s) = (21.7 \pm 4.6) \% \quad (6.34)$$

Les deux valeurs de $\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s)$ données équations 6.20 et 6.34 sont éloignées l'une de l'autre, mais elles ne sont pas incompatibles étant donné l'importance des erreurs associées.

Il est maintenant possible de calculer n_c , le nombre moyen de quarks charmés obtenus dans une désintégration de B (où B représente B_u et B_d). La valeur du rapport $\text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s)$ est étroitement reliée à celle de n_c par la relation :

$$n_c = 1 + \text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s) - \text{Br}(b \rightarrow \text{sans } c) \quad (6.35)$$

Les équations 6.20 et 6.34 conduisent alors aux valeurs de n_c suivantes ⁵ :

$$\begin{aligned} \text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s) &= (31.5 \pm 4.5) \% \\ n_c &= 1.29 \pm 0.05 \end{aligned} \quad (6.36)$$

d'après la théorie.

$$\begin{aligned} \text{Br}(b \rightarrow c\bar{c}s) &= (21.7 \pm 4.6) \% \\ n_c &= 1.21 \pm 0.05 \end{aligned} \quad (6.37)$$

d'après l'expérience.

Les valeurs de n_c trouvées par la détermination purement expérimentale et par la valeur du rapport d'embranchement semi-leptonique associé à des paramètres théoriques sont compatibles. Pendant de longues années cependant, la différence entre ces valeurs a représenté une des

⁵Les valeurs de $\text{Br}(b \rightarrow \text{sans } c)$ utilisées sont respectivement les valeurs théoriques et expérimentales données section 6.2.2

énigmes de la physique du B connue sous le nom d’“énigme du déficit de charme”.

Les toutes premières études de la question qui ont révélé ce déficit de charme ne tenaient pas compte du fait que la paire $c\bar{s}$ pouvait s’hadroniser en $\bar{D}K$. Le rapport d’embranchement $\text{Br}(b \rightarrow c\bar{s})$ trouvé en utilisant les désintégrations doublement charmées était donc plus faible que celui de l’équation 6.34 et il était alors réellement incompatible avec la valeur déduite du rapport d’embranchement semi-leptonique et des paramètres théoriques. Des différences entre les résultats de LEP et CLEO sur ce rapport d’embranchement accroissaient encore les interrogations (et la confusion).

Ce problème d’un désaccord éventuel entre l’expérience et la théorie est généralement représenté dans le plan (n_c, BR_{sl}) . La zone théoriquement permise dans ce plan a été estimée [1] en paramétrant les effets (y compris ceux non factorisables) dus aux quarks spectateurs. Les deux degrés de liberté sont la masse du quark c et l’échelle de renormalisation. La figure 6.4 représente ce plan (n_c, BR_{sl}) avec la zone théoriquement permise et la position de la valeur expérimentale de n_c (donnée équation 6.37) en fonction de BR_{sl} . Cette figure montre que théorie et expérience ne sont plus en flagrant désaccord. Les mesures favorisent un quark c léger et une faible échelle de renormalisation.

Actuellement, les résultats de CLEO et LEP sur la valeur de BR_{sl} sont donc en bon accord (voir section 6.2.1) et avec des mesures du rapport d’embranchement de B en $\bar{D}K$ ou en $D\bar{D}K$, ce déficit de charme tend à se résorber.

Il convient toutefois de citer les nombreuses propositions qui ont été avancées pour expliquer cette différence :

- Accroissement de $\text{Br}(b \rightarrow c\bar{s})$ calculé expérimentalement. Avec la mise en évidence de la désintégration du B en $D\bar{D}K$, il s’est avéré que les calculs initiaux sous-estimaient effectivement ce rapport d’embranchement.
- Accroissement de r_{ud} dû à des effets non-perturbatifs. Ceci diminuerait la valeur théorique de n_c . La validité de r_{ud} est discutée section 6.2.2.
- Accroissement de $\text{Br}(b \rightarrow \text{sans } c)$ sous la forme d’un accroissement de $\text{Br}(b \rightarrow sg)$ et/ou $\text{Br}(b \rightarrow dg)$ dû à de la nouvelle physique [18]. Si le calcul théorique de $\text{Br}(b \rightarrow \text{sans } c)$ montrait que ce rapport d’embranchement est plus élevé que celui indiqué équation 6.11, la valeur théorique de n_c diminuerait. Les résultats de CLEO et ALEPH ne montrent cependant aucun signe de nouvelle physique [9].
- Problèmes d’erreurs systématiques dans les résultats expérimentaux dus aux rapports d’embranchement des D. La question de la validité de $\text{Br}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ par exemple a été soulevée [24] dans la mesure où ce rapport est à la base de beaucoup de mesures de la physique du B. Une façon de mesurer ce rapport est de reconstruire inclusivement des événements avec un D^* en sélectionnant le pion mou, et de rechercher des D^0 reconstruits en $K\pi$ parmi ces événements. Cette mesure étant délicate, le rapport d’embranchement ainsi trouvé pouvait être sujet à caution. La valeur de $\text{Br}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ est cependant confirmée par de nouvelles analyses [25], qui n’utilisent pas uniquement le pion mou mais par exemple des reconstructions inclusives de $\bar{B} \rightarrow D^{*+}X\ell^-\bar{\nu}$ où le lepton et le pion sont détectés. Il est donc peu vraisemblable à l’heure actuelle que ce rapport d’embranchement soit erroné.

Comme cela a été dit, le problème du déficit du double charme tend actuellement à disparaître, en grande partie grâce aux mesures de la désintégration du B en D de “mauvais

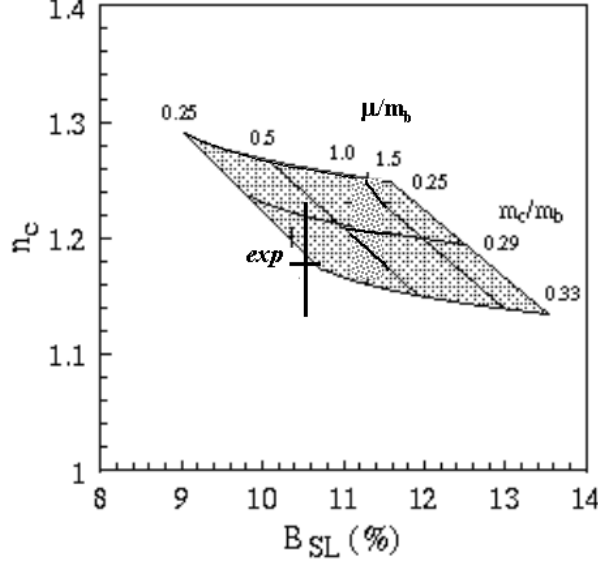


Figure 6.4: Zone théoriquement autorisée dans le plan (BR_{sl}, n_c) en fonction du rapport des masses de quarks $\frac{m_c}{m_b}$ et de l'échelle de renormalisation μ . La croix correspond aux valeurs expérimentales de BR_{sl} et n_c données par les équations 6.1 et 6.37.

charme". Les mesures inclusives déjà réalisées peuvent être complétées par des mesures de $Br(\bar{B} \rightarrow D\bar{D}K)$.

6.3.3 Les désintégrations du B

Cette section est complémentaire de la section précédente qui montre que les résultats expérimentaux actuels tendent à réduire les incertitudes qui existaient sur la production de $c\bar{c}s$ et sur le nombre moyen de quarks c produits lors de la désintégration d'un méson B . Plus généralement, les mesures actuelles montrent que les désintégrations de B sont bien comprises. Ainsi, elles permettent en partie de résoudre une autre "énigme", celle-ci purement expérimentale, appelée "énigme de $Br(\bar{B} \rightarrow DX)$ " [26]. Il s'agissait d'un désaccord qui portait sur la détermination de $Br(\bar{B} \rightarrow DX)$ qui peut être faite de deux façons :

- En utilisant les rapports d'embranchement inclusifs du B en D :

$$Br(\bar{B} \rightarrow DX) = Br(\bar{B} \rightarrow (D \text{ ou } \bar{D})X) - Br(\bar{B} \rightarrow \bar{D}X) \quad (6.38)$$

- En utilisant :

$$Br(\bar{B} \rightarrow DX) = 1 - Br(b \rightarrow \text{sans } c) - Br(\bar{B} \rightarrow D_s^+ X) - Br(\bar{B} \rightarrow \Lambda_c X) - Br(\bar{B} \rightarrow \Xi_c X) - Br(b \rightarrow (c\bar{c})X) \quad (6.39)$$

Les résultats obtenus par les deux méthodes étaient [26] (respectivement en utilisant les équations 6.38 et 6.39) :

$$\begin{aligned} Br(\bar{B} \rightarrow DX) &= (80 \pm 4) \% \\ Br(\bar{B} \rightarrow DX) &= (89 \pm 2) \% \end{aligned} \quad (6.40)$$

Les mesures actuelles données ci-dessous (ainsi que dans la section précédente) tendent à réduire ce désaccord :

Avec la valeur de $\text{Br}(\bar{B} \rightarrow \bar{D}X)$ donnée équation 6.29 et avec [9], la valeur de $\text{Br}(\bar{B} \rightarrow DX)$ calculée selon l'équation 6.38 est :

$$\text{Br}(\bar{B} \rightarrow DX) = (79 \pm 4) \% \quad (6.41)$$

Pour appliquer l'équation 6.39, les résultats suivants sont utilisés :
D'après [9] et [27] ⁶ :

$$\text{Br}(\bar{B} \rightarrow D_s^+ X) = (1.7 \pm 0.9) \% \quad (6.42)$$

D'après [9], [12] et [24] :

$$\text{Br}(\bar{B} \rightarrow \Lambda_c X) = (5.3 \pm 1.1) \% \quad (6.43)$$

$$\text{Br}(\bar{B} \rightarrow \Xi_c X) = (2.1 \pm 1.6) \% \quad (6.44)$$

En appliquant l'équation 6.39, il vient :

$$\text{Br}(\bar{B} \rightarrow DX) = (87 \pm 3) \% \quad (6.45)$$

Les équations 6.41 et 6.45 ne sont pas incompatibles et elles montrent que les différences qui existaient entre les résultats des deux méthodes de mesure de $\text{Br}(\bar{B} \rightarrow DX)$ s'effacent. Les erreurs sur les mesures sont mieux prises en compte. Les désintégrations des mésons B sont, à l'heure actuelle, relativement bien comprises.

6.4 La désintégration du méson $\bar{B}$ en $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$

La recherche inclusive de D de “mauvais charme” est plus fructueuse que la recherche de modes exclusifs, et elle est plus apte à donner une idée de l'ampleur des effets de l'hadronisation du $\bar{c}$ en $\bar{D}K$. Cependant, après la parution de l'article de Buchalla *et al.* [3], les expériences ALEPH et CLEO ont recherché des événements $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ et elles ont toutes les deux réussi à mettre ce mode en évidence.

Avec BaBar, les rapports d'embranchement du B^0 en $D^{*-}D^0K^+$ et en $D^{*-}D^{*0}K^+$ ont été mesurés. En utilisant des symétries tels que la conservation de l'isospin, il est possible de déduire d'autres rapports d'embranchement à partir de ces mesures et d'obtenir ainsi la totalité du rapport $\text{Br}(\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K)$. Cette valeur peut alors être comparée à celle de $\text{Br}(\bar{B} \rightarrow \bar{D})$ afin de voir si ces modes sont suffisants pour expliquer à eux seuls la production de D de “mauvais charme”. En étudiant la masse ($\bar{D}^{(*)}K$), il est aussi possible de déterminer si ces désintégrations sont réellement des désintégrations en 3 corps ou s'il s'agit de processus du type : $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}_s^{**}$, $\bar{D}_s^{**} \rightarrow \bar{D}^{(*)}K$.

6.4.1 Premières évidences de ce mode

L'expérience CLEO a la première mis ce mode en évidence par une reconstruction exclusive du B [7]. Les modes qui ont été observés et les rapports d'embranchement préliminaires mesurés sont donnés tableau 6.1. Les D^{*+} (D^{*0}) sont reconstruits en $D^0\pi^+$ ($D^0\pi^0$). Les D^0 sont reconstruits dans les trois modes $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^0$, $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$. Les modes contenant des $D^\pm$ ne sont

Canal	Nombre de candidats	Br
$\text{Br}(\bar{\text{B}}^0 \rightarrow \text{D}^{*+} \bar{\text{D}}^0 \text{K}^-)$	5	$(0.45^{+0.25}_{-0.19} \pm 0.08) \%$
$\text{Br}(\text{B}^- \rightarrow \text{D}^{*0} \bar{\text{D}}^0 \text{K}^-)$	5	$(0.54^{+0.33}_{-0.24} \pm 0.12) \%$
$\text{Br}(\bar{\text{B}}^0 \rightarrow \text{D}^{*+} \bar{\text{D}}^{*0} \text{K}^-)$	7	$(1.30^{+0.61}_{-0.47} \pm 0.27) \%$
$\text{Br}(\text{B}^- \rightarrow \text{D}^{*0} \bar{\text{D}}^{*0} \text{K}^-)$	5	$(1.45^{+0.78}_{-0.58} \pm 0.36) \%$

Tableau 6.1: *Rapports d'embranchement mesurés par CLEO.*

pas reconstruits.

Cette analyse a été effectuée avec 3.3×10^6 paires $\text{B}\bar{\text{B}}$, soit environ 3.1 fb^{-1} .

L'expérience ALEPH [5] a aussi observé des événements $\text{D}^{(*)} \bar{\text{D}}^{(*)} \text{K}$ dans le cadre de l'analyse évoquée plus haut sur le rapport d'embranchement inclusif du quark b en $\text{D}\bar{\text{D}}$. Ces événements $\text{D}^{(*)} \bar{\text{D}}^{(*)} \text{K}$ sont reconstruits de façon exclusive en associant un K à une paire $\text{D}^{(*)} \bar{\text{D}}^{(*)}$. Les événements de signal sont recherchés en étudiant la masse invariante du système $\text{D}^{(*)} \bar{\text{D}}^{(*)} \text{K}$.

Cette analyse a été effectuée en utilisant 3.8 millions de désintégrations hadroniques du Z^0 ce qui correspond approximativement à 1.3 millions de B. Afin d'accroître la statistique, la symétrie d'isospin entre les désintégrations est utilisée et les rapports d'embranchement du B^0 et B^+ en désintégrations équivalentes sont supposés égaux (une explication plus détaillée de ce procédé est donnée section suivante). Les rapports d'embranchement moyens trouvés sont donnés tableau 6.2.

Canal (B^0, B^+)	Nombre de candidats	Br moyen
$\text{D}^- \text{D}^0 \text{K}^+, \bar{\text{D}}^0 \text{D}^+ \text{K}^0$	3	$(1.7^{+1.2}_{-0.8} \pm 0.2 \pm 0.1) \%$
$(\text{D}^{*-} \text{D}^0 + \text{D}^- \text{D}^{*0}) \text{K}^+, (\bar{\text{D}}^{*0} \text{D}^+ + \text{D}^0 \text{D}^{*+}) \text{K}^0$	5	$(1.8^{+1.0}_{-0.8} \pm 0.3 \pm 0.1) \%$
$(\text{D}^{*+} \text{D}^- + \text{D}^+ \text{D}^{*-}) \text{K}^0, (\bar{\text{D}}^{*0} \text{D}^0 + \bar{\text{D}}^0 \bar{\text{D}}^{*0}) \text{K}^+$	4	$(1.6^{+1.0}_{-0.7} \pm 0.2 \pm 0.1) \%$

Tableau 6.2: *Rapports d'embranchement mesurés par ALEPH.*

Les résultats d'ALEPH et de CLEO et leurs comparaisons possibles sont discutés dans la section suivante, à la lumière des symétries qui peuvent être utilisées lors des désintégrations $\bar{\text{B}} \rightarrow \text{D}^{(*)} \bar{\text{D}}^{(*)} \text{K}$.

6.4.2 Anatomie du processus $\bar{\text{B}} \rightarrow \text{D}^{(*)} \bar{\text{D}}^{(*)} \text{K}$

L'hadronisation de la paire $\bar{\text{c}}\text{s}$ en $\bar{\text{D}}^{(*)} \text{KX}$ constitue donc un processus non négligeable lors de la désintégration du quark b en $\bar{\text{c}}\bar{\text{s}}$. Il est possible [24] de classer ces différentes désintégrations du $\bar{\text{B}}$ en $\text{D}^{(*)} \bar{\text{D}}^{(*)} \text{KX}$ et d'égaliser certains de leur rapports d'embranchement.

Ici, cette classification concerne les processus du type : $\text{D}^{(*)} \bar{\text{D}}^{(*)} \text{K}$ qui représentent sans doute la majorité des désintégrations $\bar{\text{B}} \rightarrow \text{D}^{(*)} \bar{\text{D}}^{(*)} \text{KX}$. En effet, une analyse détaillée [3] de la désintégration inclusive des K^* dans les désintégrations de B suggère que les K^* viennent essentiellement de la désintégration de mésons charmés.

Il existe 24 désintégrations possibles du $\bar{\text{B}}$ en $\text{D}^{(*)} \bar{\text{D}}^{(*)} \text{K}$:

- $\text{B}^- \rightarrow \text{D}^{(*)+} \text{D}^{(*)-} \text{K}^-$

⁶Il s'agit maintenant de compter les D_s^+ venant du c et non du W.

- $B^- \rightarrow D^{(*)0} \bar{D}^{(*)0} K^-$
- $B^- \rightarrow D^{(*)0} D^{(*)-} \bar{K}^0$

et

- $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} D^{(*)-} \bar{K}^0$
- $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)0} K^-$
- $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \bar{D}^{(*)0} \bar{K}^0$

Parmi ces modes, il est possible de négliger en première approximation ceux qui sont supprimés de couleur, c'est à dire ceux qui font intervenir un graphe spectateur interne (voir figure 6.3(a)) par opposition à ceux qui font intervenir un graphe spectateur externe (figure 6.3(b)).

Comme les modes $B^- \rightarrow D^{(*)+} D^{(*)-} K^-$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \bar{D}^{(*)0} \bar{K}^0$ sont supprimés de couleur, il est possible d'écrire que :

$$\begin{aligned} \Gamma(B^- \rightarrow D^{(*)+} D^{(*)-} K^-) &\simeq 0 \\ \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \bar{D}^{(*)0} \bar{K}^0) &\simeq 0 \end{aligned} \quad (6.46)$$

Avec suffisamment de statistique, il pourrait cependant être intéressant de chercher à reconstruire ces canaux. En effet, la mesure du rapport d'embranchement du B dans ces modes pourrait permettre de tester le mécanisme de suppression de couleur dans les désintégrations des mésons beaux.

Des relations peuvent être établies entre les modes autorisés de couleur. La désintégration du b en $c\bar{s}$, ne fait intervenir que des quarks d'isospin nul. Donc, dans cette désintégration, $\Delta I = 0$. Le quark qui détermine la charge du $\bar{B}$ ($\bar{q}$ sur la figure 6.3(b)) est d'isospin non nul, et cet isospin est conservé lors de la désintégration du $\bar{B}$ ($I(\bar{B}) = I(D^{(*)})$). Enfin, l'hadronisation de $c\bar{s}$ se fait par interaction forte qui conserve l'isospin. En utilisant ces faits, il est clair que l'isospin est conservé lors de la désintégration du méson $\bar{B}$ en $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$, bien que celle-ci se fasse en partie sous l'effet de l'interaction faible [28]. Puisque $\Delta I = 0$, l'amplitude $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K)$ est conservée sous l'effet d'une rotation d'isospin de 180° , d'où :

$$\Gamma(B^- \rightarrow D^{(*)0} \bar{D}^{(*)0} K^-) = \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} D^{(*)-} \bar{K}^0) \quad (6.47)$$

et

$$\Gamma(B^- \rightarrow D^{(*)0} D^{(*)-} \bar{K}^0) = \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)0} K^-) \quad (6.48)$$

D'autre part, l'approche de la factorisation [24] consiste à supposer que la paire $c\bar{s}$ venant du W est produite sous forme d'un singlet de couleur et d'isospin et qu'elle peut s'hadroniser indépendamment du reste du système. Autrement dit, la saveur du quark léger du $\bar{B}$ n'intervient pas dans le processus d'hadronisation du W . Pour cette raison, ce quark est parfois appelé "quark spectateur". Cette hypothèse de factorisation, parfois justifiée (dans les désintégrations $B \rightarrow D^*\pi$ par exemple [29]), n'a pas fait l'objet de beaucoup de travaux des théoriciens pour les quarks plus lourds. Elle est cependant utilisée [24], conduisant aux égalités suivantes :

$$\begin{aligned} \Gamma(B^- \rightarrow D^{(*)0} \bar{D}^{(*)0} K^-) &= \Gamma(B^- \rightarrow D^{(*)0} D^{(*)-} \bar{K}^0) \\ &= \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)0} K^-) = \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} D^{(*)-} \bar{K}^0) \end{aligned} \quad (6.49)$$

Parmi les 24 rapports d'embranchement annoncées, il n'en reste donc que 4 indépendants.

En utilisant la conservation du moment cinétique dans l'interaction faible, il vient :

$$\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^* K^-) \simeq 3 \times \Gamma(\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \bar{D} K^-) \quad (6.50)$$

Il est maintenant possible de voir si les résultats de CLEO et ALEPH (voir tableaux 6.1 et 6.2) vérifient ces relations. CLEO trouve bien des résultats compatibles pour $\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \bar{D}^0 K^-)$ et $\text{Br}(B^- \rightarrow D^{*0} \bar{D}^0 K^-)$, ainsi que pour $\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \bar{D}^{*0} K^-)$ et $\text{Br}(B^- \rightarrow D^{*0} \bar{D}^{*0} K^-)$. L'approche de la factorisation semble donc raisonnable. D'autre part, ces résultats ne sont pas non plus en désaccord avec l'équation 6.50. Les résultats d'ALEPH sont plus délicats à commenter car ils ont été obtenus avec moins de statistique. Il peut simplement être noté que les rapports d'embranchement des lignes 2 et 3 du tableau 6.2 doivent être égaux et qu'ils sont effectivement compatibles. Il n'est pas possible de tester l'équation 6.50 avec ALEPH du fait des grandes incertitudes sur les mesures.

Avec les rapports d'embranchement donnés tableau 6.3, il est donc possible de mesurer le rapport d'embranchement $\text{Br}(\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K)$ et de le comparer aux mesures de $\text{Br}(\bar{B} \rightarrow \bar{D})^7$. Les mesures de $\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \bar{D}^0 K^-)$ et $\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \bar{D}^{*0} K^-)$ sont détaillées dans le chapitre suivant.

Rapport d'embranchement
$\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \bar{D}^0 K^-)$
$\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \bar{D}^{*0} K^-)$
$\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \bar{D}^{*0} K^-) (= \text{Br}(B^- \rightarrow D^0 \bar{D}^{*0} K^-))$
$\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \bar{D}^0 K^-) (= \text{Br}(B^- \rightarrow D^0 \bar{D}^0 K^-))$

Tableau 6.3: Les 4 rapports d'embranchement nécessaires pour trouver $\text{Br}(\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K)$ à partir de K chargés.

⁷Une autre approche consisterait à considérer aussi un facteur 3 entre les rapports $\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \bar{D}^{*0} K^-)$ et $\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \bar{D}^{*0} K^-)$ et entre $\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \bar{D}^0 K^-)$ et $\text{Br}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \bar{D}^0 K^-)$. Cette procédure repose cependant sur une hypothèse non encore vérifiée expérimentalement

Bibliographie

- [1] M. Neubert et C. T. Sachrajda
Spectator effects in inclusive decays of beauty hadrons
Nucl.Phys.B483,339 (1997)
- [2] I. Bigi *et al.*
The baffling semileptonic branching ratio of B mesons
Phys.Lett.B323,408 (1994)
- [3] G. Buchalla et I Dunietz
Hadronization of $b \rightarrow c\bar{c}s$
Phys.Lett.B364,188 (1995)
- [4] CLEO Collaboration
Flavor-Specific Inclusive B Decays to Charm
Phys.Rev.Lett.80,1150 (1998)
- [5] R. Barate *et al.*
Observation of the doubly-charmed B decays at LEP
Eur.Phys.J. C4,387 (1998)
- [6] DELPHI Collaboration
A measurement of the branching ratio of B hadrons into wrong sign D mesons
DELPHI 2000-105 Conf 404 (Juin 2000)
- [7] CLEO Collaboration
Exclusive reconstruction of $\bar{B} \rightarrow D\bar{D}K$
CLEO CONF 97-26. EPS97 337 (1997)
- [8] M. Neubert
Theory of inclusive B decays
Nucl.Phys.Proc.Suppl.59,101 (1997)
- [9] D.E. Groom et al
The review of particle physics
The European Physical Journal C15,1 (2000)
- [10] S. Blyth
Measurements of inclusive, direct and cascade, b-hadron semileptonic decays at LEP/SLD and extraction of V_{cb}
Note de conférence donnée à la: *XXXth International Conference on High Energy Physics*, Osaka, Japan (2000)
- [11] E. Bagan *et al.*
Theoretical update of the semileptonic branching ratio of B mesons
Phys. Lett. B342,362 (1995), Erratum-ibid. B374,363 (1996)

- [12] G. J. Barker
Charm counting in b-hadron decays
 Note de conférence donnée à la: *XXXth International Conference on High Energy Physics*, Osaka, Japan (2000)
- [13] P. Abreu *et al.*
Measurement of the inclusive charmless and double-charm B branching ratios
 Phys. Lett. B426,193 (1998)
- [14] A. F. Falk *et al.*
Heavy quark expansion for the inclusive decay $\bar{B} \rightarrow \tau \bar{\nu} X$
 Phys.Lett.B326,145 (1994)
- [15] D. Buskulic *et al.*
Measurements of the $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau X$ branching ratio and upper limit on $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}$.
 Phys.Lett.B343,444 (1995)
- [16] M. Acciarri *et al.*
Measurements of the inclusive $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau X$ branching ratio.
 Phys.Lett.B332,201 (1994)
- [17] E. Bagan *et al.*
Charm quark mass dependance of QCD corrections to nonleptonic inclusive B decays
 Nucl.Phys.B432,3 (1994)
- [18] I. Dunietz *et al.*
Large charmless yield in B decays and inclusive B-decay puzzles
 Eur.Phys.J.C1,211 (1998)
- [19] A. F. Falk *et al.*
Inconclusive inclusive nonleptonic B decays
 Phys.Rev.D51,1183 (1995)
- [20] The BaBar Physics Book.
Physics at an asymmetric B Factory
 P.F. Harrison and H.R. Quinn Editors (1998).
- [21] E. Bagan *et al.*
Next-to-leading order radiative corrections to the decay $b \rightarrow c \bar{c} s$
 Phys.Lett.B351,546 (1995)
- [22] J. D. Richman
Progress in understanding heavy flavor decays
 Note de conférence donnée à la: *28th International Conference on High Energy Physics*, Warsaw, Poland (1996)
- [23] M. B. Voloshin
QCD radiative enhancement of the decay $b \rightarrow c \bar{c} s$
 Phys.Rev.D51,3948 (1995)
- [24] I Dunietz
On the necessity of recalibrating heavy flavor decays and its impact on apparent puzzles in high energy physics
 hep-ph/9606247 (1996)
- [25] M. Artuso *et al.*
Measurement of $Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ using partial reconstruction of $\bar{B} \rightarrow D^{*+} X \ell^- \bar{\nu}$
 Phys.Rev.Lett.80,3193 (1998)

- [26] I. Dunietz *et al.*
Puzzles in heavy flavor physics
 Nucl.Phys.B(Proc.suppl.)55A,145 (1997)
- [27] CLEO Collaboration
 D_s lepton charge correlations in B meson decays: a study of the D_s meson production mechanism
 CLEO CONF95-11 - EPS0169 (1995)
- [28] H. J .Lipkin *et al.*
Isospin invariance, CP violation and B- $\bar{B}$ mixing
 Phys.Lett.B201,541 (1988)
- [29] M .Neubert
Application of QCD factorisation in hadronic B decays
 hep-ph/0008072 (2000)

Chapitre 7

La mesure des rapports d'embranchement $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^* - \text{D}^{(*)0} \text{K}^+)$

Dans ce chapitre sont présentées des mesures des rapports d'embranchement du B^0 en $\text{D}^* - \text{D}^0 \text{K}^+$ et en $\text{D}^* - \text{D}^{*0} \text{K}^+$ réalisées avec BaBar. Le premier de ces modes est considéré comme assez propre à reconstruire, c'est pourquoi il pouvait être recherché dans les premières données de BaBar. Des méthodes de reconstructions partielles et exclusives de ce mode ont été développées. Il s'est avéré qu'avec ces méthodes, des événements $\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^* - \text{D}^{*0} \text{K}^+$ peuvent également être reconstruits. Finalement, les mesures de $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^* - \text{D}^0 \text{K}^+)$ et $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^* - \text{D}^{*0} \text{K}^+)$ ont été réalisées en effectuant une reconstruction exclusive de $\text{D}^* - \text{D}^0 \text{K}^+$. Le deuxième rapport d'embranchement est donc mesuré sans avoir totalement reconstruit le D^{*0} . Ces mesures sont présentées section 7.2.

La méthode de reconstruction partielle qui a été développée donne aussi une mesure du rapport d'embranchement $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^* - \text{D}^0 \text{K}^+)$ qui valide la mesure réalisée par reconstruction exclusive. Elle est présentée section 7.3. Auparavant, une brève description des méthodes de discrimination entre les événements $\text{B}\bar{\text{B}}$ et le continuum est donnée section 7.1.

7.1 Méthodes de sélection des événements $\text{B}\bar{\text{B}}$

À l' $\Upsilon(4S)$, la séparation entre les événements $\text{B}\bar{\text{B}}$ et le continuum (annihilations e^+e^- non résonantes en paires $c\bar{c}$, $s\bar{s}$, $d\bar{d}$ et $u\bar{u}$) est cruciale car ce dernier peut représenter un bruit de fond non négligeable. Les variables discriminantes décrites ici sont R_2 , le moment de Fox-Wolfram du second ordre, et T , l'axe de poussée.

7.1.1 Le moment de Fox-Wolfram du second ordre

Le moment de Fox-Wolfram d'ordre l s'écrit sous la forme suivante :

$$H_l = \sum_{ij} \frac{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{E_{vis}^2} \times P_l(\cos \theta_{ij}) \quad (7.1)$$

où P_l est le polynôme de Legendre d'ordre l , E_{vis} l'énergie visible dans le détecteur et θ_{ij} l'angle entre deux traces chargées. Les moments H_l sont souvent normalisés par le moment d'ordre nul. Pour un événement ayant une structure en jets, les moments d'ordre pair ont des valeurs proches de 1 et ceux d'ordre impair ont des valeurs nulles. Pour des événements

sphériques, les moments d'ordre pair ont des valeurs égales à 0. De ce fait, le moment d'ordre 2 est utilisé comme variable discriminante pour séparer le continuum des événements $B\bar{B}$. Ce moment est normalisé avec celui d'ordre 0 et le rapport $\frac{H_2}{H_0}$ est appelé R_2 . Cette variable est représentée figure 7.1(a) pour des événements $B\bar{B}$ et pour des événements du continuum.

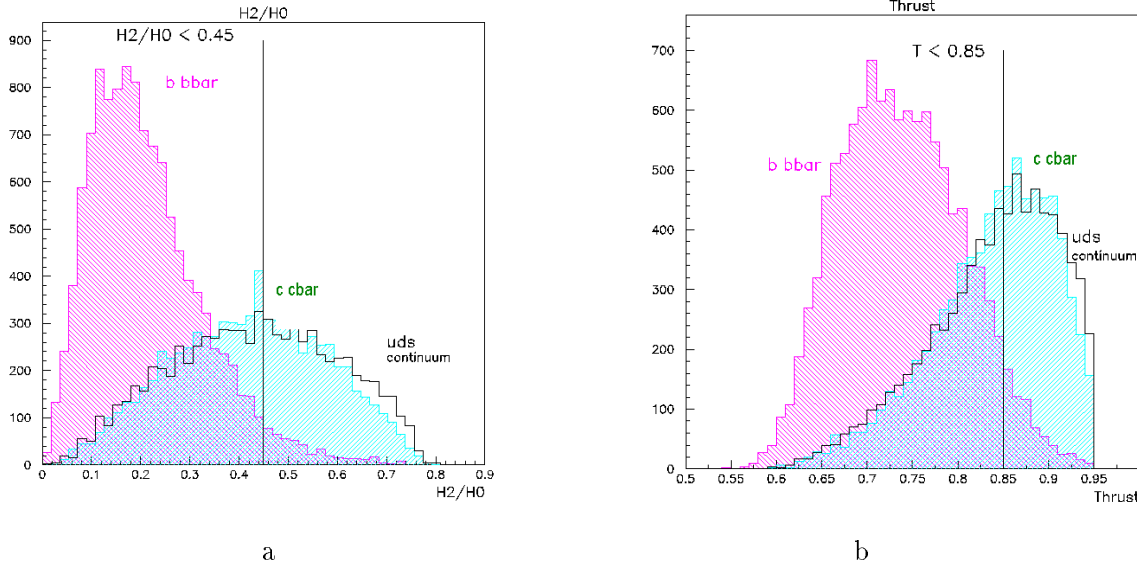


Figure 7.1: Sélection des événements $B\bar{B}$. La figure (a) représente le moment de Fox-Wolfram du second ordre normalisé par celui d'ordre nul, tandis que la figure (b) représente l'axe de poussée T . Ces variables sont représentées pour des événements $B\bar{B}$, $c\bar{c}$, et enfin $s\bar{s}$, $d\bar{d}$ et $u\bar{u}$ regroupés. Ces figures ont été réalisées avec la simulation. La normalisation des différents histogrammes est arbitraire.

7.1.2 L'axe de poussée

Une autre variable complémentaire de R_2 qui permet de rejeter un peu plus de bruit de fond venant du continuum est l'axe de poussée (ou *thrust* en anglais). Cette variable est définie de la façon suivante :

$$T = \text{Max} \left(\frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{P}_i|}{\sum_i |\vec{P}_i|} \right) \quad (7.2)$$

où le vecteur $\vec{n}$ est la direction de l'axe de poussée (son module vaut 1), et $\vec{P}_i$ l'impulsion des traces chargées d'un événement. La variable T varie entre 0.5 et 1. Pour les événements ayant une structure en jets, T est proche de 1 alors qu'elle est moins élevée pour des événements sphériques. Pour des événements de type Bhabhas¹, $T=1$. La figure 7.1(b) représente T pour des événements $B\bar{B}$ et pour des événements du continuum.

7.2 Mesure exclusive de $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^{(*)0} K^+)$

Cette partie présente une mesure des rapports d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$ et $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+)$. Ces rapports d'embranchement sont déterminés en divisant le nombre

¹ $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- (\gamma)$.

de B^0 produits se désintégrant dans le canal considéré par le nombre total de B^0 produits. Ce nombre total de B^0 produits est calculé à partir de la luminosité intégrée et de la section efficace de production des paires $B\bar{B}$ [1] [2]. Cette section efficace a été déterminée à partir du nombre de paires $B\bar{B}$ comptées sur les données (avec une sélection spécifique) et de l'efficacité de cette sélection (déterminée avec la simulation). Cette méthode véhicule une incertitude systématique sur le nombre de B^0 produits qui est estimée à 3.6 %.

Ici, une reconstruction exclusive des B^0 en $D^{*-}D^0K^+$ est effectuée, celle-ci sélectionnant aussi des événements $D^{*-}D^{*0}K^+$.

7.2.1 Sélection des événements

Avec cette méthode de reconstruction exclusive, le B^0 est donc reconstruit en $D^{*-}D^0K^+$. Le D^{*-} est reconstruit en $\bar{D}^0\pi^-_{\text{mou}}$, et, afin d'accroître la statistique, les deux D^0 sont reconstruits dans plusieurs canaux ² :

- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$
- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$
- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$

Il y a donc neuf combinaisons sur les modes de reconstruction des deux D^0 à considérer.

Les événements utilisés pour réaliser les analyses présentées dans ce travail de thèse sont des événements *multi-hadron* [1] dans la terminologie de BaBar. Ils sont pré-sélectionnés par un algorithme qui utilise le nombre de traces chargées détectées dans la *DCH*, la variable R_2 ($R_2 < 0.7$), l'énergie totale de l'événement...

Ce sont les coupures supplémentaires effectuées sur ces événements *multi-hadron* qui sont décrites ici. La première de ces coupures est faite afin de sélectionner des événements $B\bar{B}$: $R_2 < 0.45$.

7.2.1.1 Sélection des D^0 et des D^*

Les D^0 sont reconstruits de la façon suivante :

Pour le mode $K\pi$:

- $| M(K\pi) - M(D^0) | < 18 \text{ MeV}/c^2 \text{ (} 2.5\sigma \text{)}$

Pour le mode $K\pi\pi^0$:

- $E_\gamma > 30 \text{ MeV}$.
- $P_{\pi^0} > 200 \text{ MeV}/c$.
- $0.11 \text{ GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0.15 \text{ GeV}/c^2$.
- La désintégration du D^0 en $K\pi\pi^0$ se produit essentiellement via des résonances. Les désintégrations principales sont : $D^0 \rightarrow K^- \rho^+$ et $D^0 \rightarrow K^* \pi$. Ces modes résonants sont utilisés pour la reconstruction du D^0 . Un algorithme [3] a été développé pour effectuer cette sélection.
- $| M(K\pi\pi^0) - M(D^0) | < 33.5 \text{ MeV}/c^2 \text{ (} 2.5\sigma \text{)}$

²Les modes conjugués de charge sont implicitement inclus.

Pour le mode $K3\pi$:

- $P_K > 250 \text{ MeV}/c$
- $P_\pi > 150 \text{ MeV}/c$
- $|M(K3\pi) - M(D^0)| < 17 \text{ MeV}/c^2 \ (2.5\sigma)$.
- Une identification sommaire des pions est appliquée : les pions ne doivent pas figurer dans les listes de leptons ni dans celle des kaons.

Quel que soit le mode de reconstruction du D^0 les coupures suivantes sont appliquées :

- Les probabilités de l'ajustement des particules en un même point de désintégration de chaque D^0 doit être supérieure à 0, (c'est à dire que l'ajustement doit converger) : $P(\chi^2)(D^0) > 0$ et $P(\chi^2)(D^0, \bar{D}^0, \pi_{mou}, K_{célébataire}) > 0$.
- Dans le cas de la combinaison ($D^0 \rightarrow K\pi \times D^* \rightarrow K\pi\pi_{mou}$), les kaons ne sont pas identifiés. Le bruit de fond de ce mode est suffisamment faible pour que ce ne soit pas nécessaire. Dans tous les autres cas, les kaons du D^0 célibataire et du D^0 du D^* sont identifiés avec un algorithme de sélection des kaons appelé *SMS* [1]. Une description détaillée de cet algorithme est donnée dans la section 8.4.1 du chapitre 8.

La figure 7.2(a) montre la masse du D^0 pour les trois canaux de reconstruction.

Le D^* est ensuite sélectionné :

- sélection du D^* : $|(M(D^*) - M(D^0)) - 145.4| < 2.5 \text{ MeV}/c^2$. La figure 7.2(b) montre la distribution de $M(D^*) - M(D^0)$ pour les trois canaux de reconstruction du D^0 .

7.2.1.2 Sélection du $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{(*)0} K^+$

Les autres coupures de la sélection sont les suivantes :

- le kaon célibataire est identifié avec l'algorithme d'identification *SMS*.
- $P_{K_{célébataire}} > 300 \text{ MeV}/c$.
- $|E_B^* - E_{C.d.m}| < 30 \text{ MeV}$ pour la mesure de $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$
 $|E_B^* - E_{C.d.m}| < 60 \text{ MeV}$ pour la mesure de $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+)$
 $E_{C.d.m}$ est l'énergie disponible dans le centre de masse (déduite de l'énergie des faisceaux), et E_B^* est l'énergie du B reconstruit dans le centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$. Pour des événements $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$, $\Delta E (= E_B^* - E_{C.d.m})$ est centrée sur zéro, tandis que pour des événements $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$, l'énergie $E(D^{*-} D^0 K^+)$ est inférieure à $E_{C.d.m}$. Dans ce cas, ΔE est négative (voir figure 7.6).

La variable utilisée pour déterminer le nombre d'événements de signal est la masse contrainte du B :

$$M(B)_{\text{contrainte}} = \sqrt{E_{C.d.m}^2 - P_B^{*2}} \quad (7.3)$$

où P_B^{*2} est la quantité de mouvement du B reconstruit. L'utilisation de l'énergie des faisceaux pour le calcul de cette variable permet d'améliorer la résolution. Celle-ci vaut entre 2 et 3 MeV et est dominée par la connaissance de l'énergie de la machine.

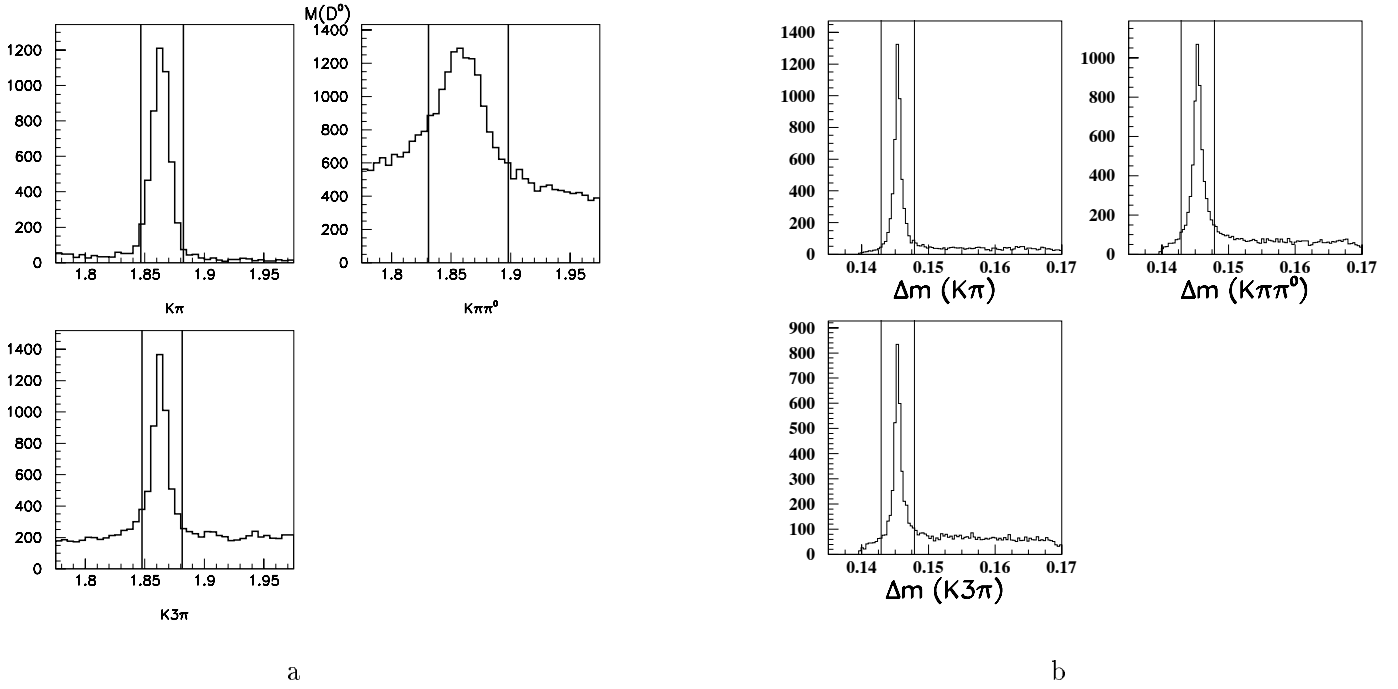


Figure 7.2: Sélection du D^0 et du D^* . La figure (a) représente la masse du D^0 pour les trois modes de reconstruction de cette analyse. Le pic de la masse invariante $K\pi\pi^0$ est plus large et décalé vers les basses valeurs. Cet effet est dû à l'utilisation du π^0 . La figure (b) représente $M(D^*) - M(D^0)$, toujours pour les trois canaux du D^0 . La contrainte supplémentaire du π_{mou} permet de réduire fortement le bruit de fond. Le canal $K\pi\pi^0$ est maintenant tout à fait comparable aux autres modes. Les lignes symbolisent les coupures utilisées pour la sélection des événements.

7.2.2 Étude de la simulation et des données

La simulation et les données utilisées pour effectuer cette analyse sont les suivantes :

- 5000 événements de signal $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ pour chacune des 9 combinaisons.
- 5000 événements de signal $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$ avec le D^{*0} se désintégrant en $D^0 \pi^0$ et $D^{*0} \gamma$ selon les proportions indiquées par [4]. Les deux D^0 se désintègrent en $K\pi$.
- Une luminosité intégrée de 17.3 fb^{-1} accumulée à la résonance $\Upsilon(4S)$.

Les événements de signal de la simulation ont tout d'abord été étudiés.

7.2.2.1 Étude des événements $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$

Pour chaque mode, la variable ΔE est présentée figure 7.3. La variation de ΔE combinaison à combinaison est relativement faible. Cette figure montre que la distribution en ΔE a des queues lorsque l'un des D^0 est reconstruit en $K\pi\pi^0$.

Grâce à la simulation, il est possible de prévoir l'ordre de grandeur des nombres d'événements de signal attendus dans les données, en utilisant le rapport d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$ mesuré par l'expérience CLEO (voir tableau 6.1 du chapitre 6). Ces ordres de grandeurs sont donnés tableau 7.1.

La figure 7.4 montre la distribution de la masse contrainte du B mesurée dans les données sur les queues de distribution de ΔE . Cette figure montre que, pour certaines combinaisons, le bruit de fond combinatoire est susceptible de “noyer” le signal. Le tableau 7.2 présente un calcul du rapport $\frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{signal} + \text{bruit}}}$ pour chaque combinaison. Le nombre d'événements de signal est obtenu en utilisant un rapport d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$ de 4.5×10^{-3} et en tenant

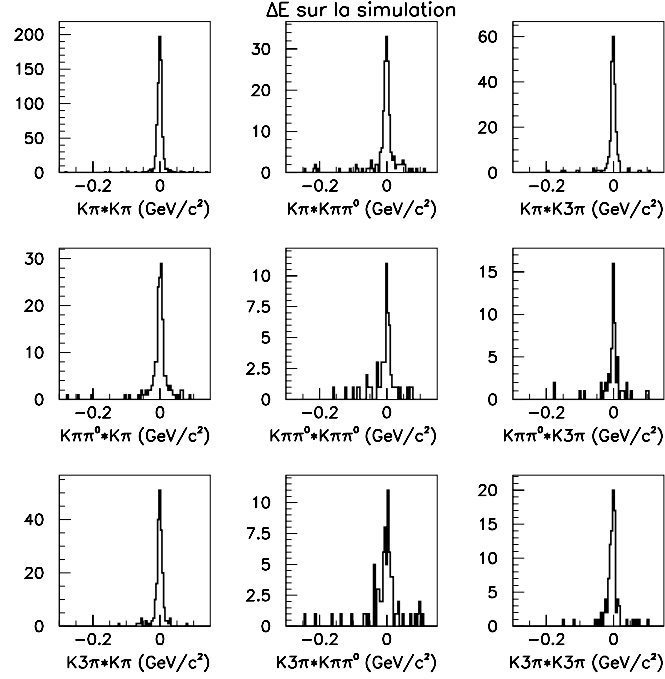


Figure 7.3: ΔE pour des événements de signal engendrés par la simulation. Sur la première, la deuxième et la troisième ligne, se trouvent les combinaisons pour lesquels le D^* est reconstruit en $(K\pi)\pi_{\text{mou}}$, $(K\pi\pi^0)\pi_{\text{mou}}$ et $(K3\pi)\pi_{\text{mou}}$. De la même façon, les désintégrations du D^0 célibataire en $K\pi$, $K\pi\pi^0$ et $K3\pi$ sont regroupées respectivement dans la première, la deuxième et la troisième colonne. Ces histogrammes ont été réalisés avec des événements passant la sélection décrite section 7.2.1 et vérifiant en outre $|M(B)_{\text{contrainte}} - M(B^0)| < 7 \text{ MeV}/c^2$.

		Canal du D^0 célibataire		
		$K\pi$	$K\pi\pi^0$	$K3\pi$
Canal du	$K\pi$	12^{+7}_{-6}	8^{+5}_{-4}	7^{+4}_{-3}
D^0 du	$K\pi\pi^0$	8^{+5}_{-4}	7^{+4}_{-3}	5^{+3}_{-2}
D^*	$K3\pi$	6^{+4}_{-3}	6^{+4}_{-3}	6^{+3}_{-3}

Tableau 7.1: Ordres de grandeur des nombres d'événements attendus dans les données parmi les 19.668×10^6 paires $B\bar{B}$ utilisées pour cette analyse. Ces nombres ont été extrapolés à partir du rapport d'embranchement $Br(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$ mesuré par CLEO. L'efficacité de reconstruction a été déterminée à partir de la simulation en coupant à $\pm 30 \text{ MeV}$ sur $|\Delta E|$. Les erreurs prises en compte sont l'erreur sur le rapport d'embranchement $Br(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$ et l'erreur sur l'efficacité de reconstruction.

compte de la luminosité intégrée analysée. Le nombre d'événements de bruit de fond est calculé en utilisant les distributions en masse contrainte du B de la figure 7.4 et en renormalisant à la taille des fenêtres en ΔE et en $M(B)_{\text{contrainte}}$. Seule la zone ΔE positive est utilisée. La figure 7.8 qui montre la distribution de ΔE en fonction de celle de $M(B)_{\text{contrainte}}$ pour les données, permet de visualiser la région de bruit de fond utilisée pour la figure 7.4.

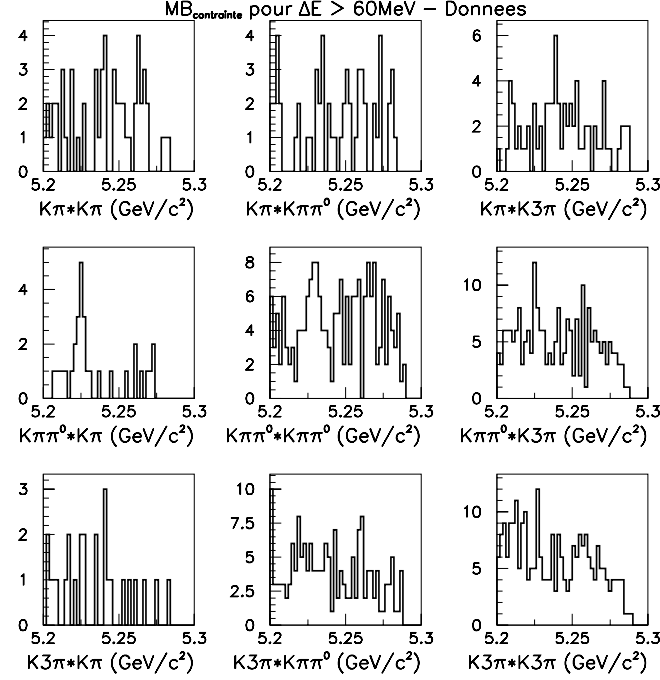


Figure 7.4: $M(B)_{\text{contrainte}}$ pour des événements de bruit de fond dans les données. Ces événements passent toute la sélection, à l'exception de la coupure $|\Delta E| < 30 \text{ MeV}$ remplacée par $\Delta E > 60 \text{ MeV}$. Comme pour la figure 7.3, le premier mode de désintégration indiqué sous chaque histogramme est celui du D^0 du D^* et le second celui du D^0 célibataire.

		Canal du D^0 célibataire		
		$K\pi$	$K\pi\pi^0$	$K3\pi$
Canal du	$K\pi$	3.2 ± 0.1	2.5 ± 0.2	2.1 ± 0.1
D^0 du	$K\pi\pi^0$	2.7 ± 0.1	1.7 ± 0.2	1.4 ± 0.2
D^*	$K3\pi$	2.4 ± 0.1	1.7 ± 0.2	1.5 ± 0.1

Tableau 7.2: Rapport $\frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{signal}+\text{bruit}}}$. Le nombre d'événements de signal est tiré de la simulation, et il est extrapolé au nombre d'événements $B\bar{B}$ des données. Le nombre d'événements de bruit de fond est obtenu par comptage des événements des données qui vérifient $\Delta E > 60 \text{ MeV}$ et en appliquant un facteur d'échelle de façon à prendre en compte la taille de la zone signal en $M(B)_{\text{contrainte}}$ et en ΔE .

La décision a été prise de ne garder que les modes où l'un des deux D^0 se désintègre en $K\pi$. Ces modes présentent en effet un bruit de fond faible (voir figure 7.4) et un rapport $\frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{signal}+\text{bruit}}}$ suffisamment élevé.

Les largeurs de ΔE pour les combinaisons finalement gardées sont proches, aussi l'ajustement final sur cette variable est réalisé globalement pour toutes ces combinaisons. Ceci permet de

s'affranchir du manque de statistique dans les données. Les efficacités de reconstruction trouvées en effectuant une coupure à 30 MeV sur $|\Delta E|$ sont données tableau 7.3. L'efficacité est nettement supérieure dans le cas où les deux D^0 sont reconstruits dans le canal $K\pi$. Ceci est dû au fait que les kaons ne sont pas identifiés pour cette combinaison. De plus, il n'y a aucune coupure autre que celle sur la masse sur le D^0 lors de la reconstruction du D^0 en $K\pi$.

Comme cela est attendu, l'efficacité est quasiment la même pour les combinaisons croisées ($D^* \rightarrow a\pi_{\text{mou}} \times (D^0 \rightarrow b)$ et ($D^* \rightarrow b\pi_{\text{mou}} \times (D^0 \rightarrow a)$).

		Canal du D^0 célibataire		
		$K\pi$	$K\pi\pi^0$	$K3\pi$
Canal du	$K\pi$	13.7 ± 0.5	2.6 ± 0.2	4.0 ± 0.3
D^0 du	$K\pi\pi^0$	2.5 ± 0.2	—	—
D^*	$K3\pi$	3.7 ± 0.3	—	—

Tableau 7.3: *Efficacités de reconstruction du B^0 en $D^{*-}D^0K^+$ pour chaque combinaison.*

Cette analyse a été testée sur un échantillon de 7.10^6 paires $B\bar{B}$ dites génériques³ engendrées par la simulation. La figure 7.5 représente la masse $M(B)_{\text{contrainte}}$ pour 3.5×10^6 paires $B^0\bar{B}^0$ (figure (a)) et pour 3.5×10^6 paires B^+B^- (figure (b)). En utilisant les efficacités de reconstruction du tableau 7.3 et les rapports d'embranchement du générateur d'événements simulés, le nombre d'événements de signal attendu est de 17, et le nombre d'événements de signal générés est de 21. Le bruit de fond est composé à 85 % de bruit de fond combinatoire dû au D^0 ou au D^* . Les 15 % restants sont de vrais D^0 , de vrais D^* et un K combinés aléatoirement. Ce bruit de fond ne semble pas piquer sous le pic en $M(B)_{\text{contrainte}}$.

7.2.2.2 Étude des événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$

Lorsque le D^{*0} se désintègre en $D^0\pi^0$ ou en $D^0\gamma$, le D^0 est reconstruit, et si l'énergie emportée par le π^0 ou le photon n'est pas trop élevée (ce qui est principalement le cas pour $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$), le D^0 a une énergie proche du D^{*0} . Dans ce cas, l'événement peut passer toutes les coupures de la sélection à l'exception de celle sur ΔE . En effet, l'énergie du système reconstruit $E(D^{*-}D^0K^+)$ est tout de même inférieure à l'énergie disponible dans le centre de masse. Pour des événements de ce type, ΔE est donc négatif.

Dans les données, il y a donc deux pics dans la distribution de ΔE . Leurs largeurs sont déterminées avec une fonction d'ajustement composée de deux fonctions gaussiennes et d'un polynôme du premier degré. Afin de ne pas laisser trop de paramètres libres lors de cet ajustement, le rapport entre les largeurs des deux pics est fixé à partir de la simulation. La figure 7.6 montre la somme des distributions en ΔE pour des événements de signal $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$ et $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$ (les deux D^0 se désintégrant en $K\pi$) engendrés par la simulation. Afin de respecter les ordres de grandeur, il y a un rapport 3 entre les nombres d'événements $D^{*-}D^{*0}K^+$ et $D^{*-}D^0K^+$ produits. Avec cet ajustement, le rapport entre les largeurs des deux gaussiennes est de 3.0 ± 0.2 . Enfin, $\sigma(\Delta E)$ pour les événements $D^{*-}D^0K^+$ vaut (6.1 ± 0.4) MeV.

³C'est à dire que les B et $\bar{B}$ se désintègrent sans contrainte selon les rapports d'embranchement de la simulation de BaBar.

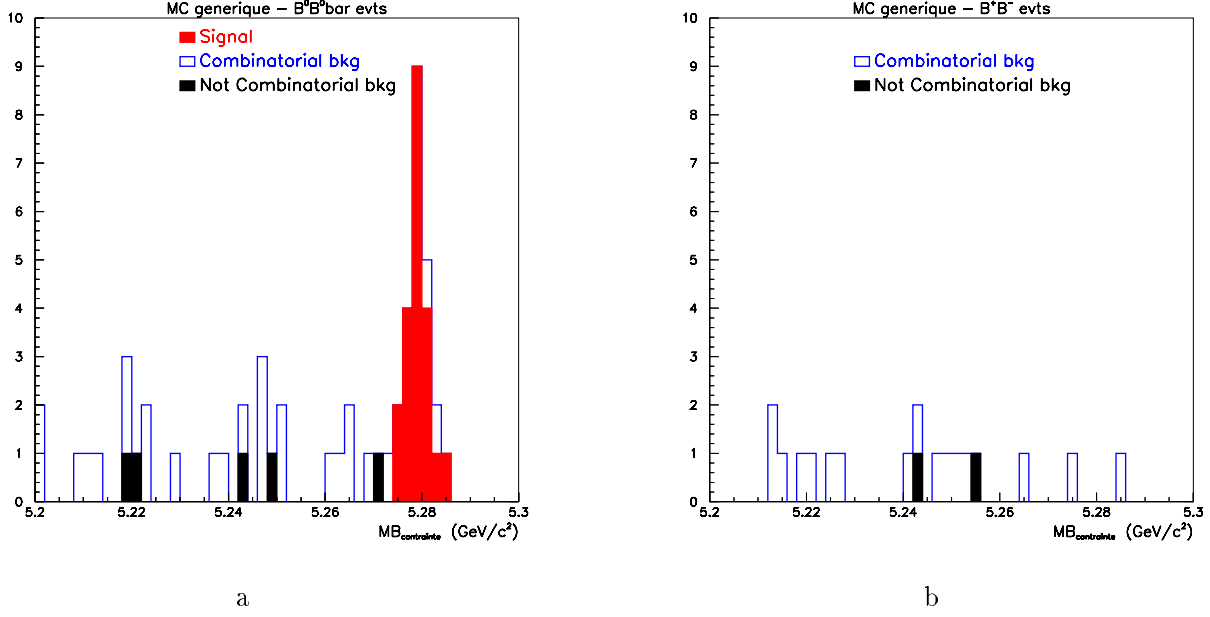


Figure 7.5: Distributions de $M(B)_{\text{contrainte}}$ pour 7 millions de paires $B\bar{B}$ simulées. La coupure sur ΔE est $|\Delta E| < 30 \text{ MeV}$. La figure (a) représente $M(B)_{\text{contrainte}}$ pour les paires de mésons $B^0 \bar{B}^0$. Le pic d'événements de signal contient 21 événements. Le bruit de fond est représenté par les histogrammes blancs et noirs. L'histogramme blanc symbolise le bruit de fond combinatoire : le D^* ou le D^0 célibataire ne sont pas vrais. L'histogramme noir représente des combinaisons aléatoires de vrais D^* , D^0 et K . La figure (b) représente $M(B)_{\text{contrainte}}$ pour les B chargés. Le code des couleurs est le même que pour la figure (a). Si les deux histogrammes sont sommés, le bruit de fond combinatoire représente 85 % du bruit de fond total.

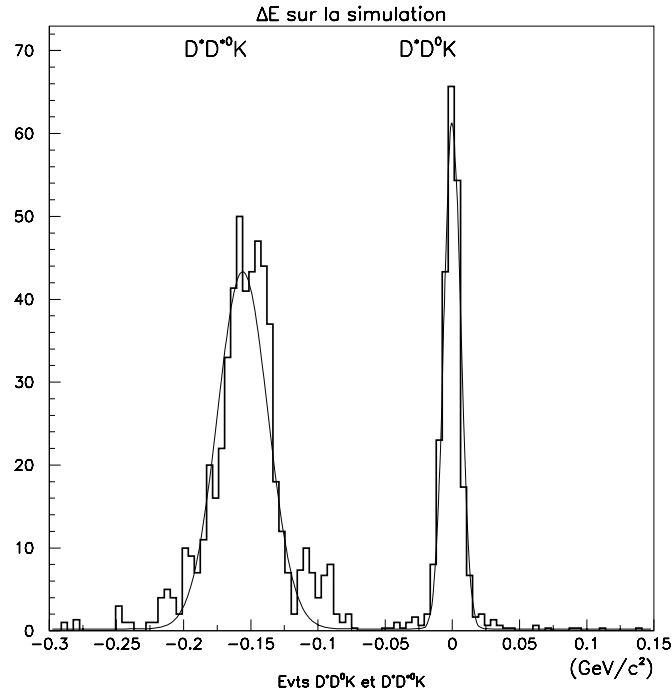


Figure 7.6: Distribution en ΔE réalisée avec des événements de signal $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ et $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$ engendrés par la simulation. Pour les deux types d'événements, les deux D^0 se désintègrent en $K\pi$. Les événements utilisés passent la sélection décrite section 7.2.1 et vérifient en outre $|M(B)_{\text{contrainte}} - M(B^0)| < 7 \text{ MeV}/c^2$.

Pour les événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$, la coupure en $|\Delta E|$ est de 60 MeV autour de sa valeur centrale (-156 MeV d'après la simulation).

La variation des rapports d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$ et $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ en fonction de la coupure en $|\Delta E|$ est prise comme erreur systématique.

L'efficacité de reconstruction calculée sur les événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$ où les D^0 venant du D^{*0} et D^{*-} se désintègrent tous les deux en $K\pi$, est de $(10.1 \pm 0.4) \%$. Le rapport entre les efficacités de reconstruction des événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$ et $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$ (noté $R_{\epsilon_{D^{*0}}/\epsilon_{D^0}}$) est :

$$R_{\epsilon_{D^{*0}}/\epsilon_{D^0}} = 0.73 \pm 0.02 \quad (7.4)$$

Pour les autres combinaisons, les efficacités de reconstruction des événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$ sont déduites de ce rapport et des efficacités de reconstruction des événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$ données tableau 7.3.

Comme dans le cas des événements $(D^{*-}D^0K^+)$, la reconstruction des événements $(D^{*-}D^{*0}K^+)$ a été testée sur $7 \cdot 10^6$ paires $B\bar{B}$ génériques. Les masses contraintes obtenues pour les paires de B neutres et chargés sont représentées respectivement figure 7.7(a) et (b). Le nombre d'événements de signal attendu est de 37, et il est égal au nombre d'événements de signal générés. La composition de bruit de fond est la même que pour les événements $(D^{*-}D^0K^+)$: le bruit de fond combinatoire représente 85 % du bruit de fond total. Le bruit de fond non combinatoire ne semble pas piquer sous le pic en masse contrainte.

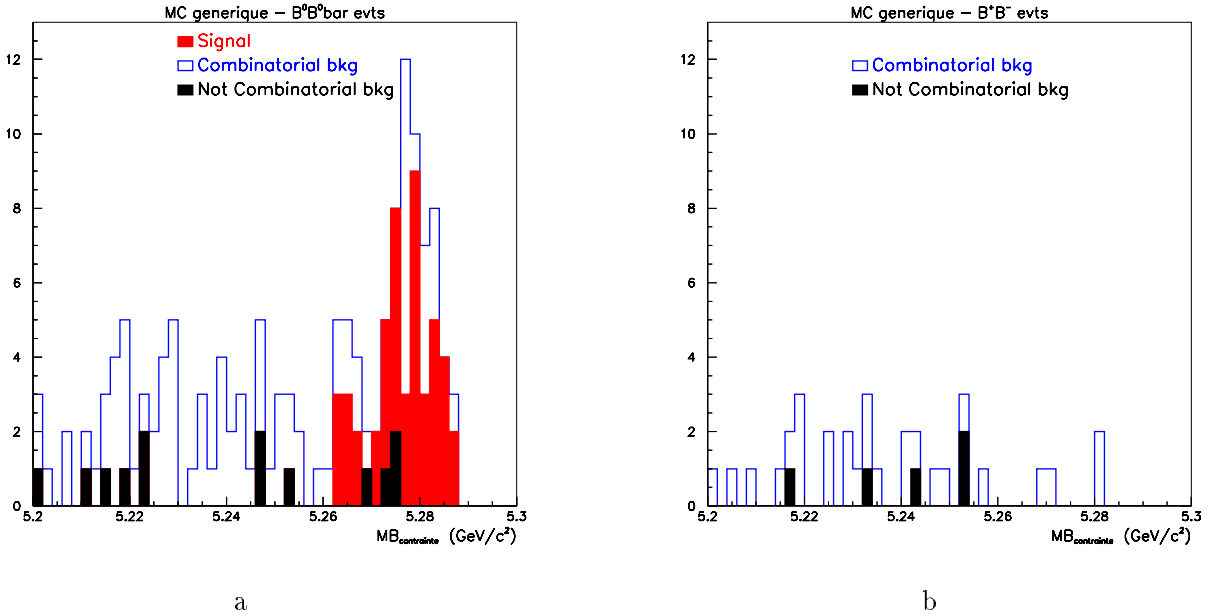


Figure 7.7: Distributions de $M(B)_{\text{contrainte}}$ pour 7 millions de paires $B\bar{B}$ simulées. La coupure sur ΔE est $|\Delta E + 156| < 60 \text{ MeV}$. La figure (a) représente $M(B)_{\text{contrainte}}$ pour les paires de mésons $B^0\bar{B}^0$. Le bruit de fond est représenté par des histogrammes blancs et noirs. L'histogramme blanc symbolise le bruit de fond combinatoire et l'histogramme noir représente des combinaisons aléatoires de vrais D^* , D^0 et K . La figure (b) représente $M(B)_{\text{contrainte}}$ pour les B chargés. Le code des couleurs est le même que pour la figure (a). Si les deux histogrammes sont sommés, le bruit de fond combinatoire représente 85 % du bruit de fond total.

7.2.3 Mesures de $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ et $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$

7.2.3.1 Mesures des rapports d'embranchement

La figure 7.8 montre la distribution de la variable ΔE en fonction de la masse contrainte du B sur les données. Les régions de signal pour les événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$ et $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$ sont entourées.

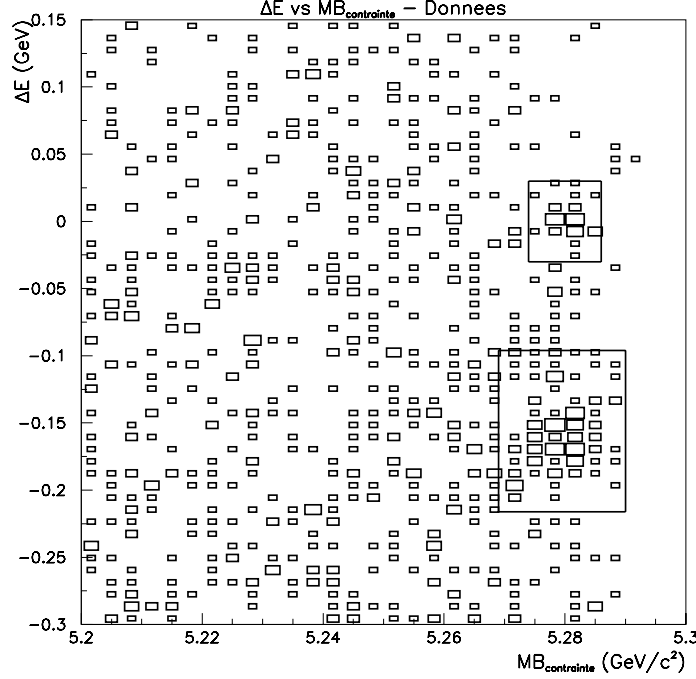


Figure 7.8: ΔE en fonction de $M(B)_{\text{contrainte}}$ sur les données. Les événements passent la sélection décrite section 7.2.1. Les régions de signal pour les événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$ et $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$ sont entourées. En ΔE , ces contours sont délimités par la coupure appliquée pour la sélection des deux types d'événements. En $M(B)_{\text{contrainte}}$ la région s'étend sur 3σ de part et d'autre de $M(B^0)$. Les valeurs de σ sont obtenues lors des ajustements sur $M(B)_{\text{contrainte}}$ montrés figures 7.10(b) et 7.11(b).

L'ajustement réalisé sur la variable ΔE pour les données enregistrées avec BaBar est montré figure 7.9. La largeur de la fonction gaussienne utilisée pour déterminer le nombre d'événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$ est de 7.4 ± 1.1 MeV ce qui est compatible avec la valeur trouvée pour la simulation.

Le nombre d'événements de signal est déterminé par un ajustement sur la masse contrainte du B. La fonction d'ajustement utilisée dans BaBar [1] a été développée par l'expérience ARGUS. Elle est de la forme :

$$f_{\text{ajustement}} = f_{\text{signal}} + f_{\text{b.d.f}} \quad (7.5)$$

f_{signal} est une fonction gaussienne et $f_{\text{b.d.f}}$ est la fonction d'ajustement du bruit de fond définie par :

$$f_{\text{b.d.f}}(x) = \frac{1}{a} \times x \times \sqrt{1 - \left(\frac{x}{m_0}\right)^2} \times e^{b \times (1 - (\frac{x}{m_0})^2)} \quad (7.6)$$

où a et b sont les paramètres de l'ajustement et m_0 représente la limite cinématique supérieure pour le bruit de fond fixée à $5.29 \text{ GeV}/c^2$. Le paramètre b est tout d'abord déterminé en effectuant l'ajustement sur M_B dans la région de bruit de fond où $\Delta E > 60 \text{ MeV}$ et $\Delta E < -256 \text{ MeV}$.

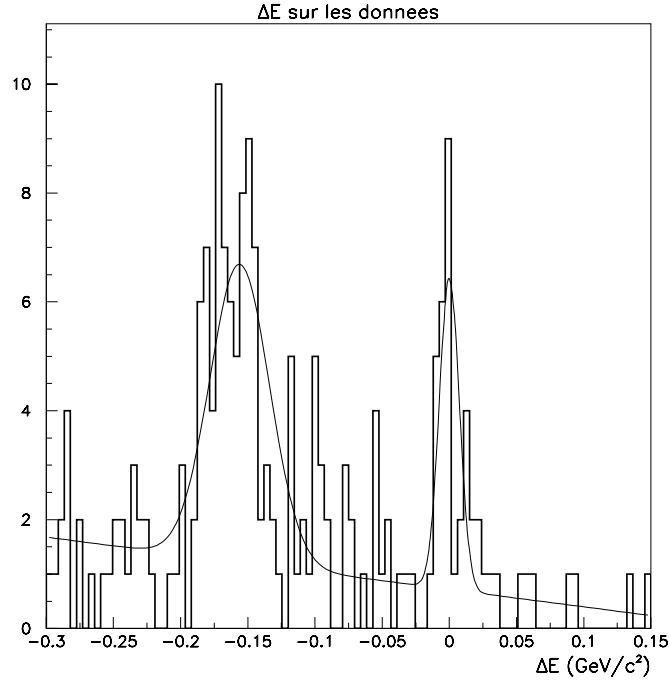


Figure 7.9: Ajustements sur ΔE réalisé avec les données de BaBar. Les événements passent la sélection décrite section 7.2.1 et vérifient en outre $|M(B)_{\text{contrainte}} - M(B^0)| < 7 \text{ MeV}/c^2$. La largeur de la fonction gaussienne centrée en 0 est de $7.4 \pm 1.1 \text{ MeV}$. Le rapport entre les largeurs des deux gaussiennes, ainsi que les valeurs moyennes de ces fonctions ont été fixés aux valeurs trouvées pour la simulation.

Puis le nombre d'événements de signal est obtenu par un ajustement de la distribution de M_B avec la fonction $f_{\text{ajustement}}$ en fixant la valeur de b .

Pour le calcul de $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$, la figure 7.10(a) montre la masse contrainte du B pour chacune des combinaisons utilisées lors de la sélection des événements. La coupure sur ΔE a été fixée à $\pm 30 \text{ MeV}$ comme cela a été fait avec la simulation. La variation du rapport d'embranchement en fonction de cette coupure est prise comme erreur systématique. L'ajustement de la somme de ces distributions, représentée figure 7.10(b), donne le nombre d'événements de signal :

$$N_{\text{signal}_{D^{*-}D^0K^+}} = 26.7 \pm 5.6 \quad (7.7)$$

Le rapport d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ vaut alors :

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+) = \frac{N_{\text{signal}_{D^{*-}D^0K^+}}}{N_{B^0} \times \text{Br}(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) \times (\text{Br}(D^0)\epsilon)} \quad (7.8)$$

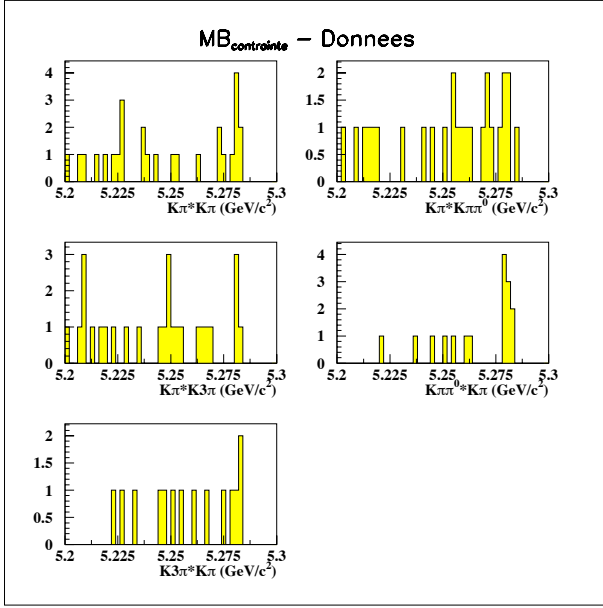
avec

$$\begin{aligned} (\text{Br}(D^0)\epsilon) = & \text{Br}(D^0 \rightarrow K\pi) \times \left[\text{Br}(D^0 \rightarrow K\pi) \times \epsilon_{K\pi \times K\pi} + \right. \\ & \text{Br}(D^0 \rightarrow K\pi\pi^0) \times (\epsilon_{K\pi \times K\pi\pi^0} + \epsilon_{K\pi\pi^0 \times K\pi}) + \\ & \left. \text{Br}(D^0 \rightarrow K3\pi) \times (\epsilon_{K\pi \times K3\pi} + \epsilon_{K3\pi \times K\pi}) \right] \end{aligned} \quad (7.9)$$

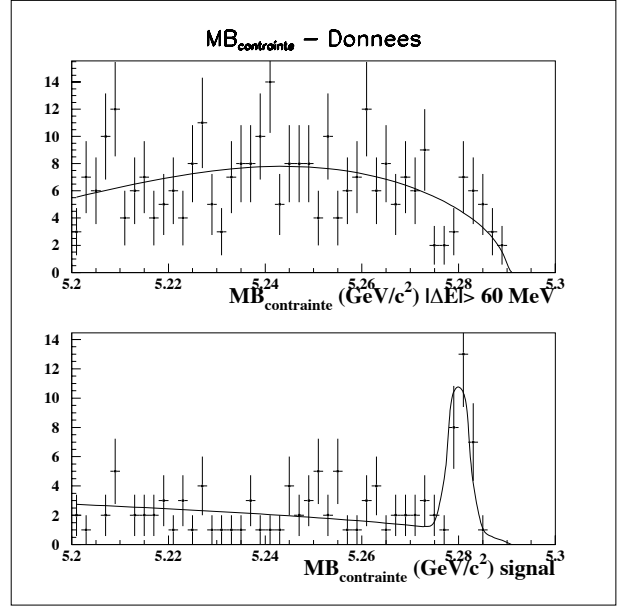
Les efficacités de reconstruction pour chaque combinaison sont données tableau 7.3, et les rapports d'embranchement du D^* et du D^0 utilisés sont donnés tableau 7.4.

Le nombre de mésons B neutres utilisés pour cette analyse est [1] [2] :

$$N_{B^0} = (19.668 \pm 0.026 (\text{stat}) \pm 0.708 (\text{syst})) \times 10^6 \quad (7.10)$$



a



b

Figure 7.10: Distributions de $M(B)_{\text{contrainte}}$ sur les données pour des événements $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$. La coupure sur ΔE est $|\Delta E| < 30 \text{ MeV}$. La figure (a) représente $M(B)_{\text{contrainte}}$ pour les 5 combinaisons utilisées pour la mesure du rapport d'embranchement. Sur le haut de la figure (b) se trouve l'ajustement réalisé dans la région du bruit de fond en ΔE pour toutes les combinaisons. La figure du bas représente la somme des distributions de la figure (a). L'ajustement de cette distribution donne le nombre d'événements de signal qui est de 26.7 ± 5.6 . La largeur de la fonction de signal est de $2.0 \pm 0.4 \text{ MeV}$.

Canal	Br
$\text{Br}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$	$(67.7 \pm 0.5) \%$
$\text{Br}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	$(3.83 \pm 0.09) \%$
$\text{Br}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0)$	$(13.9 \pm 0.9) \%$
$\text{Br}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+)$	$(7.49 \pm 0.31) \%$

Tableau 7.4: Rapports d'embranchement utilisés dans cette analyse. Ces valeurs sont tirées de [4].

Le rapport d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ vaut donc :

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+) = (0.29 \pm 0.06 \text{ (stat)}) \% \quad (7.11)$$

Pour le calcul de $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$, la figure 7.11(a) montre la masse contrainte du B pour chacune des combinaisons utilisées lors de la sélection des événements. Un ajustement est réalisé sur la somme de ces distributions, représentée figure 7.11(b), donnant ainsi un nombre d'événements de signal :

$$N_{\text{signal}_{D^{*-}D^0K^+}} = 78.0 \pm 10.1 \quad (7.12)$$

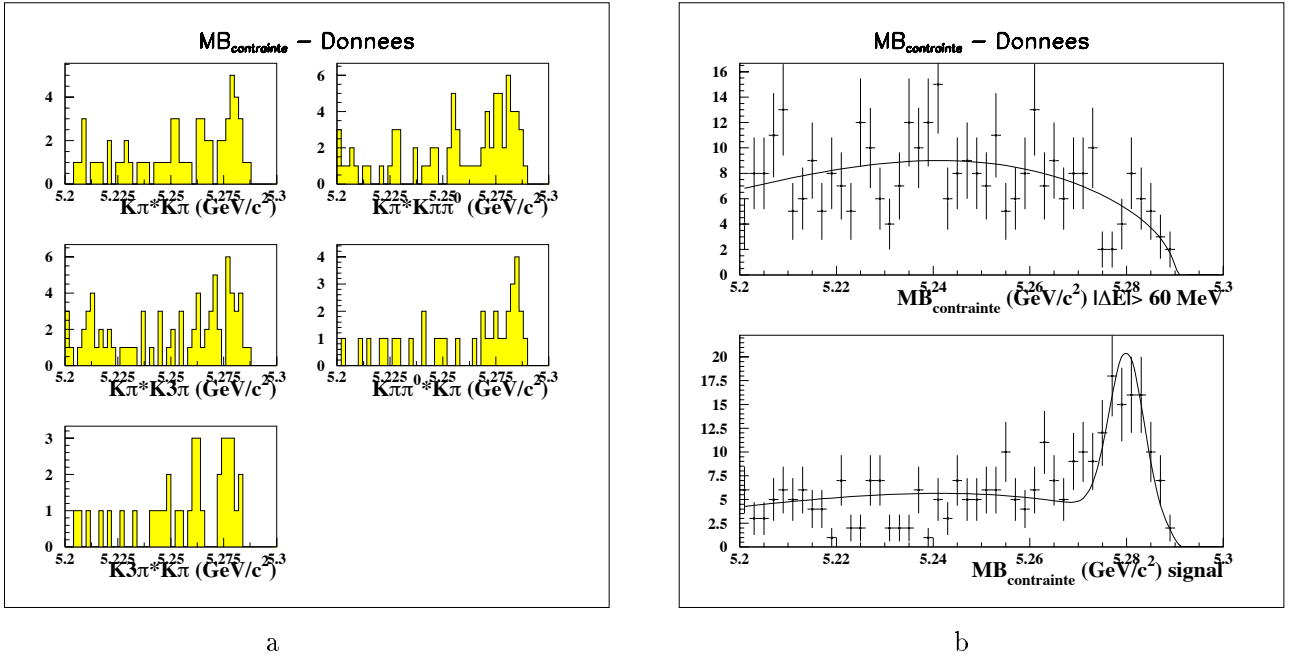


Figure 7.11: Distributions de $M(B)_{\text{contrainte}}$ sur les données pour des événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$. La coupure sur ΔE est $|\Delta E + 156| < 60 \text{ MeV}$. La figure (a) représente $M(B)_{\text{contrainte}}$ pour les 5 combinaisons utilisées pour la mesure du rapport d'embranchement. Sur le haut de la figure (b) se trouve l'ajustement réalisé dans la région du bruit de fond en ΔE pour toutes les combinaisons. La figure du bas représente la somme des distributions de la figure (a). L'ajustement de cette distribution donne le nombre d'événements de signal qui est de 78.0 ± 10.1 . La largeur de la fonction de signal est de $3.6 \pm 0.4 \text{ MeV}$.

Le rapport d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ vaut alors :

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+) = \frac{N_{\text{signal}_{D^{*-}D^0K^+}}}{N_{B^0} \times \text{Br}(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) \times R_{\epsilon_{D^{*0}}/\epsilon_{D^0}} \times (\text{Br}(D^0)\epsilon)} \quad (7.13)$$

où $R_{\epsilon_{D^{*0}}/D^0}$ (donné équation 7.4) est le rapport entre les efficacités de reconstruction des événements $D^{*-}D^0K^+$ et $D^{*-}D^0K^+$, et $(\text{Br}(D^0)\epsilon)$ est défini équation 7.9.

Le rapport d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ vaut :

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+) = (1.16 \pm 0.15 \text{ (stat)}) \% \quad (7.14)$$

7.2.3.2 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques à prendre en compte sont :

- Une erreur sur la variation du rapport d'embranchement due à des variations sur la coupure en ΔE . Les rapports d'embranchement ont été calculés pour $|\Delta E| < \Delta E_{max}$ avec ΔE_{max} variant entre 25 MeV et 50 MeV pour $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ et entre 40 MeV et 80 MeV pour $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$. L'excursion maximale est prise comme erreur systématique.
- Une incertitude de 2.5 % [1] par trace sur l'efficacité de détection des traces.
- Les incertitudes (données tableau 7.4) sur les rapports d'embranchement tirés de [4] et utilisés dans cette mesure.
- Une incertitude de 3 % sur l'efficacité d'identification des kaons [1] (l'erreur considérée sera donc de 3 % par kaon identifié).
- Une incertitude sur le nombre de mésons B produits estimée à 3.6 %.
- Les erreurs sur les efficacités de reconstruction pour les événements $D^{*-}D^0K^+$ auxquelles s'ajoute l'erreur sur le rapport $R_{\epsilon_{D^0}/\epsilon_{D^{*0}}}$ pour les événements $D^{*-}D^{*0}K^+$.

Le tableau 7.5 résume ces incertitudes systématiques pour les deux rapports d'embranchement mesurés.

Source	Erreur (%) sur	
	$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$	$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$
Coupure sur $ \Delta E $	0.03	0.05
Détection des traces	0.02	0.08
Br	0.02	0.08
Identification des K	0.01	0.05
Nombre de paires $B\bar{B}$	0.01	0.04
Efficacité de reconstruction	0.01	0.07
Total	0.05	0.16

Tableau 7.5: *Détail des incertitudes systématiques*

Les rapports d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ et $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$ valent donc :

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+) = (0.29 \pm 0.06 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)}) \% \quad (7.15)$$

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+) = (1.16 \pm 0.15 \text{ (stat)} \pm 0.16 \text{ (syst)}) \% \quad (7.16)$$

Ces résultats sont commentés à la fin du chapitre, section 7.4.

7.3 Mesure de $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^{(*)0}\text{K}^+)$ par reconstruction partielle

Une méthode de reconstruction partielle [5] [6] a été développée pour la mesure de $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+)$ alors que la reconstruction exclusive semblait limitée par le manque de statistique. Cette reconstruction partielle sélectionne des événements $\text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+$ et $\text{D}^{*-}\text{D}^{*0}\text{K}^+$. L'approche qui est faite ici est d'utiliser la relation donnée équation 6.50 du chapitre 6 qui prédit un facteur 3 entre les deux rapports pour mesurer $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+)$. Les résultats trouvés avec la méthode exclusive sont en accord avec ce facteur 3.

7.3.1 Principe de la méthode

Il s'agit donc de reconstruire B^0 en $\text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+$ en utilisant le D^0 , le K^+ et le π_{mou}^- du D^{*-} (obtenu lors d'une désintégration $\text{D}^{*-} \rightarrow \bar{\text{D}}^0 \pi_{\text{mou}}^-$). Le $\bar{\text{D}}^0$ du D^{*-} n'est pas reconstruit. Le D^0 est reconstruit dans le canal $\text{K}^-\pi^+$.

Cette méthode est basée sur le principe d'une reconstruction partielle pour une désintégration en deux corps, en considérant le D^0 reconstruit et le K célibataire comme un seul corps. Ils sont donc combinés, et une première sélection des événements est effectuée en utilisant la relation sur les quadrivecteurs énergie-impulsion :

$$\mathbf{P}_B = \mathbf{P}_{\text{D}^0\text{K}} + \mathbf{P}_{\text{D}^*} \quad (7.17)$$

qui conduit à la relation (illustrée figure 7.12 sur le graphe du haut) :

$$\cos \theta_{B/(D^0K)} = \frac{M_{D^*}^2 - M_B^2 - M_{D^0K}^2 + 2E_B E_{D^0K}}{2P_B P_{D^0K}} \quad (7.18)$$

où M_{D^0K} , P_{D^0K} et E_{D^0K} sont obtenus par reconstruction, et E_B et P_B sont déduits des énergies des faisceaux. Les masses du B et du D^* sont connues [4]. Pour un événement de signal, la variable $\cos \theta_{B/(D^0K)}$ est le cosinus de l'angle entre la direction du B et celle du (D^0K) . Cette variable doit alors être comprise entre -1 et +1.

Avec la détermination de $\cos \theta_{B/(D^0K)}$, pratiquement toute l'information sur le vecteur d'impulsion $\vec{\mathbf{P}}_B$ est connue. Seule la variable $\phi_{B/(D^0K)}$ manque pour le déterminer complètement. À la reconstruction, aucune contrainte ne pèse sur cet angle $\phi_{B/(D^0K)}$, mis à part le fait qu'il doit être compris entre 0 et 2π (voir figure 7.12, graphe du bas).

Le vecteur $\vec{\mathbf{P}}_B$ étant connu (à $\phi_{B/(D^0K)}$ près), la masse manquante du D^0 du D^* peut être calculée :

$$M_{D^0}^2 = (E_B - E_{(D^0K)} - E_{\pi_{\text{mou}}})^2 - (\vec{\mathbf{P}}_B - \vec{\mathbf{P}}_{(D^0K)} - \vec{\mathbf{P}}_{\pi_{\text{mou}}})^2 \quad (7.19)$$

Cette masse manquante véhicule une incertitude sur l'angle $\phi_{B/(D^0K)}$ qui est traitée de la façon suivante : pour chaque candidat, les masses manquantes maximum et minimum sont calculées en faisant varier $\phi_{B/(D^0K)}$ entre 0 et 2π . Des coupures sont appliquées sur ces quantités pour sélectionner les événements de signal et rejeter le bruit de fond.

Cette reconstruction est soumise à un bruit de fond combinatoire élevé dû au pion mou. Pour déterminer ce bruit de fond, la reconstruction est faite pour des événements $\bar{\text{D}}^0\text{K}^-\pi_{\text{mou}}^\pm$. Les événements sélectionnés pour une mauvaise combinaison sur la charge du π_{mou} permettent d'évaluer le nombre d'événements de bruit de fond combinatoire.

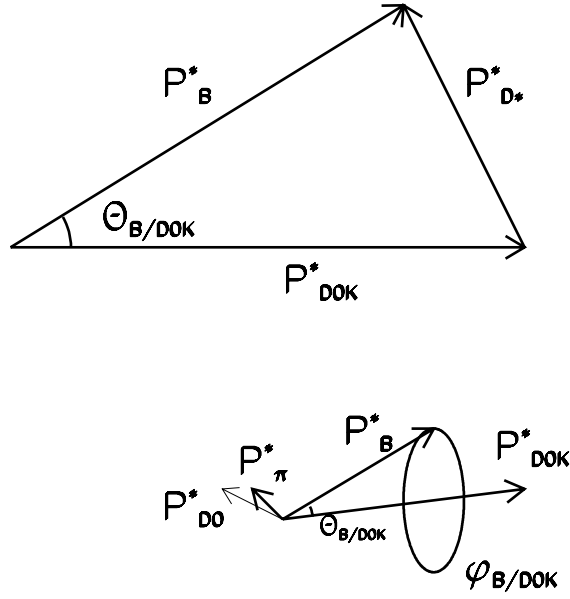


Figure 7.12: *Reconstruction partielle du $\bar{B}^0$ en $\bar{D}^0 K^- \pi_{\text{mou}}^+$. La figure du haut montre l'angle $\theta_{B/(D^0 K)}$ qui est l'angle entre les directions des vecteurs impulsion de $(D^0 K)$ et de B^0 . La figure du bas permet de se représenter les relations angulaires entre les vecteurs. L'angle $\phi_{B/(D^0 K)}$ doit appartenir à l'intervalle $[0, 2\pi]$.*

7.3.2 Sélection des événements

7.3.2.1 Premières étapes de la reconstruction

Cette section est consacrée à la première étape de la sélection des événements. Les coupures réalisées sur la masse manquante du D^0 sont décrites dans la section suivante qui est consacrée à une étude de cette variable.

Les premières coupures sont destinées à sélectionner des événements $B\bar{B}$. Elles portent sur l'axe de poussée T et sur R_2 (définis section 7.1) :

- $R_2 < 0.45$
- $T < 0.85$. Cette coupure rejette 13 % des événements $c\bar{c}$ qui n'ont pas déjà été rejetés par la coupure sur R_2 .

Les coupures effectuées lors de la reconstruction du D^0 célibataire sont les suivantes :

- Le kaon est identifié avec l'algorithme d'identification *SMS* [1].
- Les traces chargées du D^0 sont ajustées à un point de désintégration commun et la probabilité de cet ajustement $P(\chi^2)(D^0)$ est calculée et doit vérifier : $P(\chi^2)(D^0) > 0.001$.

Puis le K célibataire est recherché suivant les critères suivants :

- Il est identifié avec l'algorithme d'identification *SMS*.
- $|\cos \theta_{B/(D^0 K)}| < 1$ (voir figure 7.13).

Enfin le pion mou est associé au $(D^0 K)$. Il doit vérifier :

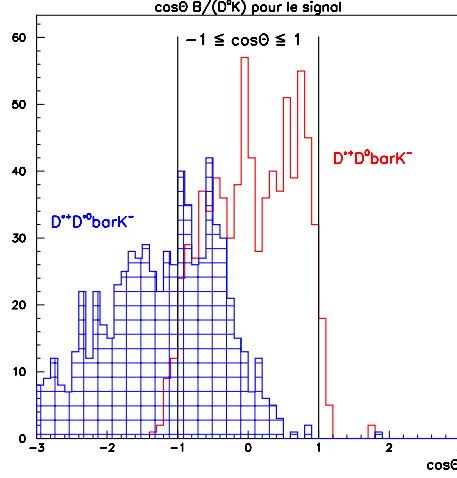


Figure 7.13: $\cos \theta_{B/(D^0 K)}$ pour des événements $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ et $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$ (repérés par un quadrillage) engendrés par la simulation.

- $P_{\pi_{\text{mou}}}^* < 160 \text{ MeV}/c$ (voir figure 7.14).
- $P(\chi^2)(D^0, K, \pi_{\text{mou}}) > 0.001$. Les traces ajustées au point de désintégration commun sont utilisées pour calculer des quantités telles que la masse manquante du D^0 ou $\cos \theta_{B/(D^0 K)}$.

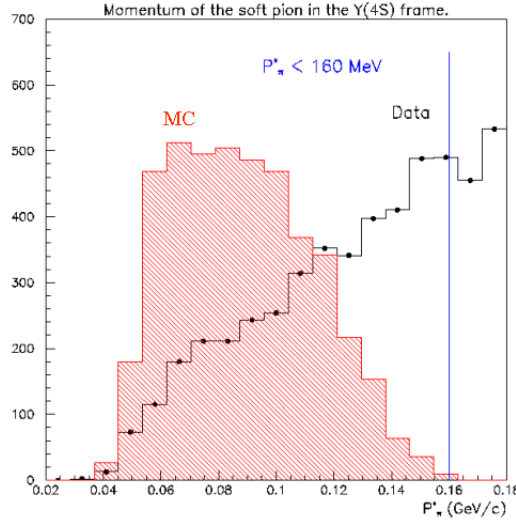


Figure 7.14: Impulsion du pion mou dans le centre de masse de $l^+ \Upsilon(4S)$ pour des événements $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ engendrés par la simulation (histogramme hachuré) et pour les données (histogramme avec les points).

La complexité de la reconstruction de la masse manquante du D^0 rend délicate la détermination du nombre d'événements de signal directement avec cette variable. Le choix qui est retenu pour déterminer le nombre d'événements de signal est l'utilisation de la masse du D^0 reconstruit, $M(K\pi)$. La masse manquante du D^0 devient alors une variable sur laquelle des coupures sont effectuées afin de sélectionner le signal et de rejeter le bruit de fond.

7.3.2.2 Étude de la masse manquante du D^0

Des événements engendrés par la simulation sont utilisés pour réaliser cette étude. Ils se répartissent comme suit :

- 5000 événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$;
- 5000 événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$, le D^{*0} se désintégrant en $(D^0\pi^0)$ et $(D^0\gamma)$ dans les proportions indiquées par [4];
- 4 millions de paires $B\bar{B}$ génériques;

La dépendance de la masse manquante du D^0 (notée $MM(D^0)$) en $\phi_{B/(D^0K)}$ prend la forme d'une sinusoïde de période 2π . En effet, le vecteur impulsion $\vec{P}_B$ est exprimé de façon simple par rapport à la direction du vecteur $\vec{P}_{(D^0K)}$. Mais pour pouvoir appliquer l'équation 7.19, il faut procéder à un changement de variables afin de ramener $\vec{P}_B$ dans le repère de BaBar. À l'issue de ce changement de variable, la masse manquante s'exprime comme une somme de produits des sinus et cosinus de l'angle $\phi_{B/(D^0K)}$. La figure 7.15 donne un exemple de $MM(D^0)$ en fonction de $\phi_{B/(D^0K)}$ pour un événement de signal et pour un événement de bruit de fond.

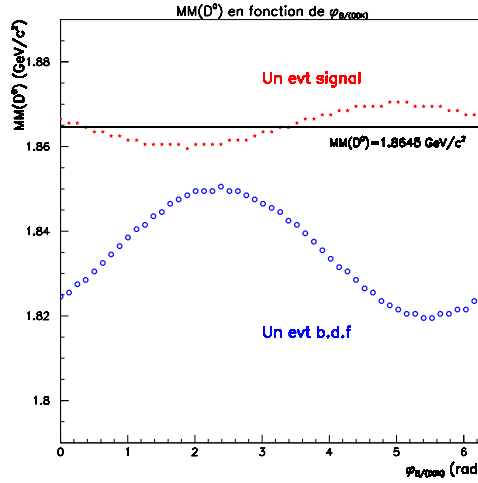


Figure 7.15: Masse manquante du D^0 en fonction de $\phi_{B/(D^0K)}$. Les étoiles représentent cette masse manquante pour un événement signal tandis que les cercles la symbolisent pour un événement de bruit de fond. Cette figure a été réalisée avec des événements engendrés par la simulation. Cinématiquement, pour des événements de signal, l'amplitude est inférieure à $30 \text{ MeV}/c^2$, tandis que pour des événements de bruit de fond, elle peut être plus élevée.

Pour du signal, la masse manquante doit osciller autour de la masse du D^0 aux incertitudes près. La figure 7.16 montre la masse $MM(D^0)$ maximum pour des événements $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$ et $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$. Pour la plupart des événements de signal (82 % pour $D^{*-}D^0K^+$ et 72% pour $D^{*-}D^{*0}K^+$), la masse manquante maximale du D^0 est bien supérieure à $M(D^0)$. Le choix est fait de couper à $1.862 \text{ GeV}/c^2$ sur $MM^{max}(D^0)$. La variation de la mesure du rapport d'embranchement liée au choix de cette coupure est prise comme erreur systématique.

La variable $MM^{max}(D^0)$ permet donc de sélectionner des événements de signal. Pour déterminer le nombre de ces événements, et calculer ainsi un rapport d'embranchement, la procédure suivante est utilisée :

- Le nombre d'événements $D^0K^+\pi_{mou}^-$ vérifiant toutes les coupures (y compris celle sur $MM^{max}(D^0)$) est déterminé par un ajustement sur la distribution de la masse $M(K\pi)$ reconstruite (voir la figure 7.21 qui illustre toute la procédure). Le nombre d'événements ainsi obtenu est appelé: $N_{(K^+\pi_{mou}^-)}^{signal}$ en référence à la bonne combinaison de charge pour le pion mou et à la coupure $MM^{max}(D^0) > 1.862 \text{ GeV}/c^2$.

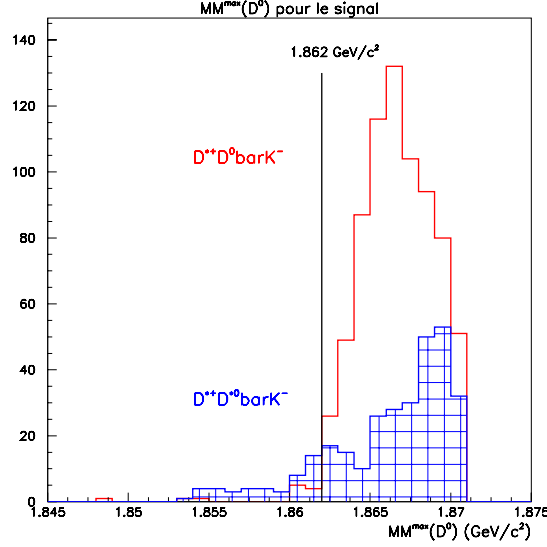


Figure 7.16: *Masse manquante maximum du D^0 pour les événements $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ (histogramme blanc) et $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$ (histogramme hachuré). Cette figure a été réalisée avec des événements engendrés par la simulation.*

- Le nombre d'événements $D^0 K^+ \pi_{mou}^+$ vérifiant toutes les coupures (y compris celle sur $MM^{max}(D^0)$) est aussi déterminé par un ajustement sur la distribution de la masse $M(K\pi)$ reconstruite. Ce nombre d'événements ($N_{(K^+ \pi_{mou}^+)}^{signal}$) représente le bruit de fond combinatoire dû au pion mou.

Les nombres d'événements $N_{(K^+ \pi_{mou}^-)}^{signal}$ et $N_{(K^+ \pi_{mou}^+)}^{signal}$ ne sont pas forcément comparables. En effet, les distributions en $MM^{max}(D^0)$ n'ont aucune raison d'être d'un niveau absolu comparable, même en ignorant le signal. La figure 7.17 qui représente la distribution de $MM^{max}(D^0)$ pour la bonne et la mauvaise combinaison de charge du π_{mou} illustre cette remarque. Cette figure a été réalisée avec des événements $B\bar{B}$ génériques engendrés par la simulation sur lesquels sont superposées les données utilisées dans cette analyse de mesure de rapport d'embranchement. Cette figure permet donc aussi de constater que la distribution de $MM^{max}(D^0)$ est bien semblable pour les données et la simulation.

- Un facteur d'échelle α entre les événements $D^0 K^+ \pi_{mou}^-$ et $D^0 K^+ \pi_{mou}^+$ doit donc être déterminé. Avec ce facteur, le nombre d'événements ($B^0 \rightarrow D^{*-} D^{(*)0} K^+$) vaut alors :

$$N_{signal} = N_{(K^+ \pi_{mou}^-)}^{signal} - \alpha \times N_{(K^+ \pi_{mou}^+)}^{signal} \quad (7.20)$$

α est déterminé en utilisant les queues de distribution de $MM^{max}(D^0)$. Comme pour les événements de la zone où $MM^{max}(D^0) > 1.862$, les nombres d'événements $D^0 K^+ \pi_{mou}^-$ et $D^0 K^+ \pi_{mou}^+$ vérifiant toutes les coupures de la sélection à l'exception de $MM^{max}(D^0) > 1.862$ sont obtenus par un ajustement sur la distribution de la masse $M(K\pi)$ reconstruite. Le rapport des nombres $N_{(K^+ \pi_{mou}^-)}^{b.d.f}$ et $N_{(K^+ \pi_{mou}^+)}^{b.d.f}$ ainsi obtenus donne α :

$$\alpha = \frac{N_{(K^+ \pi_{mou}^-)}^{b.d.f}}{N_{(K^+ \pi_{mou}^+)}^{b.d.f}} \quad (7.21)$$

Afin que le facteur d'échelle α soit valide dans la région du signal, il convient, pour le calculer, de choisir une fenêtre sur $MM^{max}(D^0)$ proche de cette région.

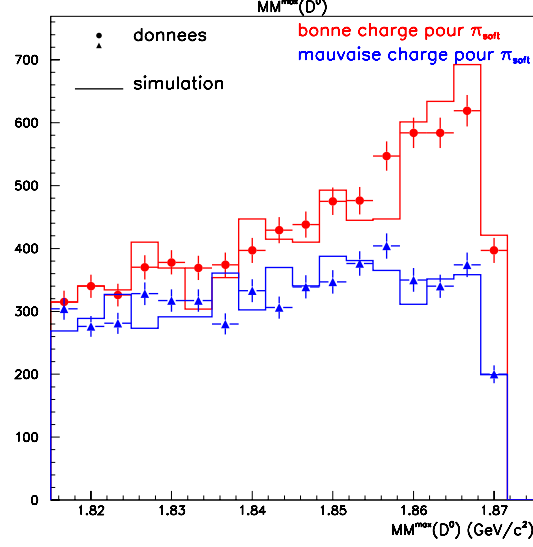


Figure 7.17: Masse manquante maximum du D^0 pour les événements génériques $B\bar{B}$ engendrés par la simulation, et pour les données. La masse manquante est représentée pour des événements $D^0 K^+ \pi^-_{\text{mou}}$ (symbolisés par des cercles pour les données) et pour des événements $D^0 K^+ \pi^+_{\text{mou}}$ (symbolisés par des triangles pour les données). Les événements ayant servi à réaliser cette figure passent toutes les coupures de la sélection décrite section 7.3.2.1 et ils vérifient aussi $|M(K\pi) - M(D^0)| < 3\sigma$. Avec cette figure, il est possible de vérifier que les distributions des événements reconstruits avec la bonne et la mauvaise combinaison de charge ne sont pas égales dans les queues. Cette figure permet aussi de constater que les distributions réalisées avec les données et la simulation sont semblables.

La figure 7.16 montre que la fenêtre $[1.82; 1.85] \text{ GeV}/c^2$ est proche de la région du signal sans toutefois la recouvrir. La variation du rapport d'embranchement liée au choix de cet intervalle sera prise comme erreur systématique.

Enfin une dernière variable est utilisée : $MM^{\text{max}}(D^0) - MM^{\text{min}}(D^0)$ (notée $\Delta MM(D^0)$). Cette variable est représentée figure 7.18 pour des événements de signal $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ et $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$. Une étude a été effectuée sur les désintégrations génériques des B engendrés par la simulation. La figure 7.19(a) montre une comparaison de la distribution de $\Delta MM(D^0)$ pour des vrais événements de signal $D^{*-} D^{(*)0} K^+$ obtenus dans les désintégrations de B et pour la distribution des événements sélectionnés par l'analyse, obtenus par application de l'équation 7.20. Les deux distributions ainsi représentées doivent être équivalentes. La figure 7.19(a) montre que les deux distributions sont globalement en accord.

Pour les désintégrations de B chargés, la figure 7.19(b) montre les distributions de $\Delta MM(D^0)$ pour les événements avec un pion de la bonne et de la mauvaise combinaison de charge. Si le bruit de fond est correctement estimé, ces deux distributions doivent être semblables et se compenser lors de l'application de l'équation 7.20. La figure 7.19(b) montre un bruit de fond non compensé entre 0 et 10 MeV/c^2 . Malgré l'analyse de 4 millions d'événements $B\bar{B}$, les incertitudes statistiques sont telles qu'il est difficile de conclure à la présence ou non d'un bruit de fond non compensé. Au-delà de 10 MeV/c^2 , les distributions sont compatibles. De façon conservatrice, le choix a donc été fait d'ajouter la coupure suivante :

$$\Delta MM(D^0) > 10 \text{ MeV}/c^2 \quad (7.22)$$

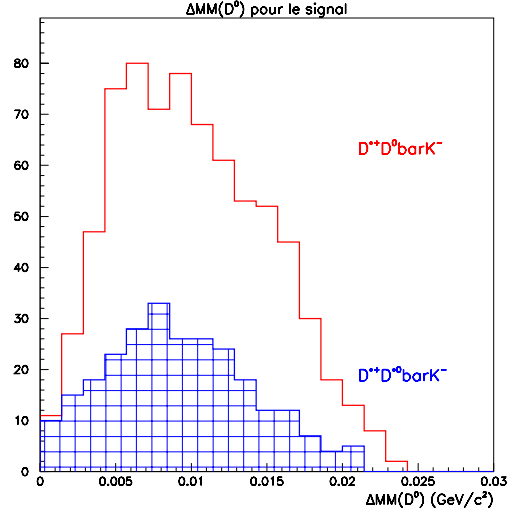


Figure 7.18: Distribution de $\Delta MM(D^0) = MM^{max}(D^0) - MM^{min}(D^0)$ pour les événements $B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$ (histogramme blanc) et $B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$ (histogramme hachuré). Cette figure a été réalisée avec des événements engendrés par la simulation.

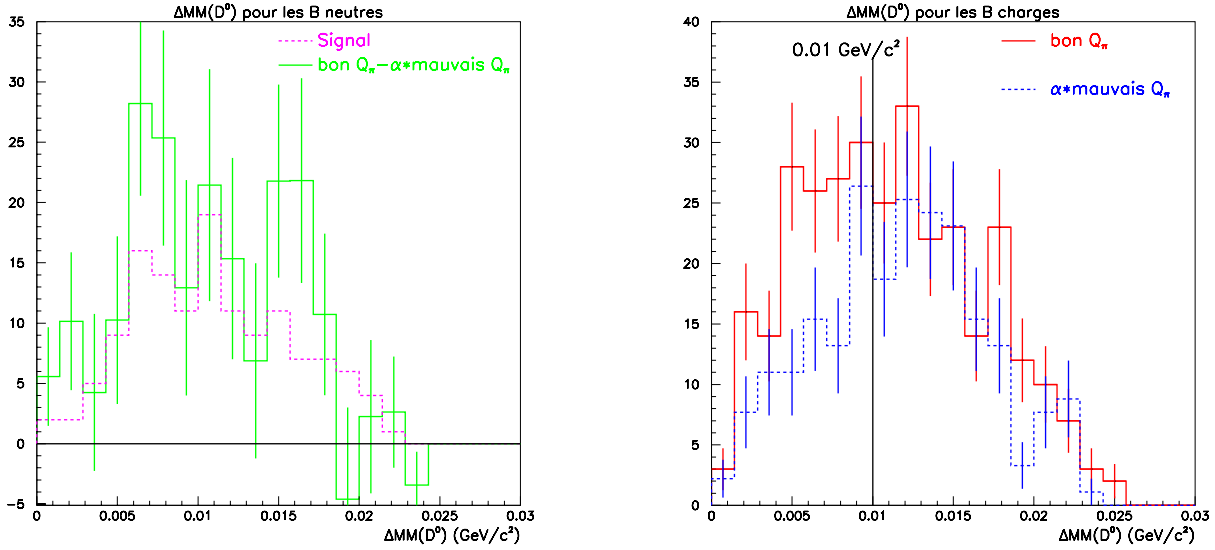


Figure 7.19: Distributions de $\Delta MM(D^0)$ pour des désintégrations génériques engendrées par la simulation de B neutres (figure (a)) et chargés (figure (b)). Ces distributions ont été réalisées avec des événements passant toute la sélection décrite section 7.3.2.1 ainsi que $|M(K\pi) - M(D^0)| < 3\sigma$ et $MM^{max}(D^0) > 1.862 \text{ MeV}/c^2$. Sur la figure (a), la distribution pointillée symbolise les événements de signal $D^{*-} D^{(*)0} K^+$. L'histogramme en traits pleins représente la distribution de $\Delta MM(D^0)$ pour les événements $(K^\pm \pi_{mou}^\pm)$ à laquelle est retranchée la distribution obtenue pour $(K^\pm \pi_{mou}^\pm)$ multipliée par le facteur d'échelle α . La figure (b) montre les distributions de $\Delta MM(D^0)$ pour les événements $(K^\pm \pi_{mou}^\pm)$ (histogramme en traits pleins) et $(K^\pm \pi_{mou}^\pm)$ (histogramme pointillé). Cette dernière distribution est multipliée par α afin de rendre les deux histogrammes comparables. Les deux figures montrent que le bruit de fond est relativement bien estimé pour $\Delta MM(D^0) > 10 \text{ MeV}/c^2$.

7.3.2.3 Efficacités de reconstruction

Les efficacités de reconstruction sont les suivantes :

pour $(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$:

$$\epsilon_{D^0K^+\pi^-} = (6.9 \pm 0.4) \% \quad (7.23)$$

pour $(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$:

$$\epsilon_{D^{*0}K^+\pi^-} = (2.2 \pm 0.2) \% \quad (7.24)$$

Les contributions des différentes étapes de la sélection à ces efficacités sont données tableau 7.6.

Sélection	Efficacité sur $B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+$	Efficacité $B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+$
$D^0 \rightarrow K\pi$, K, et π_{mou} :		
sans identification de K	27.6 %	24.7 %
avec identification des K	18.5 %	16.4 %
$T < 0.85$, $R_2 < 0.45$	18.0 %	15.9 %
$P_{\pi_{mou}}^* < 160 \text{ MeV}/c$	17.9 %	15.7 %
$P(\chi^2)(D^0) > 0.001$ et $P(\chi^2)(D^0, K, \pi_{mou}) > 0.001$	16.0 %	13.8 %
$ \cos\theta_{B/D^0K} \leq 1$	15.0 %	6.3 %
$MM^{max}(D^0) > 1.862 \text{ GeV}/c^2$	14.7 %	5.2 %
$\Delta MM(D^0) > 10 \text{ MeV}/c^2$	6.9 %	2.2 %
Total	6.9 %	2.2 %

Tableau 7.6: Détails de l'efficacité pour les différentes étapes de la sélection.

7.3.3 Résultats sur la simulation

Cette analyse a été réalisée sur 4 millions de paires $B\bar{B}$ génériques engendrées par la simulation. Le tableau 7.7 donne le nombre d'événements N_{signal} (dont le calcul est détaillé tableau 7.8) obtenus lors de cette analyse, le nombre d'événements de signal, et enfin le nombre d'événements attendus, calculé avec les efficacités de reconstruction et les rapports d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$, $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$, $\text{Br}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ et $\text{Br}(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+)$. Les nombres d'événements de cette table sont tous compatibles à une déviation standard près. La figure 7.20 représente la distribution de $MM^{max}(D^0)$ pour les événements avec la bonne combinaison de charge du pion mou (en distinguant les événements de signal par une autre couleur), et pour ceux avec la mauvaise combinaison de charge du pion mou. Cette dernière distribution est multipliée par α . Cette figure montre que pour $MM^{max}(D^0)$ supérieure à $1.862 \text{ GeV}/c^2$, les distributions obtenues pour les événements $(K^\pm\pi_{mou}^\mp)$ qui ne sont pas du signal et pour les événements $(K^\pm\pi_{mou}^\pm)$ sont en bon accord.

Canal	# d'événements obtenus par l'analyse	# d'événements de signal obtenus par l'analyse	# d'événements attendus
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+$		41	37 ± 2
$B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+$		34	35 ± 3
Total	113 ± 30	75	72 ± 4
Répartition :			
Total sur 2 M de $B^0 \bar{B}^0$	96 ± 23	75	72 ± 4
Total sur 2 M de $B^+ B^-$	17 ± 20	0	0

Tableau 7.7: Résultats obtenus sur la simulation. La seconde colonne donne les résultats obtenus en réalisant l'analyse sur 4 millions de paires $B\bar{B}$, ainsi que la répartition de ces événements sur les 2 millions de paires $B^0 \bar{B}^0$ et les 2 millions de paires $B^+ B^-$. Ces nombres peuvent être comparés avec le nombre d'événements sélectionnés lors de cette analyse et qui sont vraiment des événements de signal. Ce nombre d'événements de signal est en quelque sorte validé par le calcul du nombre d'événements attendus dans 4 millions de paires $B\bar{B}$ qui est donné dans la dernière colonne.

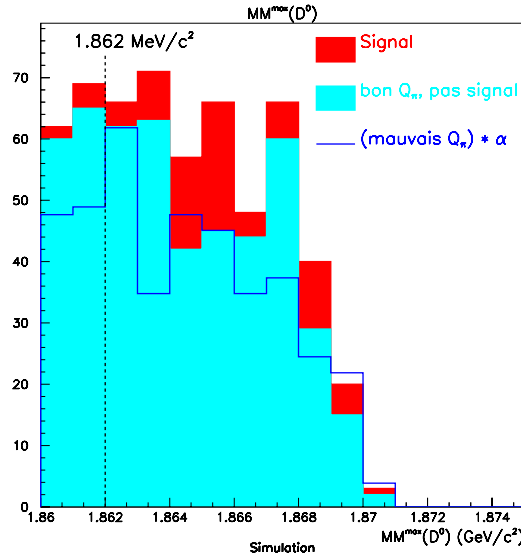


Figure 7.20: $MM^{max}(D^0)$ pour les événements $(K^\pm \pi_{mou}^\mp)$ et $(K^\pm \pi_{mou}^\pm)$. La distribution obtenue pour les événements du premier type distingue les événements de signal et les autres. La distribution obtenue avec les événements $(K^\pm \pi_{mou}^\pm)$ est multipliée par α . Cette distribution est bien compatible avec celle des événements dont le pion mou a la bonne charge mais qui ne sont pas du signal.

La figure 7.21 représente les ajustements réalisés sur $M(K\pi)$ pour obtenir les valeurs de $N_{(K^+\pi_{mou}^-)}^{\text{signal}}$, $N_{(K^+\pi_{mou}^+)}^{\text{signal}}$, $N_{(K^+\pi_{mou}^-)}^{\text{b.d.f}}$ et $N_{(K^+\pi_{mou}^+)}^{\text{b.d.f}}$ qui permettent d'obtenir le résultat donné tableau 7.7. Les valeurs obtenues pour chacune de ces variables et la valeur de α qui en découle sont données tableau 7.8.

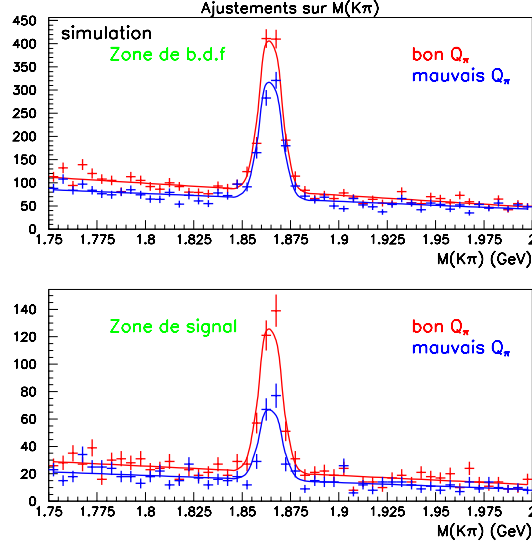


Figure 7.21: Ajustements de $M(K\pi)$. Ces histogrammes représentent $M(K\pi)$ pour les événements passant la sélection décrite section 7.3.2.1 et la coupure $\Delta MM(D^0) > 10 \text{ MeV}/c^2$. La figure du haut représente $M(K\pi)$ pour les événements qui vérifient aussi $1.82 \text{ GeV}/c^2 < MM^{\text{max}}(D^0) < 1.85 \text{ GeV}/c^2$. Les deux histogrammes correspondent aux événements dont le pion est reconstruit avec la bonne et la mauvaise combinaison de charge. Les résultats de ces deux ajustements donnent α (voir tableau 7.8). La figure du bas représente les distributions de $M(K\pi)$ pour les événements de la région du signal c'est à dire ceux qui vérifient $MM^{\text{max}}(D^0) > 1.862 \text{ GeV}/c^2$. Là aussi les résultats obtenus pour les deux combinaisons de charge du pion mou sont montrées. Associés à α , les nombres d'événements obtenus pour ces deux ajustements permettent de calculer le nombre d'événements de signal (voir tableau 7.8).

$N_{(K^+\pi_{mou}^-)}^{\text{b.d.f}}$	944 ± 39	$N_{(K^+\pi_{mou}^-)}^{\text{signal}}$	305 ± 20
$N_{(K^+\pi_{mou}^+)}^{\text{b.d.f}}$	733 ± 33	$N_{(K^+\pi_{mou}^+)}^{\text{signal}}$	149 ± 15
$\alpha = \frac{N_{(K^+\pi_{mou}^-)}^{\text{b.d.f}}}{N_{(K^+\pi_{mou}^+)}^{\text{b.d.f}}}$	1.288 ± 0.079	N_{signal} $= N_{(K^+\pi_{mou}^-)}^{\text{signal}} - \alpha \times N_{(K^+\pi_{mou}^+)}^{\text{signal}}$	113 ± 30

Tableau 7.8: Nombre d'événements trouvés lors des ajustements de $M(K\pi)$ (montrés figure 7.21). Les valeurs de α et du nombre d'événements de signal obtenues à partir de ces ajustements sont données sur la dernière ligne de la table.

7.3.4 Mesure de $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^{*0} K^+)$ sur les données

7.3.4.1 Résultats de l'analyse

Il a été vérifié que les distributions de $MM^{\text{max}}(D^0)$ et $\Delta MM(D^0)$ sont semblables dans les données et la simulation. La figure 7.17 montre que la distribution de $MM^{\text{max}}(D^0)$ réalisée avec

la simulation est bien similaire à celle réalisée par les données, et, de même, les figures 7.22((a) et (b)) montrent que les distributions de $\Delta MM(D^0)$ réalisées avec la simulation et les données sont compatibles pour les combinaisons de bonne et de mauvais charge du π_{mou} . Les coupures sur ces quantités sont donc appliquées sur les données comme sur la simulation.

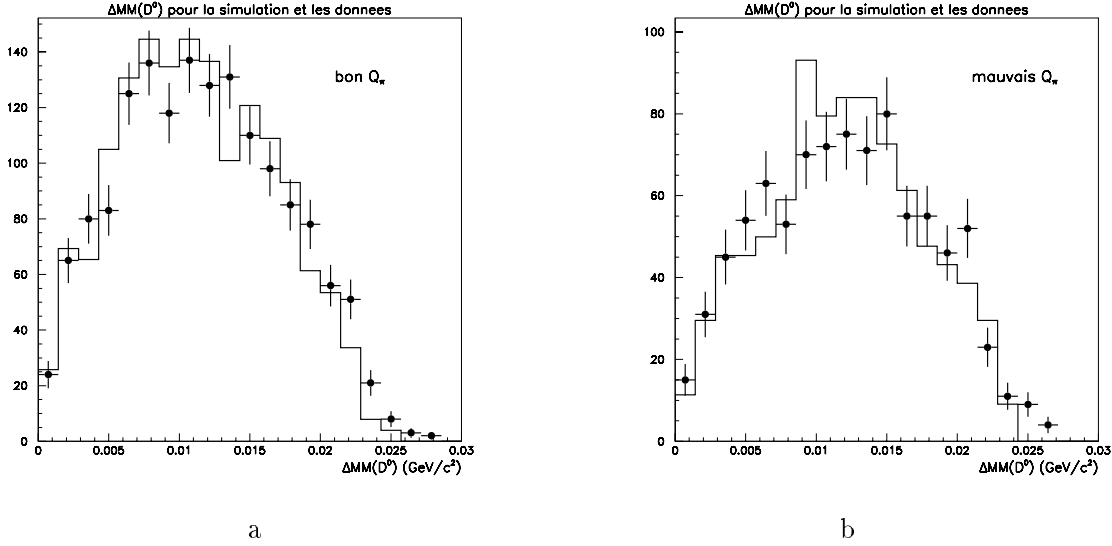


Figure 7.22: Distribution de $\Delta MM(D^0)$ pour des événements $B\bar{B}$ engendrés par la simulation (histogrammes en traits pleins) et pour les données de BaBar (symbolisées par des points). Ces histogrammes ont été réalisés avec des événements passant la sélection décrite section 7.3.2.1, et qui vérifient aussi $|M(K\pi) - M(D^0)| < 3\sigma$ et $MM^{max}(D^0) > 1.862 \text{ MeV}/c^2$. La figure (a) a été réalisée avec la bonne combinaison de charge sur les π_{mou} et la figure (b) avec la mauvaise combinaison de charge.

La figure 7.23 représente les ajustements réalisés sur les distributions de $M(K\pi)$ pour les données de BaBar. Les nombres d'événements obtenus pour chaque ajustement, ainsi que la valeur de α et le nombre d'événements de signal qui découlent de ces ajustements sont donnés tableau 7.9.

$N_{(K^+\pi_{mou}^-)}^{b.d.f}$	1362 ± 53	$N_{(K^+\pi_{mou}^-)}^{signal}$	450 ± 28
$N_{(K^+\pi_{mou}^+)}^{b.d.f}$	1000 ± 46	$N_{(K^+\pi_{mou}^+)}^{signal}$	212 ± 21
$\alpha = \frac{N_{(K^+\pi_{mou}^-)}^{b.d.f}}{N_{(K^+\pi_{mou}^+)}^{b.d.f}}$	1.362 ± 0.082	N_{signal}	161 ± 44
		$= N_{(K^+\pi_{mou}^-)}^{signal} - \alpha \times N_{(K^+\pi_{mou}^+)}^{signal}$	

Tableau 7.9: Nombres d'événements trouvés lors des ajustements de $M(K\pi)$ montrés figure 7.23 pour les événements des données sélectionnés avec les différentes coupures sur $MM^{max}(D^0)$ et $\Delta MM(D^0)$. Les valeurs de α et du nombre d'événements de signal obtenues à partir de ces ajustements sont données sur la dernière ligne de la table.

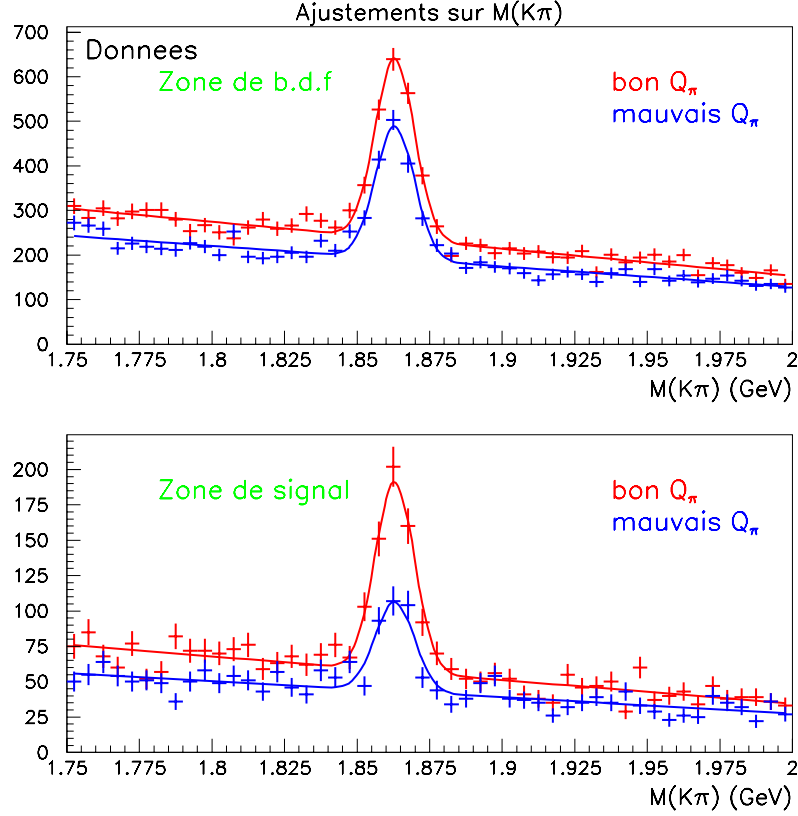


Figure 7.23: *Ajustements sur $M(K\pi)$. Ces histogrammes ont été réalisés avec les données de BaBar de la même façon que ceux de la figure 7.21 l'ont été avec la simulation. Les nombres d'événements obtenus lors de chaque ajustement, ainsi que les valeurs de α et de N_{signal} sont donnés tableau 7.9.*

Le nombre d'événements ainsi obtenu permet d'établir la relation suivante entre les rapports d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ et $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$ ⁴ :

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+) \times \epsilon_{D^0K^+\pi^-} + \text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+) \times \epsilon_{D^{*0}K^+\pi^-} = \frac{N_{\text{signal}}}{N_{B^0} \times \text{Br}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \times \text{Br}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)} \quad (7.25)$$

Les valeurs des rapports d'embranchement utilisés dans cette mesure sont données plus haut tableau 7.4.

Les efficacités de reconstruction sont celles des équations 7.23 et 7.24. Enfin le nombre de B^0 (et $\bar{B}^0$) est égal à [1] :

$$N_{B^0} = (10.105 \pm 0.014 \text{ (stat)} \pm 0.364 \text{ (syst)}) \times 10^6 \quad (7.26)$$

En utilisant l'équation 6.50 du chapitre 6 qui prédit un facteur 3 entre les rapports $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+)$ et $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$, le rapport d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$ vaut :

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+) = (0.45 \pm 0.12 \text{ (stat)}) \% \quad (7.27)$$

7.3.4.2 Étude du continuum

Il a été vérifié sur la simulation et sur les données que les événements du continuum ne sont pas source de bruit de fond. Pour les données, l'analyse a été réalisée sur 957 pb^{-1} de

⁴Cette équation inclut les modes conjugués de charge

données prises à côté de la résonance $\Upsilon(4S)$, et le nombre d'événements de signal trouvé est de (-0.2 ± 11.2) . Les ajustements réalisés sur $M(K\pi)$ pour obtenir ce nombre sont présentés figure 7.24.

Les coupures sur l'axe de poussée et sur le moment de Fox-Wolfram du second ordre sont donc suffisantes pour rejeter le bruit de fond du type $c\bar{c}$.

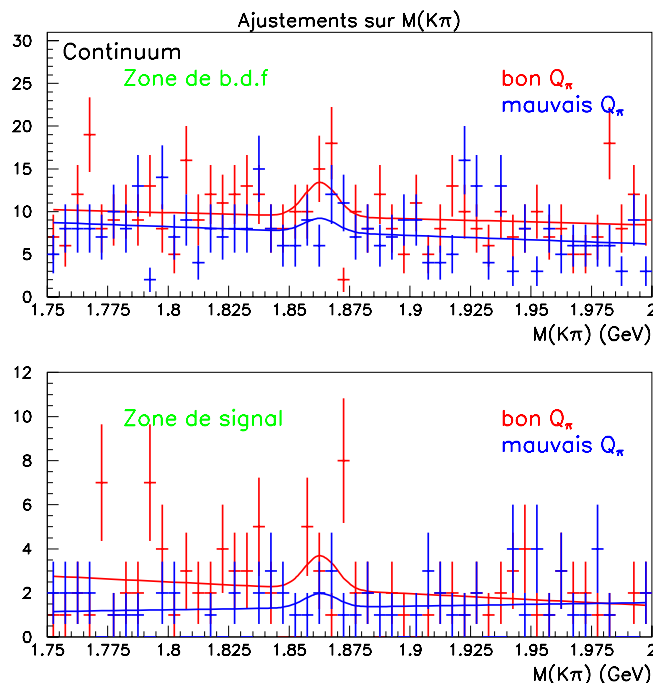


Figure 7.24: Ajustements sur $M(K\pi)$ pour les données de BaBar prises à côté de la résonance. La valeur moyenne ainsi que la largeur de la fonction gaussienne ont été fixées. Ces histogrammes ont été réalisés de la même façon que ceux de la figure 7.23.

7.3.4.3 Étude des incertitudes systématiques

Les sources d'incertitudes systématiques sur la mesure du rapport d'embranchement sont les suivantes :

LA COUPURE À $1.862 \text{ GeV}/c^2$ SUR $MM^{max}(D^0)$

La coupure sur $MM^{max}(D^0)$ a été choisie de façon à ne pas être sensible aux effets de bord de cette distribution. Pour déterminer l'influence de cette coupure sur $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$, l'analyse a été ré-effectuée en la faisant varier entre $1.860 \text{ GeV}/c^2$ et $1.866 \text{ GeV}/c^2$ par pas de $1 \text{ MeV}/c^2$. La figure 7.25 représente les rapports d'embranchement ainsi trouvés en fonction de la coupure sur $MM^{max}(D^0)$. Ces différents rapports d'embranchement sont en accord. Le choix est fait de prendre comme erreur systématique l'excursion maximum entre les rapports d'embranchement.

LA DÉTERMINATION DE α

Le facteur d'échelle α est susceptible de varier selon l'intervalle choisi dans les queues de distribution de $MM^{max}(D^0)$, modifiant ainsi le nombre d'événements de signal (voir équation 7.20) utilisé pour calculer le rapport d'embranchement. Pour évaluer l'ordre de grandeur d'une variation de α , la fenêtre sur laquelle cette variable est calculée est divisé en deux intervalles égaux

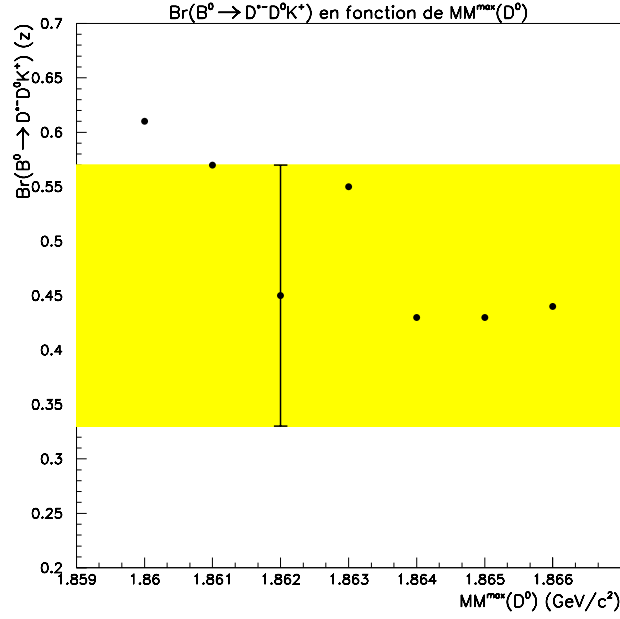


Figure 7.25: Variations de $Br(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$ en fonction de la coupure sur $MM^{max}(D^0)$. La bande colorée est délimitée par l'erreur statistique sur la valeur de $Br(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$ pour $MM^{max}(D^0) > 1.862 \text{ GeV}/c^2$ (donnée équation 7.27).

([1.82; 1.835] GeV/c^2 et [1.835; 1.85] GeV/c^2) et l'analyse est ré-effectuée en calculant successivement α sur ces intervalles. Les résultats ainsi obtenus sont présentés tableau 7.10. L'excursion maximum entre les rapports d'embranchement est prise comme erreur systématique.

	Détermination de α sur $MM^{max}(D^0)$		
	[1.82; 1.835] GeV/c^2	[1.835; 1.85] GeV/c^2	[1.82; 1.85] GeV/c^2
α	1.233 ± 0.102	1.510 ± 0.133	1.362 ± 0.082
$Br(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$	$(0.53 \pm 0.12) \%$	$(0.37 \pm 0.15) \%$	$(0.45 \pm 0.12) \%$

Tableau 7.10: Valeurs de α et des rapports d'embranchement $Br(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$ obtenus lorsque α est calculés sur différents intervalles dans les queues de distribution de $MM^{max}(D^0)$.

LA COUPURE SUR $\Delta MM(D^0)$

Cette coupure a été fixée à $\Delta MM(D^0) > 10 \text{ MeV}/c^2$ d'après l'étude de la figure 7.19(b). Cette figure ne permet cependant pas d'exclure de façon définitive l'hypothèse d'une fluctuation statistique prise pour une mauvaise estimation du bruit de fond dans la région $\Delta MM(D^0) < 10 \text{ MeV}/c^2$. La statistique des événements génériques de la simulation ne permet pas de trancher en faveur de l'une ou l'autre des hypothèses. Cependant, afin d'avoir une estimation de l'influence de cette coupure sur le rapport d'embranchement $Br(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$, l'analyse a été effectuée sans aucune coupure sur $\Delta MM(D^0)$ et pour $\Delta MM(D^0) > 5 \text{ MeV}/c^2$. Les résultats ainsi obtenus sont présentés tableau 7.11. Leur bon accord avec le résultat trouvé pour $\Delta MM(D^0) > 10 \text{ MeV}/c^2$ montre que l'hypothèse d'une fluctuation statistique dans la simulation est sans doute la plus probable. L'écart entre la valeur trouvée sans faire de coupure sur $\Delta MM(D^0)$ et celle correspondant à $\Delta MM(D^0) > 10 \text{ MeV}/c^2$ est pris comme erreur systématique.

	$\Delta MM(D^0) >$		
	0. MeV/c ²	5 MeV/c ²	10 MeV/c ²
$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$	$(0.43 \pm 0.07) \%$	$(0.44 \pm 0.08) \%$	$(0.45 \pm 0.12) \%$

Tableau 7.11: *Résultats obtenus en faisant varier la coupure sur $\Delta MM(D^0)$.*

LES AUTRES SOURCES D'INCERTITUDES SYSTÉMATIQUES

- Les erreurs sur les efficacités de reconstruction $\epsilon_{D^0 K^+ \pi^-}$ et $\epsilon_{D^{*0} K^+ \pi^-}$ données équations 7.23 et 7.24.
- Une incertitude sur le nombre de mésons B produits estimée à 3.6 %.
- Une incertitude de 2.5 % [1] par trace sur l'efficacité de détection des traces.
- Une incertitude de 3 % sur l'efficacité d'identification des kaons [1] (l'erreur considérée sera donc de 3 % par kaon identifié).
- Les incertitudes (données tableau 7.4) sur les rapports d'embranchement tirés de [4] et utilisés dans cette mesure.

BILAN DES INCERTITUDES SYSTÉMATIQUES

Le tableau 7.12 résume le détails de toutes les erreurs systématiques portant sur le rapport d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+)$ qui vaut :

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-} D^0 K^+) = (0.45 \pm 0.12 \text{ (stat)} \pm 0.25 \text{ (syst)}) \% \quad (7.28)$$

Cette valeur est en accord avec la valeur trouvée par CLEO (voir tableau 6.1).

Source	Erreur (%)
Coupure sur $MM^{max}(D^0)$	0.18
Variation de α	0.16
Variation de $\Delta MM(D^0)$	0.02
Efficacité de reconstruction	0.02
Nombre de paires $B\bar{B}$	0.02
Détection des traces	0.02
Identification des K	0.02
$\text{Br}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	0.01
$\text{Br}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$	0.003
Total	0.25

Tableau 7.12: *Détail des erreurs systématiques*

7.4 Conclusions

Ce travail de recherche a donc permis la mesure des rapports d'embranchement $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^{*0}\text{K}^+)$ et $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+)$. Les différents résultats sont rappelés tableau 7.13.

Analyse	$\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+)$	$\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^{*0}\text{K}^+)$
exclusive	$(0.29 \pm 0.06 \pm 0.05) \%$	$(1.16 \pm 0.15 \pm 0.16) \%$
partielle	$(0.45 \pm 0.12 \pm 0.25) \%$	

Tableau 7.13: *Rapports d'embranchement présentés dans ce chapitre.*

Plusieurs remarques peuvent être faites :

- Les deux mesures du rapport d'embranchement $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+)$ sont compatibles.
- L'analyse exclusive permet de calculer :

$$\frac{\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^{*0}\text{K}^+)}{\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+)} = 4.0 \pm 1.0 \pm 0.6 \quad (7.29)$$

Cette valeur est compatible avec le facteur 3 utilisé pour l'extraction de $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+)$ de la reconstruction partielle.

- Les résultats obtenus sont en accord avec les mesures préliminaires réalisées par CLEO (données tableau 6.1) :

$$\begin{aligned} \text{Br}(\bar{\text{B}}^0 \rightarrow \text{D}^{*+}\bar{\text{D}}^0\text{K}^-) &= (0.45_{-0.19}^{+0.25} \pm 0.08) \% \\ \text{Br}(\bar{\text{B}}^0 \rightarrow \text{D}^{*+}\bar{\text{D}}^{*0}\text{K}^-) &= (1.30_{-0.47}^{+0.61} \pm 0.27) \% \end{aligned} \quad (7.30)$$

Dans la simulation de BaBar, les rapports d'embranchement de ces modes, utilisant les résultats de CLEO, sont les suivants :

$$\begin{aligned} \text{Br}(\bar{\text{B}}^0 \rightarrow \text{D}^{*+}\bar{\text{D}}^0\text{K}^-) &= (0.5) \% \\ \text{Br}(\bar{\text{B}}^0 \rightarrow \text{D}^{*+}\bar{\text{D}}^{*0}\text{K}^-) &= (1.5) \% \end{aligned} \quad (7.31)$$

Les rapports d'embranchement mesurés sont donc légèrement inférieurs aux valeurs de la simulation.

Grâce à ces mesures, le rapport d'embranchement total $\text{Br}(\text{B} \rightarrow \bar{\text{D}}\text{D}\bar{\text{K}})$ peut être évalué en utilisant les symétries décrites section 6.4.2 :

$$\begin{aligned} \text{Br}(\bar{\text{B}} \rightarrow \text{D}^{(*)}\bar{\text{D}}^{(*)}\text{K}) &= \frac{1}{2} \times 4 \times \left[\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+) + \text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^{*0}\text{K}^+) \right. \\ &\quad \left. + \text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^-\text{D}^0\text{K}^+) + \text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^-\text{D}^{*0}\text{K}^+) \right] \\ &= \frac{1}{2} \times 4 \times \frac{4}{3} \times \left[\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+) + \text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^{*0}\text{K}^+) \right] \\ &= (3.9 \pm 0.4 \pm 0.4) \% \end{aligned} \quad (7.32)$$

Et avec la reconstruction partielle, le résultat est :

$$\text{Br}(\bar{\text{B}} \rightarrow \text{D}^{(*)}\bar{\text{D}}^{(*)}\text{K}) = (4.8 \pm 1.3 \pm 2.7) \% \quad (7.33)$$

Il apparaît que ces mesures neaturent pas le rapport d'embranchement du B en D de “mauvais charme” donné chapitre 6 :

$$\text{Br}(\text{b} \rightarrow \bar{\text{D}}) = (9.1 \pm 1.4) \% \quad (7.34)$$

Les désintégrations du $\bar{\text{B}}$ en $\text{D}^{(*)}\bar{\text{D}}^{(*)}\text{K}^*$ pourraient donc n'être pas négligeables et contribuer aussi aux désintégrations du $\bar{\text{B}}$ en $\bar{\text{D}}$. Il en est de même pour les modes supprimés de couleurs qui ne sont pas comptabilisés dans ce calcul.

Dans la simulation de BaBar, la fraction de “mauvais D” est de 8.9 %, et les modes de type $\text{D}^{(*)}\bar{\text{D}}^{(*)}\text{K}^{(*)}$ y contribuent à hauteur de 8 %. Ces modesaturent donc pratiquement le rapport d'embranchement du B^0 en “mauvais D” mais sous forme d'une somme de petites contribution venant de beaucoup de canaux différents.

Enfin, des études sont en cours afin de déterminer si la paire D^0K^+ pourrait être issue d'une résonance D_s^{**+} .

Bibliographie

- [1] The BaBar Collaboration.
The first year of the BaBar experiment at PEP-II
SLAC-PUB-8539 (Juillet 2000).
- [2] J. G. Smith
Some issues regarding B counting and peak cross section
Document interne à BaBar (25 juillet 2000)
- [3] <http://www.slac.stanford.edu/~chcheng/talk/kpipi0DalitzFunc>
- [4] D.E. Groom et al
The review of particle physics
The European Physical Journal C15,1 (2000)
- [5] H. Albrecht *et al.*
Determination of the branching ratio for the decay $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$
Phys. Lett. B182,95 (1986)
- [6] G. Brandenburg *et al.*
A new measurement of $B \rightarrow D^* \pi$ branching fractions
Phys.Rev.Lett.80,2762 (1998)

Chapitre 8

Mesure du rapport d'embranchement inclusif du B^0 en K chargé.

8.1 Introduction

Dans la mesure où ce travail de recherche est orienté sur la compréhension de la fraction de “mauvais D” dans la désintégration des mésons B neutres, il est aussi intéressant d’étudier les “mauvais K” (puisque ceux-ci sont souvent issus des “mauvais D”) dans ces désintégrations (cette terminologie est décrite section 6.3.1). De plus cette étude des kaons permet aussi de valider les mesures d’étiquetage par les K réalisées dans le cadre de l’étude de la mesure de $\sin 2\beta$ (le principe de l’étiquetage est décrit section 1.1.6).

Grâce à la simulation, il est possible d’avoir une idée générale de la provenance des kaons chargés lors de désintégrations de B^0 . Le tableau 8.1 résume les différentes origines des kaons chargés.

Particule d’origine des K	Bons K (K^+)	Mauvais K (K^-)
$\bar{D}$	0.407	0.040
B^0	0.110	0.033
D	0.003	0.047
D_s^+	0.025	0.019
autres	0.044	0.020

Tableau 8.1: *Les différentes origines des K lorsqu’un B^0 se désintègre. Les D regroupent les D^0 et les D^+ . Ces particules sont celles qui ont donné directement un K, un K^* ou un ϕ qui s’est désintégré en $K^+ K^-$. Les K^+ et K^- sont respectivement appelés “bons K” et “mauvais K” pour signifier qu’ils proviennent ou non de la désintégration en cascade $b \rightarrow c \rightarrow s$. Les K^+ obtenus par désintégration du B^0 viennent en grande partie de la désintégration $\bar{b} \rightarrow \bar{c} \bar{c} s$ ainsi que des désintégrations de type pingouin.*

Dans ce chapitre, une analyse de la désintégration du B^0 en K chargé est donc présentée. La collaboration ARGUS [1], [2] et [3] a déjà étudié la multiplicité des kaons obtenus lors d’une désintégration du B neutre mais n’a pas mesuré les rapports d’embranchement du B^0 en $(K^+ X)$ et $(K^- X)$ proprement dit. Ces mesures de multiplicité ont été réalisées en considérant des paires $B^0\text{-}\bar{B}^0$ dans lesquelles l’un des mésons n’était que partiellement reconstruit tandis que l’autre

méson était libre de se désintégrer sans aucune contrainte. Le méson reconstruit l'était de façon inclusive soit en $(D^*\ell\nu)$ [2], soit dans le canal $(b \rightarrow c\ell\nu)$ [3]. La reconstruction s'effectuait en recherchant un lepton et le pion mou issu de la désintégration du D^* en $D^0\pi$ pour le premier cas, et un lepton pour le deuxième cas.

Dans BaBar, des événements $B^0\text{-}\bar{B}^0$ avec l'un des deux mésons reconstruit de façon exclusive en $D^*\ell\nu$ ont été rassemblés. Ils sont utilisés pour la mesure de la fraction de mauvais étiquetage sur les données. Un échantillon d'environ 10000 de ces événements a été utilisé pour cette analyse ce qui représente une luminosité intégrée de 8.9 fb^{-1} .

Cet échantillon est suffisamment important pour permettre de mesurer le rapport d'embranchement inclusif du B^0 en K chargé avec une bonne précision. De plus, la reconstruction du B^0 en $D^*\ell\nu$ est bien comprise et les différentes composantes de signal et bruit de fond sont clairement identifiées. Cet échantillon présente donc l'avantage de ne pas laisser planer d'ambiguïté sur la nature et le nombre de mésons se désintégrant en K chargé. Il faut toutefois tenir compte des effets d'oscillation du second méson de la paire après la désintégration du premier.

Le principe de cette mesure est le suivant (section 8.2) : pour les paires $B^0 - \bar{B}^0$ étudiées, il s'agit de déterminer la proportion de K chargés ne venant pas du $D^*\ell\nu$ reconstruit, dans les produits de désintégration.

Ces K chargés doivent être identifiés et la validité de la mesure repose sur deux quantités qu'il importe de déterminer : l'efficacité de l'algorithme d'identification des kaons (mesurée sur les données) et l'efficacité géométrique de détection des kaons dans BaBar (obtenue à partir de la simulation).

La reconstruction en $D^*\ell\nu$ de l'un des B neutres d'une paire $B^0 - \bar{B}^0$ est décrite section 8.3.

Les études sur les sélecteurs¹ de hadrons chargés et sur l'efficacité de reconstruction des traces sont présentées sections 8.4 et 8.5. La section 8.6 présente une comparaison des spectres d'impulsion des kaons des deux charges.

La section 8.7 est consacrée au résultat sur le rapport d'embranchement inclusif du B^0 en K chargé. Dans la terminologie des désintégrations des mésons B [1], ce rapport est appelé "un ou plus" c'est à dire qu'il indique le nombre d'événements avec au moins un $K^\pm$ obtenu lors de désintégrations de B^0 . Il est noté $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^\pm X)$ où X peut représenter d'autres kaons.

Une autre quantité appelée la "multiplicité" peut être définie. Elle représente le nombre de $K^\pm$ obtenus lors de la désintégration d'un B^0 . Elle est notée $n(B^0 \rightarrow K^\pm)$.

Pour des raisons pratiques, les rapports d'embranchement inclusifs des B sont souvent mesurés en utilisant la définition de la multiplicité.

Avec cette analyse, il est possible de présenter les deux mesures. En effet, pour obtenir la multiplicité, il suffit de compter tous les kaons identifiés au lieu de compter les événements où au moins un kaon a été identifié dans les produits de désintégration. La mesure $(n(B^0 \rightarrow K^\pm))$ est présentée section 8.8. Enfin les résultats obtenus sont commentés section 8.9.

8.2 Le principe de la mesure.

Il s'agit ici de décrire le principe de la mesure : $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^+ X)$. La mesure de la multiplicité s'effectue ensuite selon une démarche analogue.

Les événements utilisés sont donc des paires $B^0\text{-}\bar{B}^0$ dans lesquelles l'un des mésons B est reconstruit en $D^*\ell\nu$. La charge du D^* et celle du lepton permettent de connaître la saveur du méson se

¹Ce mot *sélecteur*, issu de la terminologie de BaBar, fait référence aux algorithmes d'identification des différentes particules.

désintégrant dans ce canal et par ricochet, celle de l'autre méson de la paire. Parmi ces mésons, ceux qui contiennent au moins un kaon chargé dans leurs produits de désintégration vont être utilisés pour déterminer les fractions de B^0 donnant au moins un kaon positif ($Br(B^0 \rightarrow K^+ X)$) ou au moins un kaon négatif ($Br(B^0 \rightarrow K^- X)$).

Les kaons chargés sont identifiés au dessus de 250 MeV/c avec l'algorithme de sélection *SMS* (voir section 8.4.1) en utilisant l'option *very tight* [5].

Parmi les kaons identifiés, certains sont en réalité des pions et cette mauvaise identification, quoique faible, doit être prise en compte. Le nombre de K^+ ou K^- sélectionnés est donc égal à :

$$N_{K^\pm}^{\text{identifiés}} = N_{K^\pm}^{\text{vrais}} \times \epsilon_{K^\pm}^{\text{K-SMS}} + N_{\pi^\pm}^{\text{vrais}} \times \epsilon_{\pi^\pm}^{\text{K-SMS}}. \quad (8.1)$$

où $\epsilon_{K^\pm}^{\text{K-SMS}}$ et $\epsilon_{\pi^\pm}^{\text{K-SMS}}$ représentent respectivement l'efficacité de sélection des kaons et la proportion de pions identifiés à tort comme des kaons par la sélection du *SMS*.

Avec cette équation, il est nécessaire de connaître le nombre de vrais pions dans un lot d'événements pour avoir accès au nombre de vrais kaons.

Le nombre de vrais pions peut être déterminé en utilisant un sélecteur de pions. Celui-ci, décrit section 8.4, sélectionne des pions mais a aussi un pourcentage d'erreur sur les kaons. Le nombre de pions identifiés est donné par l'équation :

$$N_{\pi^\pm}^{\text{identifiés}} = N_{\pi^\pm}^{\text{vrais}} \times \epsilon_{\pi^\pm}^{\pi\text{-selec}} + N_{K^\pm}^{\text{vrais}} \times \epsilon_{K^\pm}^{\pi\text{-selec}}. \quad (8.2)$$

où $\epsilon_{\pi^\pm}^{\pi\text{-selec}}$ et $\epsilon_{K^\pm}^{\pi\text{-selec}}$ représentent respectivement l'efficacité de sélection des pions et la fraction de mauvaise identification des kaons par le sélecteur de pions.

La combinaison des équations 8.1 et 8.2 permet d'obtenir le nombre de vrais kaons parmi les produits de désintégration des mésons B neutres.

Les valeurs de $\epsilon_K^{\text{K-SMS}}$, $\epsilon_\pi^{\text{K-SMS}}$, $\epsilon_\pi^{\pi\text{-selec}}$ et $\epsilon_K^{\pi\text{-selec}}$ sont déterminées à partir des données. La méthode utilisée pour cela et les résultats obtenus sont décrits section 8.4. Ces efficacités étant dépendantes des impulsions des kaons et des pions, le nombre de vrais kaons est calculé sur des intervalles de quantité de mouvement des kaons.

Il est alors possible de calculer l'efficacité ($\epsilon_{id/vrai}$) par intervalle d'impulsion des kaons sur les données utilisées :

$$\epsilon_{id/vrai}^\pm = \frac{N_{K^\pm}^{\text{identifiés}}}{N_{K^\pm}^{\text{vrais}}} \quad (8.3)$$

Pour effectuer la mesure du rapport d'embranchement inclusif du méson B neutre en kaon chargé, les événements avec au moins un kaon identifié sont retenus. Pour les événements avec plusieurs kaons, le fait de retenir l'impulsion du premier kaon de la liste fournie par le sélecteur, est équivalent à ne garder que les kaons d'un même numéro d'ordre sur cette liste. En effet, les listes ne sont pas ordonnées et, sur une statistique suffisamment importante, les distributions en impulsion des premier ou deuxième kaons de la liste sont les mêmes (voir section 8.6.4).

Puis, pour les événements du type ($B^0 \rightarrow K_{\text{identifiés}}^+ X$) et ($B^0 \rightarrow K_{\text{identifiés}}^- X$), le nombre d'événements avec un vrai kaon, est déterminé à partir du rapport ($\epsilon_{id/vrai}$).

Il reste alors à déterminer, grâce à la simulation, la fraction d'événements perdus, soit parce

que les kaons sont hors de l'acceptance du détecteur (ϵ_{geo}), soit parce que leur impulsion est inférieure à 250 MeV/c ($f_{perdus}^{\pm}$). L'efficacité géométrique est obtenue par intervalle d'impulsion des K.

Ces corrections appliquées, les nombres N_{K^+} et N_{K^-} permettent de déterminer les rapports d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^+X)$ et $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^-X)$. Les bruits de fond attendus dans cette analyse et la façon dont ils sont traités sont décrits section 8.7. Les résultats de la mesure des rapports d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^+X)$ et $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^-X)$ sont aussi présentés dans cette section.

8.3 La reconstruction des B^0 en $D^*\ell\nu$

La reconstruction du B^0 en $D^*\ell\nu$ est celle utilisée pour mesurer la fraction de mauvais étiquetage sur les données dans BaBar [6]. Les grandes lignes de cette reconstruction sont données ci-dessous (voir [4] pour de plus amples détails).

8.3.1 Reconstruction du D^*

Le D^* chargé est reconstruit dans le canal : $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_{mou}^+$. Le D^0 est reconstruit dans les canaux suivants² :

- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$
- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$
- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$

La première coupure destinée à sélectionner des événements $B - \bar{B}$ est : $R_2 < 0.45$ (voir définition chapitre 7.1).

Certaines coupures sont adoptées quel que soit le mode de reconstruction du D^0 :

- La charge du pion mou et celle du kaon sont opposées.
- $P_{\pi_{mou}}^T > 50 \text{ MeV}/c$.
- Les traces chargées du D^0 sont ajustées à un point de désintégration commun et la probabilité de cet ajustement $P(\chi^2)(D^0)$ est calculée et doit vérifier : $P(\chi^2)(D^0) > 0.001$.

Le D^0 est reconstruit de la même façon que pour la reconstruction exclusive du B^0 en $D^{*-}D^0K^+$ (voir section 7.2.1.1). En ce qui concerne la sélection du K du D^0 , pour le mode $K\pi$ le K n'est pas identifié, tandis pour les modes $K\pi\pi^0$ et $K3\pi$, il l'est avec l'algorithme de sélection *SMS* utilisé avec le critère *tight*.

8.3.2 Sélection des leptons

Ce sont des muons et des électrons identifiés avec les sélecteurs de BaBar [5]. L'impulsion des leptons dans le centre de masse doit être supérieure à 1.4 GeV/c. Ce critère permet de réduire certains types de bruit de fond et d'assurer une bonne performance de l'identification.

²Les modes conjugués de charge sont implicitement inclus.

8.3.3 Sélection des $D^*\ell\nu$

Une fois le lepton sélectionné et le D^* reconstruit, il faut encore affiner la sélection pour améliorer la pureté de la reconstruction d'un B^0 en $D^*\ell\nu$. De nouvelles coupures sont donc appliquées :

- La charge du lepton et celle du D^* sont opposées.
- Le D^* et le lepton tendent à se désintégrer dans des hémisphères opposés dans le centre de masse du B (approché par celui l' $\Upsilon(4S)$) :
 $\cos\theta(\ell, D^*) < 0$
- $P(\chi^2)(D^0, \pi_{\text{mou}}, \ell) > 0.01$
- En considérant que le centre de masse du B est proche de celui de l' $\Upsilon(4S)$, l'énergie du D^* vaut :

$$E_{D^*}^* = \frac{M_B^2 + M_{D^*}^2 - M_{\ell\nu}^2}{2M_B} \quad (8.4)$$

Or la masse invariante du W virtuel ($M_{\ell\nu}$) produit dans la désintégration est supérieure à celle du lepton. L'énergie du D^* vérifie donc :

$$E_{D^*}^* < \frac{M_B^2 + M_{D^*}^2 - M_{\ell}^2}{2M_B} \simeq 3 \text{ GeV} \quad (8.5)$$

La coupure sur $P_{D^*}^*$ est : $0.5 < P_{D^*}^* < 2.5 \text{ GeV}/c$

- Dans le centre de masse de l' $\Upsilon(4S)$, le cosinus de l'angle entre le vecteur d'impulsion du B et le vecteur d'impulsion associé au $(D^*\ell)$ vérifie :

$$M_{\nu}^2 = 0 = M_B^2 + M_{(D^*\ell)}^2 - 2 \times \left(E_B^* E_{(D^*\ell)}^* - |\vec{p}_B^*| |\vec{p}_{(D^*\ell)}^*| \cos\theta_{B/(D^*\ell)} \right) \quad (8.6)$$

où E_B^* et $|\vec{p}_B^*|$ sont connus à partir des énergies des faisceaux. Dans le cas du signal, on doit avoir $|\cos\theta_{B/(D^*\ell)}| < 1$. Pour tenir compte d'effets de résolution, la coupure est :

$$|\cos\theta_{B/(D^*\ell)}| < 1.1.$$

Cette variable est représentée pour les trois modes de désintégration du D^0 figures 8.18((a), (b) et(c)).

8.4 Étude des sélecteurs de kaons et de pions

8.4.1 Le sélecteur de kaons SMS

Le sélecteur SMS utilise les informations venant du détecteur de vertex, de la chambre et du DIRC. Il est basé sur le rapport des probabilités qu'une trace chargée corresponde à un kaon, un pion ou un proton. Lorsque le critère *very tight* est retenu pour la sélection, la probabilité que la particule soit un kaon doit être supérieure à la probabilité qu'elle soit un pion et à celle qu'elle soit un proton.

Les distributions de dE/dx dans la chambre à dérive et de l'angle Cerenkov des particules ainsi identifiées sont représentées figure 8.1.

Le sélecteur ne considère pas l'hypothèse dans laquelle la particule pourrait être un électron. Cependant, dans la fenêtre comprise entre 500 et 700 MeV/c, il y a une légère contamination par ces leptons. En effet, dans cette fenêtre, la chambre et le DIRC sont utilisés pour l'identification des particules. Or dans la chambre, kaons et leptons commencent à être mal séparés

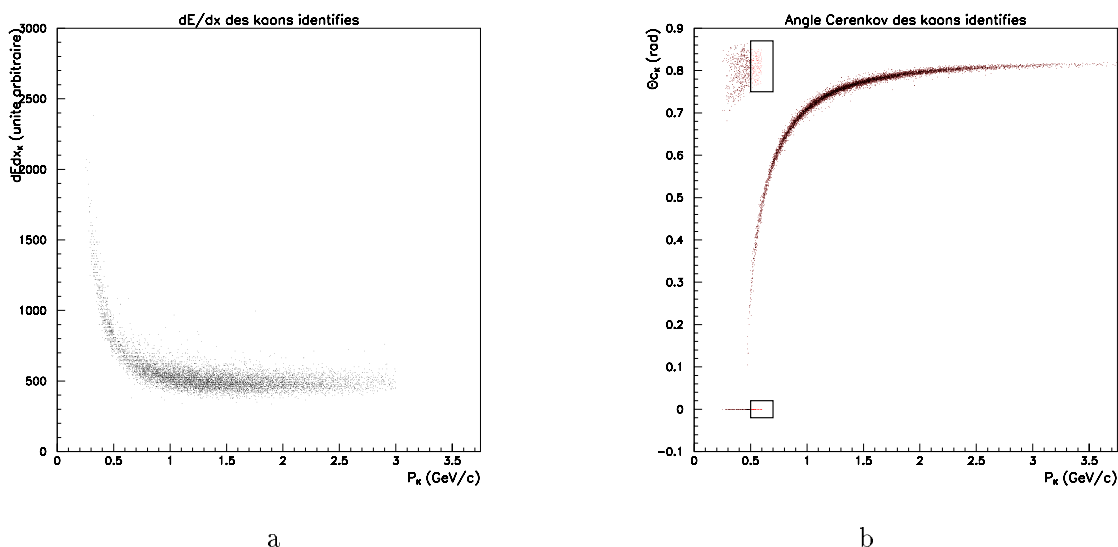


Figure 8.1: *Distributions de la perte d'énergie par minimum d'ionisation dans la chambre à dérivate (a) et de l'angle Cerenkov (b) en fonction de l'impulsion des particules identifiées par le sélecteur de kaons SMS utilisé avec le critère very tight. Les régions encadrées sur la figure (b) sont celles supprimées par la coupure supplémentaire.*

par le dE/dx au-delà de 500 MeV/c d'impulsion (voir figure 1.12, chapitre 1). Une coupure est donc ajoutée pour les kaons identifiés par le sélecteur *SMS*: s'ils ont une impulsion supérieure à 500 MeV/c, leur angle Cerenkov doit être non nul et correspondre à l'angle Cerenkov attendu pour un kaon. Une étude sur la simulation montre que cette coupure fait chuter le nombre d'électrons sélectionnés par le sélecteur *SMS* de 66 % et la contamination par les électrons devient alors inférieure à 1 % tandis que celle par les pions est de l'ordre de 4 %.

Même avec cette coupure supplémentaire, le sélecteur continuera d'être appelé *SMS* dans ce chapitre.

Sur la figure 8.1(b), les régions encadrées sont celles exclues par la coupure ajoutée sur l'angle Cerenkov des kaons sélectionnés par le sélecteur *SMS*. Ce sont donc des régions de basse impulsion.

La région où l'angle Cerenkov est supérieur à 0.7 rad est peuplée par des kaons identifiés par la chambre à dérivate mais pour lesquels l'algorithme de reconstruction a vu dans le DIRC un nombre de photons correspondant à celui qu'aurait pu laisser un pion. Il lui a donc été attribué l'angle Cerenkov attendu pour un pion de cette impulsion.

Les particules ont un angle Cerenkov nul s'il n'y a pas eu de photons associés à leur trace. C'est alors avec l'information de la *DCH* qu'elles sont identifiées comme des kaons.

8.4.2 Le sélecteur de pions

Le sélecteur de pions est défini comme suit : tout d'abord, un pion identifié est une trace qui ne doit pas appartenir aux listes de leptons et de kaons. Une fois cette présélection faite, les pions sont identifiés uniquement avec le DIRC. Les pions sélectionnés doivent donc avoir un angle Cerenkov non nul. Le fait que beaucoup de pions soient ainsi perdus sera de toutes façons pris en compte par l'efficacité du sélecteur.

Pour séparer les pions des électrons, kaons et protons, une variable appelée X_π est utilisée. C'est une variable comprise entre 0 et 1 qui compare les vraisemblances qu'une particule soit un pion, un kaon ou un électron.

$$X_\pi = \frac{\mathcal{L}_\pi(X_i)}{\mathcal{L}_\pi(X_i) + (1/15)\mathcal{L}_K(X_i) + \mathcal{L}_e(X_i)} \quad (8.7)$$

avec $\mathcal{L}_\pi(X_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-\frac{(X_i(mesuree) - X_i(attendue))^2}{2\sigma_i^2}}$. La variable X_i représente l'angle Cerenkov de la particule et σ_i la résolution sur cet angle.

$\mathcal{L}_\pi$ représente la densité de probabilité que la particule soit un pion. Elle est comparée à la somme des densités de probabilité d'avoir un kaon, un pion ou un électron. Dans cette somme, chacune des densité de probabilité est multipliée par la proportion relative de ces particules dans une désintégration de B. Comme il y a environ 15 fois plus de pions que de kaons lorsqu'un B se désintègre, $\mathcal{L}_K$ est multiplié par 1/15. Cette valeur n'a en fait que peu d'importance dans le calcul. La coupure sur X_π est : $X_\pi > 0.7$. La distribution de l'angle Cerenkov des particules ainsi identifiées est représentée figure 8.2.

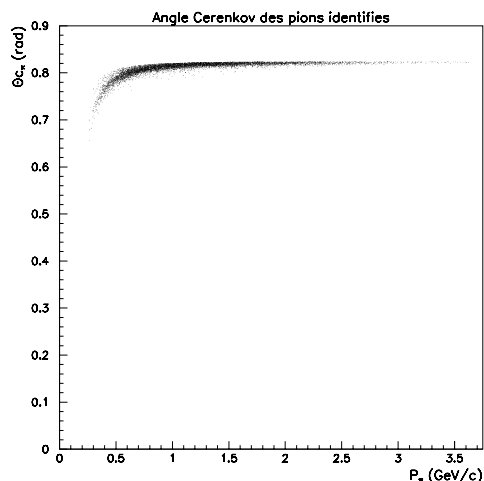


Figure 8.2: Distribution de l'angle Cerenkov en fonction de l'impulsion pour des particules identifiées par le sélecteur de pions décrit dans ce chapitre.

8.4.3 Principe de détermination des efficacités des sélecteurs

L'efficacité des sélecteurs est mesurée sur les données en utilisant des lots de D^* reconstruits en $D^0\pi$, les D^0 étant eux-mêmes reconstruits en $K\pi$ (identifiés par la cinématique).

Les D^* sont reconstruits de la même façon que les D^* des événements $D^*\ell\nu$ (voir section 8.3). Le nombre de D^* est déterminé par l'étude de la distribution de $M(D^*)-M(D^0)$, le bruit de fond combinatoire étant évalué grâce aux queues de la distribution. Ces D^* constituent un échantillon de kaons et de pions dans lequel il est possible de chercher ceux qui sont identifiés par les sélecteurs. Les pions considérés ne sont que ceux venant des D^0 .

Les efficacités des sélecteurs pour un intervalle donné en impulsion sont donc obtenues de la façon suivante :

- Efficacité du sélecteur de kaons :

$$\epsilon_K^{K-SMS} = \frac{N_K^{K-SMS}(D^*)}{N_K^{total}(D^*)} \quad (8.8)$$

où $N_K^{total}(D^*)$ est le nombre de D^* avant identification du kaon et $N_K^{K-SMS}(D^*)$, le nombre de D^* avec un kaon identifié par le sélecteur *SMS*.

- Fraction de mauvaise identification par le sélecteur de kaons :

$$\epsilon_\pi^{K-SMS} = \frac{N_\pi^{K-SMS}(D^*)}{N_\pi^{total}(D^*)} \quad (8.9)$$

où $N_\pi^{total}(D^*)$ est le nombre de D^* avant identification du pion et $N_\pi^{K-SMS}(D^*)$, le nombre de D^* avec un pion identifié comme kaon par le sélecteur *SMS*.

De la même façon, l'efficacité du sélecteur de pions et la fraction de mauvaise identification avec ce sélecteur valent :

$$\epsilon_\pi^{\pi-selec} = \frac{N_\pi^{\pi-selec}(D^*)}{N_\pi^{total}(D^*)} \quad et \quad \epsilon_K^{\pi-selec} = \frac{N_K^{\pi-selec}(D^*)}{N_K^{total}(D^*)} \quad (8.10)$$

où $N_\pi^{\pi-selec}(D^*)$ est le nombre de D^* avec un pion identifié par le sélecteur et $N_K^{\pi-selec}(D^*)$, le nombre de D^* avec un kaon identifié comme pion.

Les données utilisées sont celles de l'échantillon contenant les événements servant à la mesure du rapport d'embranchement, ainsi l'efficacité des sélecteurs correspond aux données utilisées pour cette mesure. Les incertitudes sur ces valeurs sont obtenues à partir des incertitudes sur l'ajustement du nombre de D^* .

Ces efficacités et fractions de mauvaise identification sont calculées par intervalles d'impulsion des particules. Ces intervalles irréguliers ont été déterminés en fonction de la distribution en impulsion des kaons. Ils sont donnés tableau 8.2.

Intervalles d'impulsion (GeV/c)	Intervalles d'impulsion (GeV/c)
0.25 - 0.35	1.00 - 1.25
0.35 - 0.50	1.25 - 1.50
0.50 - 0.58	1.50 - 1.75
0.58 - 0.66	1.75 - 2.00
0.66 - 0.75	2.00 - 3.75
0.75 - 1.00	

Tableau 8.2: *Les intervalles d'impulsion des kaons considérés dans cette analyse.*

8.4.4 Efficacités du sélecteur de kaons

Les distributions de l'efficacité des kaons positifs et négatifs sont représentées figure 8.3((a) et (b)). Sur la figure 8.3(b), l'efficacité pour l'intervalle compris entre 350 et 500 MeV/c est supérieure à 1. Ceci est dû au fait que le nombre de D^* reconstruits avec ou sans kaons identifiés

est obtenu par une fonction d'ajustement sur Δm . Le résultat de ces ajustements a donné deux nombres compatibles mais dont le rapport est légèrement supérieur à 1. La valeur centrale de cette efficacité est donc supérieure à 1 mais elle est statistiquement compatible avec 1.

Pour le premier intervalle compris entre 250 MeV/c et 350 MeV/c, l'erreur statistique est très élevée. Finalement, l'efficacité du sélecteur de kaons est très basse entre 500 et 660 MeV/c puisqu'il a été décidé de ne pas utiliser la chambre dans cette région et que cette fenêtre en impulsion est proche du seuil Cerenkov pour les kaons.

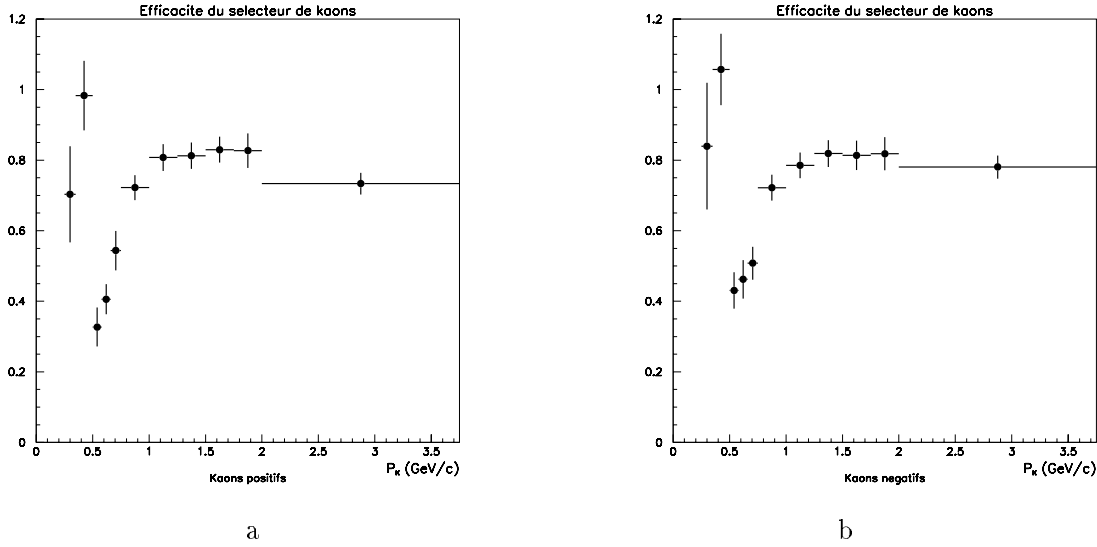


Figure 8.3: *Efficacité du sélecteur de kaons SMS utilisé avec le critère very tight. Cette efficacité est représentée pour des kaons positifs (figure (a)) et négatifs (figure (b)).*

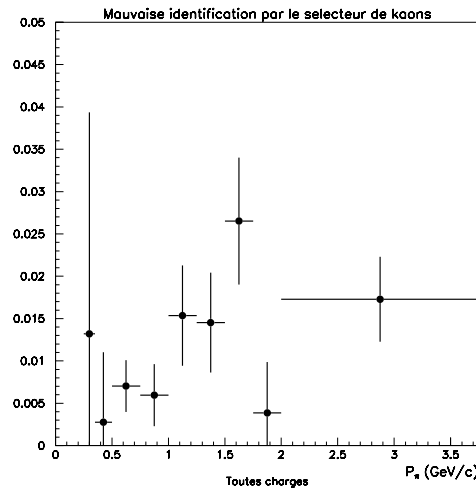


Figure 8.4: *Fraction de mauvaise identification de pions par le sélecteur de kaons SMS utilisé avec le critère very tight. Cette fraction est mesurée pour tous les pions sans distinction de charge.*

Les intervalles irréguliers sont justifiés par le fait que dans la région entre 250 et 750 MeV/c, les variations de l'efficacité sont très importantes. Les intervalles y sont donc plus petits pour suivre au mieux cette variation. Un compromis a été trouvé entre la taille de ces intervalles et la statistique qu'ils offrent. Lorsque les intervalles de cette région sont égaux et s'étendent sur

250 MeV/c, il y a une perte d'information sur l'efficacité dans la région de basse impulsion et la mesure du nombre de vrais kaons est faussée.

La fraction de mauvaise identification des pions en kaons est représentée figure 8.4. Pour des raisons de statistique, la fraction de mauvaise identification est calculée sans distinction de charge des kaons. De plus, entre 500 et 750 MeV, elle n'est calculée que sur un seul intervalle.

8.4.5 Efficacités du sélecteur de pions

Les efficacités du sélecteur sur les pions positifs et négatifs, ainsi que la fraction de mauvaise identification des kaons en pions sont calculées comme décrit dans la section précédente. Les distributions de l'efficacité des pions positifs et négatifs sont représentées figure 8.5((a) et (b)). Celle de la fraction de mauvaise identification des kaons en pions l'est figure 8.6. Comme pour le sélecteur de kaons, la fraction de mauvaise identification est calculée sans distinction de charge et sur un seul intervalle entre 500 et 750 MeV/c.

L'efficacité du sélecteur de pion (figure 8.5) est plus plate que celle du sélecteur de kaons car il n'y a pas de zone de transition entre la chambre et le DIRC pour les impulsions comprises entre 500 et 750 MeV/c. En effet, ces valeurs d'impulsion sont largement au-dessus du seuil Cerenkov pour les pions.

L'efficacité du sélecteur de pions diminue au fur et à mesure que l'impulsion augmente à cause de la discrimination pion/électrons effectuée dans l'algorithme de sélection. En effet, les angles Cerenkov attendus pour ces deux particules deviennent de plus en plus proches lorsque l'impulsion augmente, et la sélection chargée d'éliminer les électrons supprime aussi des pions.

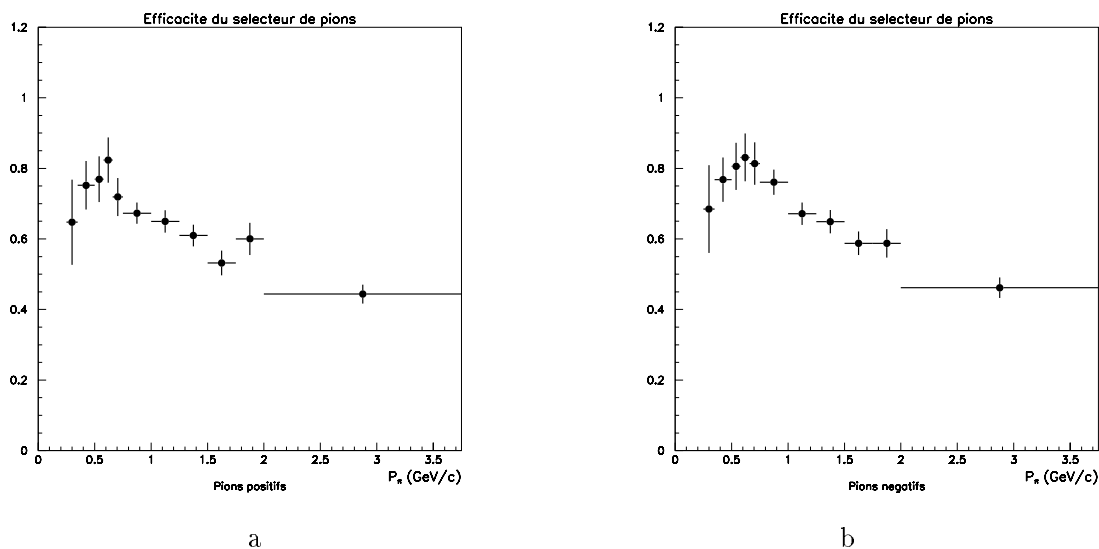


Figure 8.5: *Efficacité du sélecteur de pions. Cette efficacité est représentée pour des pions positifs (figure (a)) et négatifs (figure (b)).*

8.4.6 Comparaison entre vrais kaons et kaons sélectionnés

Il a été mentionné qu'à partir des équations 8.1 et 8.2, il est possible, une fois les efficacités des sélecteurs établies, de calculer le nombre de vrais kaons à partir des nombres de pions et de

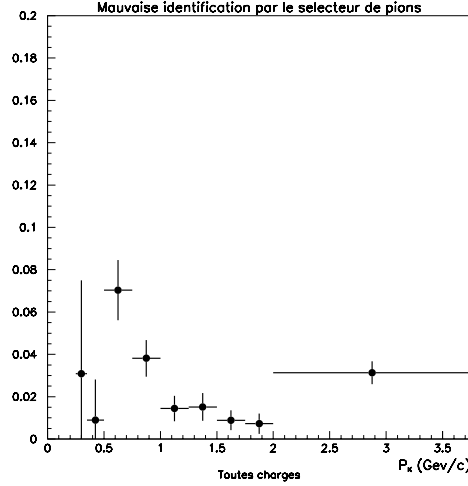


Figure 8.6: *Fraction de mauvaise identification de kaons par le sélecteur de pions. Cette fraction est mesurée pour tous les kaons sans distinction de charge.*

kaons identifiés.

Avec la distribution en impulsion de tous les pions et les kaons identifiés (et ne venant pas du côté reconstruit en $D^*\ell\nu$), la distribution du nombre de vrais kaons est obtenue. L'efficacité sur la sélection des kaons, $\epsilon_{id/vrai}$, peut alors être déterminée (voir équation 8.3).

Dans le lot d'événements utilisés, cette efficacité a été déterminée pour les événements de la région du signal pour le B^0 reconstruit en $D^*\ell\nu$, c'est à dire en ne retenant que les paires ($D^*\ell$) pour lesquelles la variable Δm est comprise dans un intervalle de ± 3 MeV/ c^2 autour de sa valeur nominale (145.4 MeV/ c^2).

Pour tous les événements qui vérifient $|\Delta m - 145.4| < 3$ MeV/ c^2 , les distributions de l'impulsion de tous les kaons et les pions sélectionnés sont établies. Elles sont représentées figures 8.7((a), (b), (c) et (d)) pour les kaons et les pions, positifs et négatifs.

Les distributions de l'impulsion des kaons vrais obtenues à partir de ces distributions et des valeurs des différentes efficacités des sélecteurs sont représentées figures 8.8((a) et (b)) pour les kaons positifs et négatifs.

Le rapport entre les distributions des figures 8.7(a) et 8.8(a) donne la distribution de $\epsilon_{id/vrai}$ pour les kaons positifs, tandis que celle de $\epsilon_{id/vrai}$ pour les kaons négatifs est obtenue à partir du rapport entre les figures 8.7(c) et 8.8(b).

Les distributions de l'efficacité $\epsilon_{id/vrai}$ ainsi obtenues pour les kaons positifs et négatifs sont représentées respectivement figures 8.9((a) et (b)).

Dans la suite cette analyse, le nombre de vrais kaons dans les données sera déduit directement du nombre de kaons sélectionnés et de l'efficacité $\epsilon_{id/vrai}$. Pour avoir le nombre de kaons produits, il faut encore corriger ce nombre de kaons vrais par l'efficacité géométrique déterminée dans la section suivante.

8.5 Efficacité de reconstruction des kaons

8.5.1 Les événements simulés

Pour cette analyse, 108 000 événements simulés ont été utilisés. Il s'agit d'événements $B^0 - \bar{B}^0$ dans lesquels l'un des mésons se désintègre en $D^*\ell\nu$ tandis que l'autre se désintègre suivant les rapports d'embranchement du B^0 du générateur d'événements de BaBar. Celui-ci est basé sur des mesures antérieures réalisées par d'autres expériences.

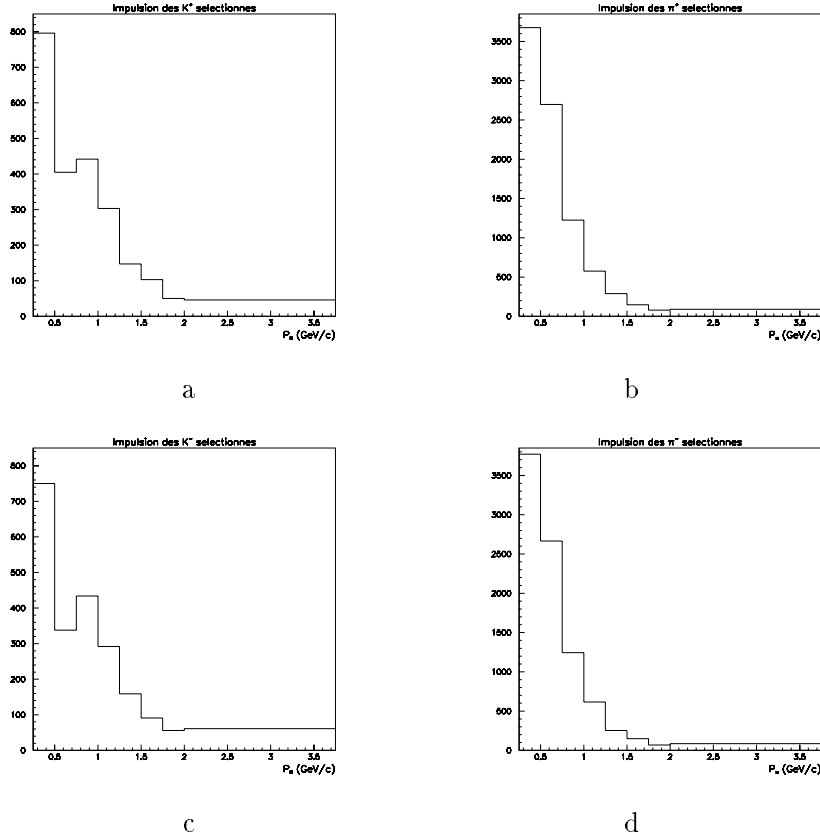


Figure 8.7: Distributions des impulsions des kaons et des pions identifiés dans les données. Les figures (a), (b), (c) et (d) représentent respectivement les impulsions des kaons et des pions positifs et des kaons et des pions négatifs. Les nombres de kaons et pions identifiés pour les deux intervalles entre 250 et 500 MeV/c sont sommés pour des raisons de lisibilité des histogrammes. Il en est de même pour les trois intervalles entre 500 et 750 MeV/c. Pour le dernier intervalle, le nombre d'entrées n'est pas normalisé à la largeur de l'intervalle. Ainsi la somme des entrées dans chaque intervalle correspond au nombre total de particules identifiées dans les données utilisées pour cette analyse. L'échelle des ordonnées est donc différente selon les intervalles : entre 0.25 et 2 GeV/c, elle est "Nombre d'entrées/(250 MeV/c)" et entre 2 et 3.75 GeV, elle est : "Nombre d'entrées/(1.75 GeV/c)". Ces caractéristiques se retrouvent dans tous les histogrammes de cette analyse.

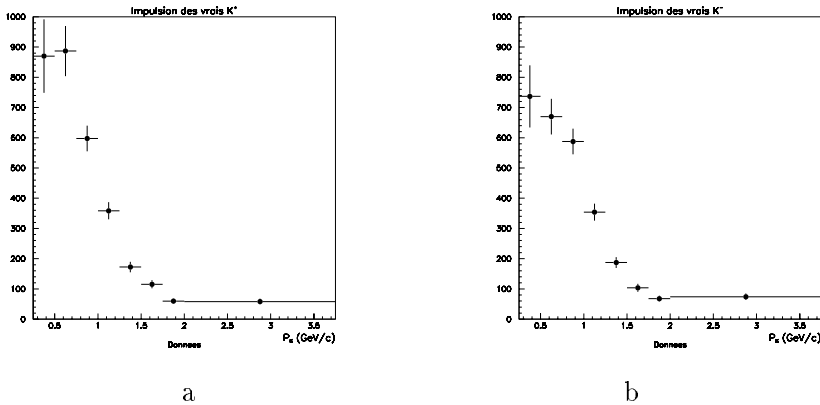


Figure 8.8: Distributions des impulsions des vrais kaons positifs (a) et négatifs (b) dans les données obtenus à partir des figures 8.7((a), (b), (c) et (d)) et des équations 8.1 et 8.2. Comme indiqué dans la légende de la figure 8.7, les nombres de kaons produits dans les intervalles compris entre 250 et 500 MeV/c et entre 500 et 750 MeV/c sont sommés dans l'histogramme afin de rendre celui-ci plus compréhensible.

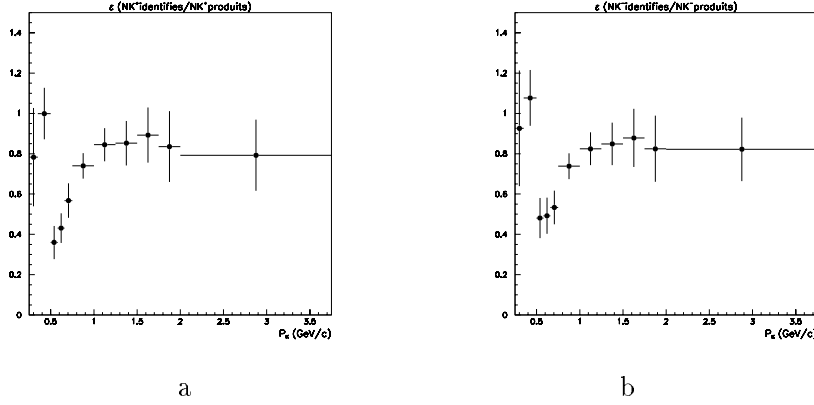


Figure 8.9: Distributions des rapports $\epsilon_{id/vrai}$ en fonction de l'impulsion pour les kaons positifs (a) et négatifs (b). Ces distributions sont proches de celles des efficacités du sélecteur de kaons représentées figure 8.3.

Comme le rapport d'embranchement du B en K chargé étudié ici est calculé à partir du nombre total d'événements ($B^0 \rightarrow D^* \ell \nu$) reconstruit et du nombre d'événements ($B^0 \rightarrow D^* \ell \nu - \bar{B}^0 \rightarrow K^\pm + c.c.$), l'efficacité de reconstruction du B^0 en $D^* \ell \nu$ n'intervient pas. Il n'est donc pas utile de l'étudier sur la simulation.

Dans la simulation comme dans les données, seuls les kaons venant du B ne se désintégrant pas en $D^* \ell \nu$ sont utilisés.

Les kaons reconstruits dans la simulation servent à mesurer l'efficacité géométrique de reconstruction des kaons dans le détecteur pour des intervalles d'impulsion compris entre 0.250 et 3.750 GeV/c (voir section 8.5.2).

La partie en dessous de 250 MeV/c de la distribution de l'impulsion des kaons générés est utilisée pour déterminer ce qui n'est pas mesuré dans les données. Pour la mesure de $Br(B^0 \rightarrow K^- X)$, cette distribution sert à déterminer la fraction d'événements perdus. Ceci se produit si aucun kaon de l'événement n'a une impulsion supérieure à 250 MeV/c (voir section 8.5.3). Pour la mesure de la multiplicité, c'est la fraction de kaons dont l'impulsion est inférieure à 250 MeV/c qui est déterminée avec cette distribution.

Cette distribution de l'impulsion des kaons générés est aussi comparée à celle des kaons produits dans les données afin de vérifier l'adéquation entre ce qui est attendu et mesuré (voir section 8.6.3).

8.5.2 Efficacité géométrique de reconstruction des kaons

La distribution en impulsion des kaons donnant lieu à une trace reconstruite dans la simulation est simplement divisée par la distribution en impulsion des kaons générés afin d'obtenir l'efficacité géométrique de reconstruction des kaons.

La distribution de cette efficacité en fonction de l'impulsion des kaons est représentée figure 8.10((a) et (b)) pour les kaons positifs et négatifs.

L'efficacité des kaons positifs est un peu plus haute que celle des kaons négatifs car ces derniers interagissent plus dans la matière.

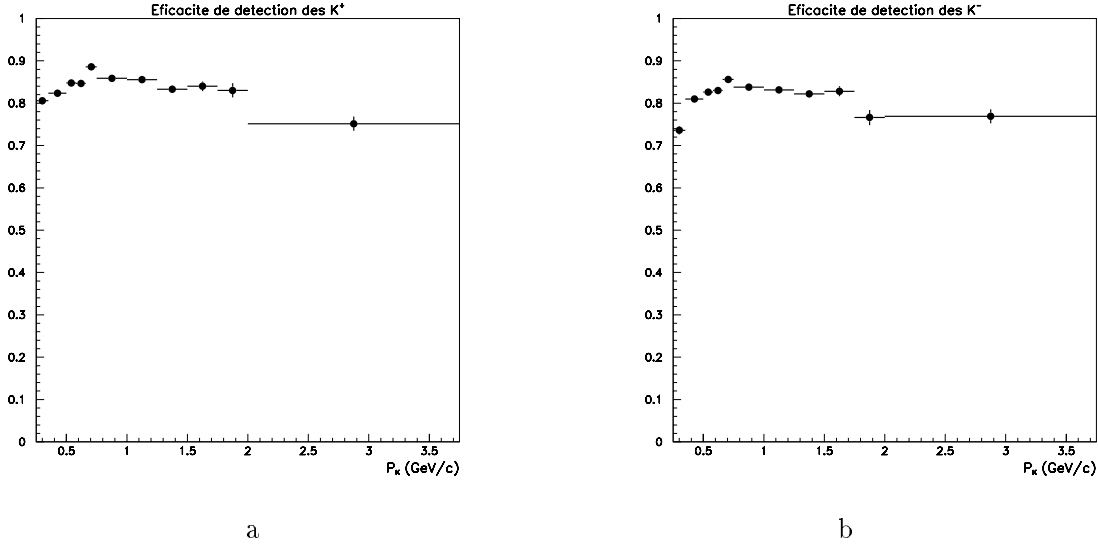


Figure 8.10: *Distribution de l'efficacité géométrique de reconstruction de kaons en fonction de leur impulsion. La figure (a) correspond aux kaons positifs et la figure (b) aux kaons négatifs.*

8.5.3 Les K non identifiés de faible impulsion

Le nombre d'événements perdus dans l'analyse parce que l'impulsion de tous les kaons de cet événement est inférieure à 250 MeV/c, est calculée à partir des événements générés. Pour une désintégration de B^0 , la fraction entre ce nombre et le nombre total d'événements est de :

- $f_{\text{perdus}}^+ = (5.4 \pm 0.2) \%$ pour les kaons positifs (attendus en majorité dans une désintégration de B^0 suivant le processus $\bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow \bar{s}$).
- $f_{\text{perdus}}^- = (8.2 \pm 0.5) \%$ pour les kaons négatifs (qui ont un spectre en impulsion un peu plus mou que les kaons positifs, comme le montrent les figures 8.11 et 8.12 obtenues à partir de kaons générés issus de la désintégration d'un B^0).

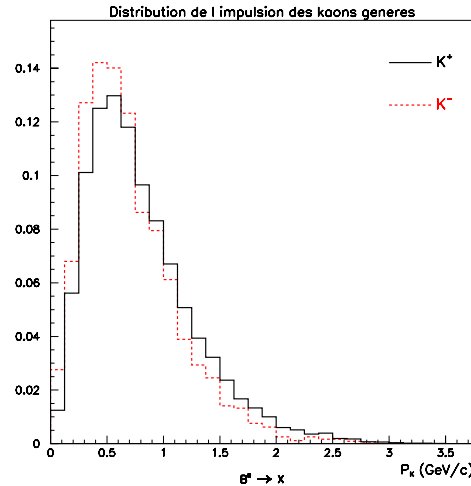


Figure 8.11: *Distribution de l'impulsion des K^+ et K^- générés obtenus dans les produits de désintégration d'un B^0 . Les deux distributions ont été normalisées au nombre d'entrées dans chacune d'entre elles afin de pouvoir comparer leurs formes. À basse impulsion, la distribution des K^- est plus élevée que celle des K^+ .*

Ces fractions sont prises en compte pour obtenir le nombre total d'événements où le B^0 contient au moins un kaon positif et ceux où le B^0 contient au moins un kaon négatif. Elles interviennent donc dans le calcul de $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^- X)$.

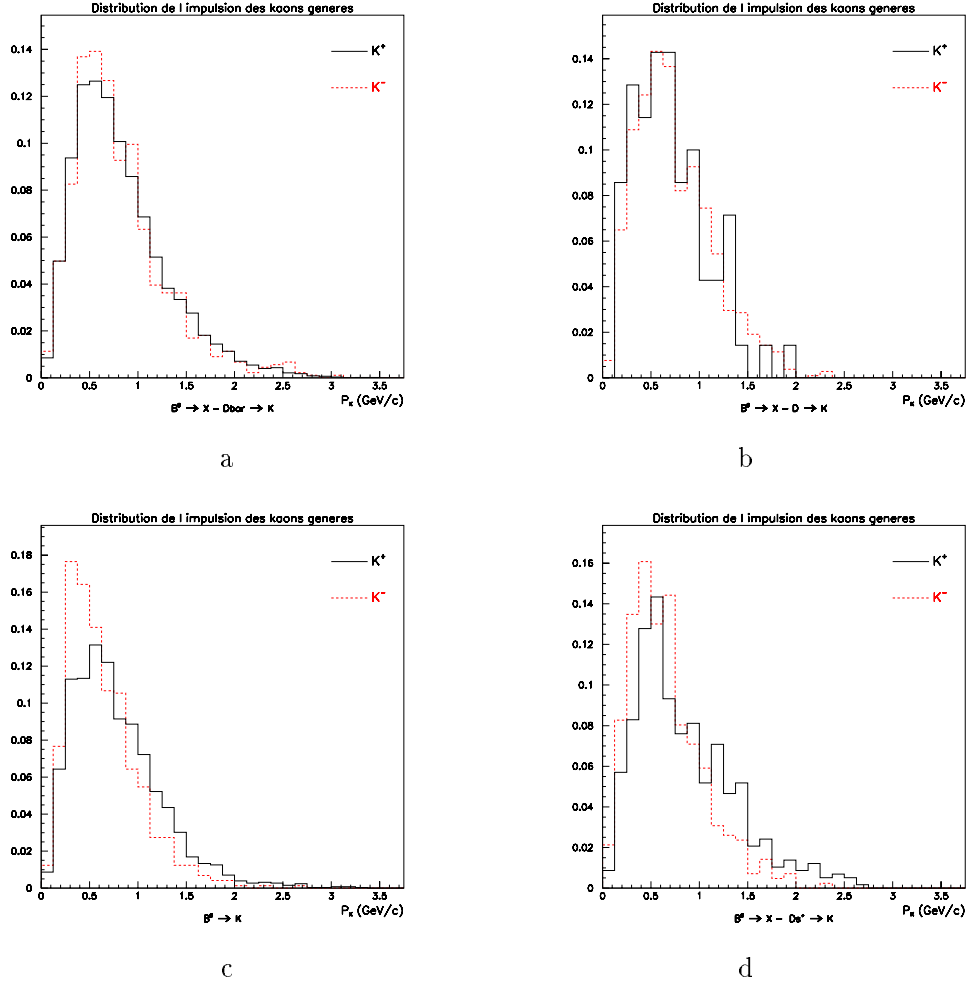


Figure 8.12: *Distribution de l'impulsion des kaons générés en fonction de leur origine. Ces distributions sont faites avec les mêmes événements que pour la figure 8.11 mais elles apportent une information sur la distribution des kaons en fonction de leur origine. La figure (a) est pour des kaons issus de la désintégration des $\bar{D}$ (qui sont les D de “bon charme” dans le cas de la désintégration du B^0). La figure (b) est pour des kaons issus de la désintégration des D (ou D de “mauvais charme”). La figure (c) est pour les K directement issus des B^0 et la (d) pour les K issus de la désintégration des D_s^+ qui a priori viennent en majorité de l'hadronisation de $c\bar{s}$. Ces distributions sont normalisées au nombre d'événements dans chaque histogramme afin de pouvoir comparer leurs formes. La répartition des kaons dans ces canaux est donnée dans l'introduction de ce chapitre, tableau 8.1.*

Pour le calcul de la multiplicité, ce sont les fractions de $K^\pm$ ayant une impulsion inférieure à 250 MeV/c qui doivent être considérées. Toujours dans le cas d'une désintégration de B^0 , elles valent :

- $f_{\text{perdus}}^+ = (6.9 \pm 0.2) \%$ pour les kaons positifs
- $f_{\text{perdus}}^- = (9.6 \pm 0.5) \%$ pour les kaons négatifs.

Ces fractions ont donc été obtenues à partir d'un simple comptage d'événements sur la simulation. Les incertitudes données sur $f_{\text{perdus}}^\pm$ sont de type statistique. La détermination de l'incertitude systématique est décrite section 8.6.2.

8.6 Étude du spectre d'impulsion des kaons

8.6.1 Étude du spectre d'impulsion dans les données

Les distributions de l'impulsion des vrais kaons positifs et négatifs des figures 8.8(a) et (b) peuvent être comparées afin de vérifier qu'elles sont bien semblables lorsque tous les événements $D^*\ell\nu$ utilisés pour cette analyse sont étudiés ensemble (il doit y avoir approximativement le même nombre de B^0 et de $\bar{B}^0$ dans l'ensemble des données étudiées).

Pour être tout à fait comparables, ces distributions doivent être corrigées de l'efficacité géométrique correspondant à leur charge (ces efficacités sont représentées figure 8.10). Ces distributions de l'impulsion des kaons positifs et négatifs dans les données se trouvent figure 8.13. Elles sont statistiquement compatibles.

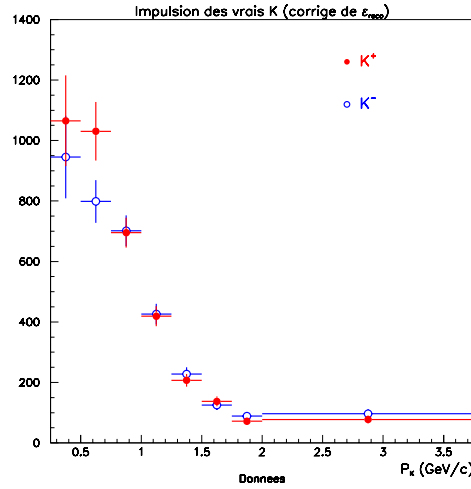


Figure 8.13: Distribution de l'impulsion des vrais kaons positifs et négatifs dans les données. Ces distributions ont été corrigées de l'efficacité géométrique des K^+ et K^- . Tous les événements sont considérés c'est pourquoi la même distribution est attendue pour les kaons des deux charges.

Il est aussi intéressant d'étudier la distribution des kaons séparément pour les événements $(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu)$ et $(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\nu)$. En effet, aux oscillations près, ces distributions sont celles des kaons attendus en majorité ou non dans la désintégration du $\bar{B}^0$ et du B^0 . La distribution des kaons positifs dans les événements $(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu)$ est représentée (figure 8.14(a)) avec celle des kaons négatifs dans les événements $(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\nu)$. De la même façon la distribution des kaons négatifs des événements $(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu)$ est représentée avec celle des kaons positifs dans les événements $(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\nu)$ figure 8.14(b). Ces distributions sont celles de l'impulsion des vrais kaons corrigées des efficacités géométriques de reconstruction. Comme attendu, les distributions sont semblables sur chaque figure. Finalement, la distribution en impulsion des “bons” et “mauvais” kaons peut être obtenue à partir des figures 8.14(a) et 8.14(b) après correction des oscillations B^0 - $\bar{B}^0$. Elles sont montrées section suivante, figure 8.15. Ces distributions en impulsion corrigées des effets d'oscillation des mésons B^0 sont utilisées afin d'estimer l'incertitude systématique sur $f_{\text{perdus}}^\pm$.

8.6.2 Incertitude systématique sur la fraction de K de faible impulsion

Afin d'estimer la taille de l'incertitude systématique sur $f_{\text{perdus}}^\pm$ (voir section 8.5.3), la procédure suivante a été utilisée :

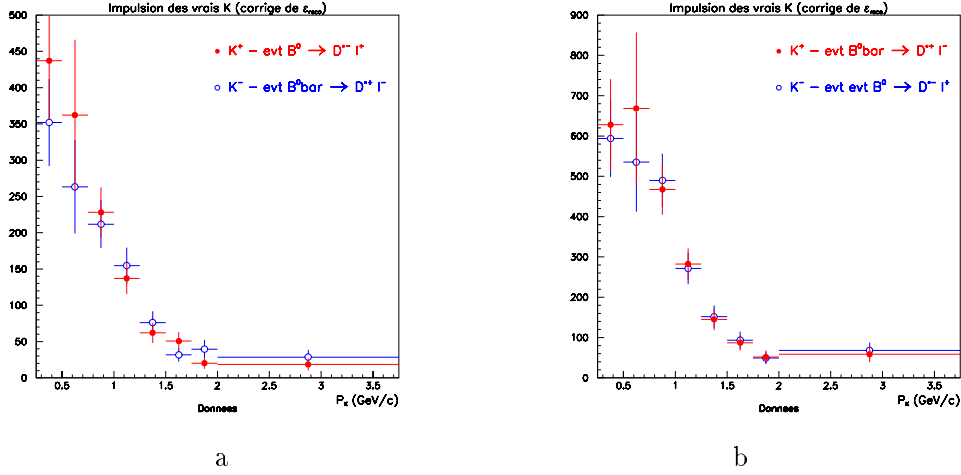


Figure 8.14: *Distribution des impulsions des kaons produits corrigées des efficacités géométriques de reconstruction pour les catégories d'événements $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\nu$. La figure (a) représente les impulsions des kaons positifs et négatifs d'événements où, respectivement B^0 est reconstruit en $D^{*-}\ell^+\nu$ et $\bar{B}^0$ en $D^{*+}\ell^-\nu$. La figure (b) représente les impulsions des kaons négatifs et positifs pour des événements où, respectivement B^0 est reconstruit en $D^{*-}\ell^+\nu$ et $\bar{B}^0$ en $D^{*+}\ell^-\nu$.*

- Ajustement de la forme du spectre sur la distribution en impulsion des kaons générés de la simulation (la fonction d'ajustement est du type général $x^a e^{-bx}$).
- Même type d'ajustement sur les données et vérification de la compatibilité des paramètres a et b .
- Comparaison des fractions perdues sur les données et la simulation.

Toute cette procédure est effectuée pour la multiplicité des kaons.

Ajustement sur la simulation.

Un premier ajustement est effectué en utilisant le spectre total en impulsion. Les résultats sont donnés tableau 8.3. Les valeurs trouvées pour $f_{\text{perdus}}^{\pm}$ sont en parfait accord avec le comptage évoqué précédemment ce qui confirme le caractère général de la paramétrisation.

	Bon K	Mauvais K
a	1.91 ± 0.03	1.84 ± 0.07
b	3.61 ± 0.05	4.02 ± 0.11
$f_{\text{perdus}}^{\pm}$	$f_{\text{perdus}}^+ = (7.2 \pm 0.5) \%$	$f_{\text{perdus}}^- = (10.0 \pm 1.4) \%$

Tableau 8.3: *Les paramètres de la fonction d'ajustement sur la simulation lorsque toute la fenêtre en impulsion est utilisée. Les termes “bons” et “mauvais” K s'appliquent respectivement aux K^+ et K^- obtenus lors de la désintégration d'un B^0 . Les valeurs f_{perdus}^+ et f_{perdus}^- sont à comparer respectivement aux valeurs $(6.9 \pm 0.2) \%$ et $(9.6 \pm 0.5) \%$ obtenues par comptage des K générés.*

Un second ajustement est effectué en utilisant uniquement la région où P_K est supérieur à 250 MeV/c. Les valeurs obtenues peuvent être trouvées tableau 8.4.

	Bon K	Mauvais K
a	1.73 ± 0.06	1.77 ± 0.12
b	3.44 ± 0.07	3.96 ± 0.15
$f_{\text{perdus}}^{\pm}$	$f_{\text{perdus}}^{+} = (8.3 \pm 1.1) \%$	$f_{\text{perdus}}^{-} = (10.6 \pm 2.4) \%$

Tableau 8.4: Les paramètres de la fonction d'ajustement sur la simulation lorsque seuls les K ayant une impulsion supérieure à 250 MeV/c sont utilisés, et les fractions $f_{\text{perdus}}^{\pm}$ qui en découlent.

Ces deux ajustements ne sont pas faits sur des lots indépendants et les valeurs trouvées pour les “bons K ” ne sont donc que marginalement compatibles. À ce stade, plusieurs points sont à noter :

- Les paramètres a et b sont très corrélés.
- La position du maximum de la distribution en P_K est située à $\frac{a}{b}$ soit à environ 530 MeV/c pour les bons K et 460 MeV/c pour les mauvais. La coupure à 250 MeV/c est donc proche du maximum ce qui rend l'ajustement difficile.
- La zone à haute impulsion détermine principalement b . Si b est fixé aux valeurs du tableau 8.3, les valeurs de f_{perdus} sont alors : $f_{\text{perdus}}^{+} = (7.6 \pm 0.1) \%$ et $f_{\text{perdus}}^{-} = (10.4 \pm 0.4) \%$ en bon accord avec le tableau 8.3.

Ajustement sur les données

Pour les données, les distributions en P_K ne sont disponibles que pour des valeurs supérieures à 250 MeV/c. Les résultats de l'ajustement en laissant a et b libres sont donnés tableau 8.5. Les incertitudes statistiques sont très importantes; les paramètres sont en accord avec ceux obtenus sur la simulation.

	Bon K	Mauvais K
a	1.53 ± 0.36	$0.95^{+0.65}_{-0.58}$
b	3.30 ± 0.40	$3.06^{+0.76}_{-0.63}$
$f_{\text{perdus}}^{\pm}$	$f_{\text{perdus}}^{+} = (10 \pm 8) \%$	$f_{\text{perdus}}^{-} = (19 \pm 20) \%$

Tableau 8.5: Les paramètres de la fonction d'ajustement sur les données lorsque ceux-ci sont laissés libres, et les fractions $f_{\text{perdus}}^{\pm}$ qui en découlent.

L'ajustement est effectué à nouveau en fixant le paramètre b aux valeurs du tableau 8.3. Les résultats sont donnés tableau 8.6.

	Bon K	Mauvais K
a	1.79 ± 0.09	1.73 ± 0.19
b	3.61	4.02
$f_{\text{perdus}}^{\pm}$	$f_{\text{perdus}}^{+} = (8.4 \pm 1.0) \%$	$f_{\text{perdus}}^{-} = (11.5 \pm 3.0) \%$

Tableau 8.6: Les paramètres de la fonction d'ajustement sur les données lorsque a est laissé libre et que b est fixé aux valeurs du tableau 8.3.

L'accord entre données et simulation conduit à prendre pour f_{perdus} les valeurs issues du comptage sur la simulation. L'incertitude systématique est prise comme la somme en quadrature de l'écart des résultats sur la simulation entre le comptage et l'ajustement pour la fenêtre où P_K est supérieur à 250 MeV/c, et de l'incertitude statistique de l'ajustement avec a libre sur les données (tableau 8.6). Soit :

1.4 % $\oplus$ 1.1 % = 1.8% pour les bons K

0.8 % $\oplus$ 3.0 % = 3.1% pour les mauvais K.

La figure 8.15 montre l'ajustement réalisé sur la distribution en P_K des données.

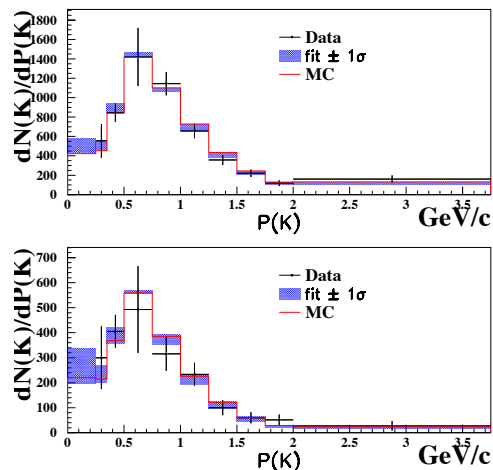


Figure 8.15: Ajustement sur la distribution en impulsion des kaons. La figure du haut représente le spectre d'impulsion pour les “bons kaons” ou kaons positifs dans une désintégration de B^0 et celle du bas le spectre d'impulsion des “mauvais kaons”. Les points avec des barres d'erreurs représentent la distribution des données, les traits pleins, la simulation (similaire à celle de la figure 8.11), et les hachures représentent les ajustements réalisés lorsque le paramètre b est fixé et que a est libre en considérant les erreurs à 1σ sur cet ajustement. Les valeurs de a et les fractions $f_{\text{perdus}}^{\pm}$ sont données tableau 8.6.

Les valeurs des fractions $f_{\text{perdus}}^{\pm}$ utilisées pour les rapports d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^{\pm} X)$ sont fixées aux valeurs issues du comptage sur la simulation. Les erreurs systématiques sur ces fractions sont celles des fractions utilisées pour le calcul de la multiplicité.

8.6.3 Comparaison données-simulation

La distribution des kaons produits corrigée de l'efficacité géométrique de reconstruction (figure 8.13) peut être comparée à la distribution en impulsion des kaons générés par la simulation. Si la simulation est cohérente avec les données, les deux distributions doivent être semblables. Elles sont comparées figure 8.16((a) et (b)) pour les kaons positifs et négatifs. Ces figures montrent que la simulation et les données sont en bon accord.

8.6.4 Étude des événements avec plusieurs kaons.

Il importe de vérifier qu'il n'y a pas de biais induit en ne prenant que les premiers kaons de la liste pour déterminer le nombre d'événements avec au moins un kaon chargé. Ceci est dû au fait que la liste fournie par le sélecteur n'est pas ordonnée (voir section 8.2). Pour effectuer cette vérification, la distribution de l'impulsion des kaons pour les événements ne contenant qu'un

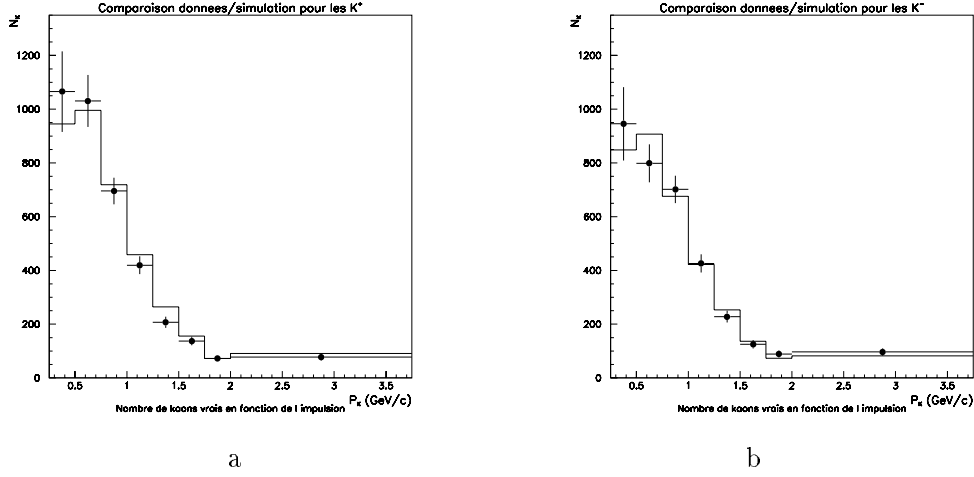


Figure 8.16: *Distribution du nombre total de kaons produits pour les données et la simulation. Les données sont symbolisées par les points tandis que les lignes représentent la distribution de la simulation. Celle-ci est réalisée avec les kaons générés. La distribution des données est réalisée avec la distribution des vrais kaons (figure 8.8) corrigée de l'efficacité géométrique de reconstruction. Les figures (a) et (b) correspondent respectivement aux kaons positifs et négatifs. Les deux distributions sont normalisées aux nombres d'entrées dans les histogrammes.*

seul kaon est comparée à celle des kaons pour les événements contenant deux kaons. Puis pour ces événements à deux kaons, les distributions du premier et du deuxième kaon sont comparées. Ces comparaisons sont faites pour les données (figure 8.17((a) et (b), (c) et (d))). Les distributions sont toutes compatibles.

8.7 $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^\pm \text{X})$

8.7.1 Nombre d'événements de signal

Une fois les études fondatrices effectuées, il est possible de rechercher le nombre d'événements contenant au moins un kaon positif et le nombre d'événements contenant au moins un kaon négatif.

Sans tenir compte du bruit de fond, il y a, dans la région signal ($|\Delta m - 145.4| < 3 \text{ MeV}/c^2$), pour un intervalle i en impulsion du kaon : $N_{K^\pm, i}^{D^{*\pm}}$ (*identifies*) événements $D^{*\pm} \ell^\mp \nu$ avec au moins un $K^\pm$ identifié ayant une impulsion contenue dans l'intervalle i .

Le nombre total d'événements $D^{*\pm} \ell^\mp \nu$ avec au moins un $K^\pm$ ayant une impulsion contenue dans l'intervalle i est alors égal à :

$$N_{K^\pm, i}^{D^{*\pm}}(produits) = \frac{N_{K^\pm, i}^{D^{*\pm}}(identifies)}{\epsilon_{id/vrai, i}^\pm \times \epsilon_{geo, i}^\pm} \quad (8.11)$$

et finalement :

$$N_{K^\pm}^{D^{*\pm}} = \sum_i N_{K^\pm, i}^{D^{*\pm}}(produits) \quad (8.12)$$

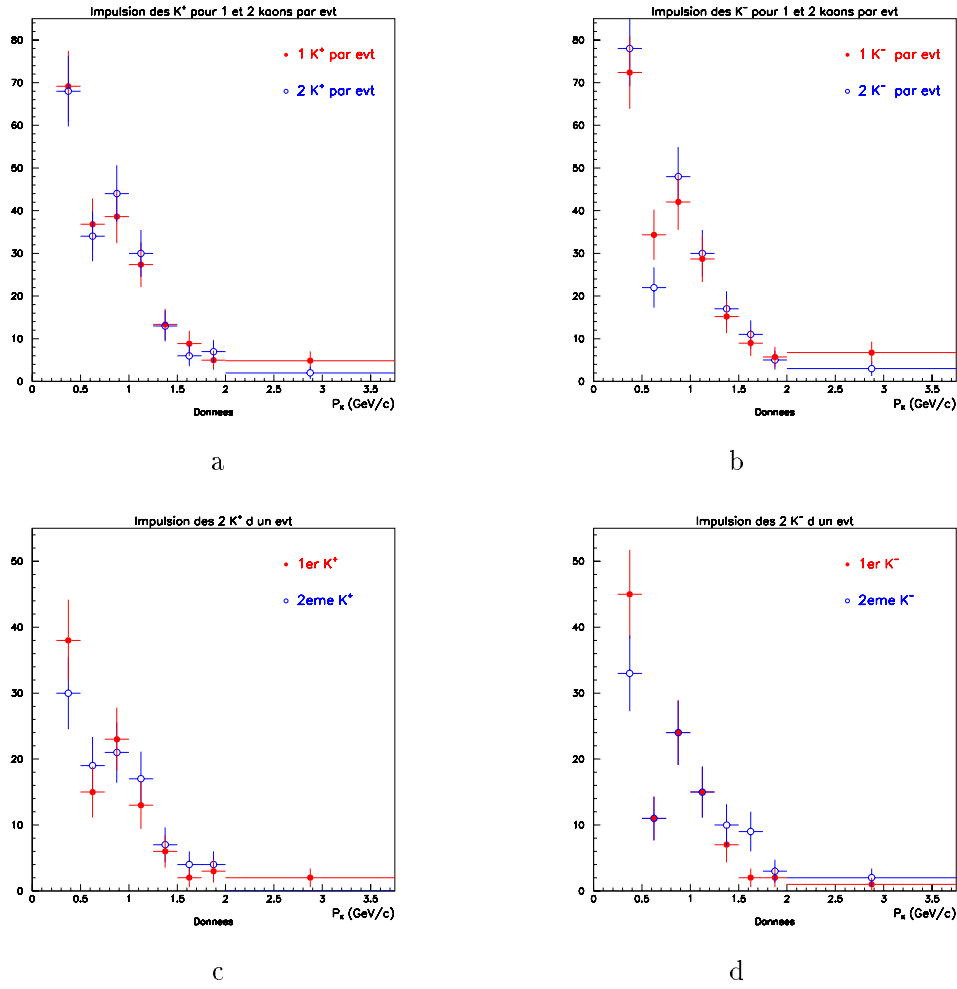


Figure 8.17: Comparaison entre la distribution de l'impulsion des kaons reconstruits pour les événements avec un kaon et deux kaons ((a): pour les kaons positifs et (b): pour les kaons négatifs). Pour les événements avec deux kaons, les distributions de l'impulsion du premier et du deuxième kaon de la liste sont comparées ((c): pour les kaons positifs et (d): pour les kaons négatifs). Ces figures ont été réalisées avec les données.

8.7.2 Bruits de fond

Parmi les événements $D^*\ell\nu$ de la région de signal se trouvent des événements de bruit de fond. Ils sont répertoriés de la façon suivante :

- Le bruit de fond combinatoire. Il s'agit des faux D^* obtenus par exemple par la combinaison d'un vrai D^0 et d'un pion pris au hasard. La fraction de ce bruit de fond combinatoire est obtenue en étudiant les queues de distributions de Δm .
- Le bruit de fond appelé $b\bar{b}$ (par opposition au bruit de fond venant du continuum). Il comprend plusieurs type de bruit de fond : les faux leptons, les événements où le D^* et le lepton ne viennent pas du même B, ou encore les cas où le lepton est secondaire. Ce dernier cas peut se produire par exemple dans une désintégration du B en $D^{*-}D\bar{K}$. Le D peut alors se désintégrer en $\ell^+\nu$ et le D^{*-} et le ℓ^+ sont alors reconstruits en B^0 . La fraction de ce bruit de fond est extraite de la simulation.
- Le bruit de fond dû au continuum $c\bar{c}$. La fraction de ce bruit de fond est déterminée par l'étude des données prises "hors résonance".
- Le bruit de fond D^{**} . Il s'agit de B chargés se désintégrant en $D^*X\ell\nu$. Le D^{**} se désintègre en $D^*n\pi$. Certains événements $D^*\ell\nu$ reconstruits sont donc en réalité des événements où

c'est un B chargé qui s'est désintégré³. La fraction de ce bruit de fond est obtenue grâce à l'étude de la variable $\cos\theta_{B/(D^*\ell)}$. En effet, pour des raisons cinématiques, ce bruit de fond ne doit pas polluer la région où $\cos\theta_{B/(D^*\ell)}$ est supérieur à 1. Il est alors possible de valider les autres fractions de bruit de fond en comparant leur somme avec ce qui est observé. Puis, ces composantes de bruit de fond sont soustraites de la distribution de $\cos\theta_{B/(D^*\ell)}$ qui peut alors être ajustée par deux fonctions dont les formes sont données par la simulation : la fonction d'ajustement du signal de $\cos\theta_{B/(D^*\ell)}$, et la fonction d'ajustement correspondant au bruit de fond $B^0 \rightarrow D^*X\ell\nu$. Un rapport entre les aires de ces fonctions entre -1.1 et 1.1 donne la fraction de ce bruit de fond. Pour des raisons d'isospin, les B chargés représentent 2/3 de cette fraction.

Le nombre d'événements *signal* proprement dit, s'exprime en fonction du nombre d'événements dans la *région du signal* et des différents bruits de fond de la façon suivante :

$$N^{signal} = f_{signal} \times N^{region\ signal} \quad (8.13)$$

où :

$$f_{signal} = (1 - f_{comb}) \times (1 - f_{b\bar{b}} - f_{c\bar{c}}) \times (1 - f_{D^{**}}) \quad (8.14)$$

L'équation de f_{signal} montre que les fractions de bruit de fond $f_{b\bar{b}}$, $f_{c\bar{c}}$ et $f_{D^{**}}$ sont exprimées indépendamment du bruit de fond combinatoire. Ainsi, elles sont indépendantes du canal de désintégration du D^0 .

La fraction f_{signal} est *a priori* différente pour les événements $D^*\ell\nu$ qui contiennent ou non un K.

Les fractions de bruit de fond combinatoire diffèrent selon le mode de désintégration du D^0 , c'est pourquoi les données étudiées ont été réparties en différentes catégories suivant chacun de ces modes. De plus, au moment du calcul du rapport d'embranchement, il est nécessaire de connaître la saveur du méson B se désintégrant en $D^*\ell\nu$ (voir équation 8.15). L'analyse est donc faite pour les 6 catégories d'événements qui sont listées tableau 8.7. Pour chacune de ces catégories, les fractions de bruit de fond combinatoire sont obtenues par l'étude des queues de distributions de Δm . Ces fractions sont données tableau 8.7.

catégorie d'événements :	$(1 - f_{D^*\ell\ comb})$ (%)	$(1 - f_{D^*\ell, K^+ \ comb})$ (%)	$(1 - f_{D^*\ell, K^- \ comb})$ (%)
$B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu, D^0 \rightarrow K\pi$	89.8 ± 0.7	85.5 ± 2.2	92.1 ± 1.3
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}, D^0 \rightarrow K\pi$	90.2 ± 0.7	90.4 ± 1.4	85.9 ± 2.2
$B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu, D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	81.4 ± 0.9	79.5 ± 2.4	82.1 ± 1.7
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}, D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	83.1 ± 0.9	84.7 ± 1.6	84.4 ± 2.3
$B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu, D^0 \rightarrow K3\pi$	74.1 ± 1.3	78.2 ± 3.1	76.2 ± 2.3
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}, D^0 \rightarrow K3\pi$	75.9 ± 1.3	80.8 ± 2.1	75.9 ± 3.4

Tableau 8.7: La fraction de bruit de fond combinatoire est calculée directement sur les données de l'analyse. Pour chaque catégorie, cette fraction est calculée pour tous les événements $D^*\ell\nu$ et pour les événements $D^*\ell\nu$ avec 1 K^+ ou 1 K^- reconstruit. Ici c'est la quantité $(1 - f_{comb})$ qui est donnée.

³Les événements $B^0 \rightarrow D^*X\ell\nu$ ne posent pas de problèmes dans cette analyse où ils sont assimilés à du signal

Les autres fractions de bruit de fond, indépendantes du canal de désintégration du D^0 , sont données tableaux 8.8 [4] et [8]. Une étude Monte-Carlo ne met pas en évidence de différence entre les fractions de bruit de fond pour les événements de type $D^{*\pm}\ell^*\mp K^\pm$ et $D^{*\pm}\ell^*\mp K^\mp$. Ces fractions sont entachées d'une incertitude statistique de l'ordre de 2 % qui est propagée dans les incertitudes systématiques. Les figures 8.18((a), (b) et (c)) représentent la variable $\cos\theta_{B/(D^*\ell)}$ avec la répartition des différents bruits de fond pour les trois modes de désintégrations du D^0 .

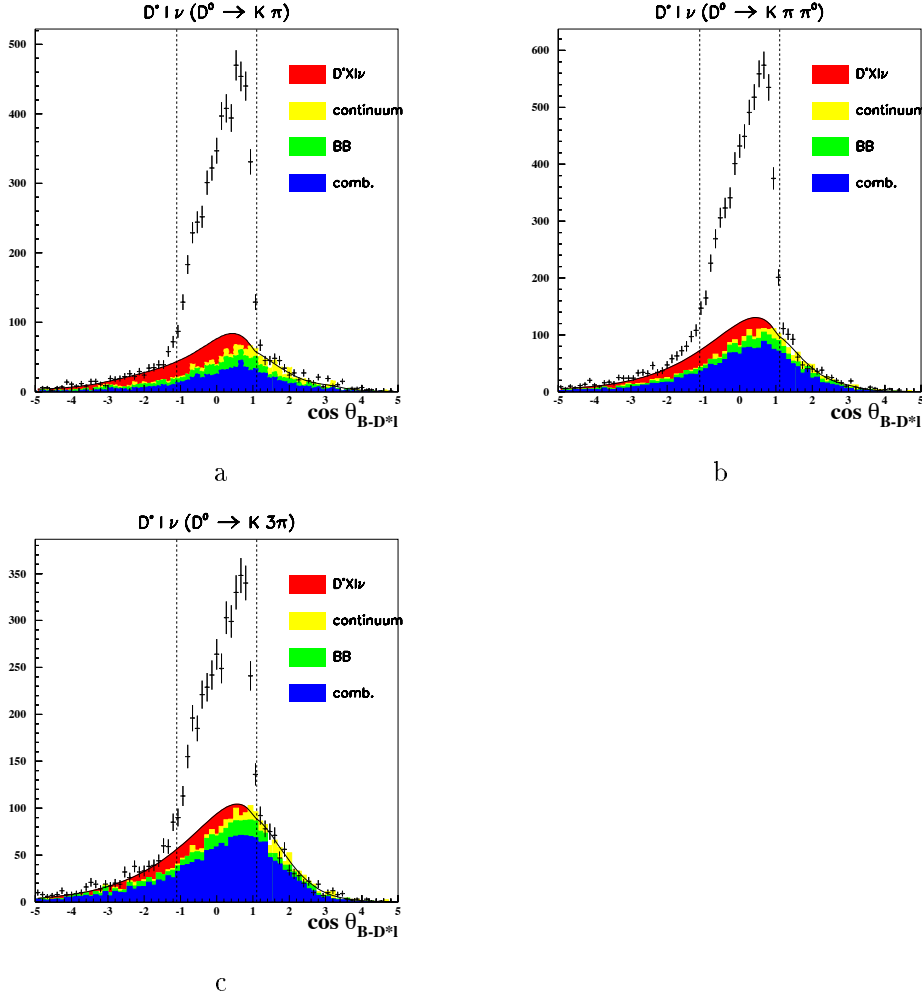


Figure 8.18: *Distribution de $\cos\theta_{B/(D^*\ell)}$ et répartition des différents bruits de fond pour les trois modes de désintégration du D^0 . (a) correspond à $D^0 \rightarrow K\pi$, (b) à $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ et (c) à $D^0 \rightarrow K3\pi$. Cette figure est extraite de [8].*

catégorie d'événements:	$f_{b\bar{b}}$ (%)	$f_{c\bar{c}}$ (%)	$f_{D^{**}}$ (%)
$D^*\ell\nu$	5.2 ± 1.0	2.5 ± 0.1	6.0 ± 2.0
$D^*\ell\nu$, 1K	5.8 ± 1.0	2.5 ± 0.2	6.0 ± 2.0

Tableau 8.8: *Les fractions de bruits de fond autres que combinatoire pour tous les événements $D^*\ell\nu$ et pour les événements dans lesquels il y a un kaon dans les produits de désintégration.*

La similitude des distributions en impulsion des K pour la région signal et la région de bruit de fond combinatoire a été vérifiée. Les distributions des kaons vrais dans les queues de distribution en Δm et dans la région du signal sont montrées figures 8.19((a) et (b)). Les distributions des impulsions des kaons sont comparables dans la région du signal et dans les queues de la

distribution de Δm . Ceci est dû au fait que ces kaons viennent de désintégrations de B.

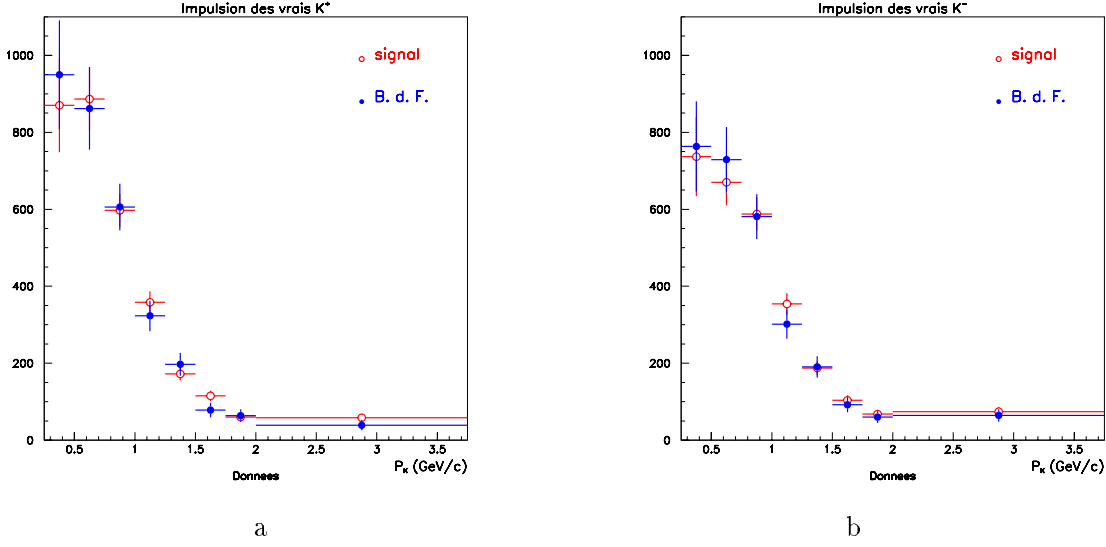


Figure 8.19: Distribution du nombre de kaons produits dans la région du signal ($|\Delta m - \Delta m(\text{nominale})| < 3 \text{ MeV}/c^2$) et dans les queues de distribution ($155 \text{ MeV}/c^2 < \Delta m < 165 \text{ MeV}/c^2$). La figure (a) est pour les kaons positifs et la (b) pour les négatifs.

8.7.3 $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^+\text{X})$ et $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^-\text{X})$

Afin de déterminer les rapports d'embranchement $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^+\text{X})$ et $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^-\text{X})$, une dernière correction au nombre d'événements $N_{K^\pm}^{D^{*\pm}}$ doit être appliquée : $(1 - f_{\text{perdus}}^\pm)$ (voir section 8.5.3).

Il est maintenant possible d'écrire la relation suivante :

$$N_{K^\pm}^{D^{*\pm}} \times f_{K^\pm \text{ signal}} = N^{D^{*\pm}} \times f_{D^{*\pm} \text{ signal}} \times \left[\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^\pm \text{X}) \times (1 - \chi_d) \times (1 - f_{\text{perdus}}^\pm) + \text{Br}(\bar{\text{B}}^0 \rightarrow \text{K}^\pm \text{X}) \times \chi_d \times (1 - f_{\text{perdus}}^\mp) \right] \quad (8.15)$$

Les quantités $f_{K^\pm \text{ signal}}$ et $f_{D^{*\pm} \text{ signal}}$ sont utilisées comme indiqué équation 8.13, avec les valeurs données tableaux 8.7 et 8.8. En considérant que le rapport d'embranchement du $\bar{\text{B}}^0$ en K^+X est égal à sa quantité conjuguée c'est à dire que :

$$\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^-\text{X}) = \text{Br}(\bar{\text{B}}^0 \rightarrow \text{K}^+\text{X}) \quad (8.16)$$

l'équation 8.15 peut se réécrire :

$$N_{K^\pm}^{D^{*\pm}} \times f_{K^\pm \text{ signal}} = N^{D^{*\pm}} \times f_{D^{*\pm} \text{ signal}} \times \left[\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^\pm \text{X}) \times (1 - \chi_d) \times (1 - f_{\text{perdus}}^\pm) + \text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^\mp \text{X}) \times \chi_d \times (1 - f_{\text{perdus}}^\mp) \right] \quad (8.17)$$

L'équation 8.17 est appliquée sur chacune des six catégories décrites tableau 8.7. Il faut remarquer que l'équation 8.17 contient deux équations : l'une pour exprimer $N_{K^+}^{D^{*\pm}}$ et l'autre pour $N_{K^-}^{D^{*\pm}}$. Pour chaque catégorie, ces deux équations forment un système qu'il est possible de résoudre pour déterminer $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^+X)$ et $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^-X)$. Les rapports d'embranchement sont calculés pour chacune des catégories, puis combinés pour obtenir un résultat final.

Les rapports d'embranchement sont proportionnels au rapport des fractions de bruit de fond $\frac{f_{K^\pm \text{ signal}}}{f_{D^{*\pm} \text{ signal}}}$. Ils ne sont donc pas directement sensibles au bruit de fond de l'échantillon de $D^* \ell \nu$ mais à la variation de ce bruit de fond en fonction du contenu en $K^\pm$ (voir tableaux 8.7 et 8.8).

8.7.4 Résultats sur la Simulation

Les événements simulés sont ceux décrits section 8.5.1. Les efficacités et fraction de mauvaise identification des sélecteurs de kaons et de pions sont recalculées pour les événements simulés afin d'avoir la même démarche que pour les données. Les résultats obtenus sont :

$$\begin{aligned} \text{Br}(B^0 \rightarrow K^+X) &= (51.5 \pm 1.6) \% \\ \text{Br}(B^0 \rightarrow K^-X) &= (15.2 \pm 0.9) \% \end{aligned} \quad (8.18)$$

Et la vérité sur ces événements est la suivante :

$$\begin{aligned} \text{Br}(B^0 \rightarrow K^+X) &= (51.8 \pm 0.2) \% \\ \text{Br}(B^0 \rightarrow K^-X) &= (15.0 \pm 0.1) \% \end{aligned} \quad (8.19)$$

Les résultats obtenus avec l'analyse et la vérité sont statistiquement compatibles. On sait toutefois que la région où l'impulsion du K est comprise entre 250 et 750 MeV/c est une zone où l'efficacité du sélecteur de K varie brutalement à cause du seuil Cerenkov des kaons qui se situe aux alentours de 500 MeV/c. L'écart entre le résultat et la vérité sera donc appliqué comme correction sur les données.

8.7.5 Résultats sur les données

L'analyse a donc été réalisée pour les six catégories citées plus haut.

La combinaison des résultats obtenus permet d'obtenir les rapports d'embranchement suivants :

$$\begin{aligned} \text{Br}(B^0 \rightarrow K^+X) &= (51.0 \pm 1.8 \pm 0.5) \% \\ \text{Br}(B^0 \rightarrow K^-X) &= (18.5 \pm 1.2 \pm 0.4) \% \end{aligned} \quad (8.20)$$

La première erreur est statistique. Elle comprend les erreurs sur $\epsilon_{id/vrai}$. La seconde correspond à l'erreur sur f_{comb} .

Ces mesures ont été obtenues en combinant les résultats trouvés pour les 6 catégories d'événements étudiés. Les résultats sont donnés tableau 8.9.

Si la correction entre les valeurs trouvées lors de l'analyse sur la simulation et la vérité (équations 8.18 et 8.19) est appliquée, ces rapports deviennent :

$$\begin{aligned} \text{Br}(B^0 \rightarrow K^+X) &= (51.3 \pm 1.8 \pm 1.6) \% \\ \text{Br}(B^0 \rightarrow K^-X) &= (18.3 \pm 1.2 \pm 0.9) \% \end{aligned} \quad (8.21)$$

catégorie d'événements :	Br($B^0 \rightarrow K^+X$) (%)	Br($B^0 \rightarrow K^-X$) (%)
$B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu, D^0 \rightarrow K\pi$	$47.6 \pm 4.1 \pm 0.9$	$21.3 \pm 2.8 \pm 0.8$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}, D^0 \rightarrow K\pi$	$48.2 \pm 4.1 \pm 0.9$	$17.6 \pm 2.7 \pm 0.8$
$B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu, D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	$48.7 \pm 4.2 \pm 1.1$	$18.2 \pm 2.7 \pm 1.0$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}, D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	$55.5 \pm 4.8 \pm 1.1$	$16.0 \pm 2.7 \pm 0.9$
$B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu, D^0 \rightarrow K3\pi$	$50.5 \pm 4.9 \pm 1.8$	$23.9 \pm 3.8 \pm 1.5$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}, D^0 \rightarrow K3\pi$	$63.2 \pm 5.9 \pm 1.8$	$15.8 \pm 3.3 \pm 1.4$

Tableau 8.9: *Les rapports d'embranchement trouvés pour les six catégories d'événements définies plus haut. La première erreur correspond à l'erreur statistique tandis que la deuxième correspond à l'erreur sur f_{comb} . Ces rapports ont été combinés pour obtenir les résultats de l'équation 8.20.*

La seconde erreur est systématique et correspond à l'erreur statistique de la simulation (équation 8.18).

Les autres erreurs systématiques à prendre en compte sont :

- L'erreur sur la valeur de χ_d [1].
- Les erreurs sur les fractions de bruit de fond issues du tableau 8.8, auxquelles s'ajoutent les erreurs dues à l'erreur sur f_{comb} .
- Les erreurs sur les quantités $f_{perdus}^\pm$. Ces erreurs sont données section 8.6.2.
- Une erreur systématique de 2.5% par trace sur l'efficacité de détection des traces [5].
- Incertitude sur la différence des fractions de bruit de fond entre “bons” et “mauvais” K (voir section 8.7.2).

Ces erreurs sont détaillées tableau 8.10.

Origine de l'erreur systématique	Erreur absolue sur Br($B^0 \rightarrow K^+X$)	Erreur absolue sur Br($B^0 \rightarrow K^-X$)
Fractions de bruits de fond	1.8×10^{-2}	0.8×10^{-2}
Détection des traces	1.2×10^{-2}	0.5×10^{-2}
Fractions de bruits de fond entre bon et mauvais K	1.1×10^{-2}	0.8×10^{-2}
$f_{perdus}^\pm$	1.0×10^{-2}	0.7×10^{-2}
Erreur sur χ_d	0.5×10^{-2}	0.5×10^{-2}
Correction de la simulation	$+0.3 \times 10^{-2}$	-0.2×10^{-2}
Statistique de la simulation	1.6×10^{-2}	0.9×10^{-2}
Total	3.1×10^{-2}	1.8×10^{-2}

Tableau 8.10: *Détail des erreurs systématiques pour la mesure de $Br(B^0 \rightarrow K^\pm X)$.*

Toutes les erreurs systématiques du tableau 8.10 prises en compte et ajoutées quadratiquement, le résultat final est de :

$$\begin{aligned}\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^+\text{X}) &= (51.3 \pm 1.8 \pm 3.1)\% \\ \text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^-\text{X}) &= (18.3 \pm 1.2 \pm 1.8)\%\end{aligned}\tag{8.22}$$

8.8 Multiplicité : $n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^\pm)$

Pour mesurer la multiplicité des kaons chargés dans une désintégration de B^0 , le principe est exactement le même que pour mesurer les rapports d'embranchement $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^+\text{X})$ et $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^-\text{X})$. Il suffit simplement de compter tous les $\text{K}^\pm$ identifiés au lieu de ne garder qu'un seul $\text{K}^\pm$ par événement. Les rapports d'embranchement sont alors obtenus à partir de l'équation 8.17 en remplaçant $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^\pm\text{X})$ par $n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^\pm)$.

Les efficacité d'identification $\epsilon_{id/vrai}$ et géométriques ϵ_{geo} sont les mêmes ainsi que les fractions de bruit de fond puisqu'il s'agit des mêmes événements.

Les seules fractions qui changent sont $f_{perdus}^\pm$ qui sont données section 8.6.2.

8.8.1 Résultats sur la simulation

L'analyse a d'abord été effectuée sur la simulation et les résultats obtenus sont :

$$\begin{aligned}n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^+) &= 0.569 \pm 0.017 \\ n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^-) &= 0.160 \pm 0.009\end{aligned}\tag{8.23}$$

et la vérité sur ces événements est :

$$\begin{aligned}n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^+) &= 0.589 \pm 0.002 \\ n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^-) &= 0.159 \pm 0.001\end{aligned}\tag{8.24}$$

Ces résultats sont compatibles; les écarts entre eux seront pris comme corrections sur les données.

8.8.2 Résultats sur les données

La mesure sur les données a alors été faite, donnant les multiplicités suivantes :

$$\begin{aligned}n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^+) &= 0.560 \pm 0.020 \pm 0.005 \\ n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^-) &= 0.196 \pm 0.013 \pm 0.004\end{aligned}\tag{8.25}$$

La première erreur est statistique. Elle comprend les erreurs sur $\epsilon_{id/vrai}$. La seconde correspond à l'erreur sur f_{comb} . Ces résultats sont obtenus après combinaison des mesures faites pour les 6 catégories d'événements définis plus haut (voir tableau 8.11).

Si la correction entre les valeurs trouvées lors de l'analyse sur la simulation et la vérité (équations 8.23 et 8.24) est appliquée, ces rapports deviennent :

$$\begin{aligned}n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^+) &= 0.580 \pm 0.020 \pm 0.017 \\ n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^-) &= 0.195 \pm 0.013 \pm 0.009\end{aligned}\tag{8.26}$$

catégorie d'événements :	$n(B^0 \rightarrow K^+)$	$n(B^0 \rightarrow K^-)$
$B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu, D^0 \rightarrow K\pi$	$0.522 \pm 0.045 \pm 0.010$	$0.233 \pm 0.032 \pm 0.009$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}, D^0 \rightarrow K\pi$	$0.531 \pm 0.045 \pm 0.010$	$0.181 \pm 0.029 \pm 0.009$
$B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu, D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	$0.534 \pm 0.044 \pm 0.012$	$0.191 \pm 0.029 \pm 0.010$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}, D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	$0.599 \pm 0.051 \pm 0.012$	$0.172 \pm 0.029 \pm 0.009$
$B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu, D^0 \rightarrow K3\pi$	$0.558 \pm 0.055 \pm 0.019$	$0.260 \pm 0.042 \pm 0.016$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}, D^0 \rightarrow K3\pi$	$0.688 \pm 0.063 \pm 0.020$	$0.169 \pm 0.035 \pm 0.015$

Tableau 8.11: *Les mesures de multiplicité trouvées pour les six catégories d'événements. La première erreur correspond à l'erreur statistique tandis que la deuxième correspond à l'erreur sur f_{comb} . Ces mesures ont été combinées pour obtenir les résultats de l'équation 8.25.*

La deuxième erreur (qui rentre dans l'erreur systématique) correspond à l'erreur statistique sur la simulation (équation 8.23).

Les autres erreurs systématiques sur ces mesures ont été calculées de la même façon que celles des rapports d'embranchement $Br(B^0 \rightarrow K^\pm X)$. Ces erreurs sont détaillées tableau 8.12.

Origine de l'erreur systématique	Erreur absolue sur $n(B^0 \rightarrow K^+)$	Erreur absolue sur $n(B^0 \rightarrow K^-)$
Fractions de bruits de fond	2.0×10^{-2}	0.8×10^{-2}
Détection des traces	1.4×10^{-2}	0.5×10^{-2}
Fractions de bruits de fond entre bon et mauvais K	1.2×10^{-2}	0.8×10^{-2}
$f_{perdus}^\pm$	1.1×10^{-2}	0.7×10^{-2}
Erreur sur χ_d	0.5×10^{-2}	0.5×10^{-2}
Correction de la simulation	$+2.0 \times 10^{-2}$	-0.1×10^{-2}
Statistique de la simulation	1.7×10^{-2}	0.9×10^{-2}
Total	3.4×10^{-2}	1.8×10^{-2}

Tableau 8.12: *Détail des erreurs systématiques sur la mesure de $n(B^0 \rightarrow K^\pm)$.*

Le résultat final est alors :

$$\begin{aligned}
n(B^0 \rightarrow K^+) &= 0.580 \pm 0.020 \pm 0.034 \\
n(B^0 \rightarrow K^-) &= 0.195 \pm 0.013 \pm 0.018
\end{aligned} \tag{8.27}$$

Ces résultats sont compatibles avec ce qui est attendu, comme cela est expliqué section suivante.

8.9 Discussion des résultats

L'expérience ARGUS [3] a mesuré la multiplicité des kaons obtenus lors d'une désintégration du B^0 :

$$\begin{aligned} n(B^0 \rightarrow K^+) &= 0.58 \pm 0.01 \pm 0.08 \\ n(B^0 \rightarrow K^-) &= 0.13 \pm 0.01 \pm 0.05 \end{aligned} \quad (8.28)$$

Les erreurs systématiques sur ces mesures sont principalement dues à d'importants facteurs de correction tirés de la simulation. En effet, les mesures ne distinguaient pas les B chargés des B neutres aussi le rapport $\frac{n(B^0 \rightarrow K)}{n(B^+ \rightarrow K)}$ a-t-il été déduit de la simulation d'ARGUS.

La mesure de $n(B^0 \rightarrow K^+)$ présentée dans cette analyse est compatible avec celle d'ARGUS tandis que celle de $n(B^0 \rightarrow K^-)$ lui est supérieure.

Ces résultats expliquent les différences qui existent entre les données et la simulation dans l'analyse présentée ici. En effet, la simulation de BaBar est en partie basée sur les mesures d'ARGUS. Ainsi les résultats sur $n(B^0 \rightarrow K^+)$ sont-ils comparables entre données et simulation tandis que la valeur de $n(B^0 \rightarrow K^-)$ dans les données est supérieure à ce qui est attendu.

Ce dernier résultat confirme la mesure de la fraction de mauvais étiquetage par les kaons. Celle-ci était plus élevée que ce qui était attendu (20 % avec les données contre 16 % avec la simulation), alors que les efficacités et puretés de sélection des kaons sont comparables entre les données et la simulation.

En ce qui concerne la mesure des rapports d'embranchement inclusifs $Br(B^0 \rightarrow K^+X)$ et $Br(B^0 \rightarrow K^-X)$, il n'existe aucune mesure antérieure à laquelle les comparer.

Les valeurs mesurées semblent compatibles avec les valeurs des multiplicités.

Il est en effet logique que $Br(B^0 \rightarrow K^+X)$ soit inférieur à $n(B^0 \rightarrow K^+)$. En effet, il peut y avoir plusieurs K^+ obtenus lors de la désintégration d'un B^0 : par le processus $\bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow \bar{s}$, mais aussi *via* la désintégration du W en $c\bar{s}$ ou l'apparition de paires $s\bar{s}$... Par exemple, lors de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)}D^{(*)}K^+$, deux K^+ sont produits.

Et le fait de trouver des valeurs proches pour $Br(B^0 \rightarrow K^-X)$ et $n(B^0 \rightarrow K^-)$ n'est pas étonnant non plus en considérant que, dans la plupart des cas, un seul kaon négatif est produit dans une désintégration de B^0 .

Cet excès de “mauvais K” dans les données par rapport à la simulation est troublant, car le rapport d'embranchement des “mauvais D” dans cette simulation est conforme aux mesures. En effet, il a été vu que les rapports d'embranchement du B^0 en $D^{*-}D^{(*)0}K^+$ sont plutôt surestimés dans la simulation, et que, d'une manière plus générale celle-ci prédit un taux de “mauvais D” tout à fait conforme à la valeur moyenne actuelle (de 9.1 ± 1.4 %). Les “mauvais K” ne semblent donc pas venir des “mauvais D”. Une possibilité est que les mauvais K viennent des D_s^+ obtenus lors d'une désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}D_s^+$. Mais là encore, la simulation prédit un rapport d'embranchement du B^0 dans ce canal en accord avec les mesures actuelles.

Ces “mauvais K” pourraient venir des désintégrations de D ou D_s dans des proportions différentes de celles attendues. Les mesures des rapports d'embranchement de ces particules en “mauvais K” pourraient être mesurées afin d'étudier cette hypothèse.

La technique de cette analyse pourrait être appliquée à la mesure d'autres rapports d'embranchement inclusifs tels que ceux du B^0 en “bons” et “mauvais” D.

Bibliographie

- [1] The Particle Data Group
Review of Particle Physics
The European Physical Journal C. Volume 3. (2000)
- [2] ARGUS Collaboration.
Two measurements of B^0 anti- B^0 mixing using kaon tagging
Phys.Lett.B374 256 (1995).
- [3] ARGUS Collaboration.
Kaons in flavour tagged B decays.
Z.Phys. C62, 371-381 (1994).
- [4] S.Plaszczynski *et al.*
Measurement of the mistag fraction
BaBar Analysis Document # 22 (Juillet 2000).
- [5] The BaBar Collaboration.
The first year of the BaBar experiment at PEP-II
SLAC-PUB-8539 (Juillet 2000).
- [6] B. Aubert *et al.*
**A measurement of the B^0 - anti- B^0 oscillation frequency
and determination of flavor tagging efficiency using semileptonic
and hadronic B^0 decays**
hep-ex/0008052 (2000).
- [7] <http://www.slac.stanford.edu/~chcheng/talk/kpipi0DalitzFunc>
- [8] <http://www.lal.in2p3.fr/recherche/babar/Tagging/TagMix/14Sep00/index.html>

Conclusion

Ce mémoire de thèse couvre donc deux parties distinctes de l'histoire de BaBar : la mesure du bruit de fond engendré par l'accélérateur PEP-II avant le démarrage de l'expérience, puis, avec les premières données enregistrées par le détecteur, la mesure de divers rapports d'embranchement.

La mini-TPC a permis de mesurer le taux de traces chargées au voisinage du point d'interaction lors de la mise en service du collisionneur PEP-II, en janvier 1998 et entre octobre et février 1999. Les principaux résultats de cette période ont été obtenus lors d'expériences spécifiques, comme l'ouverture et la fermeture des collimateurs du faisceau d'électrons, la variation du nombre de paquets circulant dans les anneaux.... Cette mise en service de PEP-II a permis de mettre en évidence un bruit de fond machine très élevé dû à une mauvaise qualité du vide dans les anneaux à l'origine d'interactions faisceau-gaz.

En effet, si le rayonnement synchrotron ne constituait pas un danger pour BaBar, il n'en était pas de même des particules perdues par le faisceau. Ce phénomène, qui se produit lors de diffusions coulombiennes ou par rayonnement de freinage, a été très important au démarrage de la machine car beaucoup de gaz résiduel était piégé dans les anneaux. Au cours du temps, il diminue avec le dégazage des parois. L'ampleur de ce phénomène était inattendue car la simulation initiale ne prévoyait pas que ces particules perdues par le faisceau au-delà de 70 m du point d'interaction puissent atteindre le détecteur. Et même après une réévaluation de la pression par des modèles tenant compte de la configuration de tout l'anneau, la différence entre les données et la simulation restait non négligeable. La simulation du bruit de fond de BaBar a donc été remise en cause. Ses failles semblent être dues au manque de précision de modèles, mais aussi à la possibilité qu'ont les particules diffusées par interaction coulombienne d'effectuer plusieurs tours d'anneau avant d'atteindre la zone d'interaction. Cette hypothèse a été confirmée par la réduction du bruit de fond, plus importante dans les données que dans la simulation, observée lors la fermeture des collimateurs du faisceau d'électrons.

Cette étude a donc mis en évidence le danger potentiel que représentait le bruit de fond machine pour BaBar et de nombreux systèmes ont été mis en place afin de protéger le détecteur : d'une part des éléments, tels que des collimateurs, ont été ajoutés à la machine afin d'améliorer la qualité du vide régnant dans les anneaux. D'autre part, un système de protection a été installé autour du détecteur. Il s'agit de petits détecteurs de contrôle de la radiation instantanée et intégrée reçue par BaBar qui peuvent arrêter les faisceaux si celle-ci est trop importante. Enfin une bonne compréhension de la machine a achevé de réduire le bruit de fond, ce qui a permis à PEP-II d'atteindre la luminosité record de $3.1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}$ en octobre 2000.

En ce qui concerne la simulation du bruit de fond, elle est actuellement réalisée avec de vrais événements de bruit de fond, ajoutés à la simulation des événements de physique.

L'étude du canal $b \rightarrow c\bar{c}s$ est importante pour la connaissance de l'ensemble des désintégrations

du méson B. Avec les données enregistrées par BaBar, les rapports d'embranchement du B^0 en $D^{*-}D^0K^+$ et en $D^{*-}D^{*0}K^+$ ont été mesurés en utilisant deux méthodes différentes. La première est une méthode de reconstruction exclusive du B^0 en $D^{*-}D^0K^+$ qui sélectionne aussi des événements $D^{*-}D^{*0}K^+$. Les deux rapports d'embranchement ont ainsi pu être mesurés de façon indépendante. Les résultats trouvés avec une luminosité intégrée de 17.3 fb^{-1} sont :

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+) = (0.29 \pm 0.06 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)}) \% \quad (8.29)$$

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^{*0}K^+) = (1.16 \pm 0.15 \text{ (stat)} \pm 0.16 \text{ (syst)}) \% \quad (8.30)$$

Une méthode de reconstruction partielle du B^0 en $\bar{D}^0K^-\pi_{\text{mou}}^+$ a aussi été développée. Le D^0 du D^{*+} n'est pas reconstruit. Cette méthode sélectionne à la fois des événements $D^{*-}D^0K^+$ et $D^{*-}D^{*0}K^+$. Pour effectuer la mesure du rapport d'embranchement $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+)$, l'hypothèse $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} K^-) \simeq 3 \times \Gamma(\bar{B} \rightarrow D^{(*)} \bar{D} K^-)$ est utilisée. Le résultat obtenu avec une luminosité intégrée de 8.9 fb^{-1} est :

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}D^0K^+) = (0.45 \pm 0.12 \text{ (stat)} \pm 0.25 \text{ (syst)}) \% \quad (8.31)$$

Ces résultats sont en accord les uns avec les autres, et ils sont aussi compatibles avec les mesures réalisées par CLEO.

Dans l'étiquetage des mésons B^0 , les kaons de “mauvaise charge” sont une source d'erreur. Les mesures des rapports d'embranchement inclusifs et des multiplicités du B^0 en K^+ et K^- ont été réalisés en utilisant un échantillon d'environ 10 000 paires $B^0 - \bar{B}^0$ où l'un des B est reconstruit en $D^*\ell\nu$. Ces mesures ont nécessité une étude approfondie des performances de l'algorithme d'identification des kaons qui utilise les informations venant du DIRC, de la chambre à dérive et du détecteur de vertex. Les différents bruits de fond des événements $D^*\ell\nu$ doivent aussi être bien compris et la fraction de ces bruit de fond bien évaluée afin de compter précisément le nombre d'événements de signal. Enfin, la proportion de K chargés ayant une impulsion inférieure à la limite d'identification (250 MeV/c) est évaluée en s'appuyant sur la simulation et sur un ajustement de la distribution de l'impulsion des K dans les données.

Les résultats obtenus sont :

$$\begin{aligned} \text{Br}(B^0 \rightarrow K^+X) &= (51.3 \pm 1.8 \pm 3.1)\% \\ \text{Br}(B^0 \rightarrow K^-X) &= (18.3 \pm 1.2 \pm 1.8)\% \end{aligned} \quad (8.32)$$

pour le rapport d'embranchement inclusif du B^0 en K chargé, et :

$$\begin{aligned} n(B^0 \rightarrow K^+) &= 0.580 \pm 0.020 \pm 0.034 \\ n(B^0 \rightarrow K^-) &= 0.195 \pm 0.013 \pm 0.018 \end{aligned} \quad (8.33)$$

pour la multiplicité, c'est à dire le nombre de K chargés obtenus lors de la désintégration d'un B^0 .

Les mesures réalisées pour les “bons K” (ie les K^+ pour une désintégration de B^0) sont conformes à ce qui était prédit, mais pour les “mauvais K”, l'analyse réalisée montre que le taux de kaon négatifs obtenus lors de la désintégration d'un B^0 est supérieur aux prédictions. Ce résultat confirme la mesure de la fraction de mauvais étiquetage par les kaons, supérieures dans les données (où elle est de 20 %) par rapport à la simulation (où elle vaut 16 %).

Résumé

Les travaux présentés dans cette thèse couvrent deux parties de l'histoire de BaBar : l'étude, avec une mini-TPC, du bruit de fond engendré par l'accélérateur PEP-II avant le démarrage de l'expérience, puis la mesure des rapports d'embranchement $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^{(*)0}\text{K}^+)$ et $\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^\pm \text{X})$ avec les premières données enregistrées par le détecteur.

La mini-TPC a permis d'étudier le taux de traces chargées au voisinage du point d'interaction lors de la mise en service du collisionneur PEP-II. Les résultats de cette étude ont montré un bruit de fond machine bien supérieur à celui simulé. Ceci est dû à la mauvaise qualité du vide dans les anneaux qui entraîne des interactions faisceau-gaz à l'origine de gerbes électromagnétiques au point d'interaction. Ces études ont mis en évidence le danger que le bruit de fond pouvait constituer pour le détecteur. L'ajout de collimateurs et une bonne compréhension de la machine ont permis de réduire ce bruit de fond. La radiation reçue par BaBar est contrôlée en permanence ce qui permet de le protéger.

L'étude du canal $\text{b} \rightarrow \text{c}\bar{\text{c}}\text{s}$ est importante pour la connaissance des désintégrations du méson B. Avec une luminosité intégrée de 17.3 fb^{-1} enregistrée par BaBar, les rapports d'embranchement suivants ont été mesurés de façon exclusive :

$$\begin{aligned}\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+) &= (0.29 \pm 0.06 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)}) \% \\ \text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^{*0}\text{K}^+) &= (1.16 \pm 0.15 \text{ (stat)} \pm 0.16 \text{ (syst)}) \%\end{aligned}$$

Une méthode de reconstruction partielle a aussi été développée. Avec une luminosité intégrée de 8.9 fb^{-1} , elle donne :

$$\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{D}^{*-}\text{D}^0\text{K}^+) = (0.45 \pm 0.12 \text{ (stat)} \pm 0.25 \text{ (syst)}) \%$$

Ce résultat est en bon accord avec celui de l'analyse exclusive.

Les rapports d'embranchement inclusifs et les multiplicités du B^0 en K^+ et en K^- ont été mesurés afin d'évaluer la fraction de "mauvais K" dans une désintégration de B^0 . Les résultats sont :

$$\begin{aligned}\text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^+\text{X}) &= (51.3 \pm 1.8 \pm 3.1)\% \\ \text{Br}(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^-\text{X}) &= (18.3 \pm 1.2 \pm 1.8)\% \\ n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^+) &= 0.580 \pm 0.020 \pm 0.034 \\ n(\text{B}^0 \rightarrow \text{K}^-) &= 0.195 \pm 0.013 \pm 0.018\end{aligned}$$

Mots Clés:	PEP-II	Bruit de fond
	TPC	BaBar
	Méson B	Méson D
	Méson K	Quark charmé
	$\text{b} \rightarrow \text{c}\bar{\text{c}}\text{s}$	Rapport d'embranchement
	$\text{D}\bar{\text{D}}\text{K}$	