

ORSAY
N° D'ORDRE :

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir
le grade de docteur en sciences
de l'université Paris-XI Orsay

par

Bruno Serfass

Sujet :

**Étude des désintégrations semi-leptoniques non charmées
des mésons B et mesure de l'élément V_{ub} de la matrice
CKM dans l'expérience BABAR**

Soutenue le 21 septembre 2001 devant la commission d'examen composée
de :

MM.	Roy	ALEKSAN	directeur de thèse
	Étienne	AUGÉ	
	Luis	OLIVER	rapporteur
	Klaus	SCHUBERT	
	Achille	STOCCHI	rapporteur
	Marco	ZITO	



Table des matières

Introduction	v
I Contextes théorique et expérimental	1
1 La violation de CP et la matrice CKM	3
1.1 La violation de CP	4
1.1.1 Les symétries discrètes	4
1.1.2 La violation de CP: découverte et origine	5
1.1.3 La violation de CP dans le système des mésons B	6
1.1.3.1 Amplitudes de désintégration des mésons B	6
1.1.3.2 Les différents types de violation de CP	8
1.2 Le Modèle Standard	10
1.2.1 Les ingrédients du modèle	10
1.2.2 La brisure de symétrie	12
1.2.3 Les limites du Modèle Standard	15
1.3 La matrice CKM	17
1.3.1 Les paramétrisations de la matrice CKM	17
1.3.1.1 La paramétrisation standard	17
1.3.1.2 La paramétrisation de Wolfenstein	18
1.3.2 Le triangle d'unitarité	18
1.3.3 Détermination des paramètres de la matrice CKM	20
1.3.3.1 Les éléments de la matrice CKM	20
1.3.3.2 Angles et côtés du triangle d'unitarité	22
2 Les désintégrations semi-leptoniques $b \rightarrow ul\nu$	29
2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques	30
2.1.1 Taux de désintégration	30
2.1.2 Caractéristiques des désintégrations semi-leptoniques	35
2.1.2.1 Distribution de q^2	35
2.1.2.2 Spectre en énergie des leptons	36
2.1.3 Facteurs de forme	39
2.1.3.1 Calcul sur réseaux	43
2.1.3.2 Règles de somme de la QCD	47
2.1.3.3 Modèles de quarks	50
2.2 Méthodes et bilan expérimental	51
2.2.1 Études inclusives de $b \rightarrow cl\nu$	51

2.2.2	Études inclusives de $b \rightarrow ul\nu$	54
2.2.3	Études exclusives de $b \rightarrow cl\nu$	56
2.2.4	Études exclusives de $b \rightarrow ul\nu$	60
II PEP-II et le détecteur BaBar		67
3 Le collisionneur PEP-II		69
3.1	Introduction	70
3.1.1	Contraintes	70
3.1.2	Les paramètres de PEP-II	71
3.2	Description de PEP-II	73
3.2.1	L'accélérateur linéaire	73
3.2.2	Les anneaux de stockage	73
3.2.3	La région d'interaction	73
3.3	Performances de PEP-II	75
3.4	Conclusion	76
4 Le détecteur BaBar		77
4.1	Introduction	78
4.2	Le détecteur de vertex en silicium	79
4.3	La chambre à dérive	82
4.4	Le système d'identification des particules	86
4.5	Le calorimètre électromagnétique	90
4.6	Le solénoïde	95
4.7	Le retour de champ instrumenté	96
4.8	Le système de déclenchement	98
4.9	Conclusion	99
III Analyse des données		101
5 Sélection des événements $B \rightarrow X_u l \nu$		103
5.1	Introduction	104
5.2	Données utilisées pour l'analyse	105
5.3	Sélection des traces et des gerbes	109
5.4	Sélection des événements multi-hadroniques	111
5.5	Identification des leptons	113
5.5.1	Les électrons	113
5.5.2	Les muons	116
5.5.3	Les désintégrations $J/\Psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$	117
5.5.4	Les hadrons identifiés en leptons	118
5.6	Reconstruction des hadrons	121
5.7	Reconstruction du neutrino	126
5.8	Le bruit de fond combinatoire	129
5.9	Les événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	132
5.10	Optimisation des coupures	139

5.11	Résultats de la sélection	141
6	Ajustement des données sélectionnées	151
6.1	Méthode d'ajustement	152
6.1.1	Les variables d'ajustement	152
6.1.2	Les contributions à l'ajustement	154
6.1.2.1	Le signal direct et indirect	155
6.1.2.2	Les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$	155
6.1.2.3	Le bruit de fond $b \rightarrow u \ell \nu$	156
6.1.2.4	Le bruit de fond $b \rightarrow c \ell \nu$	156
6.1.2.5	Le continuum	156
6.1.2.6	Les hadrons identifiés en leptons	157
6.1.3	La fonction de vraisemblance	157
6.2	Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)	160
6.2.1	Les paramètres de l'ajustement	160
6.2.2	Rapport d'embranchement et nombres d'événements ajustés	162
6.2.3	Les projections	162
6.2.4	Qualité de l'ajustement	178
6.3	Résultats pour d'autres modèles théoriques	184
7	Les erreurs systématiques	189
7.1	La simulation du détecteur	190
7.1.1	Les traces	190
7.1.2	Les photons et π^0	191
7.1.3	Bremsstrahlung	191
7.2	Incertitude sur les événements du bruit de fond	193
7.2.1	Les événements $b \rightarrow c \ell \nu$	193
7.2.2	Les événements $b \rightarrow u \ell \nu$	193
7.2.3	Les événements $b \rightarrow u \ell \nu$ non-résonants	195
7.3	Autre erreurs systématiques	195
7.3.1	Temps de vie du B	195
7.3.2	f_{\pm}/f_{00}	195
7.3.3	Incertitude sur le nombre de $B\bar{B}$	196
7.3.4	Incertitude sur l'identification des leptons	196
7.3.5	Incertitude sur les hadrons identifiés en leptons	196
7.3.6	Incertitude sur la méthode d'ajustement	196
7.3.7	Contraintes d'isospin	198
7.4	Conclusion	201
8	Détermination de V_{ub}	203
9	Conclusion et perspectives	207
	Bibliographie	210
	Remerciements	216

Introduction

L'étude présentée dans cette thèse a été réalisée dans le cadre de l'expérience BaBar. Le but principal de cette expérience, située au *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC), est de mesurer la violation de CP dans le système des mésons B, permettant ainsi de tester la partie du Modèle Standard décrivant l'interaction faible entre les quarks. Pour atteindre cet objectif, le collisionneur PEP-II, auprès duquel est installé le détecteur BaBar, produit plus de 30 millions de paires $B\bar{B}$ par an. Ce collisionneur électrons-positrons est, avec celui situé au laboratoire KEK (Japon), une des deux *usines à B* dans le monde.

L'asymétrie CP dans le système des mésons B n'est pas la seule quantité susceptible de tester le Modèle Standard. Les éléments de la *matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* (CKM) peuvent, par exemple, donner des informations précieuses sur ce modèle. Ceux-ci ne sont pas directement prédits par la théorie mais doivent être mesurés expérimentalement. En particulier, on peut mesurer la norme de V_{ub} . Celle-ci est encore mal connue. La dernière mesure exclusive donne une incertitude de plus de 20% sur sa valeur (CLEO). Le but de la présente thèse est d'améliorer la précision de cette mesure.

$|V_{ub}|$ peut être mesuré au moyen de modes semi-leptoniques exclusifs. Un avantage théorique de ces modes semi-leptoniques est que les interactions fortes peuvent être isolées dans un courant hadronique. Ceci nous permet de déterminer $|V_{ub}|$ directement à partir d'un rapport d'embranchement. Cette extraction nécessite cependant l'apport d'un modèle théorique pour le calcul des facteurs de forme. D'un point de vue expérimental, la difficulté principale vient de la présence d'un neutrino. L'analyse effectuée dans cette thèse sera ainsi sensible principalement aux désintégrations $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et ce dans le domaine d'énergie des leptons non accessible aux désintégrations du type $b \rightarrow c l \nu$. D'autres modes seront aussi étudiés : $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$, $B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu$.

Cette thèse comporte trois parties. La première partie est consacrée, tout d'abord, à la violation de CP et au modèle standard. Le but est de comprendre comment ce modèle peut être testé non seulement par la mesure de la violation de CP dans le système des mésons B, mais aussi par la détermination précise de $|V_{ub}|$. Pour cela, nous serons amenés à introduire le *triangle d'unitarité* qui résulte de la propriété d'unitarité de la matrice CKM. Les caractéristiques des désintégrations semi-leptoniques exclusives, que nous utiliserons pour mesurer $|V_{ub}|$, seront ensuite discutées. Nous introduirons, notamment, les différents modèles théoriques de facteurs de forme, nécessaires pour les décrire. Cette partie se termine finalement avec une description des différentes mesures expérimentales des modes semi-leptoniques inclusifs et exclusifs.

La deuxième partie de la thèse décrit le collisionneur PEP-II et le détecteur BaBar. Pour la mesure de $|V_{ub}|$ au moyen des désintégrations semi-leptoniques, une bonne identi-

fication des leptons est nécessaire. Celle-ci est principalement effectuée par le *calorimètre électromagnétique* et le *retour de champ instrumenté* pour les électrons et les muons respectivement.

La troisième partie expose l'analyse des désintégrations semi-leptoniques exclusives et l'extraction de $|V_{ub}|$. Nous discuterons tout d'abord de la sélection des modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$, $B^\pm \rightarrow \omega l\nu$, $B^\pm \rightarrow \pi^0 l\nu$ et $B^0 \rightarrow \pi^\pm l\nu$. Les principales difficultés viennent non seulement de la présence d'un neutrino que l'on ne détecte pas, mais aussi des désintégrations $b \rightarrow cl\nu$. En effet, le rapport d'embranchement de ces désintégrations est près de 100 fois plus grand que celui des désintégrations $b \rightarrow ul\nu$. Cependant, le quark c étant plus lourd que le quark u , il existe une région d'énergie des leptons non accessible aux désintégrations charmées. Nous verrons que notre sélection est principalement sensible au signal dans cette région. D'autres bruits de fond importants devront être aussi diminués : on peut citer notamment les événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, où $q = c, u, d, s$, ainsi que le bruit de fond venant des désintégrations $b \rightarrow ul\nu$ différentes des cinq modes mentionnés précédemment. Nous décrirons ensuite la méthode utilisée pour ajuster les données sélectionnées. Nous utiliserons la méthode du maximum de vraisemblance pour ajuster les données simultanément pour les cinq modes de désintégration. Toutefois cette méthode devra tenir compte des incertitudes statistiques dues aux échantillons limités de certains bruits de fond. Les erreurs systématiques et théoriques sur la mesure du rapport d'embranchement seront aussi discutées. Celles-ci sont dues principalement à la réponse du détecteur et des formes des bruits de fond. $|V_{ub}|$ sera finalement extrait du rapport d'embranchement et comparé aux autres mesures.

Première partie
Contextes théorique et expérimental

Chapitre 1

La violation de CP et la matrice CKM

Sommaire

1.1	La violation de CP	4
1.1.1	Les symétries discrètes	4
1.1.2	La violation de CP: découverte et origine	5
1.1.3	La violation de CP dans le système des mésons B	6
1.1.3.1	Amplitudes de désintégration des mésons B	6
1.1.3.2	Les différents types de violation de CP	8
1.2	Le Modèle Standard	10
1.2.1	Les ingrédients du modèle	10
1.2.2	La brisure de symétrie	12
1.2.3	Les limites du Modèle Standard	15
1.3	La matrice CKM	17
1.3.1	Les paramétrisations de la matrice CKM	17
1.3.1.1	La paramétrisation standard	17
1.3.1.2	La paramétrisation de Wolfenstein	18
1.3.2	Le triangle d'unitarité	18
1.3.3	Détermination des paramètres de la matrice CKM	20
1.3.3.1	Les éléments de la matrice CKM	20
1.3.3.2	Angles et côtés du triangle d'unitarité	22

Ce chapitre présente les aspects fondamentaux de la violation de CP et du Modèle Standard. Le but est non seulement d'introduire l'élément V_{ub} de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM), mais aussi de pouvoir situer sa mesure dans un cadre général. Nous verrons que la connaissance précise de cet élément de matrice, en parallèle avec l'analyse de la violation de CP, permet de tester la validité du Modèle Standard.

La première partie du chapitre est consacrée à la découverte de la violation de CP et à son étude dans le système des mésons B . La deuxième introduit le Modèle Standard, ainsi que la matrice CKM, dont V_{ub} est l'un des éléments. La dernière décrira les différentes mesures expérimentales.

1.1 La violation de CP

1.1.1 Les symétries discrètes

La symétrie CP est le produit de deux symétries, qui sont la *conjugaison de charge* C et la *parité* P . Ces deux symétries, ainsi que le *renversement du temps* T , sont des transformations discrètes associées à des lois décrivant la dynamique des interactions.

- **La conjugaison de charge C**

Cette opération transforme une particule, décrite par une fonction d'onde Ψ , de quantité de mouvement \vec{p} et de spin \vec{s} , en son anti-particule sans changer ni son impulsion ni son spin :

$$\mathbf{C}\Psi(\vec{p}, \vec{s}) = \eta_{\Psi}^{(C)} \overline{\Psi}(\vec{p}, \vec{s}) \quad (1.1)$$

où $\eta_{\Psi}^{(C)}$ est un facteur de phase. Toutes les charges (charge électrique, nombres leptonique et baryonique par exemple) sont remplacées par leurs opposées.

- **La parité P**

Cette opération change le signe des vecteurs $(\vec{x}, \vec{p}, \dots)$, mais laisse les pseudo-vecteurs invariants ($\vec{L} = \vec{x} \wedge \vec{p}, \vec{s}$):

$$\mathbf{P}\Psi(\vec{p}, \vec{s}) = \eta_{\Psi}^{(P)} \Psi(-\vec{p}, \vec{s}) \quad (1.2)$$

où $\eta_{\Psi}^{(P)}$ est un facteur de phase appelé *parité intrinsèque de la particule*.

- **Le renversement du temps T**

Cet opérateur agit sur la composante temporelle des quadri-vecteurs. Les positions d'espace \vec{r} restent inchangées, tandis que les signes des quantités de mouvement \vec{p} et des moments angulaires (ainsi que le spin), $\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}$, sont changés en leurs opposés:

$$\mathbf{T}\Psi(\vec{p}, \vec{s}) = \eta_{\Psi}^{(T)} \Psi^*(-\vec{p}, -\vec{s}) \quad (1.3)$$

où $\eta_{\Psi}^{(T)}$ est un facteur de phase dépendant du spin.

Conservation des symétries discrètes

Il est possible de démontrer [1] que le produit CPT est conservé pour toute théorie de champ locale et donc par toutes les interactions du Modèle Standard. Ce théorème a, notamment, pour conséquence que la masse et le taux de désintégration d'une particule sont exactement égaux à ceux de son anti-particule.

Les symétries C, P et T, prises séparément, et leurs produits, sont conservés par l'interaction forte et l'interaction électromagnétique. Les symétries C et P sont cependant violées, d'une façon maximale, par l'interaction faible: en 1956, T.D. Lee et C.N. Yang [2] ont proposé la violation de la parité dans les interactions faibles pour expliquer le fait que le kaon chargé se désintègre dans des états finals ayant des parités différentes avec une probabilité comparable:

$$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0 \text{ et } K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+ . \quad (1.4)$$

Quelques mois plus tard, le groupe de C.S. Wu [3] réalise l'expérience de la désintégration β du cobalt-60 qui montra expérimentalement la violation de P. Ils ont, en effet, observé que l'électron était émis préférentiellement dans la direction opposée du spin du ^{60}Co .

1.1.2 La violation de CP: découverte et origine

Jusque dans les années 60, on pensait que le produit CP était conservé par toutes les interactions. Cette hypothèse tenait du fait qu'il n'y avait pas de preuve de violation de T. Même si les symétries C et P étaient violées, la conservation exacte de CPT impliquait que la symétrie CP était conservée.

Le contraire a été prouvé par Christenson, Cronin, Fitch et Turlay en 1964 [4] dans l'étude du système des kaons neutres (K^0 - \bar{K}^0).

Les états physiques, c'est-à-dire les états propres de masse, ne sont pas K^0 et \bar{K}^0 , mais des superpositions de K^0 et \bar{K}^0 . Pour décrire les résultats de cette expérience, nous allons tout d'abord faire l'hypothèse que la symétrie CP est conservée. On peut alors construire ces états physiques comme étant aussi états propres de CP :

$$\begin{cases} K_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0) \\ K_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0) \end{cases} . \quad (1.5)$$

Dans ce cas, les désintégrations autorisées de K_1 et K_2 sont, notamment:

$$\begin{aligned} K_1 &\rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0 & (CP + \mathbf{1}) , \\ K_2 &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0 & (CP - \mathbf{1}) . \end{aligned} \quad (1.6)$$

La désintégration $K_2 \rightarrow \pi^+\pi^-$ étant interdite, on s'attend à une durée de vie beaucoup plus longue pour le K_2 . En effet, la désintégration en 3π a un espace de phase beaucoup plus petit que la désintégration en 2π .

On peut alors identifier:

$$\begin{cases} K_S \equiv K_1 \\ K_L \equiv K_2 \end{cases} . \quad (1.7)$$

La différence entre les temps de vie des particules K_L^0 et K_S^0 est très importante: $\tau(K_L^0) \simeq 500\tau(K_S^0)$. Expérimentalement, on peut donc avoir, après un temps long devant le temps de vie du K_S^0 , un faisceau ne contenant plus que des K_L^0 . Il est donc ainsi possible de vérifier la conservation de CP en cherchant la transition $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. C'est au cours d'une telle expérience que Christenson et al. [4] ont observé pour la première fois cette désintégration avec un rapport d'embranchement d'environ $2 \cdot 10^{-3}$. On peut donc écrire cette faible violation, en définissant le paramètre complexe ε_K :

$$\text{Violation de la symétrie CP} \longrightarrow \begin{cases} K_S = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_K|^2)}}(K_1 + \varepsilon_K K_2) \\ K_L = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_K|^2)}}(K_2 + \varepsilon_K K_1) \end{cases} . \quad (1.8)$$

Le paramètre ε_K représente la contamination de K_2 (K_1) dans l'état physique K_S (K_L). On parle de **violation par mélange** ou encore **violation indirecte de CP**, par opposition à la violation directe de CP, directe dans le sens où elle intervient dans le processus de désintégration du kaon, et non dans l'évolution du système K^0 - \bar{K}^0 . La valeur actuelle du paramètre ε_K est de $(2.271 \pm 0.017) \cdot 10^{-3}$ [5].

Il existe **différentes explications** plausibles à cette faible violation de CP :

- il existe une nouvelle interaction dite "superfaible" autorisant les transitions qui font varier l'étrangeté de deux unités $\Delta S = 2$ et qui viole la symétrie CP. Ce processus n'autorise cependant pas de violation directe de CP [6];
- l'interaction faible est à l'origine de la violation CP. Le Modèle Standard le permet à travers la phase (cas où il y a trois générations de quarks) de la matrice CKM (section 1.3). Une phase non nulle rend les termes de couplage des quarks aux bosons vecteurs W^\pm non invariants sous l'action CP.

Très récemment, les expériences KTeV [7] et NA48 [8] ont mesuré des effets montrant la violation directe de CP dans le système des kaons. Ce résultat exclut le modèle «superfaible» et donc apporte la confirmation que l'interaction faible est à l'origine de la violation de CP .

1.1.3 La violation de CP dans le système des mésons B

1.1.3.1 Amplitudes de désintégration des mésons B

Une combinaison linéaire quelconque des états propres de saveur B^0 et \bar{B}^0 peut s'écrire :

$$a|B^0\rangle + b|\bar{B}^0\rangle . \quad (1.9)$$

L'équation de Schrödinger permet de décrire l'évolution temporelle d'un tel état :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \equiv (M - \frac{i}{2}\Gamma) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

1.1 La violation de CP

où M et Γ sont des matrices 2×2 hermitiennes [6] :

- M est la matrice de masse. Elle est due aux processus faisant intervenir les états intermédiaires virtuels (*partie dispersive*)
 - M_{11} et M_{22} sont dues à la masse des quarks et leur énergie de liaison;
 - M_{12} et M_{21} ont pour origine les transitions $B^0 - \bar{B}^0$ et $\bar{B}^0 - B^0$.
- Γ est la matrice de désintégration. Elle est due aux processus faisant intervenir les états intermédiaires réels (*partie absorptive*)
 - Γ_{11} et Γ_{22} sont dues aux désintégrations $B^0 \rightarrow f$ et $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}$.
 - Γ_{12} et Γ_{21} ont pour origine les transitions $B^0 \rightarrow f \rightarrow \bar{B}^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow f \rightarrow B^0$ où f est un état réel commun à B^0 et \bar{B}^0 .

Pour qu'il y ait **conservation sous la symétrie CP** [6] :

$$\begin{aligned} M_{11} = M_{22} \quad \text{et} \quad \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \\ M_{12} = M_{21} \quad \text{et} \quad \Gamma_{12} = \Gamma_{21} \quad \text{avec } M_{12} \text{ et } \Gamma_{12} \text{ réels .} \end{aligned} \quad (1.11)$$

En diagonalisant l'hamiltonien H , on obtient les **états propres de masse** :

$$\begin{aligned} |B_H^0\rangle &= \frac{p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \\ |B_L^0\rangle &= \frac{p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \end{aligned} \quad (1.12)$$

où p et q sont des nombres complexes. Les différences entre les masses et les largeurs des ces états propres sont notées : $\Delta\Gamma = \Gamma_L - \Gamma_S$, $\Delta m = M_L - M_S$. Pour les mésons neutres B_d , la différence de temps de vie est négligeable : $\Delta\Gamma_{B_d}/\Gamma_{B_d} = O(10^{-2})$. La différence de masse peut être mesurée [9] : $\Delta m_{B_d} = 0.487 \pm 0.014 \text{ ps}^{-1}$.

On a donc, indépendamment du modèle,

$$\Delta\Gamma \ll \Delta m . \quad (1.13)$$

On peut extraire le paramètre $\frac{p}{q}$ qui nous sera utile par la suite :

$$\frac{p}{q} = \sqrt{\frac{(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})}} . \quad (1.14)$$

Les états propres de masse (1.12) sont un mélange des états B^0 et \bar{B}^0 . Dans le système des B, Γ_{12} peut être négligé. Dans ce cas, le mélange est quasi homogène, $|\frac{p}{q}| \approx 1$.

L'évolution temporelle des états propres de masse est

$$\begin{aligned} |B_S^0(t)\rangle &= e^{-\frac{\Gamma_S}{2}t} e^{-iM_S t} |B_S^0(0)\rangle , \\ |B_L^0(t)\rangle &= e^{-\frac{\Gamma_L}{2}t} e^{-iM_L t} |B_L^0(0)\rangle . \end{aligned} \quad (1.15)$$

La combinaison des équations (1.12) et (1.15), nous permet de déduire l'évolution temporelle des états propres de saveur, dont l'état initial est B^0 ou \bar{B}^0 :

$$|B^0(t)\rangle = \frac{1}{2}e^{-\frac{\Gamma t}{2}}e^{-imt} \left[\left(e^{(\frac{\Delta\Gamma}{4} + i\frac{\Delta m}{2})t} + e^{-(\frac{\Delta\Gamma}{4} + i\frac{\Delta m}{2})t} \right) |B^0\rangle + \frac{q}{p} \left(e^{(\frac{\Delta\Gamma}{4} + i\frac{\Delta m}{2})t} - e^{-(\frac{\Delta\Gamma}{4} + i\frac{\Delta m}{2})t} \right) |\bar{B}^0\rangle \right], \quad (1.16)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{1}{2}e^{-\frac{\Gamma t}{2}}e^{-imt} \left[\left(e^{(\frac{\Delta\Gamma}{4} + i\frac{\Delta m}{2})t} + e^{-(\frac{\Delta\Gamma}{4} + i\frac{\Delta m}{2})t} \right) |\bar{B}^0\rangle + \frac{p}{q} \left(e^{(\frac{\Delta\Gamma}{4} + i\frac{\Delta m}{2})t} - e^{-(\frac{\Delta\Gamma}{4} + i\frac{\Delta m}{2})t} \right) |B^0\rangle \right] \quad (1.17)$$

où $\Gamma = \frac{1}{2}(\Gamma_S + \Gamma_L)$ et $m = \frac{1}{2}(M_S + M_L)$. On peut ainsi explicitement voir l'oscillation des mésons B neutres entre l'état B^0 et \bar{B}^0 .

La probabilité de transition est la norme au carré de l'amplitude. Avec l'**approximation** $\Delta\Gamma \ll \Delta m$ (équation (1.13)), celle-ci s'écrit :

$$\begin{aligned} |\langle f|\mathcal{T}|B^0(t)\rangle|^2 &= e^{-\Gamma t} \left(\cos^2\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |\langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle|^2 \right. \\ &\quad + \left| \frac{q}{p} \right|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |\langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle|^2 \\ &\quad - \frac{i}{2} \left(\frac{q}{p} \right) \sin(\Delta m t) \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle^* \\ &\quad \left. + \frac{i}{2} \left(\frac{q}{p} \right)^* \sin(\Delta m t) \langle f|\mathcal{O}|B^0\rangle^* \langle f|\mathcal{O}|\bar{B}^0\rangle \right). \end{aligned} \quad (1.18)$$

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

1.1.3.2 Les différents types de violation de CP

La violation de CP se manifeste dans l'interférence entre deux amplitudes de phases différentes. On distingue trois différents cas [6] :

(1) La violation de CP dans la désintégration

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 :

$$\mathcal{P}(B(t) \rightarrow f) \neq \mathcal{P}(\bar{B}(t) \rightarrow \bar{f}). \quad (1.19)$$

En utilisant l'équation (1.18), ceci peut se traduire par :

$$|\langle f|\mathcal{T}|B^0(t)\rangle|^2 \neq |\langle \bar{f}|\mathcal{T}|\bar{B}^0(t)\rangle|^2. \quad (1.20)$$

1.1 La violation de CP

Cette violation de CP, aussi appelée *violation de CP directe*, peut non seulement se produire pour les mésons B neutres, mais aussi pour les B chargés. L'avantage des mésons B chargés est que, contrairement aux B neutres, on s'affranchit des oscillations.

(2) La violation de CP dans le mélange

Cette violation provient de l'oscillation B^0 - \bar{B}^0 . L'état final f ne peut pas être produit par la saveur du B initial, mais est accessible à travers une oscillation. Pour connaître la saveur du B à l'instant initial, la technique de *l'étiquetage* peut être utilisée. Cette technique sera brièvement décrite dans la section 1.3.2.

La violation de CP est observée si l'asymétrie,

$$A = \frac{\mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow f) - \mathcal{P}(B^0 \rightarrow \bar{f})}{\mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow f) + \mathcal{P}(B^0 \rightarrow \bar{f})} \quad (1.21)$$

est non nulle et s'il n'y a pas de violation de CP directe dans le canal. En effet, dans ce cas les probabilités $\mathcal{P}(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)$ et $\mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)$ ne sont pas égales et donc la symétrie CP n'est pas conservée.

S'il n'y a pas de violation de CP, l'asymétrie A peut alors être exprimée en fonction de p et q :

$$A = \frac{1 - |\frac{q}{p}|^4}{1 + |\frac{q}{p}|^4} . \quad (1.22)$$

L'asymétrie A est donc différente de zéro si $|q/p| \neq 1$.

Cette étude ne peut avoir lieu que pour les mésons B neutres mais l'asymétrie est indépendante du temps. Selon le Modèle Standard (prochaine section), l'ampleur de l'asymétrie A est supposée très faible dans le système des B^0 - \bar{B}^0 , ce qui la rend à priori difficilement mesurable.

(3) La violation dans l'interférence entre l'oscillation et la désintégration

Contrairement aux deux cas précédents, l'état final n'apporte aucune indication sur la saveur du méson B à l'instant t de la désintégration. C'est le cas, lorsque l'état final est accessible depuis les deux états initiaux B^0 et \bar{B}^0 :

$$\left\{ \begin{array}{l} B^0 \rightarrow f \\ \bar{B}^0 \rightarrow f \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} B^0 \rightarrow \bar{f} \\ \bar{B}^0 \rightarrow \bar{f} \end{array} \right. . \quad (1.23)$$

Cette condition est remplie par les états finals qui sont états propres de CP :

$$CP|f_{CP} \rangle = \eta_{f_{CP}}|f_{CP} \rangle . \quad (1.24)$$

La violation de CP peut être mise en évidence grâce à l'asymétrie dépendante du temps suivante :

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

Dans l'équation (1.18), il est possible de considérer que la valeur de $|q/p|^2$ est pratiquement égale à 1 et que les probabilités de transition $\langle f|\mathcal{T}|B^0(t) \rangle$ et $\langle f|\mathcal{T}|\bar{B}^0(t) \rangle$ sont pratiquement les mêmes (les violations de CP directe et indirecte sont prédites d'être toutes deux de faibles amplitudes). On a dans ce cas particulier $|\lambda| = 1$, où

$$\lambda = \frac{p \langle f|\mathcal{T}|B^0(t) \rangle}{q \langle f|\mathcal{T}|\bar{B}^0(t) \rangle}. \quad (1.26)$$

L'asymétrie (1.25) est alors égale à :

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})} = -Im \lambda_{f_{CP}} \sin(\Delta m_B t). \quad (1.27)$$

La mesure de cette asymétrie dans l'expérience BaBar sera détaillée à la section 1.3.2.

1.2 Le Modèle Standard

On classe les interactions fondamentales en quatre types: électromagnétique, faible, forte et la gravitation. Deux d'entre elle, les interactions électromagnétique et faible, ont été unifiées par Weinberg, Glashow et Salam [10] dans les années 60-70 dans le cadre du "Modèle standard électrofaible". Les interactions électrofaible et forte ont ensuite été regroupées dans une théorie globale appelée "Modèle Standard". La gravitation n'est pas prise en compte dans ce modèle, mais elle est très faible par rapport aux autres interactions. Elle apparaît découplée à l'échelle d'énergie considérée du Modèle Standard.

Le Modèle Standard est une théorie de jauge, qui permet, à partir d'un lagrangien décrivant des particules libres et d'une symétrie, d'obtenir les termes d'interaction décrivant la façon dont les particules interagissent entre elles.

1.2.1 Les ingrédients du modèle

Les groupes de jauge

Le Modèle Standard est composé des groupes de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et $SU(3)_C$.

– $SU(3)_C$

Ce groupe de symétrie (non abélien) est une représentation de l'interaction forte véhiculée par huit gluons de masse nulle. C est le nombre quantique de couleur.

1.2 Le Modèle Standard

– $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Y est le nombre quantique d'hypercharge et L indique que $SU(2)$ agit seulement sur les particules d'hélicité gauche. Ce groupe de symétrie permet de décrire les interactions électromagnétique et faible. Les bosons de jauge sont les trois bosons $W_\mu^i, i = 1, 2, 3$, associés aux générateurs du groupe $SU(2)_L$ et le boson B_μ associé à $U(1)_Y$. Nous verrons par la suite l'expression des champs physiques, médiateurs des interactions, en fonction de ces champs de jauge. Il est lié à I_3 , la troisième composante de la charge associée au groupe $SU(2)_L$ (l'isospin faible), par la formule :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.28)$$

où Q désigne la charge électrique.

Les constituants fondamentaux de la matière

Ce sont les particules obéissant à la statistique de Fermi-Dirac, les fermions.

Les champs Ψ , décrivant les fermions, ne sont pas traités de la même manière par l'interaction faible s'ils sont de chiralité gauche ou droite. On décompose donc les champs Ψ en une composante gauche (L) et droite R : $\Psi = \Psi_L + \Psi_R$ avec

$$\Psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \Psi \quad (1.29)$$

$$\Psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \Psi \quad (1.30)$$

où γ_5 est la matrice de Dirac.

Les fermions gauches sont associés en doublet d'isospin faible $I = 1/2$ et les fermions droits en singulet d'isospin $I = 0$. Ils sont séparés en deux catégories: les quarks et les leptons. Les quarks ressentent l'interaction forte car ils portent une des trois charges de couleur. En revanche, les leptons n'ont pas de couleur. Tous deux ressentent l'interaction électrofaible.

Les fermions sont regroupés en famille dont chacune comporte les doublets et singulets de quarks et leptons. La théorie ne donne pas de contrainte sur le nombre de familles, mais celui-ci a été limité par les expériences LEP, dans le cas des neutrinos légers, à 3.

Ces familles sont, par ordre de masse croissante:

$$1 : \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad e_R \quad u_R \quad d_R$$

$$2 : \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \mu_R \quad c_R \quad s_R$$

$$3 : \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad \tau_R \quad t_R \quad b_R$$

1.2.2 La brisure de symétrie

Le lagrangien électrofaible

Pour une particule libre, de masse nulle et de spin 1/2, la densité de Lagrangien \mathcal{L} s'écrit:

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\partial_\mu\gamma^\mu\Psi . \quad (1.31)$$

L'invariance du lagrangien sous les transformations du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ demande, cependant, que l'on remplace le terme dérivatif ∂_μ par la dérivée covariante associée à ce groupe (respectivement pour les doublets et les singlets):

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu^{\text{doublet}} = \partial_\mu - g\mathbf{W}_\mu \cdot \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} - g'\frac{Y}{2}B_\mu \quad (1.32)$$

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu^{\text{singlet}} = \partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu \quad (1.33)$$

où

- $\tau^{(i)}$, $i = 1, 2, 3$ sont les matrices de Pauli, génératrices de $SU(2)_L$;
- g et g' sont les constantes de couplage associées aux groupes $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$ respectivement ;
- B_μ et W_μ^i , $i = 1, 2, 3$ sont les bosons vecteurs associés aux groupes $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$ respectivement.

Le lagrangien électrofaible s'écrit donc

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(cin)} &= \bar{\Psi}_L\gamma^\mu\left(i\partial_\mu - g\mathbf{W}_\mu \cdot \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} - g'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\Psi_L \\ &+ \bar{\Psi}_R\gamma^\mu\left(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\Psi_R \\ &- \frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} . \end{aligned} \quad (1.34)$$

Les deux derniers termes du lagrangien sont les termes cinématiques des bosons. Les tenseurs $W_{\mu\nu}$ et $B_{\mu\nu}$ sont définis par :

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\varepsilon^{ijk}W_\mu^jW_\nu^k \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu . \end{aligned} \quad (1.35)$$

L'invariance par rapport au groupe de symétrie fait donc apparaître un terme qui décrit les interactions des fermions avec les champs de jauge.

Mécanisme de Higgs

Le lagrangien ne contient aucun terme de masse, ni pour les fermions, ni pour les bosons. Or, expérimentalement, les bosons médiateurs de l'interaction faible et certains fermions sont massifs. Un terme de masse du type $M^2\bar{\Psi}\Psi$ ne peut pas être utilisé car il n'est pas invariant sous les transformations du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les bosons (vecteurs) et les fermions acquièrent une masse via une brisure spontanée de symétrie

1.2 Le Modèle Standard

analogue à une transition de phase. Dans la version minimale du Modèle Standard, ce mécanisme, appelé mécanisme de Higgs, consiste à introduire un champ de Higgs matérialisé par un doublet complexe de champs scalaires, associé à un potentiel en ϕ^4 dont le minimum est obtenu pour une valeur non nulle de $\langle\phi\rangle$.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

$$\mathcal{L}^{(Higgs)} = D^\mu \phi^\dagger D_\mu \phi - V(\phi) \quad (1.37)$$

avec

$$\begin{aligned} D_\mu \phi &= \partial_\mu \phi - ig W_\mu^{(i)} \frac{\tau^{(i)}}{2} \phi - ig' \frac{Y_\phi}{2} B_\mu \phi, \\ V(\phi) &= \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \end{aligned}$$

On choisit $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$ afin de donner une valeur non nulle à l'état fondamental ϕ_0 , minimum du potentiel $V(\phi)$. On vérifie alors que la moyenne dans le vide est :

$$\langle\phi_0\rangle = v/2, \quad v = (-\mu^2/\lambda). \quad (1.38)$$

Une infinité de solutions est possible. Le choix d'une solution particulière brise la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cette solution est choisie pour ne pas briser $U(1)_{e.m.}$, groupe de jauge de l'électromagnétisme, le photon étant de masse nulle. Ainsi, on prend :

$$\langle\phi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (1.39)$$

On a donc après brisure de symétrie,

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{e.m.} \quad (1.40)$$

Les masses des bosons

Les masses des bosons apparaissent, après brisure de symétrie, dans le lagrangien d'interaction du champ de Higgs et des bosons de jauge.

On peut déduire les champs physiques W^\pm et Z^0 , médiateurs de l'interaction faible, et le champ A_μ électromagnétique :

$$\begin{pmatrix} W_\mu^+ \\ W_\mu^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu^0 \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (1.42)$$

où θ_w est l'angle de Weinberg (ou angle de mélange faible) vérifiant :

$$\cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{et} \quad \sin \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}.$$

Les masses des bosons associés à l'interaction faible, sont les suivantes :

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad \text{et} \quad M_W = \frac{1}{2}vg .$$

Le champ A_μ est le champ électromagnétique de masse nulle. La constante de couplage électromagnétique est donnée par:

$$e = g' \sin \theta_w . \tag{1.43}$$

Les masses des fermions

Les masses des leptons apparaissent, après brisure de symétrie, dans le lagrangien d'interaction du champ de Higgs et des fermions (couplage de Yukawa).

Avant brisure de symétrie, le couplage de Yukawa, dans le secteur des quarks, s'écrit:

$$\mathcal{L}^{(Yukawa)} = \sum_{i,j=1}^3 [\Lambda_{ij}^u \bar{\Psi}_i^q \tilde{\phi} u_{R_j} + \Lambda_{ij}^d \bar{\Psi}_i^q \phi d_{R_j}] + h.c. \tag{1.44}$$

où $\Psi_i^q = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}$ est un doublet de quarks.

Le lagrangien ci-dessus est invariant par rapport aux transformations du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Après brisure de symétrie, les termes de masse apparaissent: en développant le champ de Higgs autour de sa valeur moyenne dans le vide,

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} , \tag{1.45}$$

on a le lagrangien

$$\mathcal{L}^{(Yukawa)} = \sum_{i,j=1}^3 \left[\frac{1}{\sqrt{2}} M_{ij}^l \bar{e}_{R_i} e_{R_j} \left(1 + \frac{h}{v}\right) + \frac{1}{\sqrt{2}} M_{ij}^u \bar{u}_{L_i} u_{R_j} \left(1 + \frac{h}{v}\right) + \frac{1}{\sqrt{2}} M_{ij}^d \bar{d}_{L_i} d_{R_j} \left(1 + \frac{h}{v}\right) \right] + h.c. \tag{1.46}$$

avec

$$M_{ij}^l = -\Lambda_{ij}^l \frac{v}{\sqrt{2}} , \quad M_{ij}^u = -\Lambda_{ij}^u \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad M_{ij}^d = -\Lambda_{ij}^d \frac{v}{\sqrt{2}} .$$

Les résultats expérimentaux montrent que les matrices M ne sont pas diagonales dans le secteur des quarks. Certains résultats très récents montrent qu'il pourrait aller de même dans le secteur des leptons.

Il faut effectuer une rotation pour trouver les états propres de masse à partir des états propres de l'interaction faible. On définit donc quatre matrices unitaires telles que

1.2 Le Modèle Standard

$$\begin{aligned} V_{dL} M^d V_{dR}^\dagger &= M_{\text{diag}}^d, \\ V_{uL} M^u V_{uR}^\dagger &= M_{\text{diag}}^u. \end{aligned} \quad (1.47)$$

Les états propres de masse s'écrivent donc :

$$\begin{aligned} \hat{d}_L &= V_{dL}^\dagger d_L, \\ \hat{u}_L &= V_{uL}^\dagger u_L, \\ \hat{d}_R &= V_{dR}^\dagger d_R, \\ \hat{u}_R &= V_{uR}^\dagger u_R. \end{aligned} \quad (1.48)$$

La diagonalisation des états propres de masse n'affecte que les courants chargés de l'interaction faible. En effet, le couplage des quarks aux bosons vecteurs W^\pm s'écrit,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{faible}}^{(int)} &= \sum_{i,j=1}^3 g \bar{u}_i \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} d_i W_\mu^+ + h.c. \\ &= \sum_{i,j=1}^3 g \bar{u}_j (V_{uL}^\dagger)_{ji} \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} (V_{dL})_{ik} \hat{d}_k W_\mu^+ + h.c. \\ &= \sum_{i,j=1}^3 g \bar{u}_i V_{CKM} \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} \hat{d}_k W_\mu^+ + h.c. \end{aligned} \quad (1.49)$$

où nous avons posé :

$$V_{CKM} = V_{uL}^\dagger V_{dL}. \quad (1.50)$$

V_{CKM} est la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa ([11]). Elle possède une phase qui, si elle est non-nulle, est la source de la violation de CP dans le Modèle Standard. Cette matrice sera décrite dans la section 1.3.

1.2.3 Les limites du Modèle Standard

Depuis plus de 30 ans, de nombreuses mesures de précision ont été effectuées pour tester le Modèle Standard. Toujours avec succès.

Malgré cela, il n'est pas complètement satisfaisant. Il n'explique pas, par exemple, la hiérarchie dans le secteur des masses et possède au moins 19 paramètres libres. D'autre part, *l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers* ne semble pas pouvoir être expliquée uniquement par le Modèle Standard. On peut finalement signaler que la gravitation n'est pas incluse dans ce modèle.

Les paramètres du Modèle Standard

Le Modèle Standard possède de nombreux paramètres libres :

- les trois constantes de couplage des groupes de jauge :
 - g' la constante de couplage associée à $SU(2)_L$;
 - g la constante de couplage associée à $U(1)_Y$;
 - α_S la constante de couplage associée à $SU(3)_C$;
- le mécanisme de Higgs ajoute 15 paramètres libres :
 - la masse du champ de Higgs et sa valeur moyenne dans le vide ;
 - les 9 constantes de couplage des fermions au champ de Higgs ;
 - la phase et les 3 angles de la matrice CKM.

Le Modèle Standard ne dit rien sur ces paramètres qui doivent donc être mesurés expérimentalement.

La baryogenèse

Notre environnement est manifestement composé de matière, construite à partir des baryons. Même si les anti-baryons peuvent être créés à partir de collisions de haute énergie (dans les laboratoires ou dans le cosmos), on ne voit pas d'anti-matière dans la nature. Cette asymétrie matière-antimatière est observée à grande échelle. Les annihilations matière-antimatière à l'intérieur des galaxies provoqueraient, en effet, un fort rayonnement γ qui est exclu par les observations astronomiques.

On peut prédire, à partir des modèles de nucléosynthèse primordiale et des mesures de l'abondance des noyaux légers dans l'univers, que l'asymétrie quark/antiquark dans l'univers primordial était de [12] :

$$\frac{n_q - n_{\bar{q}}}{n_q} \simeq 10^{-8} . \quad (1.51)$$

Une explication possible de l'existence de cette asymétrie est de la considérer comme condition initiale. Cependant, en 1967, Sakharov [13] remarque qu'une asymétrie peut se développer si les trois conditions suivantes sont réunies :

- non-équilibre thermique. Le théorème CPT garantit l'égalité des masses des particules et anti-particules. La statistique de Boltzmann nous indique donc que leurs densités restent, à l'équilibre thermique, en moyenne égales ;
- violation du nombre baryonique ;
- violation de la symétrie CP. Cette condition est nécessaire pour que les interactions violant le nombre baryonique (condition 2) produisent préférentiellement des baryons.

Dans le cadre du Modèle Standard, les trois conditions peuvent être remplies suivant un scénario complexe décrit dans [14]. Cependant, l'amplitude de la violation de CP (voir prochaine section) semble être très insuffisante pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière observée. D'autres paramètres violant CP doivent être introduits.

1.3 La matrice CKM

Comme il a été mentionné dans la section précédente, l'origine de la matrice CKM tient au fait que les états physiques des quarks ne sont pas les mêmes que les états propres de l'interaction faible. Le passage de l'un à l'autre se fait grâce à une matrice $n \times n$ où n est le nombre de familles de fermions ($n=3$) :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.52)$$

La matrice CKM étant le produit de matrices unitaires (équation 1.50), elle est elle-même **unitaire** :

$$V_{CKM} V_{CKM}^\dagger = Id. \quad (1.53)$$

L'unitarité de la matrice V_{CKM} implique que les lignes ou les colonnes sont orthogonales entre elles. Cela se traduit par un ensemble de six relations entre ses coefficients, dont trois sont indépendantes :

$$V_{ud} V_{us}^* + V_{cd} V_{cs}^* + V_{td} V_{ts}^* = 0, \quad (1.54)$$

$$V_{us} V_{ub}^* + V_{cs} V_{cb}^* + V_{ts} V_{tb}^* = 0, \quad (1.55)$$

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0. \quad (1.56)$$

Ces équations peuvent être représentées graphiquement par des triangles dans un plan complexe (voir section 1.3.2).

1.3.1 Les paramétrisations de la matrice CKM

Le nombre de paramètres réels indépendants est à priori $2n^2$ (n^2 phases et n^2 amplitudes). Mais, par construction cette matrice est unitaire (voir section précédente), ce nombre se réduit donc à n^2 . De plus, on peut redéfinir les $2n$ phases des états propres de masse, à l'exception d'une phase qui sert de référence: $2n - 1$ phases peuvent être choisies nulles. Le nombre de paramètres indépendants devient donc,

$$n^2 - (2n - 1) = (n - 1)^2. \quad (1.57)$$

Pour 3 générations de quarks, **la matrice CKM ne dépend donc que de 4 paramètres indépendants**: 3 angles d'Euler (angles de mélange entre les générations de quarks), θ_{ij} avec $i < j = 1, 2, 3$ et une phase δ qui si elle est non nulle, rend la matrice complexe. On a, dans ce cas, l'inégalité $V_{ij} \neq V_{ij}^*$, responsable de la violation de la symétrie CP.

1.3.1.1 La paramétrisation standard

La paramétrisation standard a été proposée par Chau et Keung [15]. Elle est obtenue par le produit de trois matrices de rotation caractérisées par les angles d'Euler θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} et la phase δ :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

où $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ et $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ ($i < j = 1, 2, 3$). Un avantage de cette paramétrisation est qu'elle satisfait strictement la relation d'unitarité (1.53).

1.3.1.2 La paramétrisation de Wolfenstein

Une autre paramétrisation souvent utilisée est celle de Wolfenstein [16]. Elle est fondée sur la hiérarchie observée expérimentalement entre les paramètres de la matrice CKM: $s_{12} \gg s_{23} \gg s_{13}$. En définissant le paramètre $\lambda \equiv s_{12} = \sin \theta_{12} \sim 0.22$, on peut développer les différents termes de la matrice CKM en puissances de λ :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4). \quad (1.59)$$

Ainsi, on a

$$\begin{aligned} s_{12} &= \lambda, \\ s_{23} &= A\lambda^2, \\ s_{13}e^{-i\delta} &= A\lambda^3(\rho - i\eta). \end{aligned} \quad (1.60)$$

La paramétrisation de Wolfenstein de la matrice CKM nous montre quelques effets physiques:

- les termes diagonaux, pour lesquels il n'y a pas de transition entre les générations de quarks, sont d'ordre 1, tandis que les termes non-diagonaux responsables du mélange sont plus faibles: facteur λ pour les quarks légers (mélange entre première et deuxième générations) et facteur λ^3 lorsque les quarks lourds interviennent. Les transitions entre quarks lourds et quarks légers sont donc très fortement atténuées;
- à l'ordre λ^3 , les éléments complexes sont V_{ub} et V_{td} . Ils sont responsables de la violation de CP dans le secteur des mésons B. À l'ordre λ^5 , ces éléments sont aussi responsables de la violation de CP dans les mésons K. D'autres éléments violant CP (mésons K) apparaissent aussi à l'ordre λ^4 .

1.3.2 Le triangle d'unitarité

En utilisant la paramétrisation de Wolfenstein, les équations (1.56) peuvent être représentées graphiquement par trois triangles dans le plan complexe (ρ, η) . D'après les premières mesures expérimentales, les 2 premières équations représentent des triangles quasiment plats. La troisième relation, par contre, décrit un triangle, appelé *triangle d'unitarité* (figure 1.1), dont les côtés ont des longueurs de même ordre de grandeur. Il est de ce fait plus intéressant d'un point de vue expérimental.

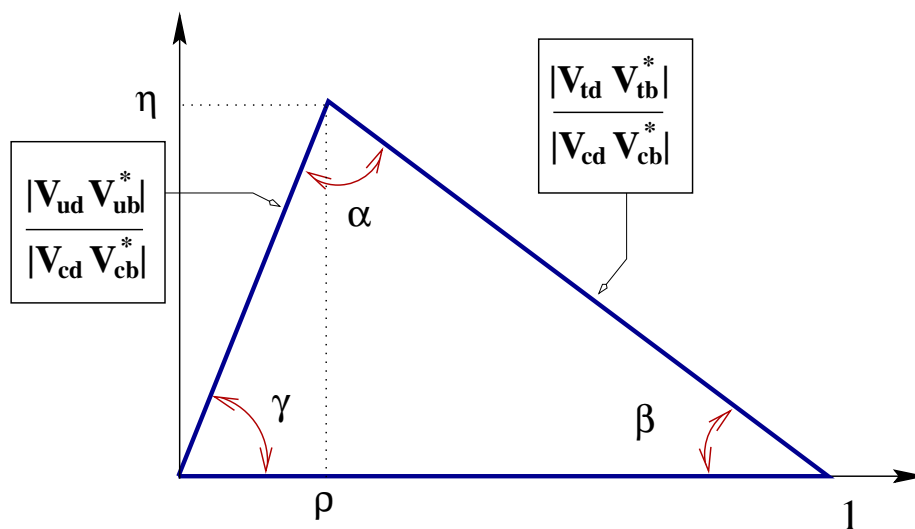


FIG. 1.1 – Le triangle d’unitarité (représentation graphique de la relation $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ dans le plan (ρ, η)).

Les trois angles du triangle sont reliés aux éléments de la matrice CKM par les relations:

$$\begin{aligned} \alpha &\equiv \arg \left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right], \\ \beta &\equiv \arg \left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right], \\ \gamma &\equiv \arg \left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right]. \end{aligned} \quad (1.61)$$

Aire du triangle d’unitarité

L’aire du triangle d’unitarité est liée au *paramètre de Jarlskog* J donné par :

$$\text{Im}[V_{ij}V_{kl}V_{il}^*V_{kj}^*] = J \sum_{m,n=1}^3 \epsilon_{ikm} \epsilon_{jln} \quad (1.62)$$

où ϵ_{ikm} est le tenseur complètement antisymétrique. Ce paramètre est indépendant de la paramétrisation choisie.

Dans la *paramétrisation standard*, J est donné par :

$$J = c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13} \sin \delta, \quad (1.63)$$

et, dans la *paramétrisation de Wolfenstein*, elle devient:

$$J = A^2 \lambda^6 \eta. \quad (1.64)$$

Une phase non-nulle, et ainsi la violation de la symétrie de CP, nécessite $J \neq 0$. La violation de CP nécessite aussi l’existence d’une hiérarchie de masse non-dégénérée. En

effet, la phase de matrice disparaît si des quarks de type *up* ou *down* d'au moins deux générations ont les mêmes masses.

L'aire du triangle d'unitarité, ainsi que celles des deux autres triangles, est égale à $|J|/2$. L'équation (1.64) montre que cette aire est petite ($|J| \sim 10^{-5}$).

1.3.3 Détermination des paramètres de la matrice CKM

1.3.3.1 Les éléments de la matrice CKM

Les modules des coefficients de la matrice CKM peuvent être mesurés à partir de l'étude des désintégrations faibles des quarks concernés, et dans certains cas par la diffusion inélastique neutrino-nucléon. La précision des mesures reflète d'une part les limites expérimentales actuelles et d'autre part les incertitudes théoriques dues au fait que les particules que l'on voit sont des hadrons et non des quarks libres. Différentes méthodes sont utilisées pour déterminer les quantités hadroniques auxquelles on s'intéresse, notamment le calcul sur réseau de la QCD (ChromoDynamique Quantique) ou la théorie effective des quarks lourds. Quelques-unes de ces méthodes vont être décrites dans le prochain chapitre. Même si l'amélioration de ces différentes techniques est très impressionnante, la détermination de certains éléments de la matrice CKM, notamment V_{ub} , n'ont pas encore atteint la précision de quelques pourcents.

- $|V_{ud}|$: un des éléments les plus précisément déterminés. La mesure utilise les désintégrations nucléaires β^\pm *super-permises* $d \rightarrow ue^-\bar{\nu}$. Ces désintégrations sont super-permises lorsqu'elles se font d'un noyau de spin 0 en un autre hadron de spin 0 du même multiplet d'isospin. La précision de la valeur vient du fait que ces désintégrations font intervenir un courant vectoriel uniquement, limitant ainsi les incertitudes théoriques. La mesure n'est, cependant, pas limitée par la statistique, mais par l'erreur théorique venant, par exemple, des corrections de la structure nucléaire. D'autres désintégrations peuvent être utilisées, notamment les désintégrations β des neutrons libres et des pions chargés. La précision des valeurs mesurées est cependant limitée par la statistique. Ces désintégrations n'ont pas de corrections liées à la structure nucléaire. Cependant, dans le cas des neutrons libres, la désintégration utilise un courant mélangé vecteur et vecteur-axial.

La moyenne entre différents résultats récents est [17] :

$$|V_{ud}| = 0.97394 \pm 0.00089 ; \quad (1.65)$$

- $|V_{us}|$: la valeur la plus précise de $|V_{us}|$ vient des mesures des désintégrations $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu$ et $K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu$. Ces deux mesures donnent des résultats compatibles. Les désintégrations β^\pm des hypérons peuvent être aussi utilisées mais sont moins précises dû à la brisure de $SU(3)$ principalement dans le courant axial.

La moyenne entre différents résultats récents est [17] :

$$|V_{us}| = 0.2200 \pm 0.0025 ; \quad (1.66)$$

- $|V_{cd}|$: cet élément est obtenu par la mesure de la section efficace de la diffusion inélastique neutrino-nucléon $\nu_l + d \rightarrow l^- + c$. L'incertitude théorique importante provient principalement des quarks de la mer, en particulier les quarks s ;

1.3 La matrice CKM

La moyenne entre les résultats des expériences CDHS, CCFR, CHARM-II [18] est :

$$|V_{cd}| = 0.224 \pm 0.014 ; \quad (1.67)$$

- $|V_{cs}|$: on peut utiliser les désintégrations semi-leptoniques des D pour mesurer $|V_{cs}|$. Une normalisation tenant compte des effets de la QCD, en utilisant les facteurs de forme, doit être utilisée pour extraire cet élément à partir des rapports d'embranchement.

L'expérience OPAL a mesuré [19] :

$$|V_{cs}| = 0.969 \pm 0.058 ; \quad (1.68)$$

- $|V_{cb}|$: les désintégrations semi-leptoniques des mésons B, par exemple $B \rightarrow D^* l \nu$ et $B \rightarrow D l \nu$, ainsi que les désintégrations inclusives, permettent de mesurer $|V_{cb}|$. Comme pour d'autres éléments de la matrice CKM, une normalisation théorique doit être appliquée au rapport d'embranchement mesuré afin d'obtenir la valeur de $|V_{cb}|$. La théorie effective des quarks lourds permet de calculer les facteurs de forme avec une relativement grande précision.

Méthodes inclusives (section 2.2.1) :

$$|V_{cb}|^{incl} = (40.7 \pm 0.5_{exp} \pm 2.4_{theo}) \cdot 10^{-3} \text{ LEP [9]} \quad (1.69)$$

$$|V_{cb}|^{incl} = (41.0 \pm 1.0_{stat} \pm 2.0_{syst} \pm 2.05_{theo}) \cdot 10^{-3} \text{ CLEO [20, 17]} ; \quad (1.70)$$

Méthodes exclusives (section 2.2.3) :

$$|V_{cb}|^{excl} = (40.5 \pm 1.9_{exp} \pm 2.3_{theo}) \cdot 10^{-3} \text{ LEP [9]} \quad (1.71)$$

$$|V_{cb}|^{excl} = (46.4 \pm 2.0_{stat} \pm 2.1_{syst} \pm 2.1_{theo}) \cdot 10^{-3} \text{ CLEO [21]} ; \quad (1.72)$$

- $|V_{ub}|$: de même que pour $|V_{cb}|$, cet élément peut être déterminé au moyen des désintégrations semi-leptoniques *exclusives ou inclusives* des mésons B. L'erreur théorique est cependant beaucoup plus importante à cause du fait que la théorie effective des quarks lourds ne peut pas être utilisée, le quark u étant plus léger que le quark c. Différents modèles sont utilisés pour calculer les facteurs de forme (voir section 2.1.3).

Méthodes inclusives (section 2.2.2) et exclusives (section 2.2.4) :

$$|V_{ub}|^{incl} = (41.3 \pm 6.3_{exp} \pm 3.1_{theo}) \cdot 10^{-4} \text{ LEP [9]} \quad (1.73)$$

$$|V_{ub}|^{excl} = (32.5 \pm 2.9_{exp} \pm 5.5_{theo}) \cdot 10^{-4} \text{ CLEO [22]} ; \quad (1.74)$$

- $|V_{td}|, |V_{tb}|$: se mesure par la différence de masse dans l'oscillation du système $B^0-\bar{B}^0$. Le diagramme de Feynman en boîte est dominé par la contribution du quark top du fait de sa grande masse.

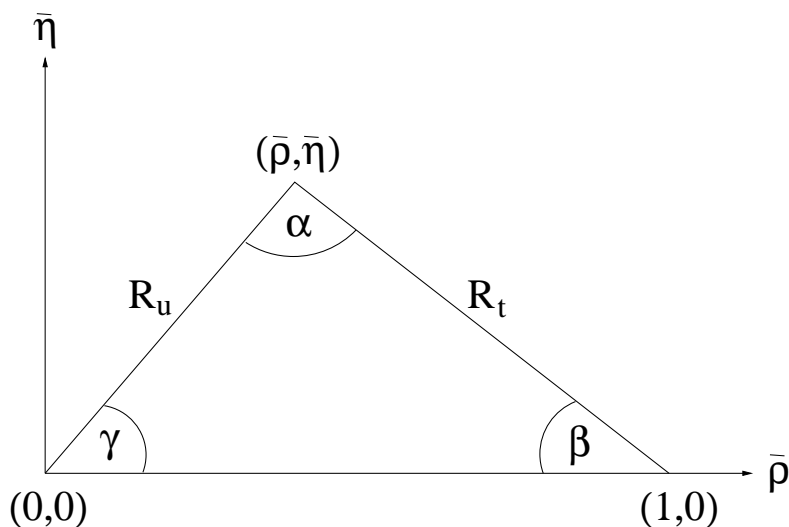


FIG. 1.2 – Angles et côtés du triangle d’unitarité dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ où $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$.

- $|V_{ts}|$: se mesure notamment par l’oscillation du B_s^0 .

Les connaissances actuelles des éléments de la matrice sont résumées ci-dessous :

$$\begin{pmatrix} 0.9742 - 0.9757 & 0.219 - 0.226 & 0.002 - 0.005 \\ 0.219 - 0.225 & 0.9734 - 0.9749 & 0.037 - 0.043 \\ 0.004 - 0.014 & 0.035 - 0.043 & 0.9990 - 0.9993 \end{pmatrix}. \quad (1.75)$$

1.3.3.2 Angles et côtés du triangle d’unitarité

L’unitarité de la matrice CKM peut être testée en mesurant indépendamment les côtés et les angles du triangle d’unitarité et ainsi le *sur-contraindre*.

Nous allons, tout d’abord, discuter des différentes mesures permettant de contraindre le *sommet du triangle d’unitarité* indépendamment des mesures des angles. Notamment, les côtés du triangle peuvent être déterminés par les mesures du rapport $|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}|$ et des paramètres d’oscillation des mésons B^0 et B_s^0 (Δm_d et Δm_s) respectivement. Le paramètre ϵ_K de la violation de CP indirecte dans le système des kaons permet aussi de contraindre le sommet du triangle.

Nous décrirons ensuite les mesures des angles. Ceux-ci sont notamment déduits des asymétries provenant de la violation de CP.

LA CONTRAINTE $|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}|$:

La mesure de $|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}|$ permet de déterminer le côté du triangle d’unitarité R_u (figure 1.2):

$$R_u = \left| \frac{V_{ub}^* V_{ud}}{V_{cb}^* V_{cd}} \right| = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} \quad (1.76)$$

où $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$.

1.3 La matrice CKM

Cette mesure définit un cercle dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ centré à $(0,0)$. La figure 1.3 montre la région qui correspond à un niveau de confiance de $\geq 5\%$ (erreurs expérimentales et théoriques). La contrainte sur R_u avec les mesures récentes est montrée sur la figure 1.7.

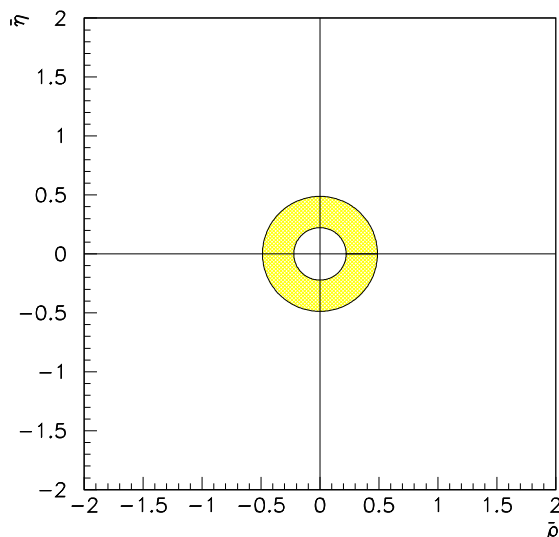


FIG. 1.3 – Illustration de la contrainte $\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|$ dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ où $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$.

LES CONTRAINTES Δm_d ET Δm_s

La mesure des fréquences d'oscillation Δm_d ou Δm_s apporte une contrainte sur le côté R_t (figure 1.2), donné par

$$R_t = \left| \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cb}^*V_{cd}} \right| = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{tb}}{V_{cb}} \right| = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2}. \quad (1.77)$$

En effet, l'oscillation est dominé par l'échange des quarks top:

$$\Delta m_d = \frac{G_F}{6\pi^2} m_{B^0} |V_{td}|^2 A \left(\frac{m_t^2}{m_W^2} \right) \eta_{QCD} B_{B^0} f_{B^0}^2 m_t^2 \quad (1.78)$$

$$\Delta m_s = \frac{G_F}{6\pi^2} m_{B_s^0} |V_{ts}|^2 A \left(\frac{m_t^2}{m_W^2} \right) \eta_{QCD} B_{B_s^0} f_{B_s^0}^2 m_t^2 \quad (1.79)$$

où

- G_F est la constante de Fermi ;
- m_{B^0} et $m_{B_s^0}$ sont les masses respectives des mésons B^0 et B_s^0 ;
- $A(x) = 1 - \frac{3}{4} \frac{x+x^2}{(1-x)^2} - \frac{3}{2} \frac{x^2}{(1-x)^3} \ln(x)$;
- η_{QCD} est un terme de correction issu du développement perturbatif de QCD ;

- B_{B^0} ($B_{B_s^0}$) est appelée constante de « sac » du méson B^0 (B_s^0);
- f_{B^0} ($f_{B_s^0}$) est la constante de désintégration du méson B^0 (B_s^0);
- m_t est la masse du quark top.

Les paramètres η_{QCD} , B_{B^0} ($B_{B_s^0}$) et f_{B^0} ($f_{B_s^0}$) doivent être calculés théoriquement (QCD non perturbatif). Ils entraînent des incertitudes théoriques relativement importantes.

La mesure de Δm_{B_d} définit un cercle centré en $(1,0)$ dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. La figure 1.4 montre la mesure en tenant compte des erreurs expérimentales et théoriques (niveau de confiance $\geq 5\%$). La contrainte sur R_t avec les mesures récentes est montrée sur la figure 1.7.

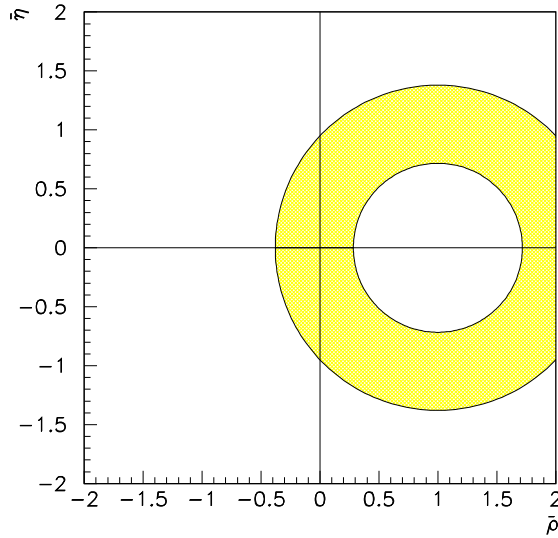


FIG. 1.4 – Illustration de la contrainte Δm_{B_d} dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ où $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$.

On peut s’affranchir de nombreuses incertitudes théoriques en utilisant le rapport $\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d}$

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} = \frac{m_{B_s^0}}{m_{B^0}} \frac{B_{B_s^0} f_{B_s^0}^2 |V_{ts}|^2}{B_{B^0} f_{B^0}^2 |V_{td}|^2}. \quad (1.80)$$

Le calcul sur réseau permet de déterminer $\frac{B_{B_s^0} f_{B_s^0}^2}{B_{B^0} f_{B^0}^2}$ d’une manière plus précise que ne le sont les facteurs séparément. Ce rapport donne une contrainte circulaire centrée en $(1,0)$ dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$.

1.3 La matrice CKM

LA CONTRAINTE ϵ_K

La violation de CP dans le système des kaons neutres peut être décrite par le paramètre ϵ_K :

$$\epsilon_K = \frac{\exp(i\pi/4) \operatorname{Im} M_{12}}{\sqrt{2} \Delta m_K}, \quad (1.81)$$

où Δm_K est la différence de masse $K_L - K_S$ et M_{12} l'élément non-diagonal de la matrice.

La contrainte ϵ_K décrit des hyperboles dans le plan complexe $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. En tenant compte des diverses incertitudes, on obtient deux bandes hyperboliques représentées sur la figure 1.5:

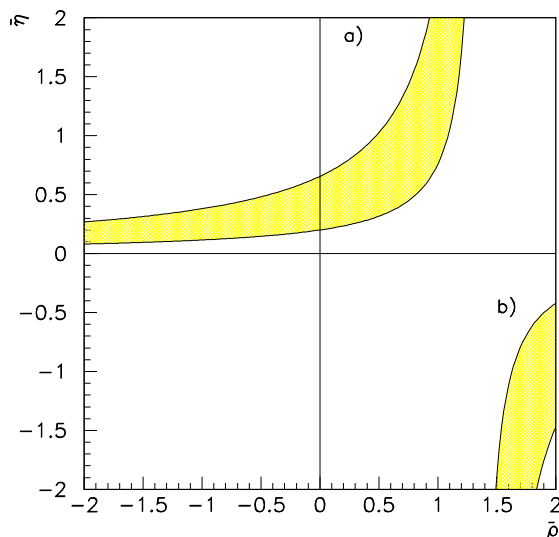


FIG. 1.5 – Illustration de la contrainte ϵ_K dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ où $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$. Le signe de ϵ_K mesuré fixe la bande supérieur (a).

Les valeurs des différentes mesures pouvant contraindre le sommet du triangle d'unitarité sont résumées dans le tableau 1.1. Ces contraintes sont montrées sur la figure 1.7.

Quantité	Mesure
$ V_{ub} , V_{cb} $	voir section 1.3.3.1
Δm_{B_d}	$(0.487 \pm 0.014) \text{ ps}^{-1}$
ϵ_K	$(2.271 \pm 0.017) \times 10^{-3}$
Δm_{B_s}	$> 14.9 \text{ ps}^{-1} @ 95\% \text{ C.L.}$

TAB. 1.1 – Les mesures actuelles (référence [17]) pouvant contraindre le sommet du triangle d'unitarité. Les contraintes sont montrées sur la figure 1.7.

Les angles du triangle d'unitarité

Les angles du triangle d'unitarité sont accessibles à partir des mesures des asymétries de violation de CP. Les méthodes d'analyse utilisées dans l'expérience BaBar sont décrites dans la référence [14]. Nous allons, ci-dessous, brièvement discuter de la mesure de $\sin 2\beta$.

La mesure de la violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration (section 1.1.3.2) permet de déterminer l'angle β . Les désintégrations des B^0 faisant intervenir les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ et $b \rightarrow c\bar{c}u$ sont particulièrement intéressantes pour cette mesure. En effet, la phase faible due aux amplitudes de désintégration est négligeable, alors que la phase faible des amplitudes d'oscillation est β . On trouve ainsi,

$$\text{Im } \lambda_{f_{CP}} = \sin 2\beta . \quad (1.82)$$

L'asymétrie 1.27 devient donc

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})} = -\sin 2\beta \sin \Delta m_B t . \quad (1.83)$$

Cette asymétrie doit être mesurée en fonction du temps car l'accélérateur PEP-II produit des paires de mésons B *cohérentes*. Il faut pour cela mesurer la distance de vol Δz entre les deux mésons B. Pour avoir une distance entre les B relativement grande par rapport à la résolution de Δz , PEP-II produit des $\Upsilon(4S)$ en mouvement (faisceaux e^+ et e^- de différentes énergies). D'autre part, le nombre de B produits doit être grand car les rapports d'embranchement des modes CP sont relativement petits ($10^{-3} - 10^{-5}$). Ces différentes contraintes sur l'accélérateur, ainsi que sur le détecteur, seront détaillées dans le chapitre 3.

Les étapes de la mesure de $\sin 2\beta$ sont donc les suivantes:

- reconstruire la désintégration d'un B^0 dans un état propre de CP accessible aux deux états initiaux (B^0 et \bar{B}^0);
- *étiqueter* sa saveur (B^0 ou \bar{B}^0) en sélectionnant les leptons et kaons provenant de la désintégration de l'autre B. La charge des leptons et kaons primaires est corrélée à la saveur du B;
- mesurer la distance de vol entre les deux mésons B afin de déterminer la dépendance en temps de l'asymétrie.

Les modes propres utilisés pour cette mesure sont de type $b \rightarrow c\bar{c}s$:

- $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$;
- $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$;
- $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)K_s^0$;
- $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K_s^0$;
- $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ($K^{*0} \rightarrow K_s^0 \pi^0$).

La désintégration $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) (appelée *mode en or*) présente de nombreux avantages expérimentaux et théoriques:

- le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) \sim 10^{-3}$ est relativement grand;

1.3 La matrice CKM

- sa reconstruction est facile (quatre traces : l^+, l^-, π^+, π^-) et les bruits de fond sont petits ;
- la contribution dominante des diagrammes pingouins (fig. 1.6(b)) a la même phase faible que celle des diagrammes en arbre. Le seul terme ayant une phase faible différente du diagramme en arbre est diminuée d'un facteur $\frac{|V_{ub}V_{us}^*|}{|V_{cb}V_{cs}^*|}$. L'erreur théorique provenant de cette contribution est donc petite.

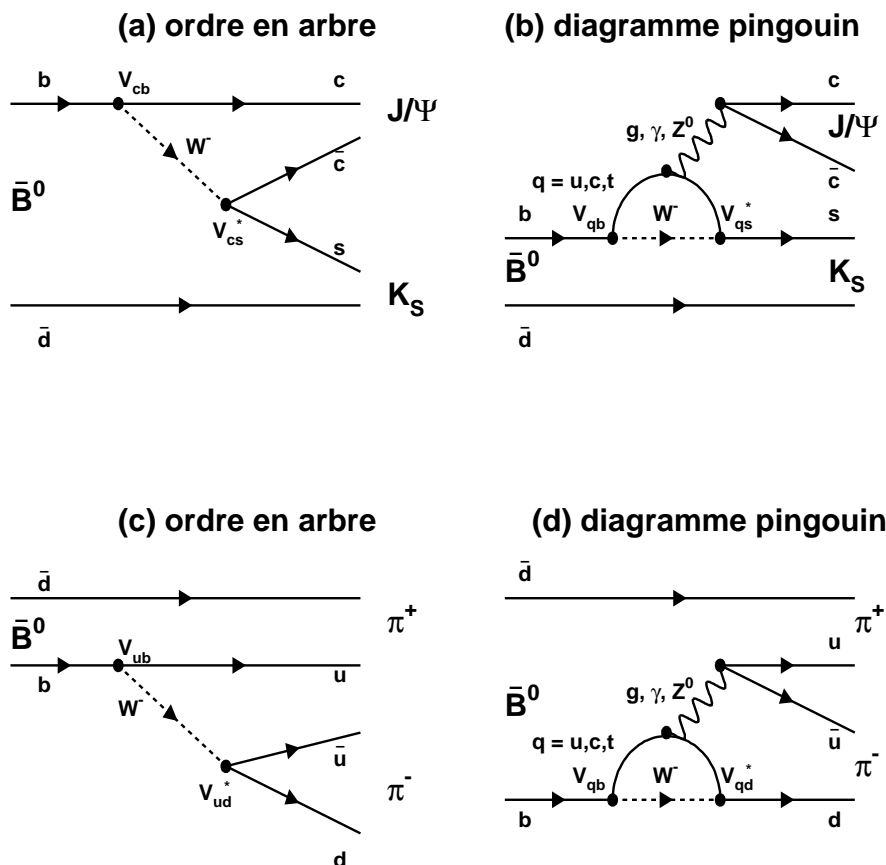


FIG. 1.6 – Exemples de processus permettant d'étudier la violation de CP. $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$: contribution à l'ordre en arbre (a) et contribution des diagrammes pingouins (b) ; $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$: contribution à l'ordre en arbre (c) et contribution des diagrammes pingouins (d).

L'expérience BaBar (ainsi que l'expérience Belle) a récemment (été 2001) publié un résultat de $\sin 2\beta$:

$$\sin 2\beta^{BaBar} = 0.59 \pm 0.14(stat) \pm 0.05(syst) [23], \quad (1.84)$$

$$\sin 2\beta^{Belle} = 0.99 \pm 0.14(stat) \pm 0.06(syst) [24]. \quad (1.85)$$

La valeur de $\sin 2\beta^{BaBar}$ établit la violation de CP à un niveau de 4.1σ . On peut voir sur la figure 1.7 qu'elle est compatible avec le Modèle Standard.

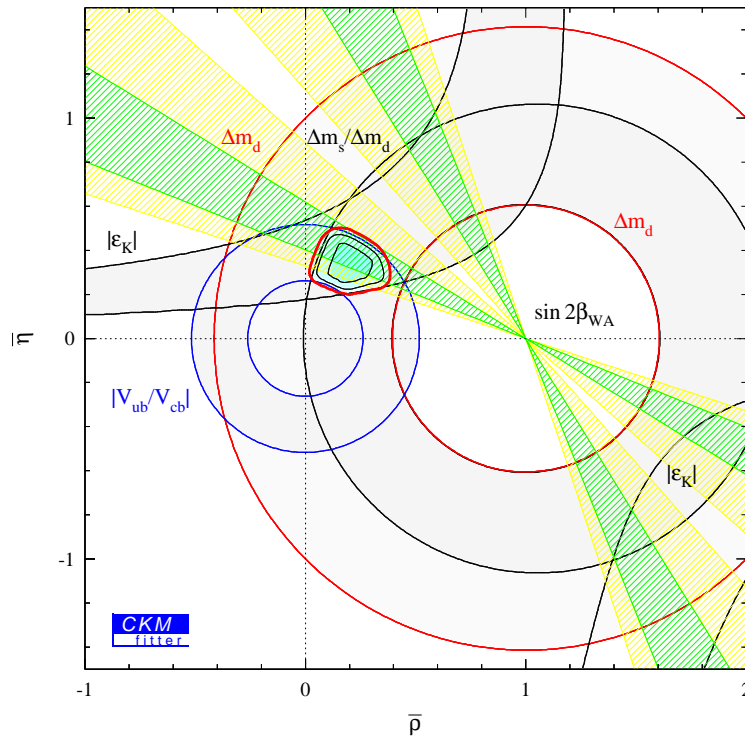


FIG. 1.7 – Contraintes sur les angles du triangles d’unitarité et mesure de $\sin 2\beta$ (moyenne mondiale) dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. La méthode d’ajustement et les valeurs utilisées sont discutées dans la référence [17]. Des résultats similaires ont été obtenus par une autre méthode d’ajustement (M.Ciuchini et al [25]).

Chapitre 2

Les désintégrations semi-leptoniques $b \rightarrow ul\nu$

Sommaire

2.1	Dynamique des désintégrations semi-leptoniques	30
2.1.1	Taux de désintégration	30
2.1.2	Caractéristiques des désintégrations semi-leptoniques	35
2.1.2.1	Distribution de q^2	35
2.1.2.2	Spectre en énergie des leptons	36
2.1.3	Facteurs de forme	39
2.1.3.1	Calcul sur réseaux	43
2.1.3.2	Règles de somme de la QCD	47
2.1.3.3	Modèles de quarks	50
2.2	Méthodes et bilan expérimental	51
2.2.1	Études inclusives de $b \rightarrow cl\nu$	51
2.2.2	Études inclusives de $b \rightarrow ul\nu$	54
2.2.3	Études exclusives de $b \rightarrow cl\nu$	56
2.2.4	Études exclusives de $b \rightarrow ul\nu$	60

Dans ce chapitre, nous introduisons la dynamique des désintégrations semi-leptoniques $b \rightarrow ul\nu$. Nous verrons que ces désintégrations permettent de mesurer relativement simplement $|V_{ub}|$: l'amplitude de désintégration semi-leptonique peut être mis sous la forme du produit d'un courant hadronique et d'un courant leptonique (section 2.1.1). Les interactions fortes, qui décrivent l'évolution du hadron de son état initial à son état final, sont isolées dans le courant hadronique. Elles n'interviennent pas dans le courant leptonique décrivant le système $l\nu$.

L'effet des interactions fortes peut être paramétrisé par un nombre restreint de facteurs de forme qui dépendent d'une quantité invariante sous la transformation de Lorentz: la masse invariante du W virtuel, q^2 . Les différents modèles permettant de déterminer ces facteurs seront discutés à la section 2.1.3.

La fin du chapitre est consacré aux mesures expérimentales des rapports d'embranchement des désintégrations $b \rightarrow ul\nu$ et $b \rightarrow cl\nu$, ainsi qu'à $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$ (section 2.2).

2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques

Un exemple de désintégration semi-leptonique est la désintégration $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$. Le diagramme de Feynman correspondant à cette désintégration est le diagramme "spectateur" montré sur la figure 2.1. L'analyse discutée dans cette thèse est surtout sensible à ce mode de désintégration (ainsi qu'au mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$). D'autres modes seront cependant reconstruits: les modes $B^\pm \rightarrow \pi^0 l\nu$, $B^0 \rightarrow \pi^\pm l\nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l\nu$.

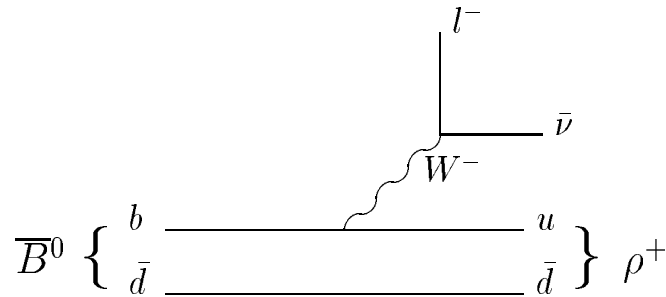


FIG. 2.1 – Diagramme de Feynman "spectateur" de $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$.

2.1.1 Taux de désintégration

L'élément de matrice des désintégrations semi-leptoniques $B_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{q'\bar{q}} l^- \bar{\nu}$ peut s'écrire comme le produit d'un courant leptonique et d'un courant hadronique plus compliqué [26]:

$$\mathcal{M}(B_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{q'\bar{q}} l^- \bar{\nu}) = -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q'Q} L^\mu H_\mu \quad (2.1)$$

où $G_F/\sqrt{2} = g^2/(8M_W^2)$ et

- $L^\mu = \bar{u}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_\nu$ est le courant leptonique;

2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques

- $H_\mu = \langle X_{q'\bar{q}} | \bar{q}' \gamma^\mu (1 - \gamma_5) Q | B_{Q\bar{q}} \rangle$ est le courant hadronique.

Il est important de noter que même si les interactions fortes sont compliquées, elles sont isolées dans le courant hadronique. Dans le chapitre 8, nous verrons qu'une conséquence pratique de cette isolement est que $|V_{ub}|$ peut être déterminé d'une manière simple à partir du rapport d'embranchement d'un mode $b \rightarrow ul\nu$.

Le courant hadronique peut être paramétrisé en terme d'un nombre restreint de fonctions dépendant uniquement de la masse invariante du W virtuel,

$$q^2 = m_W^2 = (p_l + p_{\bar{\nu}})^2 = (P - p_X)^2 = M_B^2 + m_X^2 - 2M_B E_X, \quad (2.2)$$

où P est le quadrivecteur impulsion-énergie du méson initial B , de masse M_B , et E_X l'énergie du méson final X dans le centre de masse. Ces fonctions sont appelées **facteurs de forme**.

Les caractéristiques des désintégrations semi-leptoniques diffèrent si le méson final est un pseudo-scalaire ou un vecteur. Nous allons donc calculer le taux de désintégration des modes $B \rightarrow P'l\nu$, où P' est un pseudo-scalaire et $B \rightarrow Vl\nu$, où V est une particule vecteur :

- **Cas** $B_{Q\bar{q}} \rightarrow P'_{q'\bar{q}} l\nu$ (ex: $B \rightarrow \pi l\nu$, $B \rightarrow D l\nu$)

Dans ce type de désintégration, le courant hadronique n'a pas de composante *axial-vecteur* (voir appendice A de [27])

La composante *vecteur* est décrite par deux facteurs de forme, $F_0(q^2)$ et $F_1(q^2)$:

Ainsi le courant hadronique s'écrit ([26], [28]):

$$\begin{aligned} \langle P'(p_{P'}) | V^\mu | B(p_B) \rangle &= F_1(q^2) \left[(p_B + p_{P'})^\mu - \frac{M_B^2 - m_{P'}^2}{q^2} q^\mu \right] \\ &+ F_0(q^2) \frac{M_B^2 - m_{P'}^2}{q^2} q^\mu, \end{aligned} \quad (2.3)$$

où q est l'impulsion de transfert, $q = p_B - p_{P'}$.

Cette expression se simplifie pour des leptons de petites masses : dans la limite $m_l \ll M_B$, on a $q^\mu L_\mu = 0$ où L_μ est le courant leptonique. Le terme proportionnel à q^μ n'est donc important que pour les leptons tau. Pour les électrons et les muons, l'amplitude (2.3) devient

$$\langle P'(p_{P'}) | V^\mu | B(p_B) \rangle = F_1(q^2) (p_B + p_{P'})^\mu. \quad (2.4)$$

Un seul facteur de forme, $F_1(q^2)$, est donc nécessaire pour décrire ce type de désintégration.

On peut ensuite déduire le taux de désintégration différentiel [26],

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{q'Q}|^2 |\vec{p}_{P'}|^3}{24\pi^3} |F_1(q^2)|^2 \quad (2.5)$$

où $\vec{p}_{P'}$ est l'impulsion du méson P' dans le centre de masse du méson B initial:

$$|\vec{p}_{P'}| = \sqrt{\left(\frac{M_B^2 + m_{P'}^2 - q^2}{2M_B}\right)^2 - m_{P'}^2} . \quad (2.6)$$

$$(2.7)$$

- Cas $B_{Q\bar{q}} \rightarrow V_{q'\bar{q}}\ell\nu$ (ex: $B \rightarrow \rho\ell\nu$, $B \rightarrow \omega\ell\nu$, $B \rightarrow D^*\ell\nu$)

Le courant hadronique peut être décrit en terme des facteurs de forme $A_0(q^2)$, $A_1(q^2)$, $A_2(q^2)$, $A_3(q^2)$, $V(q^2)$, dont quatre sont indépendants:

$$\begin{aligned} \langle V(p_V, \varepsilon) | V^\mu - A^\mu | B(p_B) \rangle &= \frac{2iV(q^2)}{M_B + m_V} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_\nu^* p_{V\alpha} p_{B\beta} \\ &- (M_B + m_V) A_1(q^2) \varepsilon^{*\mu} + \frac{A_2(q^2)}{M_B + m_V} \varepsilon^* \cdot q (p_B + p_V)^\mu \\ &+ 2A_3(q^2) m_V \frac{\varepsilon^* \cdot q}{q^2} q^\mu - 2A_0(q^2) m_V \frac{\varepsilon^* \cdot q}{q^2} q^\mu \end{aligned} \quad (2.8)$$

où $q = p_B - p_V$ et ε , m_V , p_V sont respectivement le vecteur de polarisation, la masse et le quadrivecteur impulsion du méson de l'état final. On a $V^\mu = \bar{q}' \gamma^\mu Q$ et $A^\mu = \bar{q}' \gamma^5 \gamma^\mu Q$. Le facteur de forme A_3 est lié à A_1 , A_2 et A_0 par les relations $A_3(0) = A_0(0)$ et

$$A_3 = \frac{M_B + m_V}{2m_V} A_1 - \frac{M_B - m_V}{2m_V} A_2 . \quad (2.9)$$

Comme dans le cas des désintégrations semi-leptoniques $B \rightarrow P'\ell\nu$, le terme proportionnel à q^μ se simplifie pour les électrons et les muons ($m_l \ll M_B$). Les désintégrations du type $P \rightarrow V\ell\nu$ sont donc essentiellement décrites par 3 facteurs de forme: A_1 , A_2 et V .

À la place de ces facteurs de forme, le taux de désintégration différentiel est, en général, exprimé en terme des amplitudes que le méson vecteur ait une hélicité +1, -1 ou 0, notée $H_+(q^2)$, $H_-(q^2)$ et $H_0(q^2)$ respectivement:

$$\begin{aligned} H_\pm(q^2) &= (M_B + m_V) A_1(q^2) \mp \frac{2M_B |\vec{p}_V|}{M_B + m_V} V(q^2), \\ H_0(q^2) &= \frac{1}{2m_V \sqrt{q^2}} [(M_B^2 - m_V^2 - q^2)(M_B + m_V) A_1(q^2) \\ &- 4 \frac{M_B^2 |\vec{p}_V|^2}{M_B + m_V} A_2(q^2)] \end{aligned} \quad (2.10)$$

2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques

où \vec{p}_V est l'impulsion du méson vecteur dans le centre de masse du B :

$$|\vec{p}_V| = \sqrt{\left(\frac{M_B^2 + m_V^2 - q^2}{2M_B}\right)^2 - m_V^2} . \quad (2.11)$$

Le taux de désintégration différentiel total s'écrit alors [26]:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(P \rightarrow V l \nu, V \rightarrow P_1 P_2)}{dq^2 d \cos \theta_V d \cos \theta_l d \chi} &= \frac{3}{8(4\pi)^4} G_F^2 |V_{q'Q}|^2 \frac{|\vec{p}_V| q^2}{M_B^2} B(V \rightarrow P_1 P_2) \\ &\times \left\{ (1 - \eta \cos \theta_l)^2 \sin^2 \theta_V |H_+(q^2)|^2 \right. \\ &+ (1 - \eta \cos \theta_l)^2 \sin^2 \theta_V |H_-(q^2)|^2 \\ &+ 4(\sin \theta_l)^2 \cos^2 \theta_V |H_0(q^2)|^2 \\ &- 4\eta \sin \theta_l (1 - \eta \cos \theta_l) \sin \theta_V \cos \theta_V \cos \chi H_+(q^2) H_0(q^2) \\ &- 4\eta \sin \theta_l (1 + \eta \cos \theta_l) \sin \theta_V \cos \theta_V \cos \chi H_-(q^2) H_0(q^2) \\ &\left. - 2(\sin \theta_l)^2 (\sin \theta_V)^2 \cos 2\chi H_+(q^2) H_-(q^2) \right\} \quad (2.12) \end{aligned}$$

où $q^2 = (p_B - p_V)^2$; θ_l est l'angle polaire entre le lepton, dans le centre de masse du W , et la direction du W dans le centre de masse du B ; θ_V est l'angle polaire entre une des particules issue du méson final, dans le centre de masse du méson, et la direction du méson dans le centre de masse du B ; χ est l'angle entre le plan de désintégration du W et celui du méson vecteur final (voir figure 2.2). Le facteur η est égal à $+1$ (-1) quand le quark Q a une charge de $-1/3$ ($+2/3$). Les figures 2.4 et 2.3 montrent les distributions de

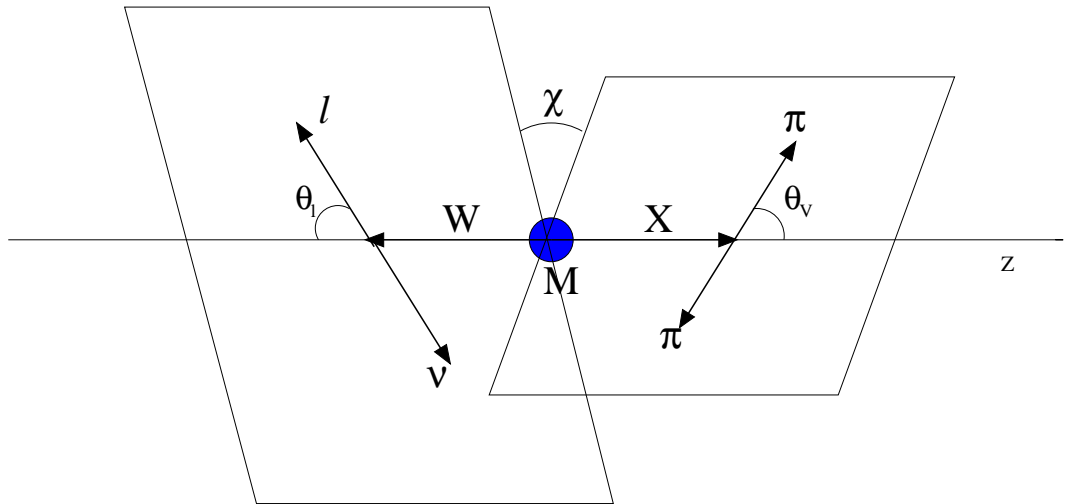


FIG. 2.2 – Angle polaire θ_l défini dans le centre de masse du W^* où le lepton et le neutrino ont des directions opposées. C'est l'angle polaire entre le lepton, dans le centre de masse du W , et la direction du W dans le centre de masse du B . θ_V est l'angle polaire entre un des pions, dans le centre de masse du méson X , et la direction du méson dans le centre de masse du B . χ est l'angle entre le plan de désintégration du W et celui de méson X .

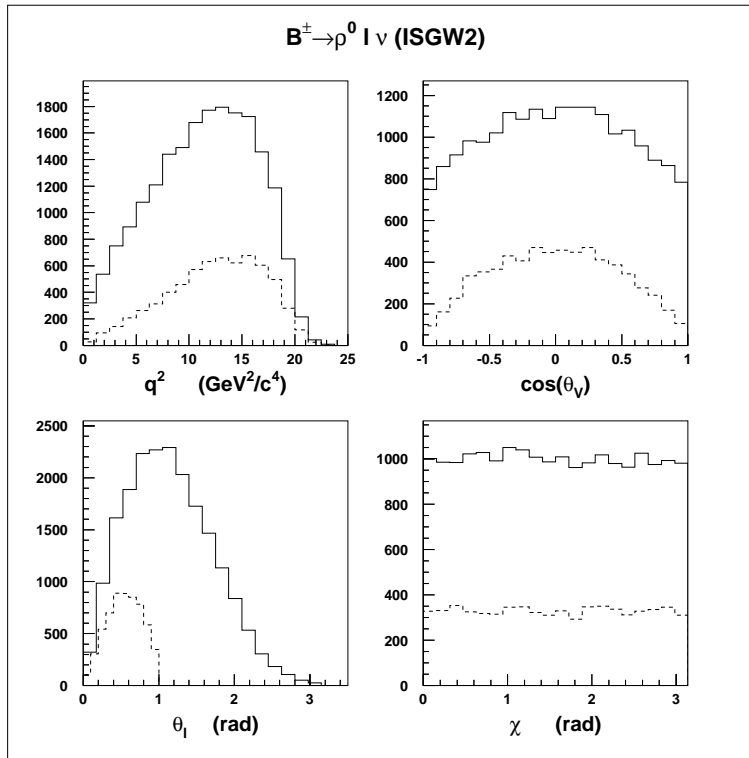


FIG. 2.3 – q^2 , $\cos\theta_V$, θ_L et χ pour tous les leptons (trait plein) et pour les leptons avec $E_{lept}^{cm} > 2.3 \text{ GeV}/c$ (tirets) (modèle ISGW2)

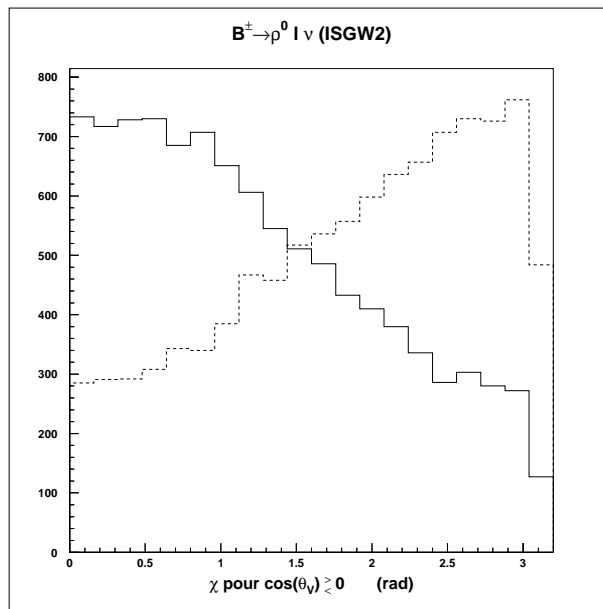


FIG. 2.4 – χ pour $\cos\theta_V < 0$ (trait plein) et $\cos\theta_V > 0$ (tirets) (modèle ISGW2)

ces angles, qui ont été simulées en utilisant le modèle de ISGW2 (section 2.1.3.3).

2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques

En intégrant sur les variables angulaires, on trouve ([26], [28])

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F^2}{96\pi^3} |V_{q'Q}|^2 \frac{|\vec{p}_V| q^2}{m_P^2} B(V \rightarrow P_1 P_2) \times \left[|H_+(q^2)|^2 + |H_-(q^2)|^2 + |H_0(q^2)|^2 \right] . \quad (2.13)$$

2.1.2 Caractéristiques des désintégrations semi-leptoniques

2.1.2.1 Distribution de q^2

La figure 2.5 montre la distribution de q^2 en fonction de l'énergie du lepton (*distribution de Dalitz*) pour deux différentes désintégrations: $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$. On peut voir que les configurations sont très différentes si le hadron final est un pseudo-scalaire (π) ou un vecteur (ρ).

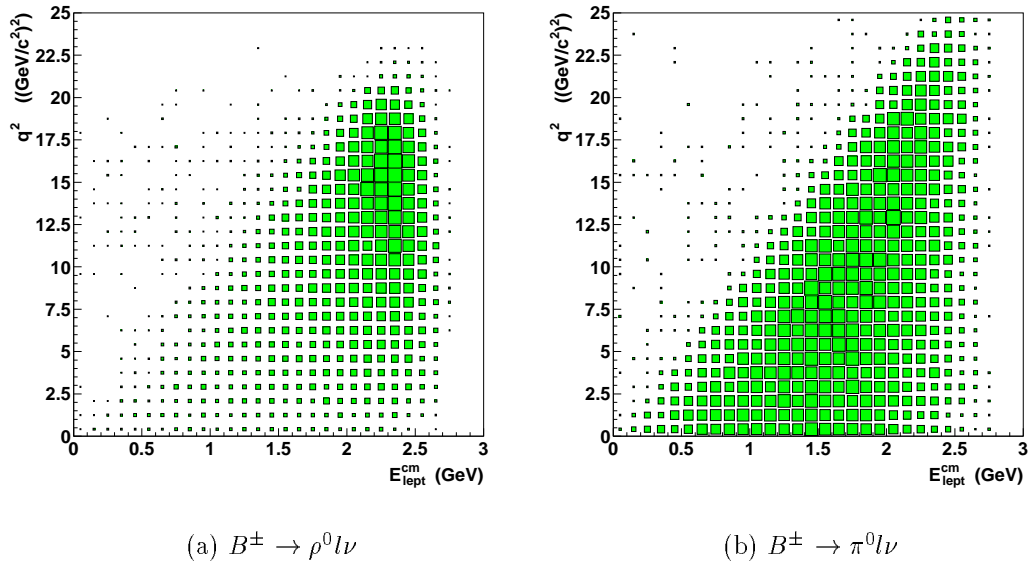


FIG. 2.5 – Distributions de Dalitz (q^2 vs. E_{lept}^{cm}) (données simulées en utilisant le modèle ISGW2 (section 2.1.3)).

Dans le cas de la désintégration $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, la configuration la plus probable est celle pour laquelle $q^2 = q_{max}^2$. Dans cette configuration, l'énergie du hadron final, E_X , est minimisée (voir équation (2.2)). Étant donné que le W virtuel n'a pas d'énergie cinétique (masse aussi grande que possible), le W et le méson X ($B \rightarrow XW$) sont pratiquement au repos dans le centre du masse du méson B initial. Le lepton et le neutrino ont donc des impulsions de directions opposées (figure 2.6 (b)).

On peut comprendre pourquoi la configuration $q^2 = q_{max}^2$ est la plus probable dans le cas des désintégrations où les quarks final et initial sont lourds comparés à Λ_{QCD} (l'échelle décrivant les interactions fortes, équation (2.21)). Dans ce cas, le mouvement du quark final est déterminé par le méson final. On a donc pour q_{max}^2 , $\vec{p}_{q'} \simeq \vec{p}_X \simeq 0$. Le mouvement entre le quark final q' et le quark spectateur \bar{q} est pratiquement le même qu'avant la désintégration. Le quark spectateur et les gluons ne sont donc pratiquement

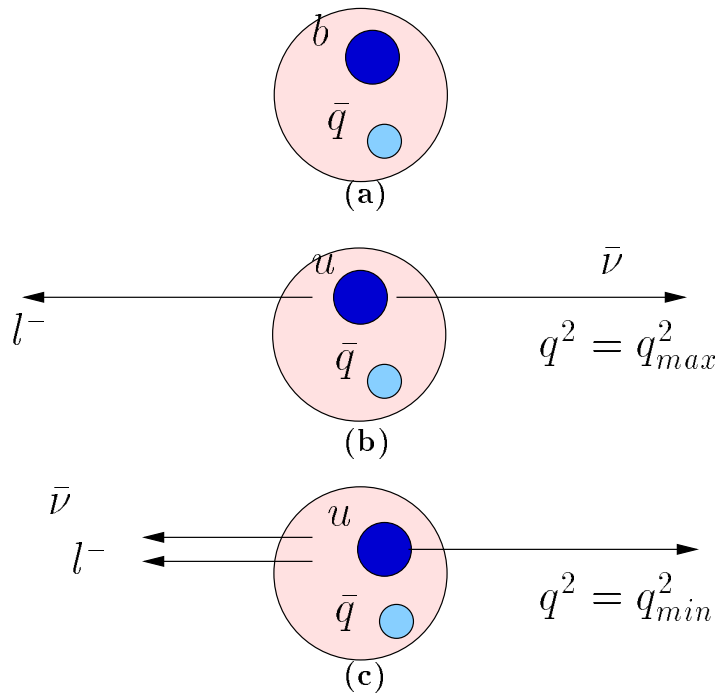


FIG. 2.6 – Configuration cinématique des désintégrations des mésons B [26]. (a) Méson B avant la désintégration. (b) Configuration de la désintégration pour $q^2 = q_{max}^2$. (c) Configuration pour $q^2 = q_{min}^2$.

pas perturbés. Ceci n'est pas le cas pour les transitions $b \rightarrow ul\nu$, où le quark u ne détermine pas l'impulsion du méson final X . La configuration q_{max}^2 reste cependant la plus favorable. Dans le langage des facteurs de forme, cet effet vient de la diminution des facteurs lorsque q^2 décroît.

Dans la configuration $q^2 = q_{min}^2$ (fig. 2.6(c)), le quark final q' reçoit une grande énergie cinétique et s'éloigne rapidement du quark spectateur. Pour que ces particules forment un état lié, des gluons doivent être échangés. Cette configuration est donc moins favorable.

Cette propriété peut être masquée par un effet venant de la conservation du moment angulaire et qui dépend du spin du méson final. C'est le cas des désintégrations $B \rightarrow \pi l\nu$. L'équation (2.5) nous permet de comprendre la raison pour laquelle la configuration $q^2 = q_{max}^2$ n'est pas la plus probable dans le cas des désintégrations $B \rightarrow \pi l\nu$: la dépendance en q^2 vient principalement du terme $|\vec{p}_{P'}|^3$ et non de la diminution des facteurs de forme lorsque q^2 décroît. Ce terme augmente le taux de désintégration pour des valeurs de q^2 petites. L'effet provenant des facteurs de forme est donc masqué. On peut le comprendre aussi par le fait que pour q_{max}^2 , le lepton et le neutrino ont des impulsions de directions opposées. Le moment angulaire de ce système, le long de la ligne de vol, est donc 1. Ce moment angulaire ne peut pas être annulé par le méson pseudo-scalaire. Cette configuration est donc interdite.

2.1.2.2 Spectre en énergie des leptons

La distribution de Dalitz (figure 2.5) montre que, dans le cas des désintégrations $B \rightarrow \rho l\nu$, l'énergie des leptons augmentent avec q^2 . Cela ne semble pas être le cas dans les désintégrations $B \rightarrow \pi l\nu$. La raison de cet effet vient du fait que le spectre en énergie des

2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques

leptons (figure 2.7) est non seulement influencé par la distribution de q^2 , mais aussi par le spin du méson final X .

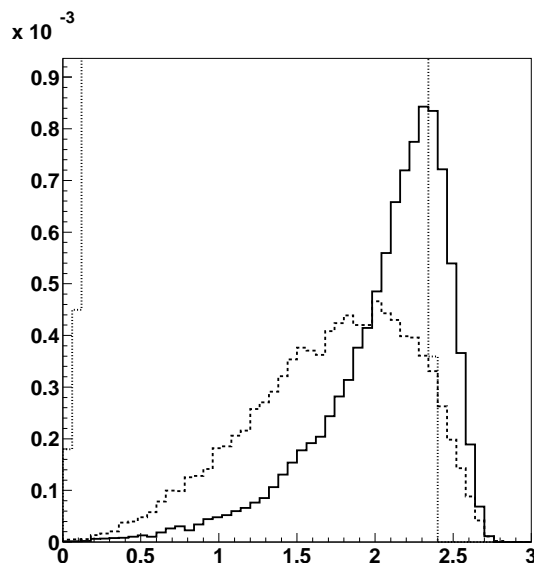


FIG. 2.7 – Spectre en énergie des leptons: $B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$ (trait plein); $B^\pm \rightarrow \pi^0 l\nu$ (tirets); $B \rightarrow D^* l\nu$ (pointillés) (données simulées en utilisant le modèle de ISGW2 (section 2.1.3)). La normalisation du spectre de $B \rightarrow D^* l\nu$ est arbitraire. Les spectres des désintégrations $B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$ et $B^\pm \rightarrow \pi^0 l\nu$ sont correctement normalisés par rapport à $B \rightarrow D^* l\nu$.

Influence de q^2

En supposant la masse du lepton nulle, son énergie dans le centre de masse du W^* est simplement,

$$E_l = 1/2\sqrt{q^2} . \quad (2.14)$$

Dans le centre de masse du méson initial B , l'énergie des leptons varie suivant la direction de vol: s'ils vont dans la même direction que le W^* , ils auront une énergie plus grande à cause de la quantité de mouvement donnée par le W^* , alors que dans le sens opposé, ils auront moins d'énergie. Après une transformation de Lorentz dans le centre de masse du méson B , l'équation (2.14) devient [26]:

$$E_l = \frac{1}{2} [(E_l^{max} + E_l^{min}) + (E_l^{max} - E_l^{min}) \cos \theta_l] \quad (2.15)$$

avec

$$E_l^{max,min} = \frac{1}{2M_B} \left[\frac{1}{2}(M_B^2 + q^2 - m_X^2) \pm M_B |\vec{p}_X| \right] \quad (2.16)$$

où $|\vec{p}_X|$ est la norme de l'impulsion du méson X final, (équation (2.11)).

L'angle θ_l (figure 2.2) est défini comme l'angle entre la direction du lepton dans le centre de masse du W^* et la direction de W^* dans le centre de masse du méson B (section 2.1.1).

On peut déduire de l'équation (2.15), les relations suivantes:

$$\frac{1}{2}(E_l^{max} + E_l^{min}) = \frac{(M_B^2 + q^2 - m_X^2)}{4M_B}, \quad (2.17)$$

$$(E_l^{max} - E_l^{min}) = |\vec{p}_X| = |\vec{p}_{W^*}|. \quad (2.18)$$

La relation 2.17 montre bien que lorsque q^2 augmente, l'énergie des leptons a aussi tendance à augmenter. Dans le cas d'un méson final pseudo-scalaire, la configuration avec un q^2 élevé n'est pas favorisée (voir section précédente), le spectre en énergie des leptons est donc plus mou. Une autre propriété vient de la relation (2.18): l'écart entre E_l^{max} et E_l^{min} a tendance à diminuer quand q^2 augmente car, dans ce cas, $|\vec{p}_X|$ diminue. On peut facilement voir cette propriété sur la distribution de Dalitz (figure 2.5).

Influence du spin du méson final

Dans les désintégrations semi-leptoniques des mésons B, le couplage du type V-A au vertex $b \rightarrow u$ (équation (2.1)), produit un quark u principalement d'hélicité $-1/2$ [27]. L'hélicité du méson X est donc déterminée par le quark spectateur. Celui-ci peut avoir soit une hélicité $\lambda = 1/2$ soit $\lambda = -1/2$. Dans le cas d'un *méson X de spin zéro*, seuls les quarks spectateurs d'hélicité $1/2$ peuvent contribuer. Si le méson est de spin 1, les deux hélicités du quark spectateur peuvent contribuer, ce qui implique que le méson peut être soit d'hélicité $\lambda = 0$ soit $\lambda = -1$. Par contre, il ne peut pas être d'hélicité $\lambda = +1$. D'autre part, le méson B étant de spin zéro, la conservation du moment angulaire le long de l'axe de désintégration implique que les hélicités du W^* et du méson X doivent être les mêmes.

Ainsi, on a

- Méson X de spin 1: la probabilité est plus grande d'avoir $\lambda_{W^*} = -1$ que $\lambda_{W^*} = 1$. La distribution angulaire des leptons est donc (voir [27] pour plus de détails),

$$\frac{dN}{d\cos\theta_l} \propto d_{-1,-1}^1(\theta) \propto (1 + \cos\theta_l)^2. \quad (2.19)$$

La configuration $\theta_l = 0$ est favorisée: les leptons sont émis principalement dans le sens du mouvement du W. Leur énergie est donc plus grande.

- Méson X de spin 0: l'hélicité du W^* est $\lambda_{W^*} = 0$. Ceci implique une distribution angulaire du lepton de:

$$\frac{dN}{d\cos\theta_l} \propto d_{0,-1}^1(\theta) \propto \sin^2\theta_l. \quad (2.20)$$

Contrairement au cas précédent, la configuration $\theta_l = 0$ n'est pas favorisée.

Le spectre d'énergie des leptons est donc plus dure dans le cas des désintégrations $B \rightarrow \rho l\nu$ que dans les désintégrations $B \rightarrow \pi l\nu$ (figure 2.7).

2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques

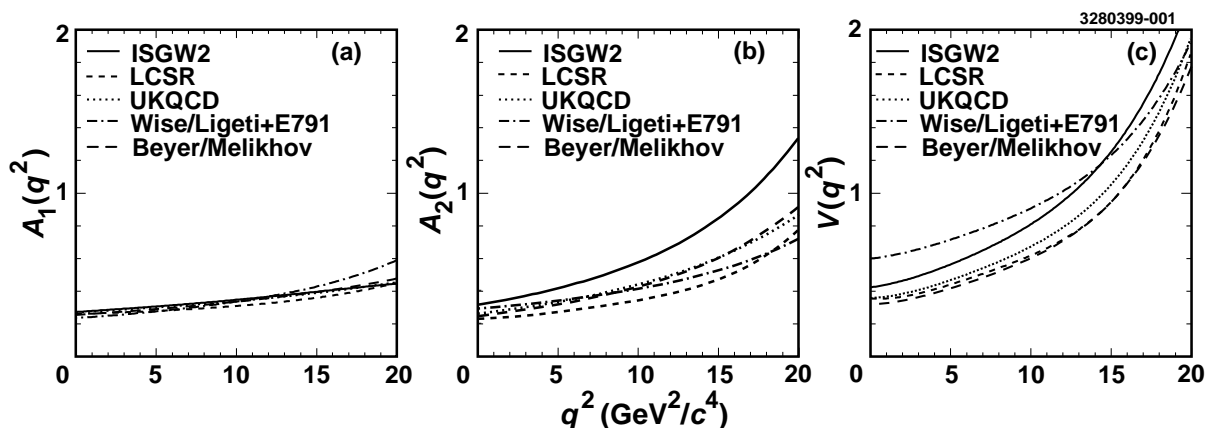


FIG. 2.8 – Les prédictions des facteurs de formes (a) $A_1(q^2)$, (b) $A_2(q^2)$ et (c) $V(q^2)$ pour différents modèles théoriques [22].

Une autre propriété intéressante est montrée sur la figure 2.7: le quark c étant plus lourd que le quark u , les leptons provenant des désintégrations $b \rightarrow ul\nu$ peuvent avoir une énergie plus grande que ceux provenant des désintégrations $b \rightarrow cl\nu$.

Afin d'éliminer l'important bruit de fond provenant des désintégrations semi-leptoniques charmées (rapport d'embranchement 100 fois plus grand que les désintégrations non-charmées), on peut étudier le signal $B \rightarrow \rho l\nu$ dans la région cinématiquement non accessible à ces désintégrations. Ceci d'autant plus que, comme nous a montré la discussion ci-dessus, la fraction de leptons avec une énergie élevée est très importante dans le cas des désintégrations où le méson final est un vecteur ($B \rightarrow \rho l\nu$, $B \rightarrow \omega l\nu$) (voir tableau 2.2.

2.1.3 Facteurs de forme

La mesure de $|V_{ub}|$ dépend des modèles de facteurs de forme de différentes façons :

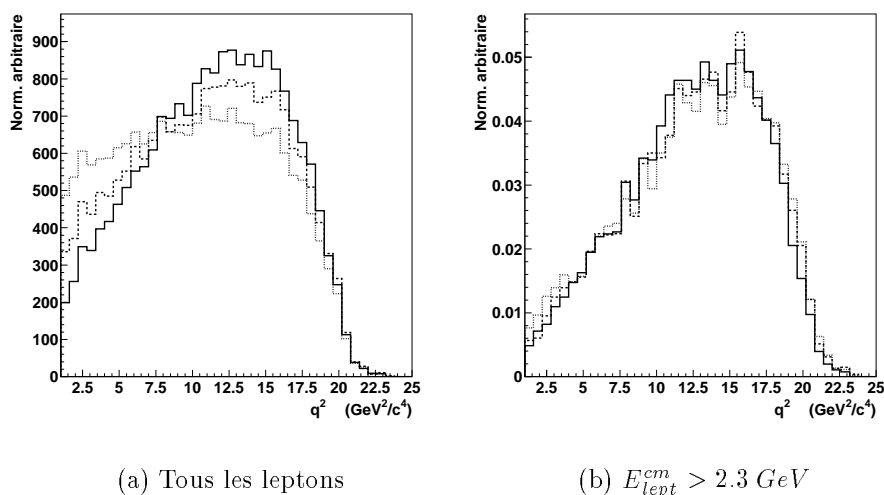
- la mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B \rightarrow \rho l\nu)$, qui nous permettra d'extraire $|V_{ub}|$, est effectuée en sélectionnant le signal $B \rightarrow \rho l\nu$ dans une région d'énergie des leptons élevée (chapitre 5). Une extrapolation à tout le spectre des leptons est donc nécessaire. Pour cela, on utilise le taux de désintégrations donné par l'équation (2.12), dans lequel interviennent les facteurs de forme $A_1(q^2)$, $A_2(q^2)$ et $V(q^2)$ (figure 2.8) ;
- les modèles théoriques interviennent également dans l'ajustement des données (chapitre 6). En effet, les formes du signal et de certaines sources du bruit de fond sont déterminées à l'aide des données simulées ;
- les modèles sont nécessaires pour extraire $|V_{ub}|$ à partir du rapport d'embranchement. Pour cela, il faut déterminer la normalisation $\tilde{\Gamma}_{th} \equiv \Gamma(B \rightarrow \rho l\nu)/|V_{ub}|^2$.

Cette dépendance par rapport à la théorie intervient sous forme d'erreur théorique ajoutée au rapport d'embranchement et à $|V_{ub}|$. Pour le rapport d'embranchement, l'erreur est la moitié de l'écart total entre les résultats des différentes mesures. Une erreur théorique supplémentaire, due à la détermination de $\tilde{\Gamma}_{th}$, est ajoutée à l'incertitude sur la

mesure de $|V_{ub}|$.

Nous utiliserons dans cette analyse un certain nombre (non exhaustif...) de modèles théoriques, qui seront brièvement décrits dans les prochaines sections: deux modèles de quarks (ISGW2[29], Melikhov/Beyer[30]), un calcul sur réseau (UKQCD [31]) et des règles de somme de la QCD (LCSR [32]).

La figure 2.9 montre la distribution de q^2 pour ces différents modèles. On peut voir que, lorsqu'on intègre sur tout le spectre des leptons, celle-ci varie d'un modèle à l'autre d'une manière significative, en particulier pour q^2 petit. Cette différence est moindre pour des leptons d'énergies élevées. Pour différencier ces modèles par des mesures expérimentales de q^2 , il faut donc aussi étudier le signal dans la région d'énergie des leptons en-dessous de 2 GeV.



(a) Tous les leptons

(b) $E_{lept}^{cm} > 2.3 \text{ GeV}$

FIG. 2.9 – Distributions de q^2 pour différents modèles théoriques ($B^\pm \rightarrow \rho^0 \ell^\pm \nu$): ISGW2 (trait plein), UKQCD (tirets) et LCSR (pointillés).

Le spectre des leptons est montré sur la figure 2.10. Bien que la fraction du taux de désintégration totale soit plus importante dans la région $E_\ell > 2.3 \text{ GeV}$, celle-ci varie de 24% à 35% suivant les modèles théoriques (tableau 2.1). Les fractions d'événements dans la région $E_\ell > 2.3 \text{ GeV}$, en intervalle de q^2 , sont données dans le tableau 2.2.

La prédiction de $\tilde{\Gamma}_{th}$ pour chaque modèle est donnée dans le tableau 2.4. Même avec une mesure parfaite du rapport d'embranchement $B \rightarrow \rho l \nu$, la mesure de $|V_{ub}|$ aurait une erreur théorique due à la variation de la valeur de $\tilde{\Gamma}_{th}$ suivant les modèles. On donne une **erreur de 30% à $\tilde{\Gamma}_{th}$** (voir chapitre 8).

Les facteurs de forme

Même si les caractéristiques cinématiques principales des désintégrations semi-leptoniques ne sont pas trop liées aux détails des facteurs de forme (par exemple, la distribution de Dalitz (figure 2.5) est directement liée au couplage $V - A$ du boson W), ces facteurs jouent

2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques

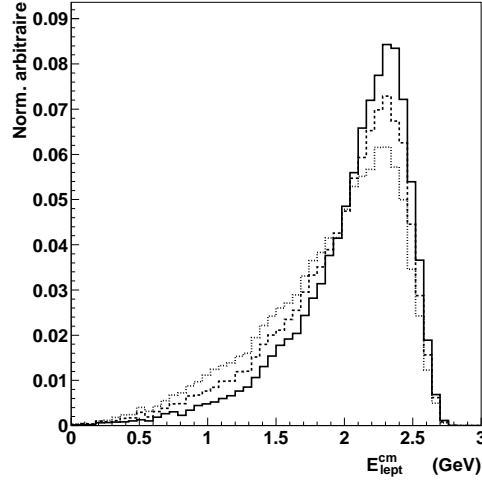


FIG. 2.10 – Distribution P_{lept}^{cm} pour différents modèles théoriques ($B^\pm \rightarrow \rho^0 \ell^\pm \nu$): ISGW2 (trait plein), UKQCD (tirets), and LCSR (pointillé).

Modèle	$\Gamma(E_\ell > 2.3 \text{ GeV})/\Gamma$ (%)	$\Gamma(2.0 < E_\ell < 2.3 \text{ GeV})/\Gamma$ (%)
ISGW2	35	33
LCSR	24	28
UKQCD	27	30
Beyer/Melikhov	27	30

TAB. 2.1 – Fractions du taux de désintégration totale dans la région $E_\ell > 2.3 \text{ GeV}$ prédites par les différents modèles [22]. L'énergie des leptons a été calculée dans le centre de masse du $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$, qui diffère légèrement du centre de masse du B .

Modèle	$\Delta\Gamma(E_\ell > 2.3 \text{ GeV})/\Delta\Gamma$	$\Delta\Gamma(E_\ell > 2.3 \text{ GeV})/\Delta\Gamma$	$\Delta\Gamma(E_\ell > 2.3 \text{ GeV})/\Delta\Gamma$
	(%)	(%)	(%)
	$0 < q^2 < 7 \text{ GeV}^2/c^4$	$7 < q^2 < 14 \text{ GeV}^2/c^4$	$14 < q^2 < 21 \text{ GeV}^2/c^4$
ISGW2	24	35	43
LCSR	12	25	38
UKQCD	15	28	39
Beyer/Mel.	14	27	38

TAB. 2.2 – Prédiction de la fraction d'événements dans la région $E_\ell > 2.3 \text{ GeV}$ en intervalle de q^2 pour chaque modèle [22].

un rôle important dans cette analyse. En effet, l'incertitude sur les facteurs de forme est l'erreur dominante dans la mesure de $|V_{ub}|$.

Les facteurs de forme doivent être calculés en utilisant les techniques de la QCD. Suivant l'échelle de distance où l'on se place [6], les désintégrations des méson B semblent

Modèle	$\Delta\tilde{\Gamma}_{\text{thy}} \text{ (ps}^{-1}\text{)}$	$\Delta\tilde{\Gamma}_{\text{thy}} \text{ (ps}^{-1}\text{)}$	$\Delta\tilde{\Gamma}_{\text{thy}} \text{ (ps}^{-1}\text{)}$
	$0 < q^2 < 7 \text{ GeV}^2/c^4$	$7 < q^2 < 14 \text{ GeV}^2/c^4$	$14 < q^2 < 21 \text{ GeV}^2/c^4$
ISGW2	2.8	6.1	5.3
LCSR	5.4	6.6	4.9
UKQCD	4.5	6.7	5.3
Beyer/Melikhov	4.3	6.4	5.3

TAB. 2.3 – Prédictions du taux de désintégration partiel ($\Delta\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$) en intervalle de q^2 pour chaque modèle [22].

Modèle	$\tilde{\Gamma}_{\text{thy}} \text{ (ps}^{-1}\text{)}$
ISGW2	14.2
LCSR	16.9
UKQCD	16.5
Beyer/Melikhov	16.0

TAB. 2.4 – Prédiction de $\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$ par les différents modèles [22].

cependant différentes:

- à $r \sim \frac{1}{m_W}$, l'échelle électrofaible, le processus semble simple: le quark b émet un boson W qui se désintègre ensuite en 2 leptons;
- à une distance un peu plus grande, $r \sim \frac{1}{m_{had}}$, correspondant à des impulsions de transfert typique des désintégrations du B , on se trouve à l'échelle de la QCD perturbative qui tient compte notamment du bremsstrahlung des gluons;
- à grande distance, $r \sim \frac{1}{\Lambda_{QCD}}$, la QCD devient non-perturbative: on doit tenir compte de la formation de l'état hadronique. Le facteur $\Lambda_{QCD} \approx 0.2 \text{ GeV}$ est l'échelle gouvernant la variation de la constante de couplage forte α_s avec l'impulsion de transfert :

$$\alpha_s(q^2) = \frac{g_{eff}^2(q^2)}{4\pi} \cong \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln q^2/\Lambda_{QCD}^2} . \quad (2.21)$$

Pour des impulsions de transfert proches de Λ_{QCD} ou plus faibles, α_s est grand. Si l'impulsion de transfert augmente, α_s diminue. Cette dépendance de la constante de couplage avec l'impulsion de transfert est typique des théories de jauge non-abéliennes: l'écrantage des charges à longue distance est compensé par l'anti-écrantage dû au couplage des champs de jauge non-abéliens entre eux. Cela peut donc conduire à une charge effective qui augmente avec la distance. En QCD, ce phénomène conduit au confinement des quarks et des gluons à une échelle de longueur de $R_{had} \sim \frac{1}{\Lambda_{QCD}} \sim 1 \text{ fm}$, qui détermine la dimension typique du hadron.

Pour avoir des valeurs précises des facteurs de forme, des calculs non-perturbatifs doivent donc être effectués.

Dans le cas des désintégrations semi-leptoniques des mésons B dans lesquelles le hadron final est aussi formé d'un quark lourd Q , c'est-à-dire un quark de masse $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$,

2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques

typiquement les désintégrations $b \rightarrow c\nu$, des calculs précis peuvent être effectués grâce à la *théorie effective des quarks lourds (HQET)* [28]. Ces hadrons peuvent être vus comme un système contenant un quark lourd entouré d’un “nuage”, composé du quark de valence léger, des gluons et des paires quark-antiquark, qui interagissent fortement avec lui à une échelle de $\frac{1}{\Lambda_{QCD}}$. La longueur d’onde Compton du quark lourd est proportionnelle à l’inverse de la masse du quark, $\lambda_Q \sim 1/m_Q \ll R_{had}$. Les constituants légers, aussi appelés *degrés de liberté légers*, sont caractérisés par des impulsions de l’ordre de Λ_{QCD} , correspondant à des longueurs d’onde $\lambda_l \sim 1/\Lambda_{QCD}$. Comme $\lambda_l \gg \lambda_Q$, les gluons échangés ne peuvent “voir” que des distances beaucoup plus grandes que l’échelle de longueur des quarks lourds. Les degrés légers de liberté ne voient donc que le champ de couleur du quark lourd sans distinguer ses nombres quantiques de spin et de saveur (masse). La masse du quark lourd ne joue donc plus de rôle. Le résultat est que, dans la limite $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$, la configuration des degrés légers de liberté d’un hadron contenant un quark lourd $Q(v, s)$ de spin s et de vitesse v ne varie pas si le quark est remplacé par un autre quark lourd $Q'(v, s')$ de saveur et de spin différent, mais avec la **même vitesse**. On n’a donc pas à se soucier de l’hadronisation. Le chevauchement (“overlap” en anglais) entre les deux états à la valeur unité et le **facteur de forme pour ce point cinématique est exactement connu**.

Ceci n’est possible que lorsque le hadron final X possède un quark lourd, comme, par exemple pour les désintégrations de type $b \rightarrow c\nu$, mais pas pour les désintégrations $b \rightarrow u\nu$. La symétrie des quarks lourds sera cependant utilisée abusivement dans certains modèles (voir ci-dessous) afin de contraindre les facteurs de forme.

Pour les désintégrations $b \rightarrow u\nu$, la plupart des prédictions des facteurs de forme se font en deux étapes :

1. les facteurs de forme sont déterminés à une valeur particulière de q^2 . La valeur la plus appropriée de q^2 est celle où le système hadronique a le moins varié, c’est-à-dire pour $q^2 = q_{max}^2$;
2. extrapolation à tout le spectre. Elle est en général de forme assez simple, typiquement avec 2 ou 3 paramètres libres.

Chaque modèle est donc, en général, meilleur à $q^2 = q_{max}^2$. Dans ceux décrits ci-dessous, le modèle LCSR fait exception car la normalisation est effectuée à des valeurs petites de q^2 . Une extrapolation à des valeurs plus élevées de q^2 est ensuite effectuée.

Dans la suite de cette section, nous allons décrire les modèles de UKQCD [31], LCSR [32], ISGW2 [29] et Melikhov/Beyer [30]. Seuls les modèles UKQCD et LCSR utilisent directement des calculs de la QCD. Les modèles de quark ISGW2 et Melikhov/Beyer sont plus phénoménologiques.

2.1.3.1 Calcul sur réseaux

Une difficulté pour décrire les hadrons, vient du fait qu’il n’existe pas en QCD d’opérateur de création et d’annihilation qui s’exprime simplement à partir des champs fondamentaux [33]. Il existe cependant des opérateurs, appelés “champs interpolants”, qui ont les mêmes nombres quantiques (par exemple J , P ou C) que les hadrons et qui sont des

produits locaux de champs de quarks : $J_\Gamma(x) = \bar{q}_i \Gamma q_j$ où les indices i et j sur les champs de quarks, dénotent leur saveur et Γ la structure tensorielle. Ces courants peuvent être, par exemple, pseudo-scalaires (P) (π), vecteurs (V) (ρ , ω , etc.) ou axiaux (A) :

$$\begin{aligned} J_P &= i\bar{q}_i \gamma_5 q_j & J^{PC} &= 0^{-+} \\ J_V &= \bar{q}_i \gamma_\mu q_j & J^{PC} &= 1^{--} \\ J_A &= \eta_{\mu\nu} \bar{q}_i \gamma_\nu \gamma_5 q_j & J^{PC} &= 1^{++} \end{aligned} \quad (2.22)$$

où $\eta_{\mu\nu} = q_\mu q_\nu / q^2 - g_{\mu\nu}$.

La stratégie employée par le calcul QCD sur réseaux (et par la méthode des règles de somme de QCD (section suivante)) est, dans un premier temps, de calculer des grandeurs impliquant des champs interpolants, en particulier les *fonctions de Green* (ci-dessous), et dans un deuxième temps, d'en extraire des informations sur les hadrons [33].

Les fonctions de Green qui définissent la QCD sont, par exemple, les fonctions,

$$\langle 0 | T (J_\Gamma(x_1) J_\Gamma(x_2)^\dagger) | 0 \rangle = \frac{1}{Z} \int [dA_\mu][d\bar{\psi}_i][d\psi_i] e^{iS(A_\mu, \bar{\psi}_i, \psi_i)} J_\Gamma(x_1) J_\Gamma(x_2) \quad (2.23)$$

où T représente le produit ordonné en temps. Z est la fonction de partition :

$$Z = \int [dA_\mu][d\bar{\psi}_i][d\psi_i] e^{iS(A_\mu, \bar{\psi}_i, \psi_i)} . \quad (2.24)$$

L'intégrale fonctionnelle est effectuée sur toutes les configurations avec un potentiel de jauge donné, A_μ , et des champs de quarks ψ_i . L'action S est donnée par

$$S(A_\mu, \bar{\psi}_i, \psi_i) = \int d^4x \left[-\frac{1}{4} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} + \bar{\psi}_i (i\not{D} - g\not{A} - m) \psi_i + \dots \right] . \quad (2.25)$$

Le *calcul sur réseau* revient à effectuer l'intégrale de l'action en discrétisant l'espace-temps sur un réseau d'intervalle a . On peut ensuite calculer Z en sommant sur un nombre fini, mais représentatif, de configurations de A^μ et ψ_i . En prenant suffisamment de configurations et un réseau suffisamment grand, on peut théoriquement arriver à une précision aussi bonne que l'on veut.

Le calcul sur réseaux est limité par la puissance des ordinateurs. Des progrès considérables ont été faits ces dernières années dans ce domaine, mais une analyse réaliste nécessite encore d'importantes ressources.

Des approximations doivent être effectuées pour diminuer le temps de calcul. On peut citer notamment :

- **l'approximation "quenched"**

Il est possible de diminuer le temps de calcul en négligeant entièrement les boucles de quarks virtuels. C'est ce qu'on appelle l'**approximation de valence** ou **quenched**. C'est en fait plus un Ansatz qu'une approximation car il est très difficile d'estimer l'erreur que cela induit. Avec l'émergence de nouvelles générations d'ordinateurs, il devient possible d'étudier les effets de cette approximation ;

2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques

- **réseau de volume fini**

Le volume fini du réseau impose des limitations sur les masses et impulsions : la masse des quarks doit être suffisamment grande pour que le hadron ne soit pas sensible au volume fini. Afin d’avoir des résultats significatifs, il faut faire les calculs avec un choix de paramètres tel que $L^{-1} \ll m \ll a^{-1}$ [33] où L est la longueur spatiale du réseau ($L \sim 1 - 2 fm$) et a la longueur des mailles ($a \sim 0.05 - 0.1 fm$). Seuls les quarks s et c peuvent donc être directement considérés sur un réseau. L’étude des quarks plus légers u et d nécessite une extrapolation vers les masses plus lourdes.

De même, les impulsions doivent être faibles. Dans les cas des désintégrations semi-leptoniques $B \rightarrow \rho(\pi)\ell\nu$, les facteurs de forme doivent donc être déterminés pour des grandes impulsions de transfert $q^2 = (p_B - p_{\pi,\rho})^2$. La figure 2.11 montre les extrapolations aux petites valeurs de q^2 .

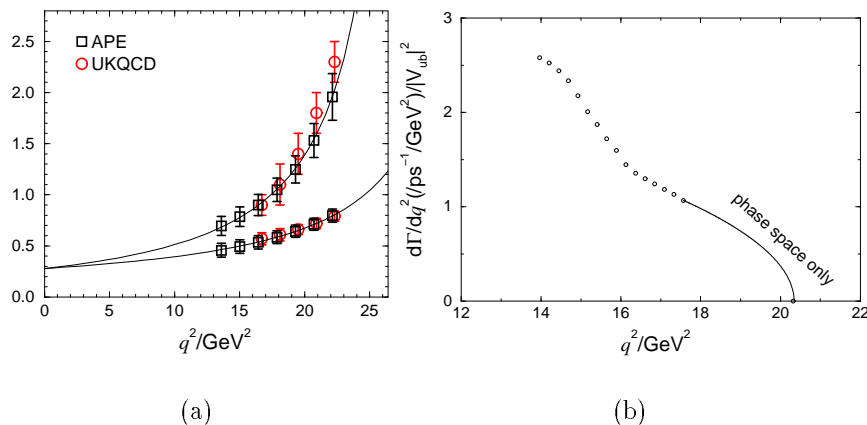


FIG. 2.11 – (a) résultats de F_1 (points en haut) et F_0 donnés par les groupes APE et UKQCD. La courbe représente l’ajustement des points par APE. On peut voir l’extrapolation aux petites valeurs de q^2 . (b) Résultats de UKQCD pour la désintégration $B \rightarrow \rho$. La région notée “phase space only” n’est pas accessible aux calculs. Les deux distributions sont montrées dans [34].

La détermination des facteurs de forme des désintégrations semi-leptoniques par le calcul sur réseaux est effectuée notamment par les groupes APE, UKQCD, JLQCD, etc (se référer à [34] pour des résultats récents). La plupart des efforts se concentrent sur l’extrapolation aux petites valeurs de q^2 en utilisant différentes contraintes (contraintes cinématiques, HQET, règles de somme, etc.).

Les résultats qui vont être utilisés dans la suite de la thèse sont ceux de UKQCD [31]. Les calculs sont effectués pour des valeurs de q^2 entre $q_{max}^2 \equiv 21 GeV^2/c^2$ et $14 GeV^2/c^2$. La symétrie des quarks lourds permet de relier les différents facteurs de forme pour des valeurs élevées de q^2 , tandis que les règles de somme de la QCD (prochaine section) sont utilisées pour les contraindre à $q^2 = 0$.

Dans le cas des désintégrations de type $P \rightarrow V\ell\nu$ où V est un vecteur (par ex: $B \rightarrow$

$\rho l \nu$), un modèle utilisant la symétrie des quarks lourds permet d'obtenir les relations suivantes [35] :

$$\begin{aligned}
 V(q^2) &= \left(1 + \frac{m_V}{m_B}\right) A_0(q^2) \\
 A_1(q^2) &= \frac{m_B^2 + m_V^2}{m_B(m_B + m_V)} \left(1 - \frac{q^2}{m_B^2 + m_V^2}\right) A_0(q^2) \\
 A_2(q^2) &= \frac{m_B + m_V}{m_B} \left(1 - \frac{2m_V(m_B + m_V)}{(m_B + m_V)^2 - q^2}\right) A_0(q^2).
 \end{aligned}
 \tag{2.26}$$

Pour que les paramétrisations 2.26 soient complètes, il faut déterminer un des facteurs de forme. UKQCD considère le facteur $A_1(q^2)$, dont la forme est prise pour qu'elle soit compatible avec celle prédite par les règles de somme de la QCD à $q^2 = 0$:

$$A_1(q^2) = \frac{A_1(0)}{1 - q^2/M_1^2}. \tag{2.27}$$

Les prédictions du calcul sur réseaux sont ajustées afin de déterminer les coefficients de l'équation (2.27). Les résultats sont montrés dans le tableau 2.5 [31].

$B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$				
$A_1(0) = 0.27^{+0.05}_{-0.04}$				
$M_1 = 7.0^{+1.2}_{-0.6} \text{ GeV}$				
$\chi^2/\text{dof} = 24/20$				
	A_1	A_2	A_0	V
$q^2=0$	$0.27^{+0.05}_{-0.04}$	$0.26^{+0.05}_{-0.03}$	$0.30^{+0.06}_{-0.04}$	$0.35^{+0.06}_{-0.05}$
q^2_{max}	$0.46^{+0.02}_{-0.01}$	$0.88^{+0.05}_{-0.03}$	$1.80^{+0.09}_{-0.05}$	$2.07^{+0.11}_{-0.06}$

TAB. 2.5 – Résultats de l'ajustement des prédictions des facteurs de forme A_1 , A_2 , A_0 et V obtenues par UKQCD. A_1 est supposé de la forme (2.27) ; les relations (2.26) sont utilisées [31] pour les autres facteurs de forme.

L'erreur systématique la plus importante vient de l'incertitude due à la largeur des mailles du réseau. Elle peut être déterminée en effectuant des calculs avec différentes largeurs. Pour les résultats de UKQCD, une erreur systématique de $\pm 20\%$ sur le taux de désintégration Γ est prise ($\pm 10\%$ sur $|V_{ub}|$). Comme il a été mentionné plus haut, les masses des quarks doivent être suffisamment grandes. Les calculs de UKQCD supposent que les facteurs de forme sont indépendants de la masse du quark léger. Les prédictions utilisent donc le quark le plus lourd, ce qui permet d'avoir la plus petite erreur. Une erreur systématique de $\pm 13\%$ sur Γ est ensuite prise ($\pm 6.5\%$ sur $|V_{ub}|$). L'erreur systématique liée à l'approximation de "quenched" est supposée très petite pour les prédictions de $B \rightarrow \rho l \nu$ car un bon accord est observé dans les résultats de $|V_{cb}|$ entre les approches avec cette approximation et d'autres approches. On prend donc l'erreur systématique totale à $\pm 24\%$ sur Γ ($\pm 12\%$ sur $|V_{ub}|$).

2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques

Pour le cas $P \rightarrow P'l\nu$ où P et P' sont des pseudo-scalaires (par ex. $B \rightarrow \pi l\nu$), on a les résultats suivants (voir [31] pour plus de détails):

$$F_1(q^2) = \frac{F(0)}{(1 - q^2/m_1^2)^2}, \quad F_0(q^2) = \frac{F(0)}{(1 - q^2/m_0^2)}. \quad (2.28)$$

$F(0)$	m_1 (GeV)	m_0 (GeV)	m_2 (GeV)	χ^2/dof
0.27 ± 0.11	5.79 ± 0.58	6.1 ± 1.5	-	0.1/3

TAB. 2.6 – Résultats de l'ajustement des prédictions de $F_1(q^2)$ and $F_0(q^2)$ pour les désintégrations $B \rightarrow \pi l\nu$ (UKQCD [31]).

2.1.3.2 Règles de somme de la QCD

Dans la section 2.1.3, nous avons vu qu'on distingue deux régimes dans QCD: à des petites distances euclidiennes, la liberté asymptotique permet des calculs perturbatifs, alors qu'à plus grande distance, l'interaction entre les quarks devenant plus forte, le régime devient non-perturbatif. Cependant, en utilisant certaines approximations, il est possible de relier ces deux domaines par des relations de dualité. Une telle technique a été proposée, en 1979, par Shifman, Vainshtein et Zakharov (SVZ) [36] (voir aussi [33, 37]).

Le point de départ de cette technique, est la fonction de Green (2.23), que l'on peut mettre sous la forme (transformée de Fourier):

$$\Pi(q^2) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T (J_\Gamma(x) J_\Gamma(0)^\dagger) | 0 \rangle \quad (2.29)$$

où $\langle 0 |$ est le vide de la QCD non-perturbative et $J(x)$ des champs interpolants (par exemple (2.22)).

Cette fonction, appelée *fonction de corrélation*, décrit la création en 0 d'un état $\bar{q}q$, singlet de couleur, puis son annihilation en x . Sa nature est *duale*: q^2 peut être négatif (genre espace) et positif (genre temps). Lorsque q^2 est négatif (et grand), elle représente des fluctuations quark-antiquark à *courtes distances* et peut donc être traitée perturbativement, alors que pour des q^2 positifs, les interactions quark-gluon à longues distances deviennent importantes. Les contributions de $\Pi(q^2)$ viennent non seulement de l'état fondamental du hadron, mais aussi des états excités et du continuum. On peut montrer qu'il existe une relation entre cette fonction et sa partie imaginaire (appelée *fonction spectrale*). Cette relation est dite **relation de dispersion**:

$$\Pi(q^2) = \frac{1}{\pi} \int ds \frac{\text{Im}\Pi(s)}{s - q^2} + (\text{soustractions}). \quad (2.30)$$

L'intégrale dans l'équation (2.30) diverge (dans l'ultraviolet), c'est pourquoi il est nécessaire de soustraire un nombre suffisant de termes du développement de Taylor de $\Pi(q^2)$ à $q^2 = 0$. L'intérêt de cette relation de dispersion est que la partie imaginaire peut être reliée de manière simple à une section efficace physique.

Pour $q^2 < 0$ et $-q^2 \rightarrow \infty$, on est dans le régime perturbatif. On peut donc calculer $\Pi(q^2)$ à l'ordre le plus bas par une boucle de quarks. On note $\Pi^{(0)}(q^2)$ ce résultat perturbatif. Il décrit la théorie de quarks sans interaction. Même si $Im\Pi(s)$ et $Im\Pi^{(0)}(s)$ diffèrent beaucoup, ils donnent des résultats très proches après intégration dans la relation de dispersion quand $-q^2$ est grand [33]. Autrement dit, le spectre des hadrons et celui des quarks libres, même s'ils diffèrent beaucoup à cause du confinement, donnent des résultats proches quand ils sont moyennés dans la relation de dispersion. Cette propriété, appelée *dualité des quarks et des hadrons*, permet de déterminer les grandeurs que l'on cherche. Dans notre cas, les facteurs de forme. Dans le calcul SVZ, on ne se contente cependant pas de calculer $\Pi(q^2)$ perturbativement ($Im\Pi^{(0)}(s)$), mais on y apporte aussi des corrections non-perturbatives grâce au *développement de Wilson en produit d'opérateurs (OPE)* (voir notamment [33, 36, 37]). Ce développement en produit d'opérateurs utilise en général le paramètre de distance (courte), mais il peut se faire aussi sur le *cône de lumière*. Dans le premier cas les opérateurs sont classés en fonction de leur dimension, et dans le deuxième, en fonction de leur "twist", défini comme la différence entre la dimension et le spin d'un opérateur local (symétrique et sans trace). Par exemple le "twist" le plus petit est égal à 2 car l'opérateur correspondant a une dimension 3 et un spin 1 (analogie avec fonctions de structure très inélastiques). Grâce à la dualité des quarks et des hadrons, le résultat de ce calcul peut ensuite être comparé au terme de droite de l'équation (2.30) et ainsi les quantités physiques peuvent être déterminées.

Règles de somme sur le cône de lumière (LCSR)

La fonction (2.29) est une fonction de corrélation à 2 points. En réalité, les désintégrations $B \rightarrow \rho l\nu$ et $B \rightarrow \pi l\nu$ sont décrites par une fonction de corrélation à 3 points, dont les calculs sont plus compliqués et se heurtent à des problèmes importants [38].

Une alternative intéressante pour déterminer les facteurs de forme des désintégrations semi-leptoniques exclusives $b \rightarrow ul\nu$ est la méthode des *règles de somme sur le cône de lumière (LCSR)* [32]. Contrairement aux règles de somme SVZ qui utilisent une fonction de corrélation *vide-vide*, le point de départ de cette méthode est une fonction de corrélation qui est le produit T de deux courants de quarks pris entre le *vide et un état hadronique* (par exemple un méson ρ). La technique de calcul est ensuite similaire à celle brièvement décrite ci-dessus. Le développement en produit d'opérateurs est effectué sur le cône de lumière en fonction du "twist" des opérateurs.

Une propriété intéressante de la méthode LCSR est que, contrairement à la QCD sur réseaux (section 2.1.3.1) ou aux modèles de quarks (section 2.1.3.3 ci-dessous), les prédictions sont plus précises à q^2 petit. L'extrapolation vers les q^2 grand est cependant tout aussi difficile que l'extrapolation vers q^2 petit des autres méthodes.

Les facteurs de forme du modèle LCSR sont paramétrisés de la manière suivante:

$$F(q^2) = \frac{F(0)}{1 + a_F(q^2/m_B^2) + b_F(q^2/m_B^2)^2} \quad (2.31)$$

où $F(0)$, a_F , b_F sont les paramètres de l'ajustement dont les valeurs sont données dans le tableau 2.7 et $F(q^2) = A_1(q^2)$, $A_2(q^2)$ ou $V(q^2)$.

2.1 Dynamique des désintégrations semi-leptoniques

	$F(0)$	a_F	b_F
A_1^ρ	0.261	-0.29	-0.415
A_2^ρ	0.223	-0.93	-0.092
A_0^ρ	0.372	-1.40	0.437
V^ρ	0.338	-1.37	0.315

TAB. 2.7 – Paramètres de l'équation (2.31) obtenus par ajustement des résultats à petit q^2 [32].

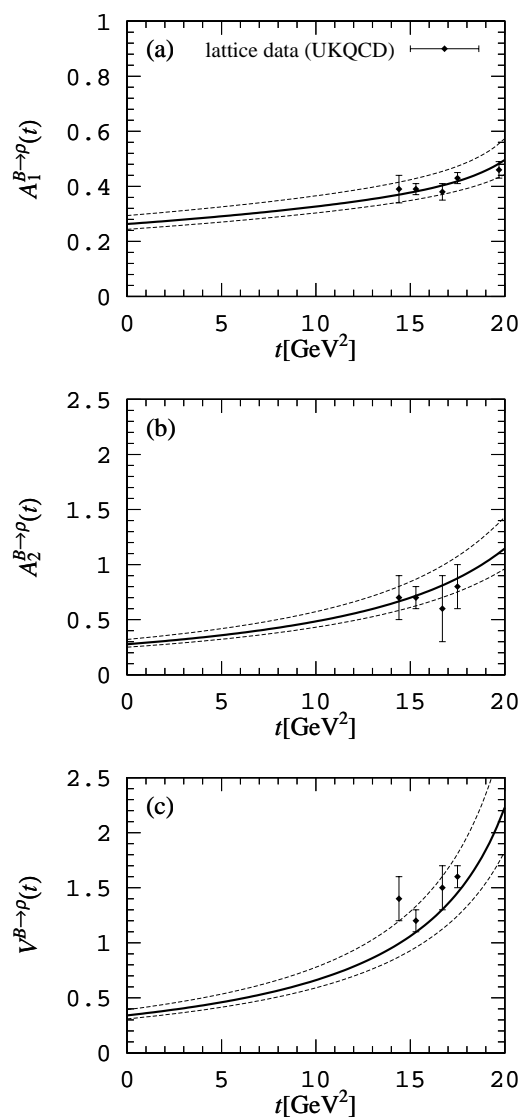


FIG. 2.12 – Prédiction des facteurs de forme de $B \rightarrow \rho$ de LCSR (trait plein) et des incertitudes théoriques (tirets), en comparaison avec les résultats de la QCD sur réseau [32].

Les incertitudes liées aux calculs des facteurs de forme sont de l'ordre de 15%, ce qui

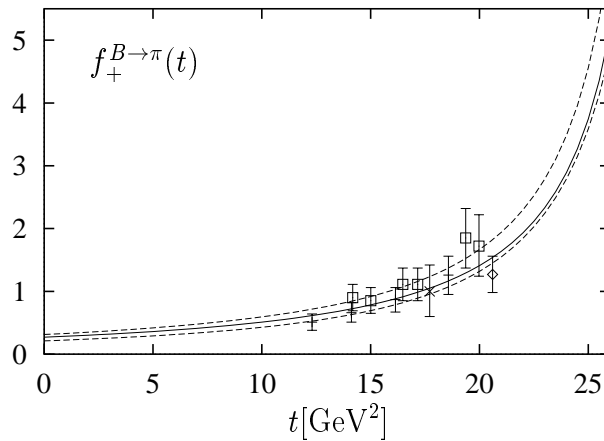


FIG. 2.13 – Prédiction du facteur de forme $f_+^{B \rightarrow \pi}$ de $B \rightarrow \pi$ de LCSR (trait plein) et des incertitudes théoriques (tirets), en comparaison avec les résultats de la QCD sur réseau.

correspond à 30% sur le taux de désintégration Γ et à 15% sur $|V_{ub}|$ [32]. Les différentes sources de ces incertitudes sont décrites dans [32].

2.1.3.3 Modèles de quarks

L'approche des modèles de quarks est de calculer les éléments de matrice des courants hadroniques en évaluant les *fonctions d'onde des mésons*. Dans cette approche, la QCD peut être décrite d'une manière approximative, à partir d'un espace de Hilbert à un nombre fixe de constituants, lié par un potentiel. Celui-ci est, dans un premier temps, non-relativiste. Les intégrales sont calculées à une valeur particulière de q^2 . La valeur la plus appropriée de q^2 est celle où le système hadronique a le moins varié, c'est-à-dire pour $q^2 = q_{max}^2$ (voir section 2.1.3). Dans ce cas, on a chevauchement des fonctions d'onde des mésons initial et final.

La variation des facteurs de forme avec q^2 est ensuite déterminée phénoménologiquement. Cette dépendance est supposée avoir une forme relativement simple, par exemple exponentielle.

L'estimation des incertitudes de ces modèles est cependant un travail difficile.

Il existe un certain nombre de modèles de quarks. Parmi les plus cités, on peut noter ceux de Isgur, Scora, Grinstein et Wise (ISGW) [39], ainsi que Beyer et Melikhov [30], Körner et Schuler (KS) [40] et Wirbel, Stech et Bauer (WSB) [41].

Le modèle de ISGW a été amélioré en 1994 par Scora et Isgur (ISGW2) [29]: des effets relativistes ont été introduits, ainsi que des contraintes liées à la symétrie des quarks lourds.

Les modèles de WSB et KS utilisent la normalisation $q^2 = 0$, alors que pour les modèles de ISGW2 et Beyer/Melikhov, elle est à $q^2 = q_{max}^2$. Ces deux derniers modèles semblent plus appropriés pour les désintégrations exclusives $b \rightarrow u\ell\nu$. Nous allons donc les décrire brièvement.

2.2 Méthodes et bilan expérimental

Les modèles de ISGW et ISGW2

La méthode de ISGW utilise un potentiel non-relativiste de type Coulomb+linéaire:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + c + br . \quad (2.32)$$

Les effets relativistes tels que les interactions hyperfines, qui séparent des niveaux préalablement dégénérés, ne sont pas inclus dans le calcul des fonctions d'ondes.

Des améliorations ont été effectuées dans le modèle d'ISGW2 [29]. En particulier, des corrections relativistes ainsi, que des contraintes de la symétrie des quarks lourds (HQET), sont introduites. Les facteurs de forme obtenus sont relativement complexes, le lecteur est donc invité à regarder dans l'article de Scora et Isgur [29].

Leur dépendance en q^2 prend la forme suivante

$$F(q^2) = F(q_{max}^2) \left[1 + \frac{1}{6N} r^2 (q_{max}^2 - q^2) \right]^{-N} \quad (2.33)$$

où $N=2(3)$ pour les ondes S(P) respectivement et F les facteurs de forme respectifs. Cette forme découle naturellement du comportement exponentiel des fonctions d'ondes des oscillateurs harmoniques.

L'erreur théorique sur la prédiction de $\Gamma(B \rightarrow \rho l \nu)$ est de l'ordre de 50%. L'incertitude correspondante sur $|V_{ub}|$ est de 25%.

Le modèle de Beyer/Melikhov

Contrairement au modèle de ISGW2, le modèle de Beyer/Melikhov est entièrement relativiste. De plus, il utilise le calcul sur réseau UKQCD pour normaliser les facteurs de forme à grand q^2 . Pour les facteurs de forme F_1, V, A_0 , l'extrapolation vers $q^2 = 0$ utilise la paramétrisation [30],

$$f(q^2) = \frac{f(0)}{(1 - q^2/M^2)[1 - \sigma_1 q^2/M^2 + \sigma_2 q^4/M^4]} , \quad (2.34)$$

où $M = M_P = M_B = 5.27 \text{ GeV}$ pour le facteur de forme A_0 and $M = M_V = M_{B^*} = 5.32 \text{ GeV}$ pour les facteurs F_1, V .

Pour les autres facteurs (F_0, A_1, A_2) la paramétrisation est donnée par

$$f(q^2) = f(0)/[1 - \sigma_1 q^2/M_V^2 + \sigma_2 q^4/M_V^4] . \quad (2.35)$$

Le tableau 2.8 indique les coefficients des différentes transitions.

2.2 Méthodes et bilan expérimental

2.2.1 Études inclusives de $b \rightarrow cl\nu$

Dans l'approche inclusive des désintégrations semi-leptoniques, on ne considère que la somme sur tous les états finals des hadrons. Les détails des désintégrations particulières qui contribuent au rapport d'embranchement sont ignorés. Expérimentalement, il

	$B \rightarrow \pi$		$B \rightarrow \rho$			
	F_1	F_0	V	A_0	A_1	A_2
$f(0)$	0.29	0.29	0.31	0.30	0.26	0.24
σ_1	0.48	0.76	0.59	0.54	0.73	1.40
σ_2		0.28			0.10	0.50

TAB. 2.8 – *Modèle de Beyer/Melikhov. Les coefficients des facteurs de forme $B \rightarrow \pi, \rho$. $M_V = M_{B^*} = 5.32 \text{ GeV}$, $M_P = M_B = 5.27 \text{ GeV}$. Pour les facteurs de forme F_1, F_0, V, A_0 la formule 2.34 est utilisée. Pour les autres facteurs de formes: équation (2.35) [30].*

est seulement nécessaire d'observer le lepton. Les difficultés venant de la reconstruction des hadrons sont ainsi éliminés. Il n'est cependant pas facile de séparer les leptons directs ($b \rightarrow c\ell\nu$) et les leptons de cascade ($b \rightarrow c \rightarrow y\ell\nu$). On peut clairement voir cette difficulté sur la figure 2.14, qui montre tout le spectre. Ce n'est seulement que récemment que ces deux sources ont pu être mesurées séparément (figure 2.15 [20]). Des avantages de l'approche inclusive existent aussi d'un point de vue théorique: la plupart des effets d'hadronisation deviennent moins importants si on intègre sur tous les états finals possibles, dû au fait que l'amplitude de transition devient *l'unité*. Des effets subsistent cependant comme les interactions des quarks dans l'état initial [6]. Différents modèles ont été utilisés, notamment le modèle ACCMM, dans lequel les effets non-perturbatifs sont pris en

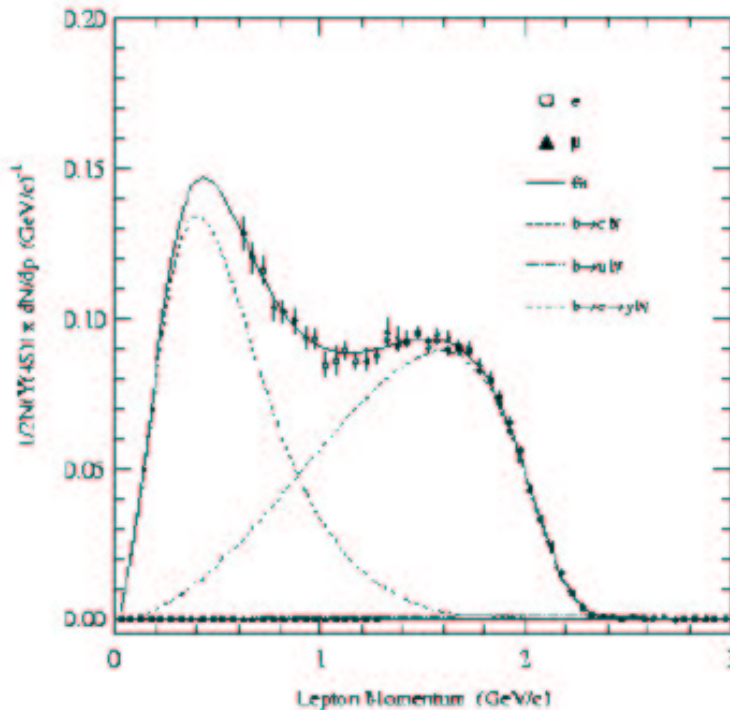


FIG. 2.14 – *Spectre inclusif des leptons, provenant des désintégrations des mésons B , mesuré par la collaboration CLEO. Les différentes contributions du spectre sont montrées en pointillé. Les autres contributions (continuum, J/ψ , etc.) ont été soustraites [20].*

2.2 Méthodes et bilan expérimental

compte en introduisant un mouvement de Fermi du quark spectateur [42] et le modèle ISGW2 (section 2.1.3.3) [29]. Plus récemment, les résultats ont été interprétés en utilisant la théorie effective des quarks lourds (HQET) de pair avec un développement en produit d'opérateurs (OPE) [43]. Dans ce modèle, l'hypothèse de la dualité quark-hadron doit être posée (voir section 2.1.3).

Le rapport d'embranchement des désintégrations $b \rightarrow cl\nu$ inclusives a été mesuré en utilisant les désintégrations $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ et $Z \rightarrow b\bar{b}$.

Dans la résonance $\Upsilon(4S)$, deux méthodes ont été utilisées par les collaborations ARGUS [44] et CLEO [20, 43] pour mesurer le spectre inclusif.

La première méthode est simplement d'ajuster le spectre en impulsion des leptons observé en une somme de formes attendues des leptons directs (leptons primaires) et de cascades (leptons secondaires), en ayant au préalable éliminé les autres sources de bruit de fond. Le spectre en impulsion de CLEO est montré dans la figure 2.14. Pour les leptons de faibles impulsions ($p_\ell < 1$ GeV), la contribution dominante vient des leptons secondaires, tandis que pour les leptons primaires dominent pour $p_\ell > 1$ GeV. Une partie importante de l'effort est de déterminer les formes des spectres des leptons primaires et secondaires. En général, le spectre des leptons primaires est décrit par des modèles théoriques. L'incertitude sur la forme prédite est la principale source d'erreur de cette mesure.

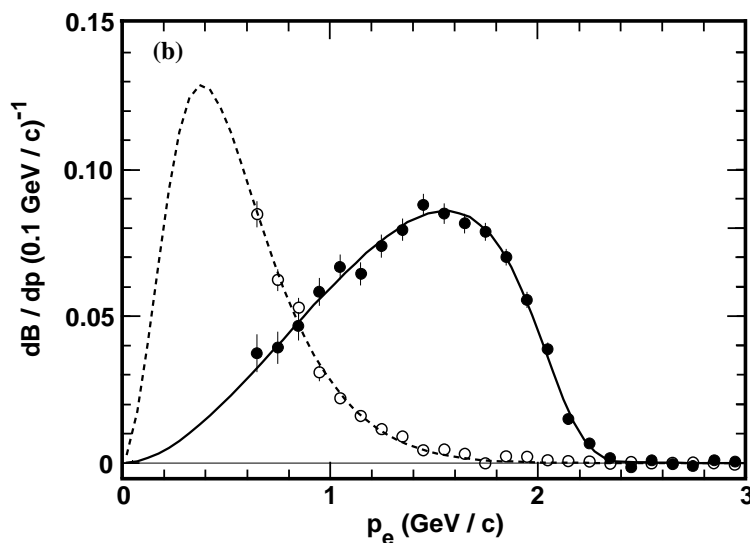


FIG. 2.15 – Spectre en énergie des leptons obtenu par la méthode des dileptons (CLEO). Les contributions des leptons primaires et secondaires peuvent être séparées [20].

Cette méthode a été supplantée par une autre méthode dans laquelle le spectre en impulsion des leptons est examiné pour des événements avec un lepton supplémentaire d'énergie élevée (figure 2.15). La corrélation de charge entre les deux leptons permet de séparer la contribution importante des leptons secondaires par rapport aux leptons primaires sans dépendre d'un modèle théorique.

La première étape est de demander qu'un des deux leptons ait une énergie suffisamment grande pour qu'il soit pratiquement tout le temps primaire. En supposant ce lepton

(d'étiquetage) primaire, il y a 3 possibilités pour le second lepton:

- il est primaire et est produit par la désintégration de l'autre B. On a donc 2 leptons de charges opposées (l^+l^-);
- il est secondaire et est produit par désintégration en cascade de l'autre B. On a donc 2 leptons de même charge (l^+l^+ ou l^-l^-);
- il est secondaire et est produit par désintégration en cascade du même B. On a donc 2 leptons de charges opposées (l^+l^-).

En ce qui concerne le troisième cas, il existe une forte corrélation angulaire entre les leptons: deux leptons du même B ont tendance à être dans des hémisphères opposés. En demandant que les deux leptons viennent du même hémisphère, on élimine les leptons venant du même B . Si on élimine la troisième possibilité, un lepton de charge opposée au lepton d'étiquetage doit être primaire, tandis qu'un lepton de même charge doit être secondaire. Cette corrélation est cependant diluée par le mélange $B^0 - \bar{B}^0$, mais cette dilution peut être précisément déterminée ([14]).

Expérience	Rapport d'embranchement $b \rightarrow cl\nu$ (%)
ARGUS	$9.7 \pm 0.5_{stat} \pm 0.4_{syst}$ ([43])
CLEO	$10.49 \pm 0.17_{stat} \pm 0.43_{syst}$ ([43])
Moyenne $\Upsilon(4S)$	10.23 ± 0.39 ([43])
Moyenne Z (LEP)	$10.56 \pm 0.11_{stat} \pm 0.18_{syst}$ ([9])

TAB. 2.9 – Rapport d'embranchement des désintégrations $b \rightarrow cl\nu$.

Le tableau 2.9 montre aussi les résultats des expériences du LEP. Environ 0.5 à 1.4 million de désintégrations du Z ont été utilisées. Comme dans le cas du $\Upsilon(4S)$, des événements avec des leptons seuls et des dileptons sont utilisés.

2.2.2 Études inclusives de $b \rightarrow ul\nu$

Le rapport d'embranchement des désintégrations $b \rightarrow ul\nu$ inclusives est très petit comparé à celui des désintégrations $b \rightarrow cl\nu$ (voir tableau 2.10). Un simple modèle de quarks libres prédit que $\Gamma(b \rightarrow ul\nu)/\Gamma(b \rightarrow cl\nu) \approx 1.5\%$ [26]. Une des difficultés principales de la mesure de $|V_{ub}|$ est donc clairement le rejet du bruit de fond venant des désintégrations charmées.

Expérience	Rapport d'embranchement $b \rightarrow cl\nu$ ($/10^{-3}$)
ALEPH	$1.73 \pm 0.56_{(stat+syst)} \pm 0.51_{(b \rightarrow c)} \pm 0.2_{(b \rightarrow u)}$
DELPHI	$1.69 \pm 0.53_{(stat+syst)} \pm 0.45_{(b \rightarrow c)} \pm 0.2_{(b \rightarrow u)}$
L3	$3.3 \pm 1.3_{(stat+syst)} \pm 1.4_{(b \rightarrow c)} \pm 0.5_{(b \rightarrow u)}$
Moyenne LEP	$1.74 \pm 0.37_{(stat+syst)} \pm 0.38_{(b \rightarrow c)} \pm 0.2_{(b \rightarrow u)}$

TAB. 2.10 – Rapport d'embranchement des désintégrations $b \rightarrow ul\nu$ (expériences du LEP [9]).

Les modes $b \rightarrow u$ possèdent cependant l'avantage d'avoir un grand spectre en impulsion des leptons dû au fait que le quark u est léger. Le quark c étant plus lourd que le

2.2 Méthodes et bilan expérimental

quark u , il existe une région d'impulsion des leptons cinématiquement non accessible aux désintégrations charmées:

$$E_\ell \leq \left. \frac{m_B^2 - m_D^2}{2m_B} \right|_{cm B} \approx 2.45 \text{ GeV} \Big|_{cm \Upsilon(4S)}. \quad (2.36)$$

Même si les avantages d'étudier ces désintégrations dans la région de grande impulsion des leptons ($2.3 < p_\ell < 2.7$) sont importants, il existe cependant certains désavantages. Pour avoir une valeur de $|V_{ub}|$, il faut extrapoler les résultats obtenus à partir de cette petite portion de spectre, à toutes les impulsions des leptons. Il résulte de ce calcul une importante erreur théorique. D'un point de vue expérimental, on a, d'autre part, un important bruit de fond venant du continuum ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ où $q = u, d, s, c$) qui produit des leptons de haute énergie.

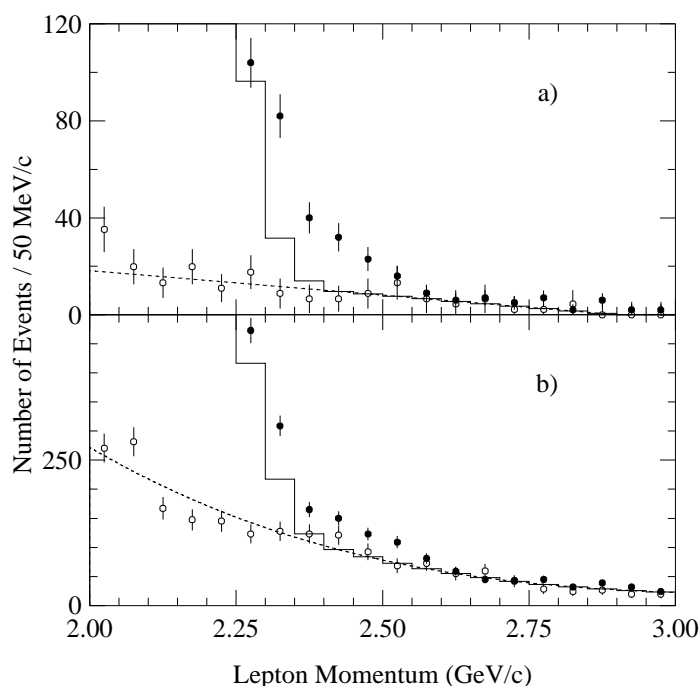


FIG. 2.16 – Le spectre en énergie des leptons observé par CLEO [45]. Les données sont représentées par les points noirs. Les points blancs montrent la contribution attendue des événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s$). L'histogramme (trait plein) montre la contribution des désintégrations $b \rightarrow cl\nu$. On peut clairement voir un excès pour $|\vec{p}_\ell| > 2.3 \text{ GeV}$. Les figures en haut et en bas montrent les résultats obtenus en utilisant des critères de sélection plus ou moins stricts.

Comme dans le cas des désintégrations inclusives $b \rightarrow cl\nu$, le rapport d'embranchement inclusif $b \rightarrow ul\nu$ a été mesuré en utilisant les résonances $\Upsilon(4S)$ (CLEO, ARGUS) et Z (LEP).

CLEO [45, 46] et ARGUS [47] ont observé en 1990, pour la première fois, des désintégrations $b \rightarrow ul\nu$ grâce au spectre en impulsion des leptons dans la région non accessible aux désintégrations charmées. La figure 2.16 montre le spectre des leptons dans cette région pour 2 différentes sélections. On voit clairement un excès dans la région $p_\ell > 2.3 \text{ GeV}/c$. En combinant les résultats de ces deux expériences, on trouve [5] :

$$\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = 0.08 \pm 0.02 \quad (2.37)$$

Les expériences du LEP ont utilisé une technique différente qui permet de relâcher la coupure sur l'énergie des leptons (voir [48]). Cette technique est basée sur la masse invariante du système hadronique M_X liée au lepton et au neutrino: cette masse est beaucoup plus petite pour les désintégrations $B \rightarrow Xul\nu$ que pour les désintégrations $B \rightarrow Xcl\nu$, pour lesquelles elle doit être proche de la masse du D . Dans les expériences du LEP, les désintégrations des mésons B sont contenues dans des jets, la reconstruction de la masse du système hadronique est donc plus facile qu'à la résonance $\Upsilon(4S)$. Dans l'expérience BaBar, ce problème est évité en reconstruisant entièrement un des mésons B dans un mode exclusif. Cela nécessite cependant une grande quantité de données car l'efficacité de sélection du signal est petite.

Nous allons décrire brièvement l'analyse de DELPHI ([49]) En plus de la masse invariante du système hadronique, cette analyse utilise l'excellent détecteur d'identification des particules pour éliminer les événements avec un kaon identifié. D'autre part, le paramètre d'impact du lepton, par rapport au second vertex candidat hadron reconstruit, est examiné. Dans les désintégrations $b \rightarrow cl\nu$, le vertex du hadron n'est pas celui du méson B , mais plutôt celui du méson D . Le paramètre d'impact du lepton doit donc, dans ce cas, montrer un point différent de celui du vertex secondaire. Dans les désintégrations $b \rightarrow ul\nu$, au contraire, le lepton et le hadron proviennent du même vertex.

Les deux dernières conditions, ci-dessus, ont été utilisées pour classer les événements: " $b \rightarrow ul\nu$ enrichi" ou " $b \rightarrow ul\nu$ appauvri". Ces deux catégories sont de plus divisées selon que la masse invariante hadronique est plus petite ou plus grande que $1.6 \text{ GeV}/c^2$. Ces 4 régions sont ajustées afin de déterminer le nombre d'événements $b \rightarrow ul\nu$. La figure 2.17 montre les spectres en énergie des leptons. On peut voir un excès d'événements dans la catégorie " $b \rightarrow ul\nu$ enrichi avec $M_X < 1.6 \text{ GeV}/c^2$ ": 214 ± 56 . Le rapport S/B obtenu est de 0.1 avec $\epsilon = 6.5\%$.

Cette analyse donne un résultat compatible avec le résultat précédent (CLEO + ARGUS) [49] :

$$\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = 0.103_{-0.012}^{+0.011} (stat) \pm 0.016 (syst.) \pm 0.01 (modèle) . \quad (2.38)$$

En utilisant l'approche théorique OPE+HQET [50], on obtient (moyenne sur les 3 expériences du LEP (L3, DELPHI et ALEPH) [9] :

$$|V_{ub}| = (4.13_{-0.75}^{+0.63}) \times 10^{-3} . \quad (2.39)$$

2.2.3 Études exclusives de $b \rightarrow cl\nu$

Les désintégrations $B \rightarrow Xcl\nu$ représentent plus de 98% de toutes les désintégrations semi-leptoniques des mésons B . Parmi ces désintégrations charmées, les modes $B \rightarrow Dl\nu$

2.2 Méthodes et bilan expérimental

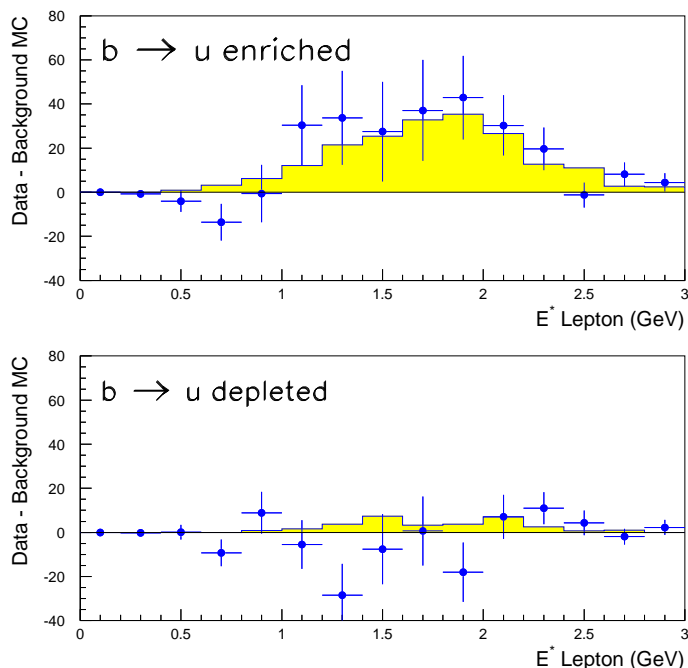


FIG. 2.17 – Distribution de E_ℓ^* (bruits de fond soustrait): les désintégrations $b \rightarrow ul\nu$ “enrichi” (en haut) et “appauvri” (en bas) avec $M_X < 1,6 \text{ GeV}/c^2$. Les histogrammes foncés montre la distribution de E_ℓ^* attendue du signal normalisée avec la valeur ajustée de $|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}|$ (DELPHI [49]).

et $B \rightarrow D^*l\nu$ représentent de 60% à 70% du taux inclusif semi-leptonique. Les rapports d'embranchement de ces deux modes, ainsi que d'autres modes tels que $B \rightarrow D_1l\nu$, ont été mesurés dans les expériences CLEO et ARGUS, ainsi qu'au LEP. Ils permettent de déterminer $|V_{cb}|$ grâce, notamment, à la théorie des quarks lourds (HQET) (section 2.1.3).

La reconstruction des désintégrations semi-leptoniques exclusives est rendue difficile par la présence d'un neutrino que l'on ne peut pas observer. Cette difficulté est accentuée par le fait que si l'on combine, par exemple, un lepton identifié et un D^* reconstruit, on n'a pas forcément un signal $B \rightarrow D^*l\nu$. En effet, ces combinaisons peuvent provenir d'autres sources, telles que, par exemple, la désintégration $B \rightarrow D^{**}l\nu$ suivie de $D^{**} \rightarrow D^*l$ ou alors la désintégration $B \rightarrow D^*\pi l\nu$, dans laquelle le système $D^*\pi$ est non-résonant. À la résonance $\Upsilon(4S)$, une autre difficulté apparaît: chaque événement contient deux B qui se désintègrent presque au repos dans le référentiel du laboratoire (sauf pour les expériences BaBar et Belle). Une paire $D^{*+}l^-$ peut avoir comme origine $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$, mais le D^* et le lepton peuvent aussi provenir de deux B différents.

Dans le cas des expériences utilisant la résonance $Z \rightarrow b\bar{b}$, les mésons B se désintègrent après une relativement longue distance de vol, les informations provenant du détecteur à vertex peuvent donc être utilisées. D'autre part, les événements ont une structure sous forme de jets, les mésons B se désintègrent donc dans 2 régions distinctes de l'espace. Les informations sur le vertex peuvent aussi être utilisées dans les expériences BaBar et Belle

où la résonance $\Upsilon(4S)$ est produite avec une impulsion non nulle.

Malgré toutes les difficultés mentionnées plus haut, certaines techniques peuvent néanmoins être utilisées pour trouver un signal. À la résonance $\Upsilon(4S)$, l'énergie du méson B est connue: $E_B = E_{\Upsilon(4S)}/2 (= E_{beam})$. Utilisant cette contrainte et les quadri-vecteurs du lepton et du méson final, on peut déterminer si le quadri-vecteur mesuré est compatible avec le quadri-vecteur du neutrino. Dans le cas du $B \rightarrow D^*\ell\nu$, par exemple, en supposant que le D^* et le lepton sont produits par le même B , on a :

$$\begin{aligned} p_\nu^2 &= (p_B - p_{D^*\ell})^2 \\ &= m_B^2 + m_{D^*\ell}^2 - 2E_B E_{D^*\ell} + 2|\vec{p}_B||\vec{p}_{D^*\ell}| \cos \theta_{B,D^*\ell} \end{aligned} \quad (2.40)$$

où $p_{D^*\ell} = p_{D^*} + p_\ell$. Si le neutrino est la seule particule, autre que le D^* et le lepton, produite dans la désintégration semi-leptonique, on a

$$p_\nu^2 = 0 . \quad (2.41)$$

S'il existe une particule supplémentaire, comme un pion, alors p_ν^2 devient plus grand.

En utilisant l'hypothèse 2.41, on peut déterminer $\cos \theta_{B,D^*\ell}$:

$$\cos \theta_{B,D^*\ell} = \frac{2E_B E_{D^*\ell} - M_B^2 - M_{D^*\ell}^2}{2|\vec{p}_B||\vec{p}_{D^*\ell}|} . \quad (2.42)$$

Si l'hypothèse est juste, alors $\cos \theta_{B,D^*\ell}$ doit être dans l'intervalle -1 et +1. Dans le cas contraire, on aura des valeurs non physiques et ces candidats pourront être rejetés. On peut noter ici que la direction du B , en général inconnue, n'a pas besoin d'être déterminée pour calculer $\cos \theta_{B,D^*\ell}$. Cette variable ne peut cependant pas être utilisée par les expériences utilisant la résonance Z car la contrainte sur l'énergie du faisceau ne peut être appliquée, le méson B ne recevant pas toujours toute l'énergie.

Il est aussi possible de reconstruire le méson B en utilisant l'impulsion et l'énergie manquante pour déterminer le quadri-vecteur impulsion-énergie du neutrino. Cela demande cependant une bonne acceptation du détecteur et une bonne reconstruction des traces et des gerbes. Une technique souvent utilisée, similaire à celle de la reconstruction des désintégrations hadroniques, consiste à reconstruire la masse du B .

$$M_B = \sqrt{(E_{\Upsilon(4S)}/2)^2 - |\vec{p}_{D^*} + \vec{p}_\ell + \vec{p}_\nu|^2} . \quad (2.43)$$

Le signal doit avoir un pic à la masse du B : $m_B = 5.28 \text{ GeV}/c^2$. Il est cependant important de vérifier que l'énergie du candidat B est compatible avec l'énergie du faisceau (en tenant compte de la résolution):

$$\Delta E = E_{D^*} + E_\ell + |\vec{p}_\nu| - E_{beam} \approx 0 . \quad (2.44)$$

Désintégrations $B \rightarrow D^*\ell\nu$

Ce mode de désintégration a été maintes fois étudié, par exemple par OPAL, ALEPH, DELPHI, CLEO (voir référence [26]). Il présente, il est vrai, de nombreux avantages, à la fois expérimentaux et théoriques, pour mesurer $|V_{cb}|$. D'un point de vue expérimental, il

2.2 Méthodes et bilan expérimental

est très propre: en utilisant, par exemple, la désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+(0)}l^-\bar{\nu}$, $D^{*+(0)} \rightarrow \pi^{+(0)}D^0$, la contribution du bruit de fond est réduite. Le taux de désintégration est, en outre, plus grand que pour les autres modes. Une difficulté existe, cependant, dans les expériences utilisant la résonance $\Upsilon(4S)$: le “pion mou” chargé, provenant de la désintégration $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$, a une très faible impulsion: tout le spectre se trouve en-dessous de 225 MeV/c. L’efficacité de reconstruction de ce pion avoisine 0 lorsqu’on se rapproche du point zéro-recul. Une manière d’éviter ce problème est d’utiliser les modes $B^- \rightarrow D^{*0}l\bar{\nu}$, où le pion mou neutre peut être reconstruit à très faible impulsion. Au LEP, la reconstruction du pion mou chargé ne pose pas de problème à cause de la grande impulsion du B .

D’un point de vue théorique, on pourrait penser que ce mode, qui dépend de 3 facteurs de forme (2.1.1) est plus compliqué que le mode $B \rightarrow Dl\nu$, qui ne dépend que de 1 facteur (le méson D est un pseudo-scalaire, alors que D^* est un vecteur). Cette idée a radicalement changé avec l’avènement de la théorie des quarks lourds (HQET): si on considère la désintégration $B \rightarrow D^*l\nu$ avec un recul de zéro, il n’y a plus qu’un seul facteur de forme. En outre, celui-ci ne possède pas de correction en $1/m_Q$ ([26]). Au contraire, les désintégrations $B \rightarrow Dl\nu$ sont non seulement défavorisées au zéro-recul par un facteur p_D^3 , mais il existe aussi des termes de correction en $1/m_Q$.

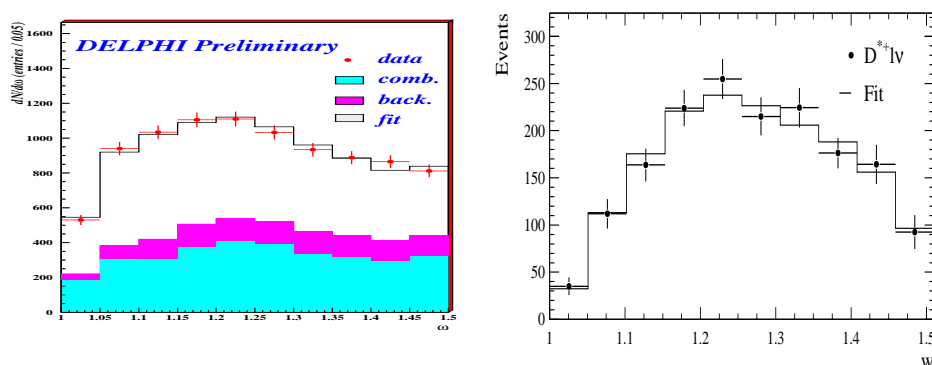


FIG. 2.18 – Le taux de désintégration différentiel dN/dw des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ (w est le produit des quadri-vecteurs vitesse des mésons D^* et B_d^0) pour l’analyse inclusive DELPHI (à gauche) et de l’analyse exclusive de CLEO (à droite) [48].

Les résultats du LEP et de CLEO obtenus en utilisant les désintégrations $B \rightarrow D^*l\nu$ sont :

$$|V_{cb}|^{excl} = (40.5 \pm 1.9_{exp} \pm 2.3_{theo}) \cdot 10^{-3} \text{ LEP [9]} \quad (2.45)$$

$$|V_{cb}|^{excl} = (46.4 \pm 2.0_{stat} \pm 2.1_{syst} \pm 2.1_{theo}) \cdot 10^{-3} \text{ CLEO [21]} \quad (2.46)$$

où les erreurs sont expérimentales (statistique et systématique) et théoriques.

Désintégrations $B \rightarrow Dl\nu$

Même si le rapport d’embranchement des désintégrations $B \rightarrow Dl\nu$ est grand, les mesures obtenues ont des erreurs statistiques relativement grandes. Les bruits de fond sont, en effet, plus difficiles, à éliminer (notamment le bruit de fond $B \rightarrow D^*l\nu$). Des

mesures ont été effectuées dans les expériences du LEP, ainsi que CLEO et ARGUS (voir [26]).

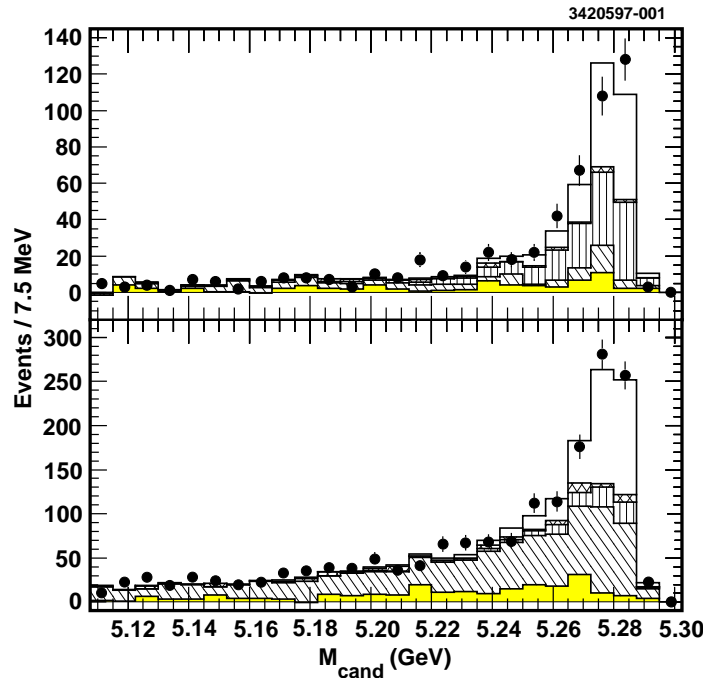


FIG. 2.19 – Distribution M_{cand} , où “cand” est le candidat B reconstruit, des modes $D^0 l^- \bar{\nu}$ (en haut) et $D^+ l^- \bar{\nu}$ (en bas). Les données sont représentées par les points; Les histogrammes de couleur claire sont les bruits de fond du continuum et des mauvais leptons; les traits diagonaux représentent le bruit de fond combinatoire; les traits verticaux représentent le bruit de fond $D^* l^- \bar{\nu}$ et les traits croisés $D^{**} l^- \bar{\nu}$ (et les autres bruits de fond) [51].

La figure 2.19 montre la distribution M_{cand} pour les modes $D^0 l^- \bar{\nu}$ et $D^+ l^- \bar{\nu}$ obtenus par l’expérience CLEO [51].

2.2.4 Études exclusives de $b \rightarrow u\ell\nu$

Contrairement aux désintégrations $B \rightarrow X_c l \nu$ où les modes $B \rightarrow D^* l \nu$ et $B \rightarrow D l \nu$ dominant, les modèles théoriques prédisent que les taux des désintégrations $B \rightarrow X_u l \nu$ sont répartis sur un certain nombre de canaux. Néanmoins, dans la région d’énergie élevée des leptons, 5 canaux dominant: $B^- \rightarrow \rho^0 l^- \bar{\nu}$, $\bar{B}^0 \rightarrow \rho^+ l^- \bar{\nu}$, $B^- \rightarrow \omega l^- \bar{\nu}$, $\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}$ et $B^- \rightarrow \pi^0 l^- \bar{\nu}$. Un point essentiel, qui a été discuté dans la section 2.1.2.2, est que le spectre des leptons des désintégrations avec un méson vecteur dans l’état final, par exemple $B^- \rightarrow \rho^0 l^- \bar{\nu}$, est piqué vers les hautes énergies.

Les taux de désintégrations pour $B^- \rightarrow \rho^0 l^- \bar{\nu}$ et $\bar{B}^0 \rightarrow \rho^+ l^- \bar{\nu}$ sont reliés par une symétrie d’isospin. En effet, dans cette limite, les mésons B^- et \bar{B}^0 , ainsi que les mésons ρ^+ et ρ^0 ont les mêmes fonctions d’onde d’espace et de spin [27]. Le taux de désintégration $B^- \rightarrow \omega l^- \bar{\nu}$ ne peut être relié par cette symétrie aux autres désintégrations. Cependant, par le modèle des quarks, on s’attend à ce que le taux soit à peu près égal à celui de

2.2 Méthodes et bilan expérimental

$\bar{B}^0 \rightarrow \rho^+ l^- \bar{\nu}$ [27]. L'éventuelle violation de la symétrie d'isospin par le mélange $\rho^0 - \omega$ sera discutée dans la section 7.3.7 (voir aussi [52]).

On a donc les relations suivantes:

$$\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \rho^+ l^- \bar{\nu}) = 2\Gamma(B^- \rightarrow \rho^0 l^- \bar{\nu}) \simeq 2\Gamma(B^- \rightarrow \omega l^- \bar{\nu}), \quad (2.47)$$

$$\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}) = 2\Gamma(B^- \rightarrow \pi^0 l^- \bar{\nu}). \quad (2.48)$$

Deux différentes analyses ont été effectuées dans l'expérience CLEO II en 1996 [53] et 1999 [22]:

CLEO II: analyse de 1996

Cette analyse [53] utilise la méthode de reconstruction du neutrino: grâce à la bonne herméticité du détecteur CLEO, c'est-à-dire à une bonne acceptation en angle solide, l'énergie et l'impulsion du neutrino est reconstruite en l'associant à l'énergie et l'impulsion manquante de l'événement:

$$\vec{p}_\nu = - \sum_i \vec{p}_i, \quad (2.49)$$

$$E_\nu = 2E_{\text{beam}} - \sum_i E_i. \quad (2.50)$$

Pour avoir une bonne résolution du neutrino, les événements ont été sélectionnés comme suit:

- un seul lepton (électron ou muon) dans l'événement afin de n'avoir qu'un neutrino. Les leptons proviennent, en effet, principalement des désintégrations semi-leptoniques;
- la charge totale doit être nulle afin d'éviter d'avoir une particule chargée en dehors de l'acceptation ou d'avoir un double comptage d'une particule (particule *fantôme*);
- les événements avec une masse manquante trop grande sont éliminés: $M_{\text{miss}}^2/2E_{\text{miss}} < 300 \text{ MeV}$.

En utilisant cette sélection, ainsi que d'autres coupures sur la qualité des traces et des gerbes, la résolution obtenue de l'énergie (impulsion) manquante est de 260 MeV (110 MeV).

Pour reconstruire le méson B , le quadrivecteur énergie-impulsion du neutrino $(E_\nu, \vec{p}_\nu) = (|\vec{p}_{\text{miss}}|, \vec{p}_{\text{miss}})$ est combiné à un lepton et à un candidat π ou ρ . Le méson B ainsi reconstruit est supposé avoir une énergie de $E_{\Upsilon(4S)}/2$.

Comme dans toutes les analyses $B \rightarrow X_u l \nu$, il y a un nombre important d'événements du bruit de fond provenant des désintégrations $B \rightarrow X_c l \nu$. Pour le réduire, une coupure de $p_l > 1.5 \text{ GeV}/c$ a été effectuée sur l'énergie des leptons. Une extrapolation sur tout l'espace de phase doit ensuite être effectuée pour déterminer le rapport d'embranchement. On a donc une dépendance par rapport aux modèles théoriques.

Les coupures requises pour avoir une bonne résolution du neutrino et un bruit de fond venant des désintégrations charmées suffisamment faible, implique que l'efficacité de reconstruction du signal est relativement petite ($\epsilon = 1.5\%$ pour $\bar{B}^0 \rightarrow \rho^+ l^- \bar{\nu}$).

Le signal est obtenu en ajustant les variables ΔE et M_B définies par:

$$\Delta E = \frac{E_{\pi(\rho)} + E_\ell + |\vec{p}_\nu| - E_{\Upsilon(4S)}/2}{2}, \quad (2.51)$$

$$M_B = \sqrt{(E_{\Upsilon(4S)}/2) - |\vec{p}_{\pi(\rho)} + \vec{p}_\ell + \vec{p}_\nu|^2}. \quad (2.52)$$

La résolution de ΔE est 110 MeV (5%). Elle dépend principalement de celle du neutrino. Celle de M_B est de $7.5 \text{ MeV}/c^2$.

Les événements “signal” ont une valeur attendue de ΔE proche de zéro et une valeur de M_B piquée à la masse du B . Sur la figure 2.2.4, on peut clairement voir un pic à $M_{cand} \approx 5.28 \text{ GeV}/c^2$ qui montre donc la présence de signaux $B \rightarrow \rho\ell\nu$ et $B \rightarrow \pi\ell\nu$.

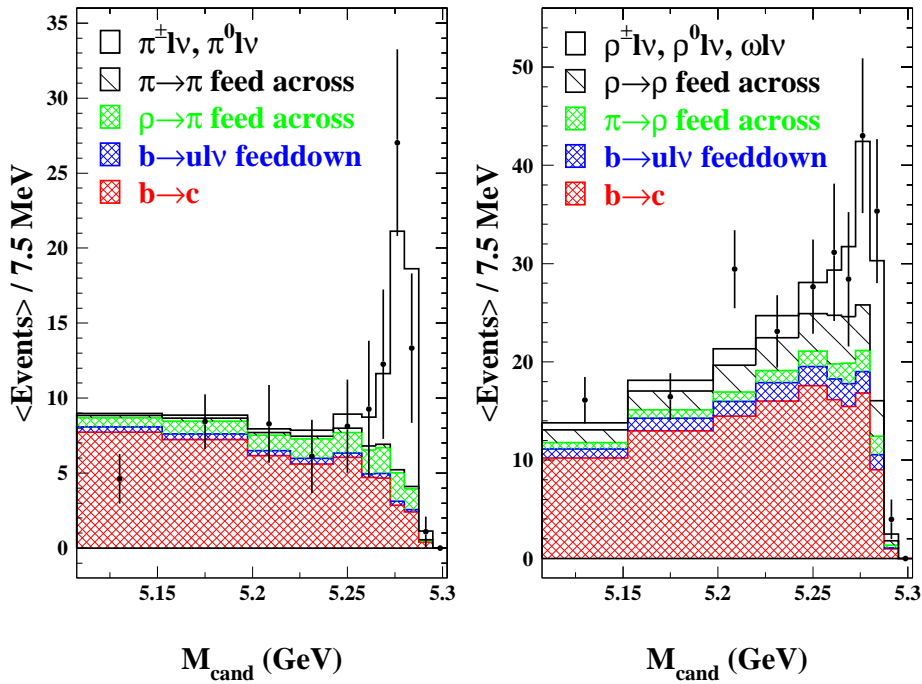


FIG. 2.20 – La distribution de M_{cand} des modes $B \rightarrow \pi\ell\nu$ (à gauche) et $B \rightarrow \rho\ell\nu$ (à droite). Les points avec les barres d’erreur sont les données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ après soustraction des données en-dehors de la résonance, tandis que les traits pleins montrent la projection de l’ajustement (CLEO [53]).

Les rapports d’embranchement obtenus, moyennés sur plusieurs modèles théoriques, sont de

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) = (2.5 \pm 0.4_{-0.7}^{+0.5} \pm 0.5) \times 10^{-4} \quad (2.53)$$

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) = (1.8 \pm 0.4 \pm 0.3 \pm 0.2) \times 10^{-4} \quad (2.54)$$

où les erreurs sont statistiques, systématiques et théoriques respectivement.

La valeur de $|V_{ub}|$ peut ensuite être déterminée en ajoutant explicitement la dépendance théorique :

$$|V_{ub}| = (3.3 \pm 0.2_{-0.4}^{+0.3} \pm 0.7) \times 10^{-3} \quad (2.55)$$

où, de même, les erreurs sont statistiques, systématiques et théoriques respectivement.

2.2 Méthodes et bilan expérimental

CLEO II: analyse de 1999

Dans cette seconde analyse [22], les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ sont étudiées dans des régions d'impulsions des leptons élevées. L'échantillon est divisé en 3 régions distinctes:

- HILEP: $2.3 - 2.7 \text{ GeV}/c$. Cette région est peu ou pas accessible aux désintégrations charmées ($E_l^{max} \approx 2.4 \text{ GeV}$). Elle est donc très sensible aux désintégrations $b \rightarrow ul\nu$. Le bruit de fond provenant du continuum ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ où $q = u, d, s, c$) est cependant très important.
- LOLEP: $2 - 2.3 \text{ GeV}/c$. Cette région est dominé par le bruit de fond $b \rightarrow cl\nu$. Le signal y est cependant encore un peu sensible.
- LOLOLEP: $1.7 - 2.0 \text{ GeV}/c$. Cette région est uniquement utilisée pour normaliser le bruit de fond $b \rightarrow cl\nu$.

Pour diminuer le nombre d'événements du continuum, des variables liées à la topologie de l'événement sont utilisées. En effet, les désintégrations des mésons B au repos ont tendance à être uniformément distribuées dans l'espace, tandis que le continuum ressemble plus à des jets. On peut citer notamment l'utilisation d'une discrimination linéaire (*Fisher*) avec comme variables, entre autres, les flux d'énergie des traces et gerbes dans 9 cônes autour de la direction du lepton. Une autre coupure intéressante pour diminuer, non seulement le continuum, mais aussi le bruit de fond combinatoire, vient de la variable $\cos \theta_{B-\rho l}$, qui a déjà été introduite dans le cas de la reconstruction de la désintégration $B \rightarrow D^* l \nu$ (équation (2.42)):

$$\cos \theta_{B-\rho l} = \frac{2E_B E_{\rho l} - M_B^2 - M_{\rho l}^2}{2|\vec{p}_B||\vec{p}_{\rho l}|}. \quad (2.56)$$

Les leptons (électrons ou muons) sont associés à un système hadronique ρ ($\pi^+\pi^-$ ou $\pi^\pm\pi^0$). Ils sont aussi combinés aux systèmes ω ($\pi^+\pi^-\pi^0$) et π (π^\pm or π^0) afin de pouvoir étudier le bruit de fond venant de ces modes. Pour chaque événement, une seule combinaison est retenue: celle dont la valeur de l'impulsion du B reconstruit ($|\vec{p}_{\rho(\pi,\omega)} + \vec{p}_\ell + \vec{p}_\nu|$ où $|\vec{p}_\nu|$ a été reconstruit à partir de l'impulsion et de l'énergie manquantes) est la plus proche de l'impulsion du B ($\approx 340 \text{ MeV}/c$).

Les variables $\Delta E = E_{\rho(\pi,\omega)} + E_\ell + |\mathbf{p}_{\text{miss}}| - E_{\Upsilon(4S)/2}$ et $M_{\pi\pi}$ sont ensuite déterminées et un ajustement est effectué simultanément pour les 5 modes (en tenant compte de la symétrie isospin) et les 3 régions d'énergies des leptons. L'ajustement tient compte aussi des hadrons mal identifiés en leptons et du continuum (données prise hors résonance $\Upsilon(4S)$). La figure 2.21 montre la projection sur ΔE et $M_{\pi\pi}$ des résultats de l'ajustement pour les modes $\pi^+\pi^-$ et $\pi^\pm\pi^0$ dans la région HILEP ($P_{lept}^{cm} > 2.3 \text{ GeV}/c$). La figure 2.22 montre la projection sur E_ℓ et q^2 . Après avoir effectué une moyenne sur les différents modèles théoriques, les résultats trouvés sont:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B \rightarrow \rho l \nu) &= (2.69 \pm 0.41_{-0.40}^{+0.35} \pm 0.50) \times 10^{-4} \\ |V_{ub}| &= (3.23 \pm 0.24_{-0.26}^{+0.23} \pm 0.58) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

où les erreurs sont statistiques, systématiques et théoriques respectivement. Ce résultat

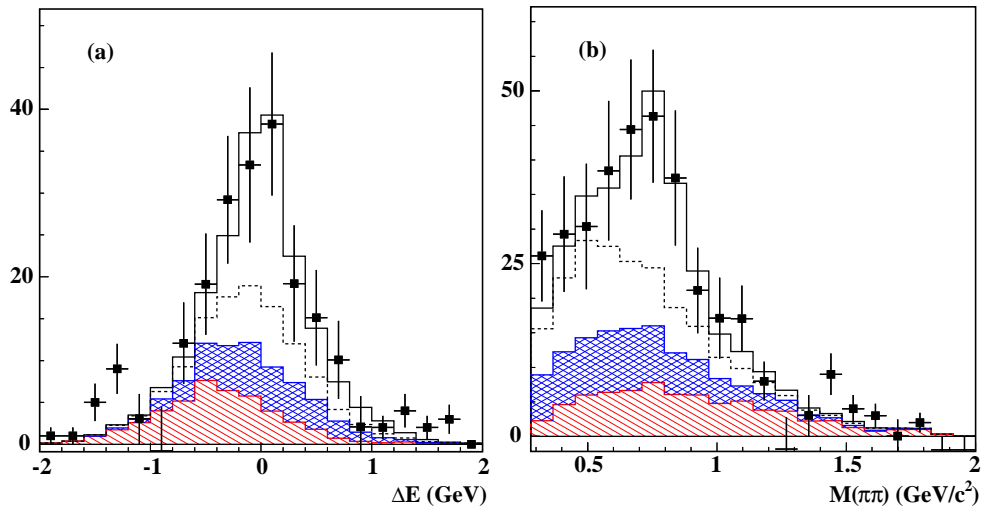


FIG. 2.21 – Projection de l’ajustement des variables ΔE ($|M(\pi\pi) - M(\rho)| < 0.15 \text{ GeV}/c^2$) (a) et $M(\pi\pi)$ ($|\Delta E| < 0.5 \text{ GeV}$) (b) pour les modes ρ^\pm et ρ^0 ensemble. Les points avec les barres d’erreur sont les données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ après soustraction des données en-dehors de la résonance, tandis que les traits pleins montrent la projection de l’ajustement. Les contributions de l’ajustement sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, le bruit de fond provenant des désintégrations $b \rightarrow u\ell\nu$ autres que les désintégrations $B \rightarrow \rho\ell\nu$ et $B \rightarrow \omega\ell\nu$ (région foncée) et les désintégrations $b \rightarrow c\ell\nu$ (région claire) [22].

est compatible avec le résultat 2.55. En tenant compte des corrélations, les deux résultats (96 et 99) combinés donnent:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) &= (2.57 \pm 0.29_{-0.46}^{+0.33} \pm 0.41) \times 10^{-4} \\ |V_{ub}| &= (3.25 \pm 0.14_{-0.29}^{+0.21} \pm 0.55) \times 10^{-3} . \end{aligned}$$

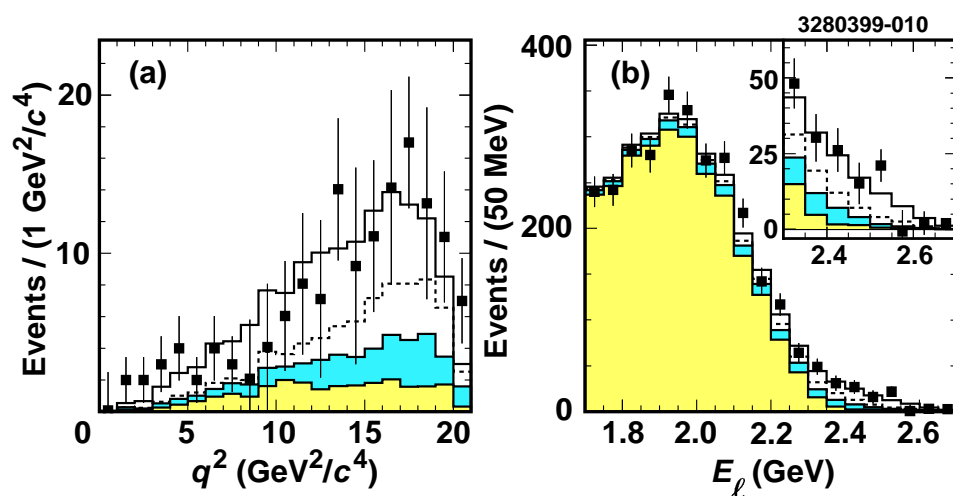


FIG. 2.22 – Projection de l’ajustement des variables q^2 ($E_\ell > 2,3 \text{ GeV}$) (à gauche) et E_ℓ (à droite) pour les modes ρ^\pm et ρ^0 ensemble ($|\Delta E| < 0.5 \text{ GeV}, |M(\pi\pi) - M(\rho)| < 0.15 \text{ GeV}/c^2$). Les points avec les barres d’erreur sont les données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ après soustraction des données en-dehors de la résonance, tandis que les traits pleins montrent la projection de l’ajustement. Les contributions de l’ajustement sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, le bruit de fond provenant des désintégrations $b \rightarrow u\ell\nu$ autres que les désintégrations $B \rightarrow \rho\ell\nu$ et $B \rightarrow \omega\ell\nu$ (région foncée) et les désintégrations $b \rightarrow c\ell\nu$ (région claire) [22].

Deuxième partie
PEP-II et le détecteur BaBar

Chapitre 3

Le collisionneur PEP-II

Sommaire

3.1	Introduction	70
3.1.1	Contraintes	70
3.1.2	Les paramètres de PEP-II	71
3.2	Description de PEP-II	73
3.2.1	L'accélérateur linéaire	73
3.2.2	Les anneaux de stockage	73
3.2.3	La région d'interaction	73
3.3	Performances de PEP-II	75
3.4	Conclusion	76

3.1 Introduction

PEP-II est un collisionneur e^+e^- construit sur le site de SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) en Californie. Il utilise les infrastructures du tunnel de PEP (Fig. 3.1).

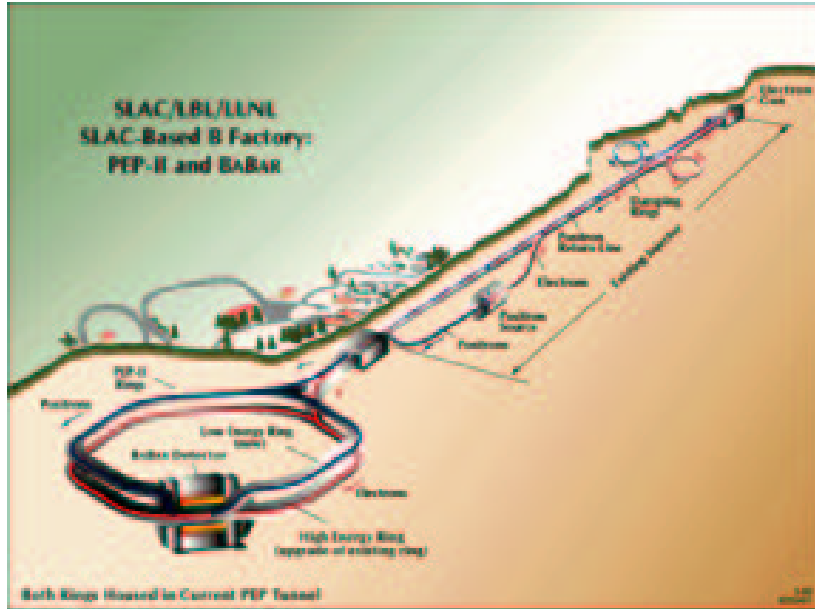


FIG. 3.1 – Le collisionneur PEP-II à SLAC.

Les principaux paramètres de PEP-II sont dictés par les études de physique que l'on veut effectuer avec ce collisionneur.

La principale étude est celle de *la violation de la symétrie CP dans le système des B*. Le but de cette étude est, non seulement de mettre en évidence cette violation dans le système des B , mais aussi de déterminer les angles et les côtés du triangle d'unitarité afin de le *sur-contraindre* (chapitre 1). D'autres analyses, telles que la mesure précise de l'élément $|V_{ub}|$ de la matrice CKM, sont donc aussi nécessaires.

Les différentes contraintes imposées par ces analyses ont déjà été brièvement exposées dans la première partie de la thèse. Dans ce chapitre, elles seront résumées (section 3.1.1) et leurs conséquences sur la conception de l'accélérateur seront détaillées (section 3.1.2). Les différentes composantes du collisionneur seront ensuite décrites (section 3.2). Nous verrons finalement les performances atteintes (section 3.3).

3.1.1 Contraintes

Afin de réaliser les analyses mentionnées ci-dessus de manière performante, différents éléments sont nécessaires:

- production de paires de mésons B dans un environnement où ils sont facilement identifiables;
- les mésons B doivent être produits en très grande quantité (30 millions/an). En effet, les rapports d'embranchements du B dans les canaux utilisés dans ces analyses sont

3.1 Introduction

faibles (de l'ordre de $10^{-4} - 10^{-6}$). Le collisionneur doit donc délivrer une *grande luminosité* ($\mathcal{L} = 3.10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) et avoir une bonne *fiabilité*;

- les mésons B doivent avoir une impulsion suffisante dans le référentiel du laboratoire afin de pouvoir mesurer la distance de vol entre le B et le \bar{B} produits. L'accélérateur doit donc être *asymétrique* en énergie.

3.1.2 Les paramètres de PEP-II

Le collisionneur PEP-II a été conçu pour répondre aux contraintes ci-dessus.

LES ÉNERGIES DES FAISCEAUX

Les mésons B peuvent être produits en ajustant les faisceaux e^+ et e^- de façon à ce que l'énergie dans le centre de masse soit égale à la masse du $\Upsilon(4S)$ ($10,58 \text{ GeV}$). Cette résonance $b\bar{b}$ a une masse légèrement supérieure au seuil de production des paires $B_d^0\bar{B}_d^0$ et B^+B^- . Elle se désintègre, dans presque 100% des cas, en une de ces paires (en quantités pratiquement égales). La section efficace attendue de production $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ est notée dans le tableau 3.1. Elle a été mesurée par l'expérience CLEO avec des faisceaux de même énergie et légèrement ajustée pour tenir compte de la largeur des faisceaux de BaBar. Les collisions e^+e^- à l'énergie du $\Upsilon(4S)$ ne produisent pas seulement des

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

TAB. 3.1 – Sections efficaces de production $\sqrt{s} = M(\Upsilon(4S))$. La section efficace e^+e^- est une section efficace effective, dans l'acceptance expérimentale du détecteur BaBar.

$B\bar{B}$, mais aussi des quarks plus légers que le b ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, q = u, d, s, c$) et d'autres leptons. Les sections efficaces de ces événements sont mentionnées dans le tableau 3.1. Le continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ est particulièrement important dans l'étude de $|V_{ub}|$ au moyen des désintégrations semi-leptoniques, ainsi que dans d'autres analyses. Le collisionneur doit donc facilement pouvoir changer les énergies des faisceaux pour avoir une énergie dans le centre de masse au dessous du seuil de la résonance $\Upsilon(4S)$, afin d'étudier ce bruit de fond.

Les choix des énergies s'est porté sur des faisceaux d'électrons de 9 GeV et de positrons de 3.1 GeV . Ce choix est un compromis entre la contrainte sur l'impulsion des B qui doit être suffisamment grande pour pouvoir mesurer la différence de temps de vol entre les deux mésons et le fait que la proportion de particules perdues dans le tube à vide (en avant) augmente avec l'asymétrie. On peut d'ailleurs noter que le mouvement des B est plutôt un désavantage pour la reconstruction des désintégrations semi-leptoniques. En effet, le neutrino étant reconstruit à partir de l'impulsion et de l'énergie manquante, les

résolutions diminuent lorsque une particule autre que le neutrino est perdue à l'avant du détecteur.

Les faisceaux étant asymétriques, ils doivent donc circuler dans deux tubes à vides distincts: les électrons circulent dans l'anneau de haute énergie (ou HER "*High Energy Ring*") et les positrons dans celui de basse énergie (ou LER "*Low Energy Ring*"). Le système de pompage, les éléments optiques, etc., doivent donc être dédoublés.

LA LUMINOSITÉ

Pour obtenir une haute luminosité ($\mathcal{L} = 3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), il faut des faisceaux d'intensités extrêmement élevées: respectivement 0.75 A et 2.16 A pour le HER (électrons) et le LER (positrons). La différence d'intensité entre les deux faisceaux permet d'obtenir des tailles de faisceau et des termes d'interaction faisceau-faisceau comparables. En effet, ces termes, qui décrivent l'effet focalisant d'un faisceau sur l'autre, sont proportionnels au rapport intensité d'un faisceau et énergie de l'autre faisceau. Les produits intensité-énergie des faisceaux doivent donc être les mêmes [54].

Les hautes intensités sont obtenues en stockant un grand nombre de paquets de particules dans l'anneau: 1658 paquets dans chaque anneau (valeur nominale). Un paquet contient $6.0 \cdot 10^{10} e^+$ dans le LER et $2.8 \cdot 10^{10} e^-$ dans le HER. Dans les deux anneaux, les paquets ont une longueur de 10 mm environ et sont espacés de 1.26 m (4 ns). Cet espacement entre les paquets peut être difficilement réduit car PEP-II a choisi une configuration de collision frontale entre les deux faisceaux, qui présente l'avantage d'être classique et donc bien connue. La séparation des faisceaux après le point d'interaction est cependant difficile. L'espacement entre les paquets doit donc être suffisamment grand. Contrairement à PEP-II, l'accélérateur KEK-B, qui a les mêmes objectifs scientifiques, a opté pour un croisement à grand angle.

Afin de maximiser la luminosité, les faisceaux doivent être focalisés très près du point d'interaction [54]. Les derniers éléments chargés de focaliser le faisceau (quadripôles permanents Q1, fig. 3.4), ont donc dû être placés dans l'acceptance de BaBar.

Les paramètres nominaux de PEP-II sont résumés dans le tableau 3.2.

Paramètre	HER	LER
Type de particule	e^-	e^+
Énergie des faisceaux	9.000 GeV	3.109 GeV
Temps de vie	5 heures (à 750 mA)	4 heures (à 2.0 A)
Nombre de particules par paquet	$2,068 \times 10^{10}$	$5,951 \times 10^{10}$
Courant total	0.750 A	2.140 A
Énergie dans le centre de masse	10.58 GeV	
Luminosité	$3.10^{33} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$	
Nombre de paquets	1658	
Espacement des paquets	1.26 mètres	

TAB. 3.2 – *Quelques paramètres nominaux de PEP-II.*

3.2 Description de PEP-II

3.2.1 L'accélérateur linéaire

L'accélération est effectuée par un accélérateur linéaire de 3km appelé LINAC (Fig. 3.2). Le LINAC, qui a été utilisé auparavant pour les expériences MARK-II et SLD (étude de la résonance Z^0) est capable d'accélérer des électrons et des positrons jusqu'à une impulsion de $50 \text{ GeV}/c$. Ces particules sont ensuite injectées dans les anneaux de stockage. Il n'est

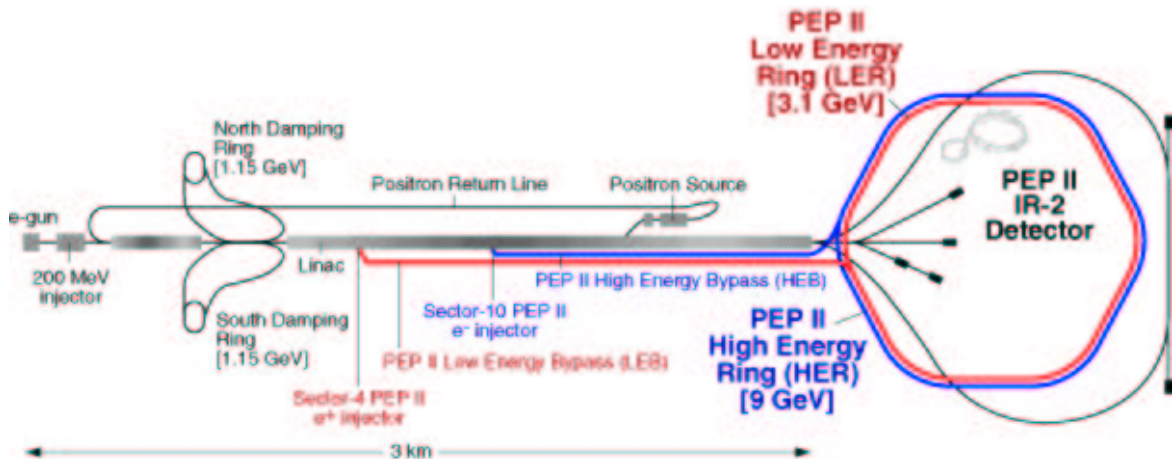


FIG. 3.2 – Le système d'injection de PEP-II.

pas nécessaire d'arrêter la machine pour les injecter. L'injection peut, en effet, se faire alors que des faisceaux circulent encore dans la machine.

3.2.2 Les anneaux de stockage

La figure 3.3 représente les deux anneaux de stockage de PEP-II: le LER et le HER (section 3.1.2). Le LER est positionné à 1 mètre au dessus du HER. Ils ne se rejoignent qu'au point d'interaction. Ils mesurent tous les deux près de 2200 mètres. Chaque anneau alterne six sections droites avec six arcs. Les sections droites peuvent abriter les régions d'interaction. Ainsi, le détecteur BaBar (chapitre 4) est placé dans la région d'interaction S2 de la figure 3.3 (section 3.2.3).

Des quadripôles focalisateurs et défocalisateurs, qui assurent la stabilité du faisceau autour de son orbite, sont disposés sur toute la longueur des anneaux. Les arcs abritent en plus des dipôles chargés de courber la trajectoire du faisceau. Dans chaque section se trouvent aussi des pompes à vide.

3.2.3 La région d'interaction

La figure 3.4 décrit la région d'interaction dans le plan horizontal. La forte focalisation requise pour optimiser la luminosité (section 3.1.2) est obtenue par les différents quadripôles disposés sur la trajectoire des faisceaux. Les derniers rencontrés sont les quadripôles Q1. Ils sont situés à 90 cm du point d'interaction et sont communs aux deux faisceaux.

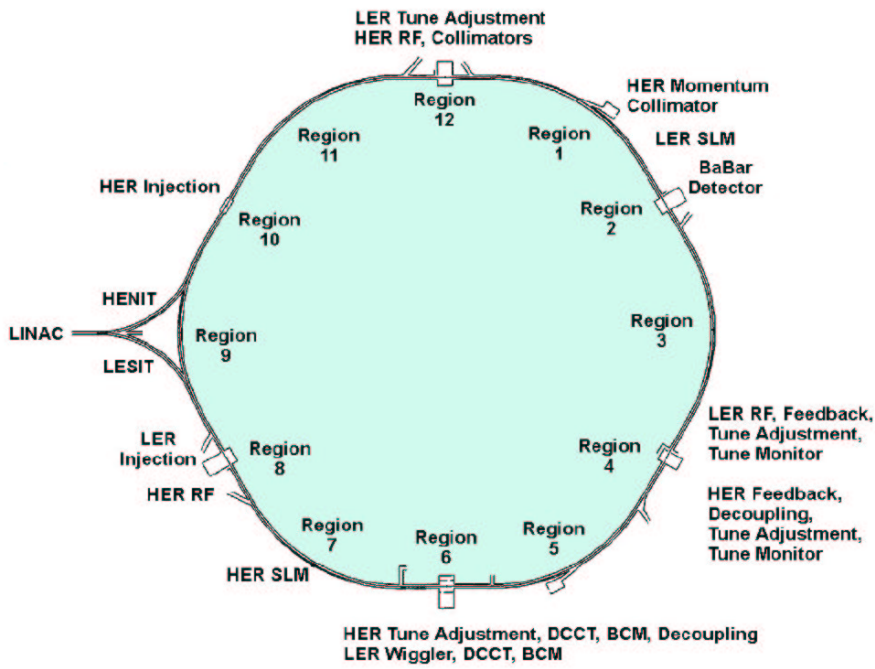


FIG. 3.3 – Les anneaux de stockage de PEP-II.

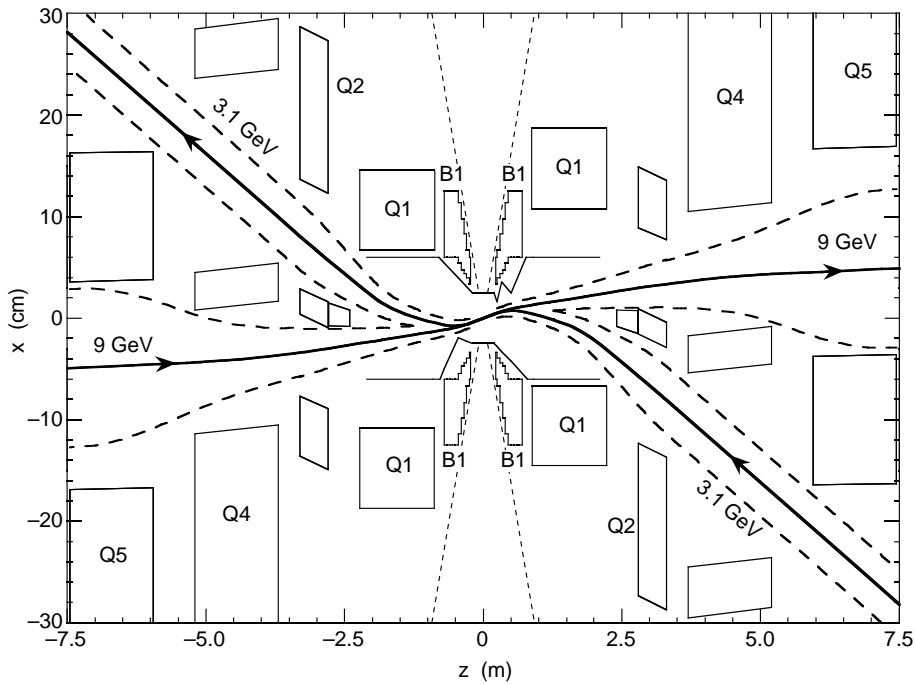


FIG. 3.4 – Vue dans le plan horizontal (z, x) de la région d'interaction de PEP-II. L'échelle est compressée: les unités sont le mètre pour l'axe des z et le centimètre pour l'axe des x . Les traits pleins représente la trajectoire des faisceaux. Les lignes tiretées représentent l'enveloppe dans laquelle le faisceau ne heurte pas d'éléments de la machine.

3.3 Performances de PEP-II

Les faisceaux doivent être séparés rapidement après la collision. En effet, l'espacement entre les paquets étant relativement petit (section 3.1.2), ils se croisent avec une fréquence élevée. Ainsi, le premier point de croisement après la collision se trouve à 63 cm du point d'interaction. Cette séparation est effectuée par de puissants dipôles (B1) situés à 20 cm du point d'interaction.

3.3 Performances de PEP-II

La luminosité nominale de PEP-II ($3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) a été dépassée durant l'année 2000. En octobre 2001, elle a atteint

$$\mathcal{L} = 4.214 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

La figure 3.5 montre la luminosité intégrée produite par PEP-II, et celle enregistrée par le détecteur BaBar, depuis l'année 1999.

2001/10/16 03.40

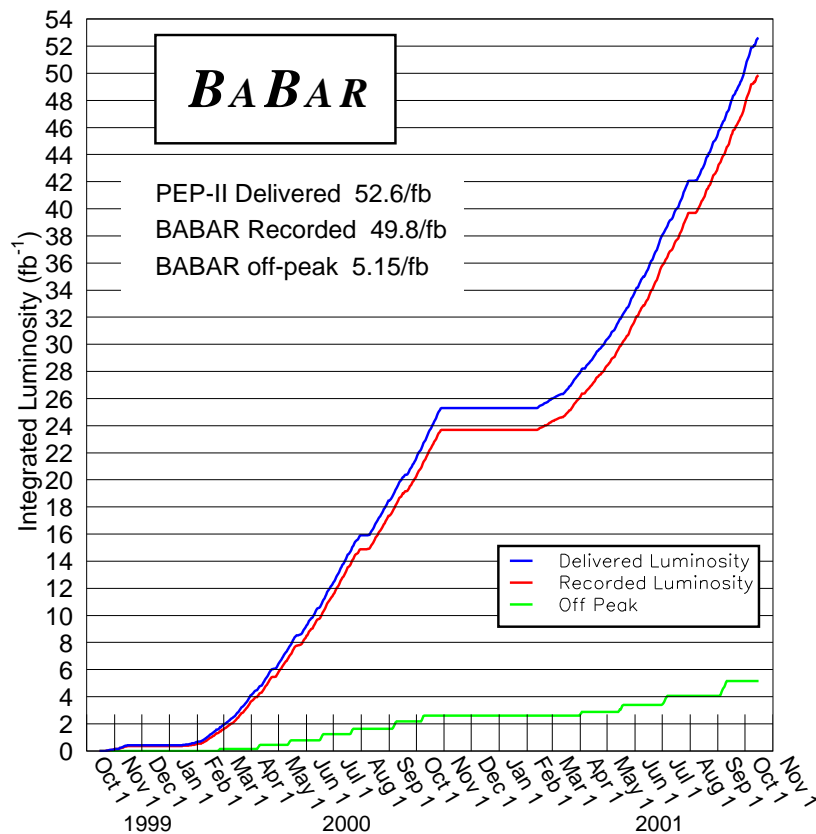


FIG. 3.5 – Luminosité intégrée fournie par PEP-II et enregistrée par le détecteur BaBar (fb^{-1})

Durant l'année 1999-2000, le nombre d'événements $b\bar{b}$ enregistrés par BaBar a été de 22.74 millions (luminosité intégrée de 20.7 fb^{-1}). Dans le même intervalle de temps, 2.6

fb^{-1} de données avec une énergie dans le centre de masse au dessous du seuil de la résonance $\Upsilon(4S)$, ont été enregistrées. Ce nombre de collisions hors résonance ne représente que 12% environ du nombre de collisions effectuées dans la résonance $\Upsilon(4S)$. Cette fraction relativement petite est justifiée par le fait que le continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q = u, d, s, c$ n'est pas un bruit de fond très important dans l'analyse de $\sin 2\beta$, objectif principal de BaBar pendant le run 1999-2000. Cependant, pour la mesure de $|V_{ub}|$ au moyen des désintégrations semi-leptoniques, ce faible taux engendre des fluctuations statistiques importantes qui donne près de la moitié de l'erreur statistique.

3.4 Conclusion

PEP-II est un collisionneur e^+e^- asymétrique en énergie et de haute luminosité: plus de 22 million d'événements $b\bar{b}$ ont été enregistrés par le détecteur BaBar pendant l'année 1999-2000. La luminosité nominale a été atteinte et même dépassée.

Chapitre 4

Le détecteur BaBar

Sommaire

4.1	Introduction	78
4.2	Le détecteur de vertex en silicium	79
4.3	La chambre à dérive	82
4.4	Le système d'identification des particules	86
4.5	Le calorimètre électromagnétique	90
4.6	Le solénoïde	95
4.7	Le retour de champ instrumenté	96
4.8	Le système de déclenchement	98
4.9	Conclusion	99

4.1 Introduction

De même que pour le collisionneur PEP-II (chapitre 3), le détecteur BaBar (fig.4.1) a été optimisé pour l'étude de la violation de la symétrie de CP dans le système des mésons B (chapitre 1). Toutefois, un autre objectif a aussi guidé sa conception: sur-contraindre le triangle d'unitarité et ainsi tester le modèle standard. Pour cela, il est nécessaire, notamment, d'avoir une mesure précise de l'élément de matrice CKM, $|V_{ub}|$.

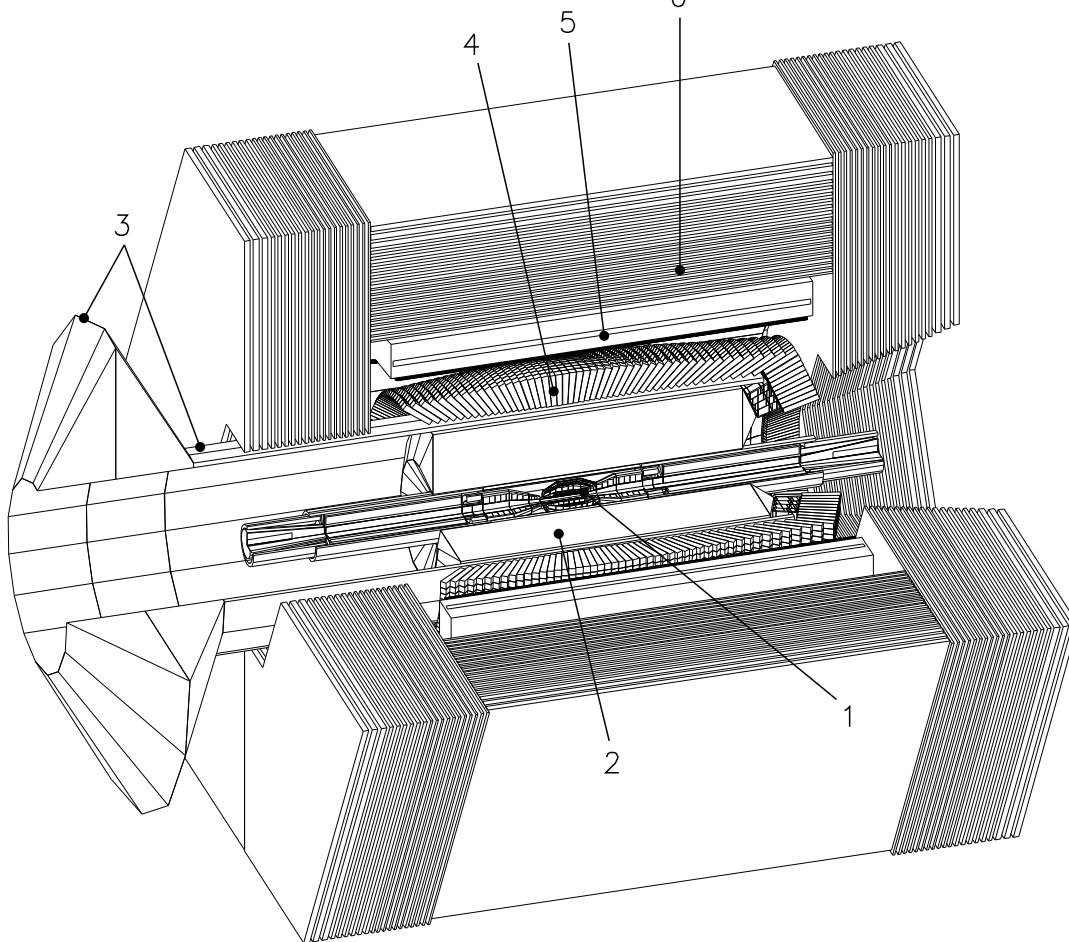


FIG. 4.1 – Le détecteur BaBar: 1.Détecteur de vertex (SVT) 2.Chambre à dérive (DCH) 3.DIRC 4.Calorimètre (EMC) 5. Solénoïde 6.Retour de champ instrumenté(IFR).

Pour que les analyses ci-dessus, en particulier l'étude la violation de CP, soient performantes, le détecteur doit avoir

- une grande acceptance, notamment pour des angles polaires petits relativement à la direction du mouvement des B ;
- une bonne résolution du vertex, particulièrement dans l'axe du faisceau, afin de mesurer la distance de vol des B ;
- une bonne efficacité de reconstruction des particules chargées, même pour des impulsions petites ($60 \text{ MeV}/c$). La résolution des impulsions doit, en outre, être excellente pour bien reconstruire la masse du B ;
- une reconstruction précise et efficace des π^0 , même à basse impulsion ($20 \text{ MeV}/c$).

4.2 Le détecteur de vertex en silicium

En effet, les π^0 sont essentiels à la reconstruction exclusive de certaines désintégrations des mésons B (par exemple $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ ($K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$));

- une bonne identification des électrons et des muons, cruciale pour la reconstruction des désintégrations semi-leptoniques;
- une bonne identification des hadrons dans un grand intervalle d'impulsion, cruciale pour, notamment, l'étiquetage des B ou la reconstruction des modes $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et $B^0 \rightarrow K \pi$ donnant un accès expérimental à l'angle α .

Pour atteindre ces objectifs, différents sous détecteurs sont utilisés :

- un détecteur de vertex au silicium (SVT);
- une chambre à dérive (DCH);
- un détecteur de rayonnement Cerenkov (DIRC);
- un calorimètre électromagnétique (EMC);
- le retour du champ magnétique instrumenté pour détecter les muons et les K_L^0 (IFR).

Enfin, l'ensemble de ces détecteurs, excepté l'IFR, est placé dans un champ magnétique de 1.5 T créé par un solénoïde supraconducteur.

4.2 Le détecteur de vertex en silicium

Le rôle principal de ce détecteur est la détermination des vertex des désintégrations des mésons B afin de pouvoir mesurer la distance entre les deux désintégrations. Cette mesure est importante dans le cadre de la violation de CP: pour déterminer $\sin 2\beta$, il est nécessaire de mesurer des asymétries dépendantes du temps (voir chapitre 2). La distance moyenne de séparation des mésons B est de l'ordre de $250 \mu m$ le long de l'axe des z . Afin de pouvoir mesurer une distance entre les vertex avec une précision meilleure que la moitié de la séparation moyenne, il est nécessaire d'avoir une résolution sur un vertex simple inférieure à $80 \mu m$ dans l'axe des z . Une telle résolution est réalisable grâce à la technologie micro-strip.

Il est aussi important d'avoir une bonne résolution dans le plan $x - y$ (de l'ordre de $100 \mu m$: par exemple, dans les désintégrations du type $B^0 \rightarrow D^+ D^-$, il est nécessaire de séparer les vertex des deux D . Ces informations sur les vertex seront aussi très utiles dans le cadre de l'analyse des désintégrations semi-leptoniques: ils permettront, par exemple, de réduire le bruit de fond combinatoire (chapitre 5).

Le rôle du détecteur de vertex ne se limite pas à la reconstruction des vertex de désintégrations, il permet aussi de reconstruire des trajectoires sans l'aide de la chambre à dérive (section 4.3). Cette caractéristique est nécessaire pour reconstruire les traces des particules d'impulsion inférieure à $120 MeV/c$. En effet, le rayon de courbure dû au champ magnétique (section 4.6) ne leur permet pas d'atteindre la chambre à dérive. On peut citer, par exemple, les pions mous provenant de la désintégration des D^* . Un autre exemple vient des pions issus des désintégrations $B \rightarrow \omega \ell \nu$ avec $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Une fraction importante des pions ont une impulsion inférieure à $120 MeV/c$. Le détecteur de vertex nous permettra donc d'avoir une meilleure efficacité de reconstruction de ce mode.

Description

Le détecteur de vertex est composé de cinq couches cylindriques et concentriques constitués de micro-pistes de silicium (Fig. 4.2 et 4.3). Le tableau 4.1 montre l'éloigne-

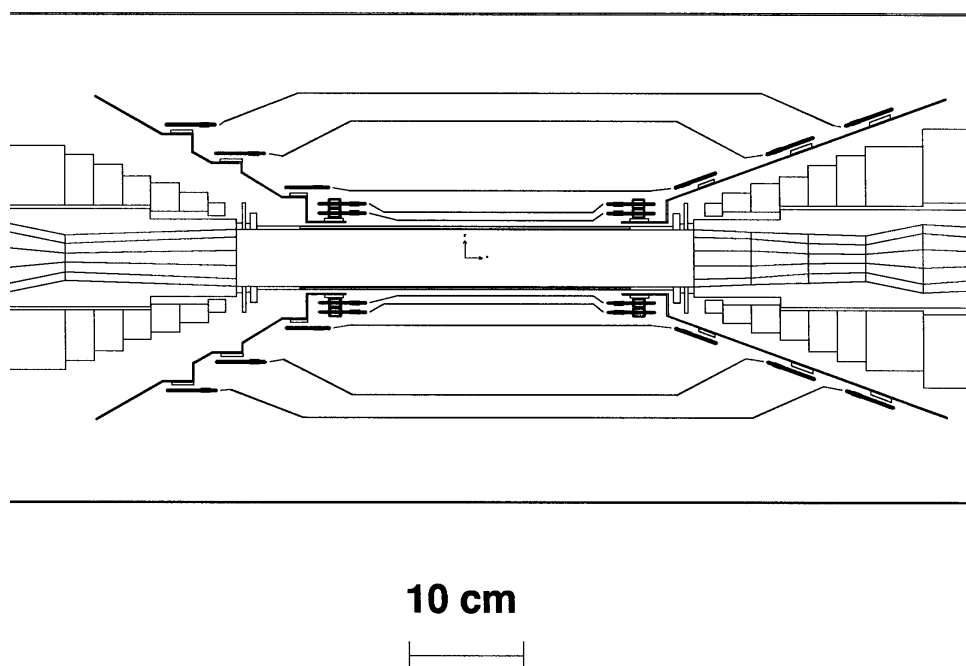


FIG. 4.2 – Coupe longitudinale du détecteur de vertex.

ment de ces différentes couches par rapport au point d'interaction. Chaque couche est divisée en modules. Les trois premières couches internes contiennent 6 modules et les deux autres couches en possèdent respectivement 16 et 18. Les modules situés sur les deux couches externes ont une forme pliée (fig. 4.2) afin d'augmenter l'acceptance du détecteur tout en conservant des angles d'incidence peu importants. Le substrat est fabriqué en silicium et a une épaisseur de $300\mu\text{m}$. La position en z est mesurée grâce à des pistes, orientées perpendiculairement à l'axe des z , se trouvant sur les faces internes. Ces pistes sont espacées de $100\mu\text{m}$ pour les trois premières couches et de $210\mu\text{m}$ pour les dernières couches. Les pistes permettant de déterminer l'angle ϕ de la trace sont orientées parallèlement à l'axe z . Elles sont espacées d'environ $50\mu\text{m}$ pour les couches 1,2 et 3 et de $80\text{-}100\mu\text{m}$ pour les deux dernières couches. Le nombre total de pistes est d'environ 150 000, ce qui représente une surface de silicium de presque 1 m^2 .

Couche	Rayon (mm)
1	32
2	40
3	54
4a	120
4b	127
5a	140
5b	144

TAB. 4.1 – Distance des différentes couches du SVT au point d'interaction.

Une des particularités du détecteur est de pouvoir mesurer la perte d'énergie par

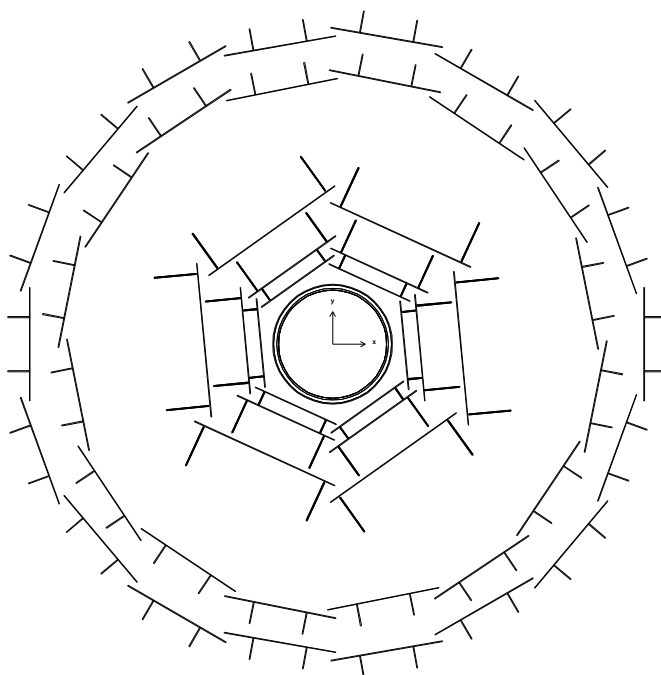


FIG. 4.3 – Coupe transverse du détecteur de vertex.

ionisation (dE/dx): le temps pendant lequel un signal, provenant d'une piste, reste au-dessus d'un certain seuil est enregistré en même temps que le numéro de piste et le temps d'arrivée du signal. Ce temps est une mesure de la charge déposée sur la piste et donc de la perte d'énergie dans le silicium.

L'acceptance

La couverture angulaire du SVT est limitée par l'appareillage du collisionneur autour du point d'interaction (principalement le dipôle B1, section 3.2.3), ainsi que par le support mécanique et l'électronique du détecteur.

Dans le référentiel du laboratoire, l'acceptance angulaire est de

$$20.1^\circ < \theta < 150.2^\circ . \quad (4.1)$$

Les performances

Les figures 4.4 et 4.5 montrent la résolution en z , en fonction de l'impulsion et de l'angle θ respectivement. La figure 4.5 montre la résolution pour les différentes couches: elle est limitée à 10-15 μm pour les trois couches internes et 30-40 μm pour les deux couches externes.

Cette limitation provient, entre autre, de la diffusion multiple due aux matériaux traversés par la particule avant d'interagir dans le silicium, par exemple le tube à vide en beryllium et le silicium lui-même [55].

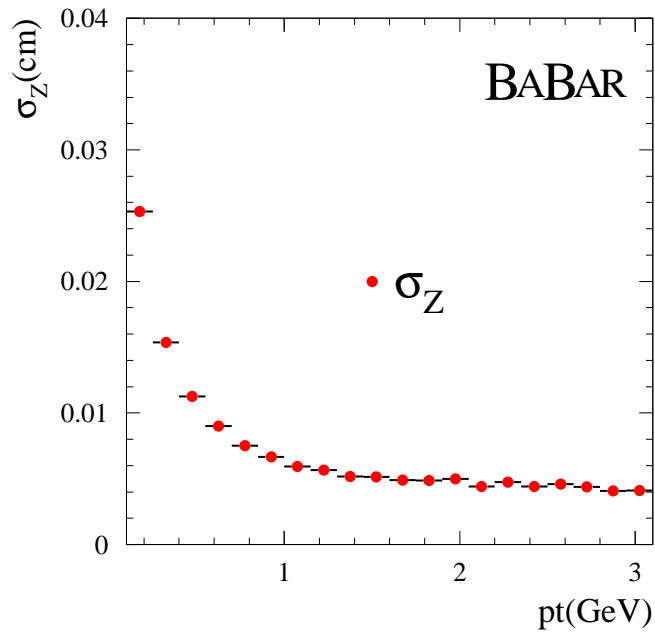


FIG. 4.4 – Résolution intrinsèque de chaque couche en z du détecteur de vertex en fonction de l'impulsion [55].

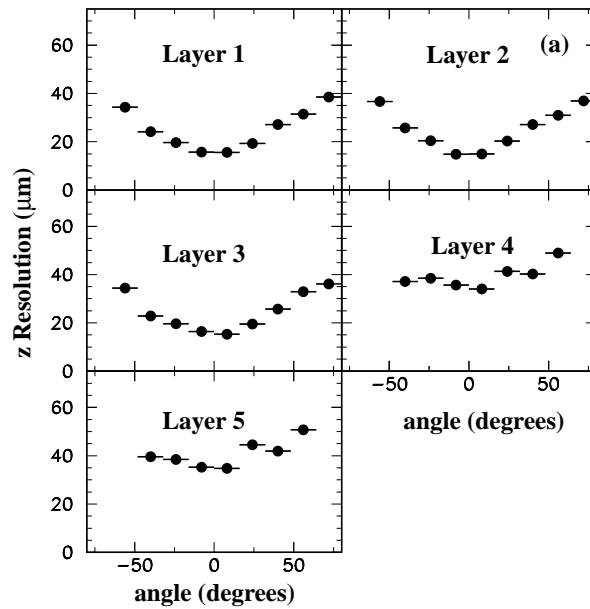


FIG. 4.5 – Résolution intrinsèque de chaque couche en z du détecteur de vertex en fonction de l'angle θ [55].

4.3 La chambre à dérivation

La chambre à dérivation joue un rôle primordial dans la reconstruction des mésons B : elle doit permettre de détecter les particules chargées avec une grande efficacité et mesurer

4.3 La chambre à dérivate

leur impulsions et angles d'incidence avec précision. Pour cela, l'acceptance (surtout vers l'avant) doit être optimisée et la résolution doit être très bonne. Ce détecteur doit aussi assurer l'identification des particules de basse impulsion (pour les particules de haute impulsion on doit utiliser le DIRC (section 4.4)). Ceci est possible par la mesure de la perte d'énergie par ionisation (dE/dx) (fig. 4.10), qui permet, notamment, de discriminer les pions des kaons à basse impulsion. Dans le cas des désintégrations semi-leptoniques $b \rightarrow ul\nu$, cette possibilité de discrimination à basse impulsion est intéressante car les pions provenant des mésons ρ et surtout ω ont des impulsions souvent petites. La séparation entre les pions et les kaons nous permettra donc de réduire le bruit de fond combinatoire. Cette information sur la perte d'énergie peut aussi être utilisée pour sélectionner les électrons, provenant principalement des désintégrations semi-leptoniques, en complément aux informations venant du calorimètre.

La chambre à fils doit fournir les informations qui permettent au premier niveau du déclenchement du système d'acquisition de calculer le nombre et l'impulsion des traces chargées d'un événement (section 4.8). Ceci impose des contraintes sur la conception de l'électronique de lecture de la chambre.

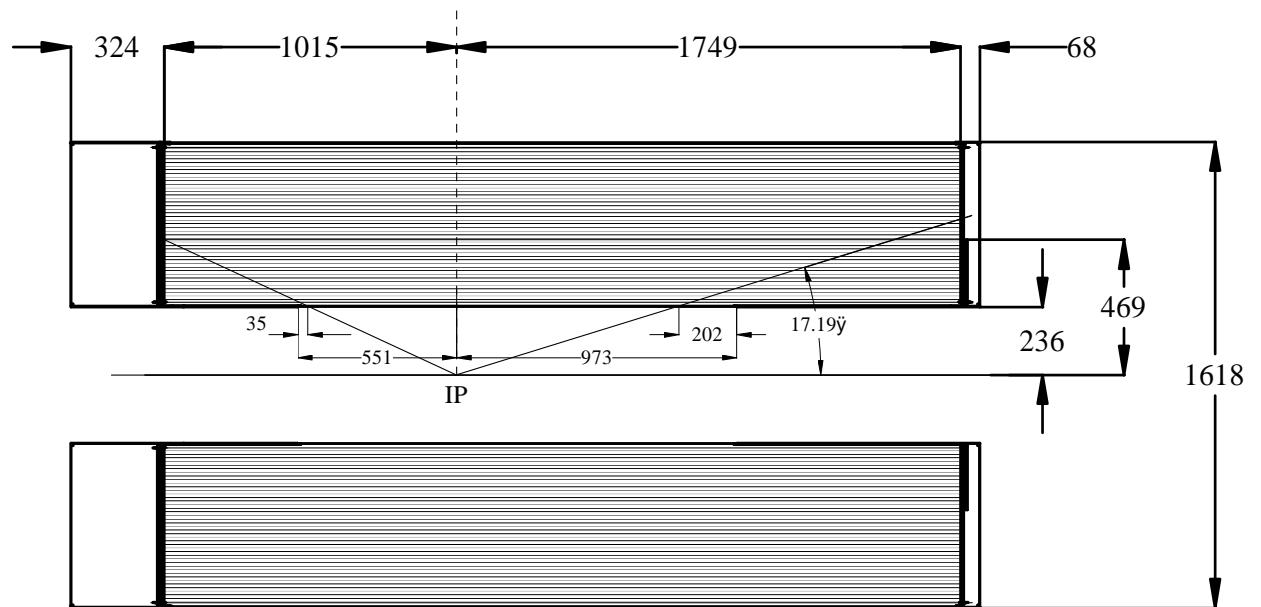


FIG. 4.6 – Coupe longitudinale et dimensions (mm) de la chambre à dérivate de BABAR.

Description

La chambre à dérivate a un diamètre relativement petit, mais une longueur de près de 3 mètres. Une vue coupée est montrée à la figure 4.6. Cette chambre est constituée de 10 « super-couches », chacune constituée de 4 « couches » de cellules de dérivate. Chaque cellule possède un fil sensible, de $20 \mu\text{m}$ de diamètre (fabriqué dans un alliage de tungstène-rhénium et plaqué avec de l'or), entouré de 6 fils de champ, de $80\text{-}120 \mu\text{m}$ de diamètre, fabriqués avec de l'aluminium plaqué-or. Ces fils forment ainsi des cellules hexagonales, et de petites tailles ($1.2 \times 1.8 \text{ cm}^2$) (Fig. 4.7), dans lesquelles les particules ionisent le mélange gazeux. Le nombre total de cellule est 7106.

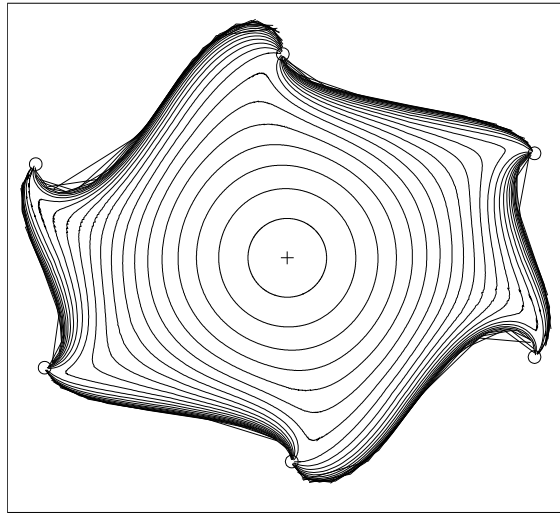


FIG. 4.7 – Isochrones à l'intérieur d'une cellule typique de la chambre à dérive.

L'orientation des fils varie d'une « super-couche » à l'autre afin d'obtenir une mesure spatiale en 3 dimensions. Pour certaines couches, dites axiales (A), les fils sont parallèles à l'axe du faisceau tandis que pour d'autres, les couches dites stéréos (U et V), il y a un angle stéréo qui varie de 40 mrad à 70 mrad. Les super couches sont disposées en alternance de couches A,U et V (Fig. 4.8).

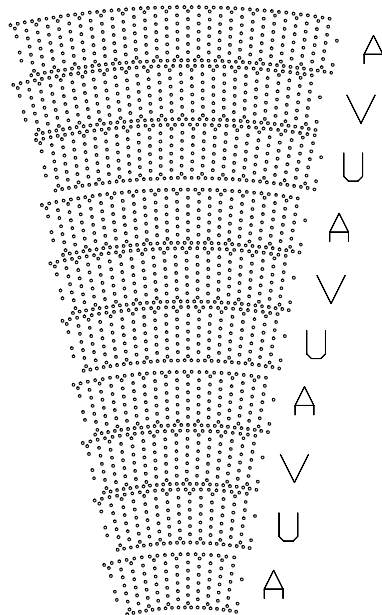


FIG. 4.8 – Arrangement des « super-couches » dans l'ordre AUVAUVAUVA.

La tension appliquée aux fils sensibles est de 1960V (1900V), tandis que les fils de mise en forme du champ sont soumis à une tension de 340 V. Le gaz choisi est un gaz

4.3 La chambre à dérive

léger (80% Helium-20% Isobutane). Ce mélange améliore la résolution sur l'impulsion au détriment, cependant, de celle du dE/dx et de la vitesse de dérive.

L'acceptance

La chambre à dérive est placée d'une manière asymétrique par rapport au point d'interaction (Fig. 4.6), ce qui permet d'avoir une bonne acceptance des traces vers l'avant.

Dans le référentiel du laboratoire, l'acceptance angulaire est de

$$17.2^\circ < \theta < 152.6^\circ . \quad (4.2)$$

Les particules émises avec des angles de 17.2° ou 152.6° traversent au minimum la moitié des couches.

Les performances

La résolution en impulsion

La figure 4.9 montre la résolution de l'impulsion transverse obtenue avec des muons cosmiques. Les données peuvent être représentées par une fonction linéaire [55],

$$\sigma_{p_t}/p_t = (0.13 \pm 0.01)\% \cdot p_t + (0.45 \pm 0.03)\% \quad (4.3)$$

où l'impulsion transverse p_t est mesurée en GeV/c . Cette résolution se dégrade pour

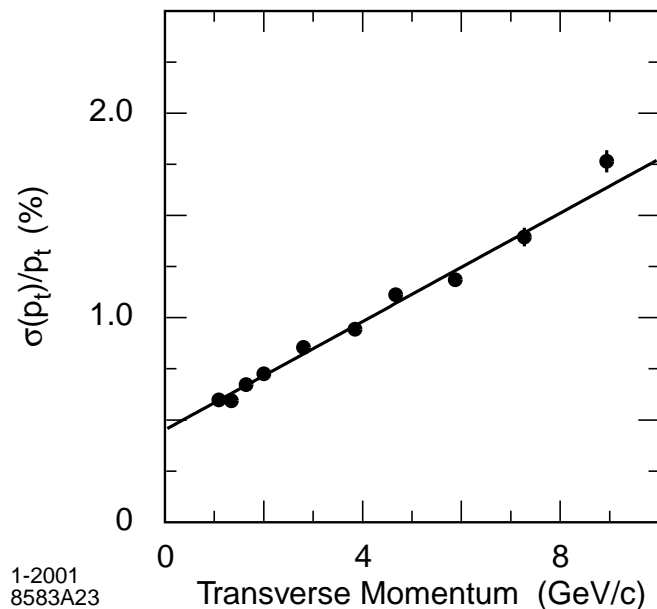


FIG. 4.9 – Résolution de l'impulsion transverse p_t déterminée par des muons cosmiques traversant le DCH et SVT [55].

des impulsions inférieures à $180 MeV/c$, car les traces ne traversent plus suffisamment de cellules à cause des diffusions multiples. Elle reste cependant acceptable jusqu'à $100 MeV/c$.

dE/dx

La figure 4.10 (gauche) montre la distribution de la mesure de dE/dx en fonction de l'impulsion de la trace. En superposition, on peut voir la courbe prédite par la *fonction de Bethe-Bloch* pour différentes masses. La perte d'énergie passe par un minimum d'ionisation, le *plateau de Landau*, puis remonte pour les grandes énergies. Cette remontée est appelée *remontée relativiste* car elle est décrite par un terme en $\ln \gamma^2$ dans la formule de Bethe-Bloch. La résolution du dE/dx pour des événements bhabbas est montrée à

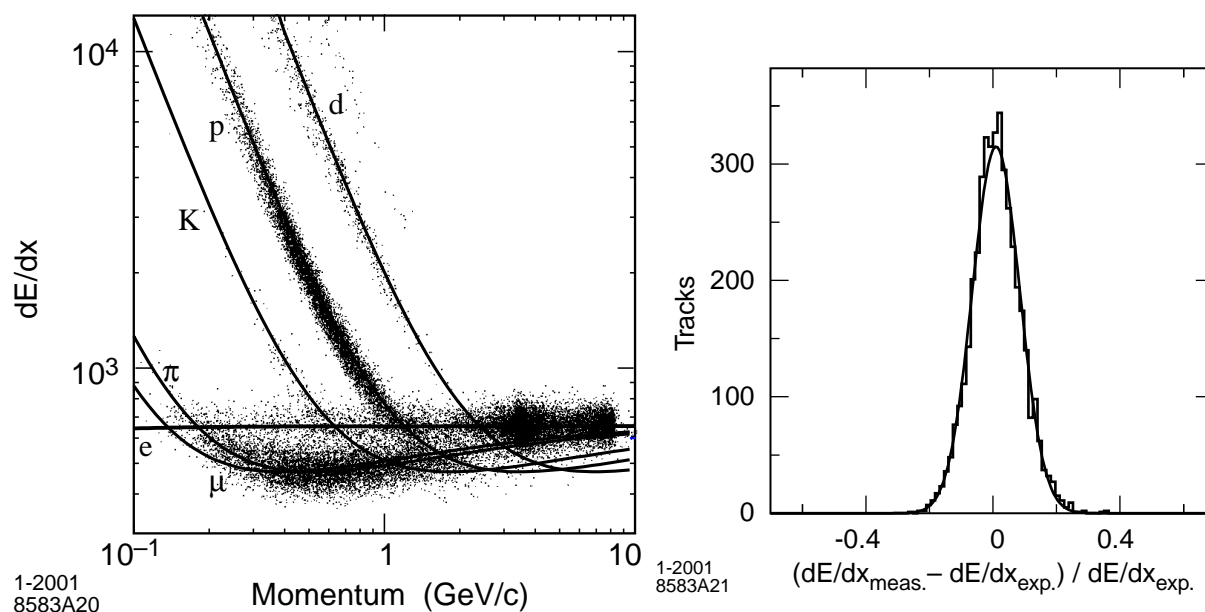


FIG. 4.10 – $\frac{dE}{dx}$ en fonction de l'impulsion et résolution sur le $\frac{dE}{dx}$ pour les événements de type Bhabha [55].

la figure 4.10 (droite). Elle est actuellement de 7.5%. Cette valeur est très proche de la résolution attendue. Des petites corrections seront apportées dans le futur pour améliorer cette performance.

4.4 Le système d'identification des particules

La séparation entre les pions et les kaons est un élément crucial dans un certain nombre d'analyses. Notamment,

- la mesure de $\sin 2\beta$ nécessite l'étiquetage de la saveur des mésons B . Pour cela, il est possible d'utiliser les kaons chargés primaires. En effet, de même que les leptons, ils ont une charge corrélée à la saveur des B . Il est donc important de pouvoir les identifier ;
- les modes exclusifs $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow K\pi$ permettent de déterminer l'angle α . Pour bien les reconstruire, la séparation des pions et des kaons est nécessaire.

4.4 Le système d'identification des particules

L'identification des kaons est aussi intéressante pour la mesure de $|V_{ub}|$ au moyen des désintégrations semi-leptoniques exclusives. Elle permet, en effet, de réduire le bruit de fond combinatoire des désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ où $\rho \rightarrow \pi\pi$ et $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Pour des impulsions inférieures à $700 \text{ MeV}/c$, la chambre à dérive permet une séparation π/K à 3σ environ. Pour des impulsions supérieures, il est nécessaire de faire appel à un système spécifique d'identification des particules. Le système utilisé dans l'expérience BaBar est un détecteur utilisant la lumière Cherenkov appelé *DIRC* (Detection of Internally Reflected Cherenkov Light). La séparation attendue est de 4σ ou plus, pour toutes les traces provenant des désintégrations des mésons B avec des impulsions de $0.7 - 4.5 \text{ GeV}/c$.

Le principe du DIRC

Les particules chargées, de vitesse $\beta > 1/n$, traversant du quartz d'indice $n = 1.474$, émettent un rayonnement dit de Cherenkov sur un cône d'angle θ_c . En effet, une particule dont la vitesse est plus grande que la vitesse de phase des ondes électromagnétiques dans le milieu considéré ($v_\phi = \frac{1}{n}$), émet des photons. C'est l'*effet Cherenkov*. La relation entre la vitesse de la particule et l'angle Cherenkov (θ_c) est donné par [57] :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} . \quad (4.4)$$

La particularité du DIRC par rapport aux détecteurs classiques de rayonnement Cherenkov (par exemple le RICH) est que la lumière est piégée dans des barres de quartz car elle est totalement réfléchiée sur les parois de la barre. En supposant la surface de bonne

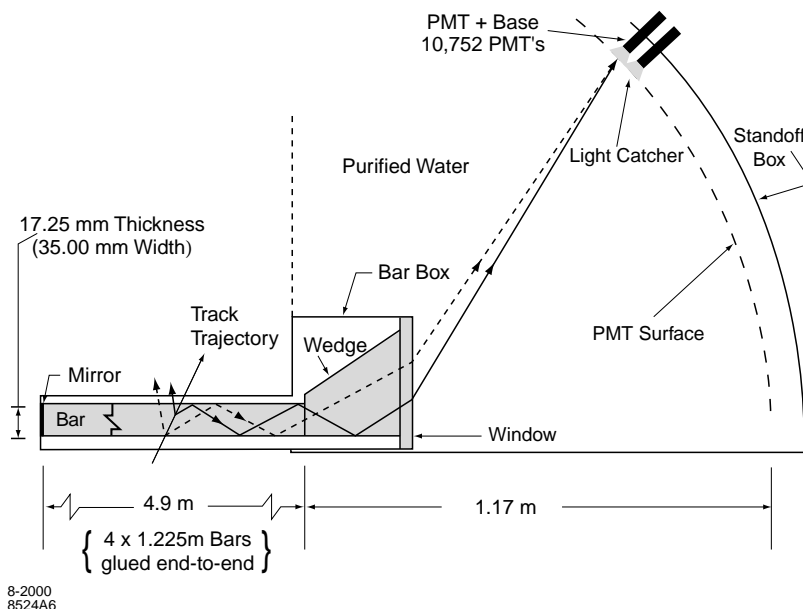


FIG. 4.11 – Vue schématique du DIRC. Le principe de fonctionnement est décrit dans la section 4.4.

qualité, l'information concernant l'angle Cherenkov est préservée à chaque réflexion. Les barres de quartz servent ainsi de guide d'onde. Un miroir est placé à un bout de la barre permettant aux photons de se réfléchir et de sortir de l'autre côté de la barre (fig.4.11).

Les photons pénètrent ensuite dans une cuve remplie d'eau (indice $n = 1.34$ proche du quartz) située à l'extérieur du détecteur (voir fig. 4.11 et 4.13). Ils se propagent jusqu'à la surface de la cuve couverte de tubes photo-multiplificateurs assurant leur détection. L'image du cône Cherenkov peut ainsi être reconstruite. La figure 4.12 montre tous les photo-multiplificateurs du DIRC après un événement $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Dans la figure de gauche, une fenêtre en temps $\pm 300ns$, par rapport au temps de déclenchement de l'événement, est prise, laissant ainsi passer tous les photons provenant de différents bruits de fond (Fig. 4.12). Dans la figure de droite, une fenêtre en temps de $\pm 8ns$, par rapport au temps attendu du photon Cherenkov, est prise, laissant apparaître un cône Cherenkov.

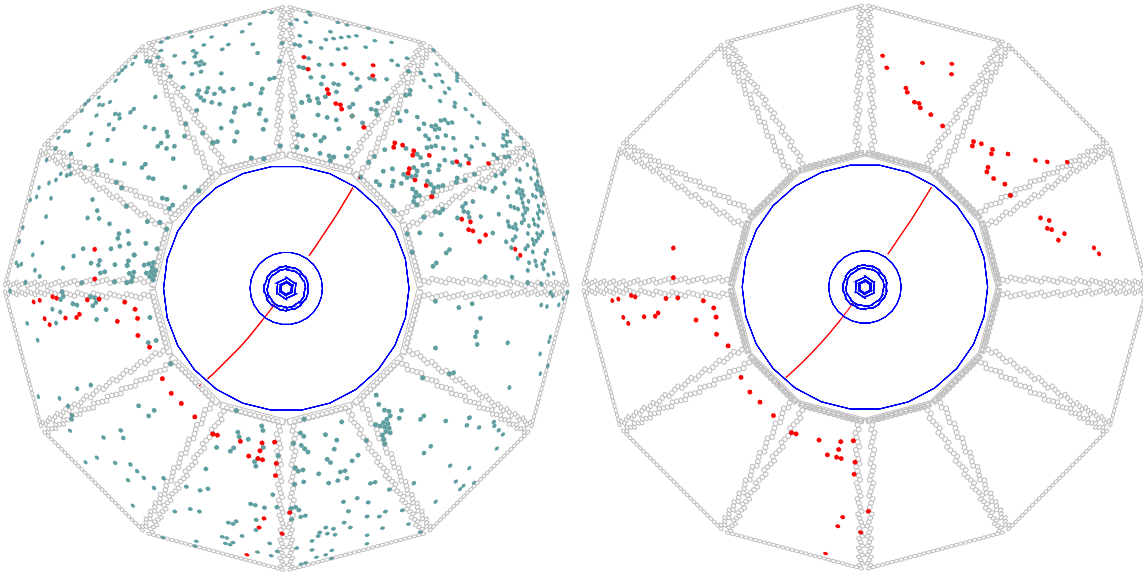


FIG. 4.12 – Un événement $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ reconstruit par le DIRC pour deux différentes coupures en temps. À gauche: Tous les PM sont montrés à \pm du temps donné par le système de déclenchement. À droite sont montrés uniquement les PM dans l'intervalle de 8 ns du temps attendu d'arrivée des photons dans les PM.

L'angle Cherenkov peut ainsi être mesuré et la vitesse de la particule déterminée. Grâce à la mesure de l'impulsion mesurée dans la chambre à dérive, la particule peut être identifiée.

Description

Les composantes principales du DIRC sont représentées schématiquement dans la figure 4.13. Les barres de quartz sont placés dans 12 boîtes hermétiquement fermées. Chaque boîte contient 12 barres, pour un total de 144 barres.

Les barres ont une épaisseur de 1.7 cm, une largeur de 3.5 cm et une longueur de 4.9 m. Chaque barre a été assemblée à partir de 4 pièces de 1.225 mètres de long (longueur maximum que l'on peut atteindre pour la fabrication de barre de cette qualité) qui ont été collées les unes avec les autres.

La cuve à eau, appelée *Standoff Box (SOB)*, est rempli de 6 mètres cube d'eau pure déionisée. Cette eau est progressivement changée au maximum toutes les 6 heures. Le SOB est placé à l'arrière du détecteur afin de minimiser les interférences avec les autres

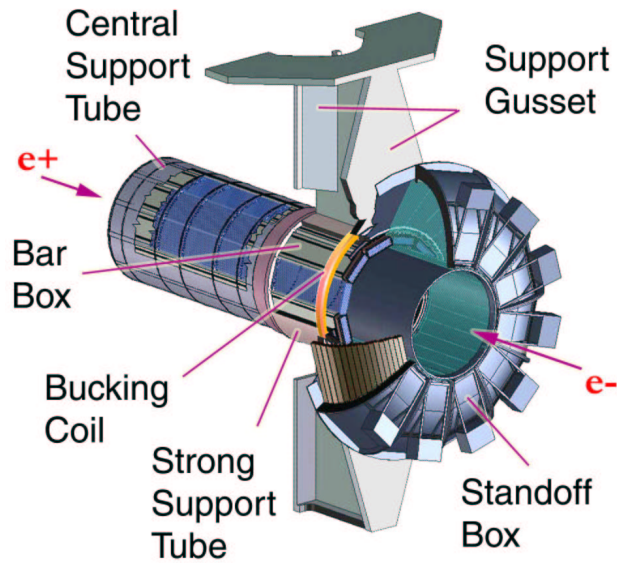


FIG. 4.13 – Les différents éléments du DIRC.

détecteurs à l'avant. Ses parois sont couvertes de 10752 tubes photo-multiplificateurs de 2.8 cm de diamètre.

L'acceptance

Avec un solénoïde de 1.5 T (section 4.6), les barres de quartz ne peuvent être atteintes que par des particules produites (au point d'interaction) avec une impulsion transverse supérieure à $250 \text{ MeV}/c$. Le DIRC couvre 87% de l'angle polaire solide dans le référentiel du centre de masse. La couverture azimutale est de 93%, du fait de la présence de trous entre les barres situées aux extrémités des boîtes.

Les performances

Résolution angulaire de l'angle de Cherenkov

En absence d'erreur systématique, la résolution de l'angle Cherenkov par trace ($\sigma_{C,trace}$) est donnée par

$$\sigma_{C,trace} = \sigma_{C,\gamma} / \sqrt{N_{ph}} \quad (4.5)$$

où $\sigma_{C,\gamma}$ est la résolution de l'angle Cherenkov par photon et N_{ph} le nombre de photons détectés. La résolution par photon est dominée par la géométrie de la barre et des photo-multiplificateurs, ainsi que par l'achromaticité du quartz. Elle est de l'ordre de 10 mrad dans le cas du DIRC. Le nombre de photons varie entre 55 pour les grands angles d'incidence et 25 pour les petits angles. On peut donc espérer une résolution par trace de 2 mrad environ. C'est effectivement, ce qu'on obtient: la figure 4.14 montre la résolution de l'angle Cherenkov par trace pour des événement di-muons. La largeur obtenue est de 2.5 mrad [55].

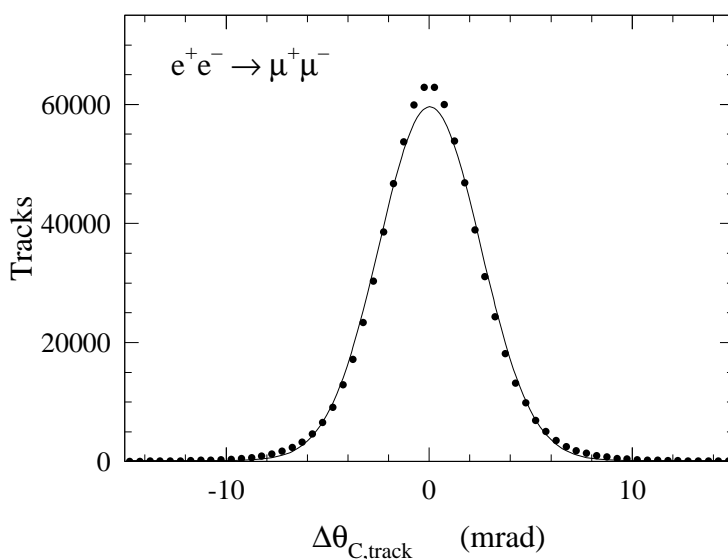


FIG. 4.14 – La différence entre l’angle Cherenkov attendu et mesuré, $\Delta\theta_{C,track}$, pour des événements di-muons. La courbe représente une fonction de Gauss avec une largeur de 2.5 mrad [55].

Séparation π/K

La mesure de la résolution de l’angle Cherenkov dans les événements di-muons (ci-dessus) permet de déduire le pouvoir de séparation entre les pions et les kaons. La figure 4.15 montre la séparation attendue en fonction de l’impulsion pour des événements $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Ainsi, la séparation est de 4.2σ à $3\text{ GeV}/c$.

La figure 4.16 donne un exemple de la performance du DIRC pour l’identification de particule. La masse invariante $K\pi$ est montrée avec et sans l’utilisation du DIRC pour l’identification de kaon. Le pic correspond à la désintégration du méson D^0 .

4.5 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (EMC) est un élément essentiel dans la reconstruction des désintégrations semi-leptoniques contenant un électron. En effet, il permet de séparer électrons et pions en utilisant, principalement, l’information sur l’énergie déposée, comparée à l’impulsion mesurée dans la chambre à fils, ainsi que les informations sur la forme de la gerbe électromagnétique. La sélection des électrons sera détaillée ultérieurement (chapitre 5). Les muons, contrairement aux pions, ne déposent pratiquement pas d’énergie dans le calorimètre. Cette information peut être utilisée pour aider la sélection de ces particules, principalement effectuée par le détecteur de muons (IFR) (section 4.7).

Afin de reconstruire les pions neutres, le calorimètre doit pouvoir mesurer les gerbes électromagnétiques avec une excellente efficacité et de bonnes résolutions en énergie et angulaire, sur un intervalle allant de 20 MeV à 9 GeV . Il a été particulièrement optimisé pour la reconstruction des photons de basse énergie, provenant notamment de certains

4.5 Le calorimètre électromagnétique

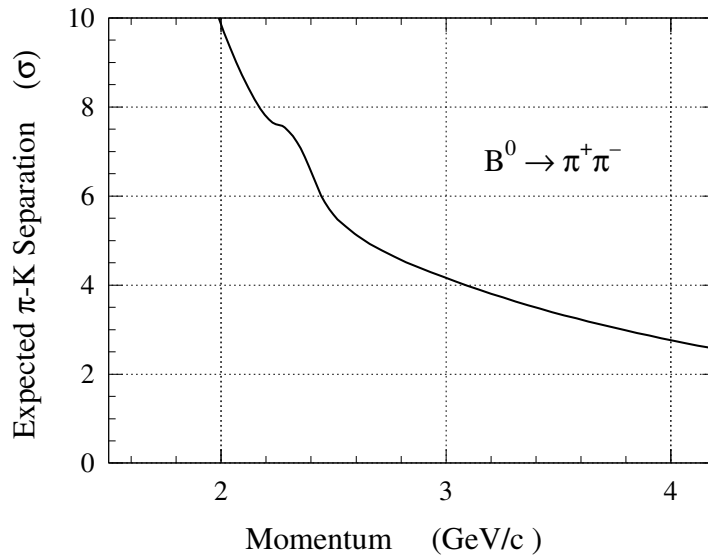


FIG. 4.15 – Séparation $\pi - K$ attendue pour des événements $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ en fonction de l'impulsion. [55]

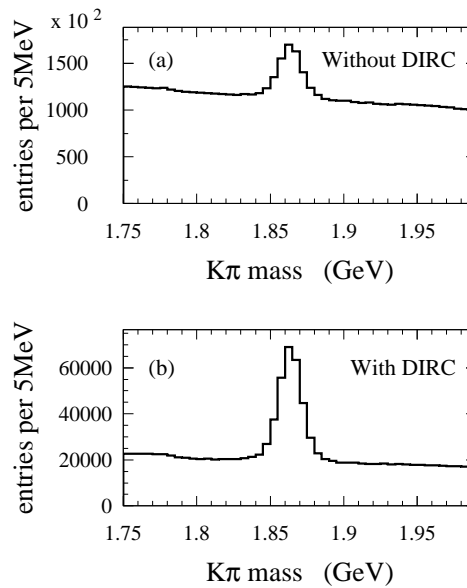


FIG. 4.16 – Masse invariante $K\pi$ avec ou sans l'utilisation du DIRC pour l'identification des kaons. Le pic correspond à la désintégration du D^0 .

modes de désintégrations permettant la mesure de la violation de CP ($B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$), $B \rightarrow \pi^0 \pi^0$, etc.), ainsi que des modes semi-leptoniques contenant des ρ^\pm et ω .

Description

Afin de remplir les contraintes ci-dessus, le choix s'est porté sur les cristaux de iodure de césium dopés au Thallium (CsI(Tl)). Le CsI(Tl) a, en effet, un très bon rendement lumineux ($4 - 5 \times 10^4 \gamma / \text{MeV}$) et une longueur de radiation¹ très petite (1.85 cm). La

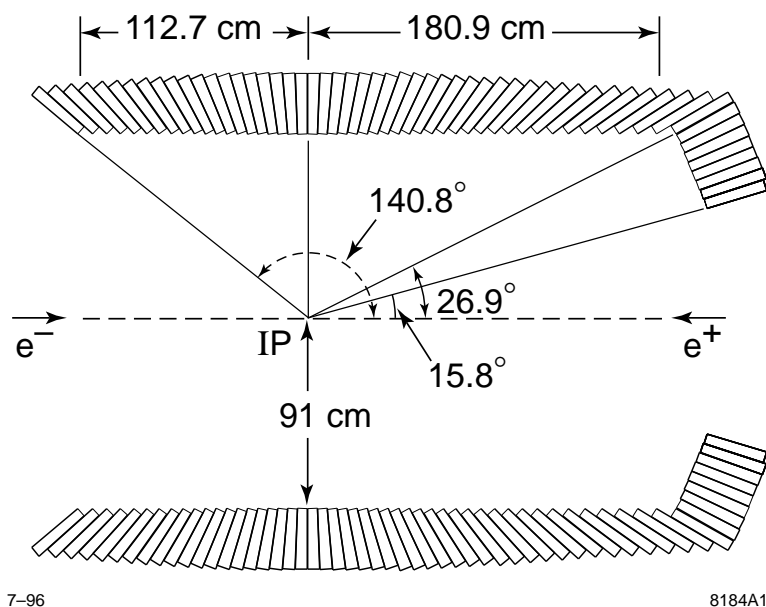


FIG. 4.17 – Disposition des cristaux dans le calorimètre électromagnétique.

figure 4.17 montre la disposition des 6580 cristaux que compte le calorimètre: on peut voir une partie centrale cylindrique et une partie avant conique. La partie centrale comporte 48 rangées en θ (angle polaire) et 120 rangées en ϕ . Pour le calorimètre avant, il y a 8 rangées en θ et le nombre de rangées en ϕ , varie de 80 à 120. Les cristaux sont projectifs sur le point d'interaction, mais légèrement inclinés par rapport à celui-ci afin de réduire le nombre de particules qui traverseraient le calorimètre entre les cristaux. Les cristaux sont trapézoïdaux: la face d'entrée mesure typiquement $4.7 \times 4.7 \text{ cm}^2$ et la face arrière $6.1 \times 6 \text{ cm}^2$. La longueur des cristaux varie en fonction de l'angle θ et est comprise entre 16.1 (partie arrière) et 17.6 (partie avant) longueurs de radiation X_0 .

Le détecteur de photons, collé à l'arrière des cristaux, consiste en deux PIN diodes de silicium, de $1 \times 2 \text{ cm}^2$. Un réflecteur en plastique blanc est placé sur la surface qui n'est pas couverte par les diodes.

L'étalonnage en énergie

L'étalonnage de l'énergie déposée est effectué à deux différentes énergies: une source radioactive de photon de 6.13 MeV permet une calibration absolue à basse énergie, tandis que pour les hautes énergies (3-9 GeV) la relation entre l'angle polaire et l'énergie des e^\pm , provenant des événements bhabbas, est utilisée. Ces deux mesures sont combinées par une extrapolation logarithmique [55]. La figure 4.18 montre le spectre en énergie d'une

1. la longueur de radiation X_0 correspond à la longueur moyenne sur laquelle un électron de haute énergie perd une partie $1 - 1/e$ de son énergie par rayonnement bremsstrahlung dans le matériau considéré.

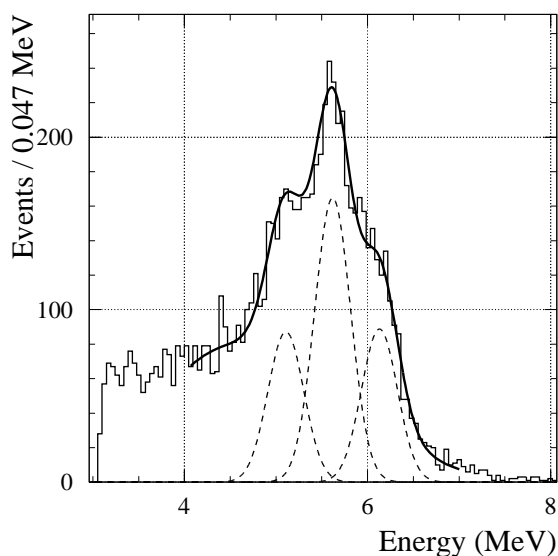


FIG. 4.18 – Spectre en énergie de la source radioactive de calibration.

source radioactive utilisée pour l'étalonnage. Après une exposition de 30 minutes, une erreur statistique de 0.35% est obtenue, tandis que l'erreur systématique est de moins de 0.1%. Cette calibration est effectuée toute les semaines.

L'acceptance

Dans le référentiel du laboratoire, la couverture angulaire du calorimètre est de:

$$15.8^\circ < \theta < 141.8^\circ . \quad (4.6)$$

Les performances

La résolution en énergie

La résolution en énergie est déterminée de différentes manières suivant l'énergie considérée:

- à basse énergie, elle est mesurée directement par la source radioactive utilisée pour l'étalonnage;
- la désintégration $\chi_{c1} \rightarrow J/\Psi\gamma$ donne une mesure de la résolution à l'énergie de $\approx 500 \text{ MeV}$;
- en dessous de 2 GeV , elle peut être déduite par la résolution en masse des mésons π^0 et η se désintégrant en deux photons d'énergie approximativement égale;
- à haute énergie, elle déterminée par la diffusion Bhabha.

La figure 4.19 montre la résolution en énergie déterminée par ces différents processus en fonction de l'énergie. Un ajustement permet d'obtenir le résultat suivant [55]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2.32 \pm 0.30)\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus (1.85 \pm 0.12)\% . \quad (4.7)$$

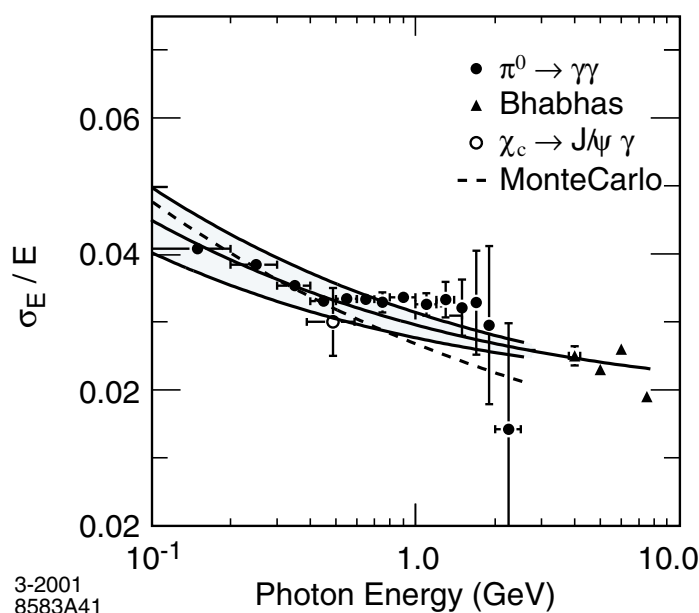


FIG. 4.19 – La résolution en énergie mesurée pour des photons et des électrons venant de différents processus. La courbe solide est un ajustement donné par l'équation 4.7 [55].

À haute énergie, la résolution est dominée par les fuites d'énergie (à l'arrière, à l'avant et entre les cristaux), par les erreurs de calibration et par l'uniformité imparfaite dans la collection de la lumière de scintillation.

À basse énergie, c'est le bruit électronique et surtout le bruit de fond engendré par PEP-II qui dominant l'erreur. En effet, Le bruit de fond engendré par PEP-II augmente l'énergie mesurée dans les cristaux. Il oblige aussi d'augmenter le seuil individuel de déclenchement sur les cristaux.

La résolution angulaire

La mesure de la résolution angulaire est basée sur l'analyse des désintégrations de π^0 et η en deux photons d'énergie approximativement égale. Le résultat est montré à la figure 4.20.

Après un ajustement, on trouve [55] :

$$\sigma_\theta = \sigma_\phi = \left(\frac{3.87 \pm 0.07}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \pm 0.04 \right) \text{ mr} . \quad (4.8)$$

Masse et largeur du π^0

La figure 4.21 montre la masse invariante 2-photon pour des événements $B\bar{B}$.

La masse reconstruite du π^0 est de $135.1 \text{ MeV}/c^2$. Elle est stable ($\pm 1\%$) sur toute la gamme d'impulsion des photons. La largeur obtenue est de $6.9 \text{ MeV}/c^2$.

Identification des électrons

L'identification des électrons sera détaillée dans le chapitre 5. La figure 5.4 montre le taux de mauvaise identification des pions en électrons pour le sélecteur "Likelihood". Celui-ci est d'environ 0.05% avec une efficacité de plus de 90%.

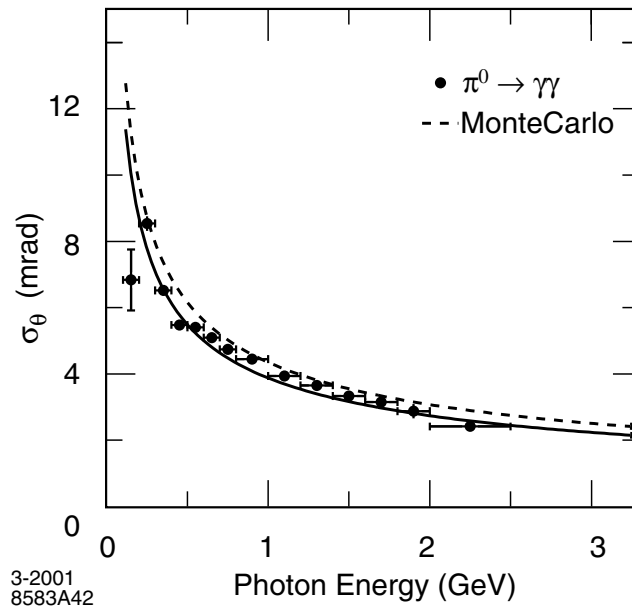


FIG. 4.20 – La résolution angulaire du calorimètre pour des photons provenant des désintégrations des π^0 [55].

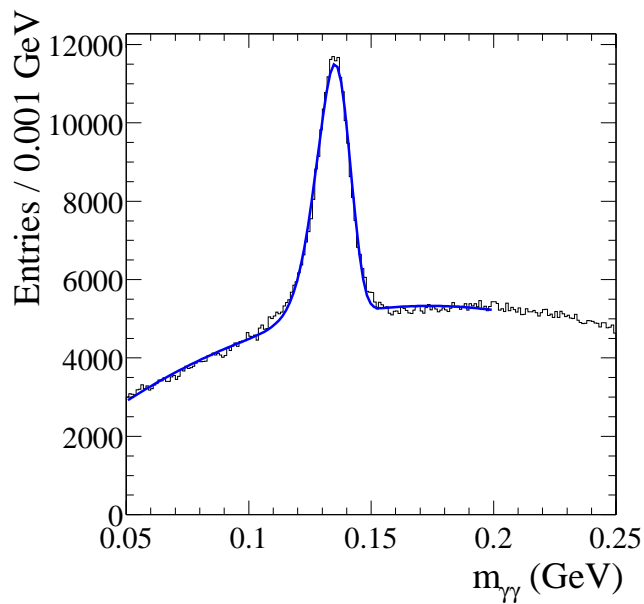


FIG. 4.21 – Masse invariante $\gamma\gamma$ dans un échantillon de $B\bar{B}$.

4.6 Le solénoïde

L'intensité et l'uniformité du champ magnétique ont été choisies afin d'optimiser la reconstruction de la trajectoire des traces dans la chambre à dérive. La valeur du champ est fixée à 1.5 T. Cette valeur a été obtenue avec une bobine supraconductrice formée de câble en NbTi refroidi avec de l'hélium liquide à 4.5K. Le courant qui circule dans l'aimant est d'environ 7000 A. L'uniformité du champ magnétique dans la chambre à fils

est de $\pm 2\%$. La conception de cet aimant est classique et bénéficie de l'expérience acquise dans d'autres détecteurs de physique des particules.

4.7 Le retour de champ instrumenté

La structure en acier assurant le retour du champ magnétique est utilisée pour l'identification des muons et des K_L^0 . Cette structure, composée de plusieurs couches d'acier entre lesquelles se trouvent des détecteurs à gaz, est appelée IFR (*Instrumented Flux Return*).

De même que les électrons, l'importance de l'identification des muons pour la reconstruction des désintégrations semi-leptoniques n'est plus à démontrer. Ce détecteur a cependant été optimisé pour la détection des hadrons neutres, principalement les K_L^0 . En effet, la détection de ces hadrons est primordiale dans la reconstruction des désintégrations $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ utilisées dans la mesure de $\sin 2\beta$.

Les principales contraintes sont, pour les muons, une bonne réjection des pions, une bonne efficacité de détection et une bonne acceptance, tandis que pour les K_L^0 , il faut avoir une bonne résolution angulaire et une efficacité élevée.

Description

L'IFR est composé d'une partie centrale (*le tonneau*) (Fig. 4.22) qui assure le retour du champ magnétique, et de deux modules (les bouchons), un à l'avant et un à l'arrière, qui complètent l'angle solide.

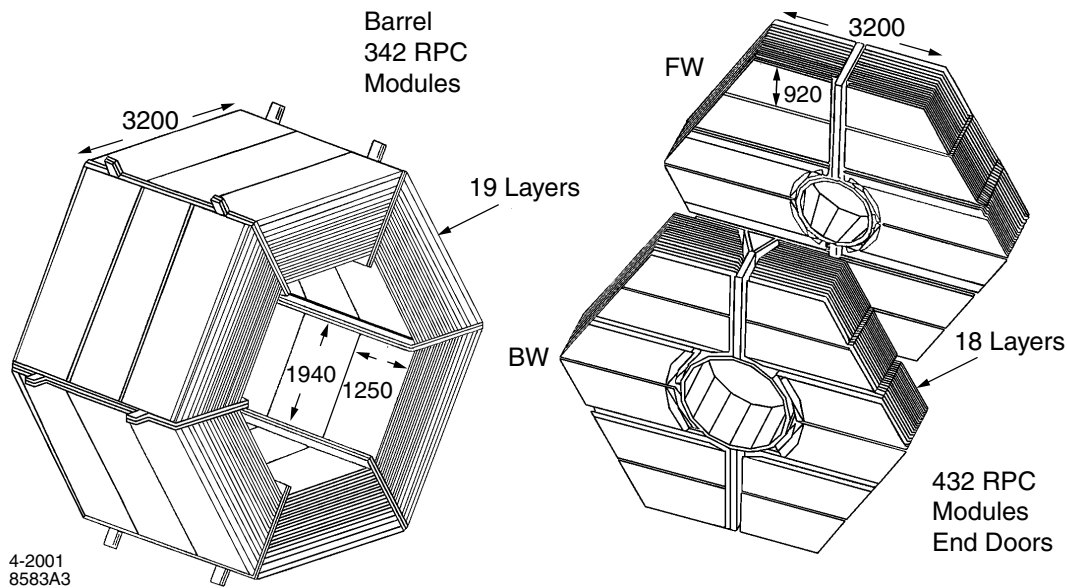


FIG. 4.22 – Partie centrale (à gauche) et latérale (à droite) du dispositif de détection des muons et K_L^0 .

L'épaisseur d'acier est de 65 cm pour le tonneau et de 60 cm pour les bouchons. Il est segmenté en 18 plaques, dont l'épaisseur augmente de 2 cm à 10 cm avec le rayon. Ces plaques d'acier permettent d'absorber les hadrons. En alternance avec ces plaques, se trouvent les couches de détection. Au total, 21 couches de détection sont utilisées

4.7 Le retour de champ instrumenté

dans la partie centrale: dans l'ordre, on trouve une double couche cylindrique entourant le calorimètre électromagnétique, puis une couche planaire située entre le solénoïde et l'épaisseur d'acier et enfin, les 19 dernières couches situées dans les espaces séparant les plaques. Les bouchons sont composés de 18 couches de détection.

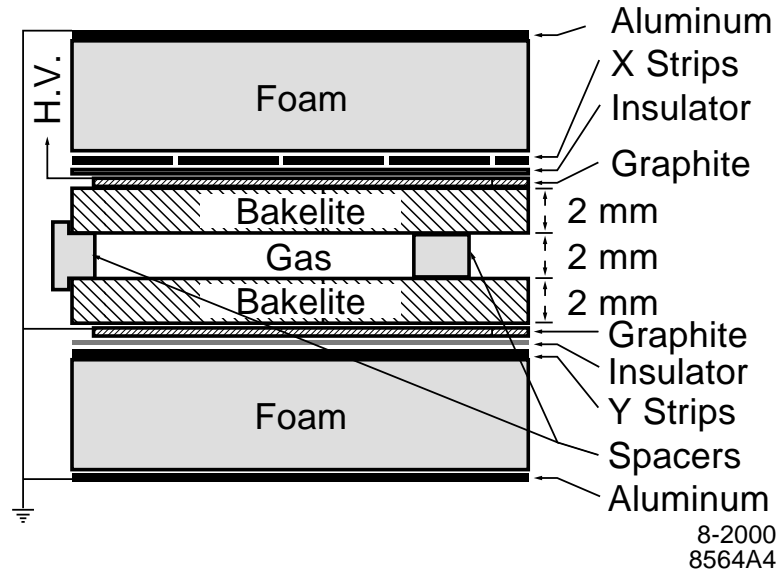


FIG. 4.23 – Schéma d'une RPC.

Les couches de détection utilisent la technologie des RPC (*Resistive Plate Chambers*)(Fig. 4.23). Les RPC sont des détecteurs remplis d'un gaz composé principalement d'argon, de fréon 134 ($C_2H_2F_4$) et d'une petite quantité d'isobutane. Ce gaz est placé entre deux électrodes portées à une différence de potentiel de 8 kV. Une particule traversant le détecteur crée une étincelle. Un signal électrique est ensuite recueilli sur des pistes en aluminium placées à l'extérieur de part et d'autre de la chambre. Les pistes sont orientées perpendiculairement pour déterminer la position dans l'espace de la trajectoire de la particule.

L'acceptance

Le détecteur IFR entoure la quasi totalité du point d'interaction et couvre donc la totalité de l'acceptance angulaire des autres sous-détecteurs. Son rayon interne et la valeur du champ magnétique (section 4.6) fixe à 450 MeV (250 MeV) l'impulsion minimale détectée dans le tonneau (bouchons).

Les performances

Efficacité des RPC

L'efficacité des modules RPC a été mesurée avec des muons cosmiques. Les résultats montrent que plus de 75% de ces modules ont une efficacité de 90%.

Identification des muons

L'identification des muons sera détaillée dans le chapitre 5. Dans l'intervalle d'impulsion $1.5 < p < 3.0 \text{ GeV}/c$, une efficacité de détection des muons proche de 80% a été atteinte avec un taux de mauvaise identification des pions d'environ 4% (fig. 5.5). Ce taux de mauvaise identification peut être divisé par deux avec une sélection plus stricte, ce qui diminue l'efficacité à moins de 80% [55].

Détection des K_L^0

Les K_L^0 et les autres hadrons neutres interagissent dans l'acier de l'IFR et peuvent être identifiés comme des gerbes qui ne sont pas associées à des traces chargées. Des simulations montrent que 64% des K_L^0 d'impulsion supérieure à $1 \text{ GeV}/c$ produisent une gerbe dans le RPC cylindrique entourant le calorimètre électromagnétique et/ou une gerbe avec des coups dans deux (ou plus) couches planaires, situées entre le solénoïde et l'épaisseur d'acier. La direction du hadron neutre est déterminée à partir du vertex de l'événement et du centre de la gerbe. Il n'y a pas d'information sur l'énergie de la gerbe.

L'efficacité de détection des K_L^0 augmente linéairement avec l'impulsion: en combinant les informations de l'EMC et de l'IFR, elle varie de 20% à 40% dans l'intervalle d'impulsion de $1 \text{ GeV}/c$ à $4 \text{ GeV}/c$ [55].

4.8 Le système de déclenchement

L'objectif du système de déclenchement est de sélectionner les événements intéressants avec une grande efficacité tout en réduisant au maximum le bruit de fond. Cette efficacité doit être, par exemple, supérieure à 99% pour les événements $B\bar{B}$ et supérieure à 95% pour les événements continuum. Le taux total d'événement ne doit pas dépasser 120 Hz, alors que les taux des bruits de fond du faisceau sont typiquement de 20 kHz chacun.

Pour réaliser ces contraintes, le système de déclenchement utilise le fait que les événements que l'on veut sélectionner ont des multiplicités chargée et neutre relativement grandes. Il doit néanmoins permettre la sélection de modes de plus basse multiplicité pour des études de processus différents (événements Bhabha et paires de muons, physique du lepton τ et physique photon-photon).

Le système de déclenchement est composé de deux niveaux: le premier niveau (L1) est exécuté en "hardware" et ne doit pas accepter un taux d'événements supérieur à 2 kHz; le deuxième niveau (L3) est exécuté en "software" et ne doit pas dépasser 100 Hz.

Niveau L1

Ce niveau utilise les informations de la chambre à dérive et du calorimètre: les traces sont reconstruites à partir des segments obtenus par la combinaison de coups dans la chambre; leur impulsions transverses sont évaluées; les dépôts d'énergie dans des amas constitués de groupes de 25 cristaux du calorimètre sont enregistrés avec un seuil permettant la détection des muons.

La sélection des événements, basée sur le nombre de traces (avec un certain seuil sur l'impulsion transverse) et le nombre de dépôts d'énergie dans le calorimètre, permet d'obtenir une efficacité proche de 100% pour les événements $B\bar{B}$.

4.9 Conclusion

Niveau L3

Le niveau L3 affine la détermination des paramètres des traces (par exemple la résolution du vertex) et des gerbes du calorimètre. Il analyse ainsi, *en ligne*, les événements acceptés par le niveau 1 et décide s'ils sont enregistrés sur bande ou non. L'efficacité de la sélection obtenue est en accord avec les spécifications [55].

4.9 Conclusion

Le détecteur BaBar a été optimisé pour l'étude de la violation de CP dans le système des mésons B . Les principales demandes du cahier des charges ont été réalisées et les performances sont excellentes. Ces atouts doivent permettre l'analyse des canaux de désintégration des mésons B et notamment la mesure de $|V_{ub}|$ au moyen des désintégrations semi-leptoniques exclusives.

Troisième partie
Analyse des données

Chapitre 5

Sélection des événements $B \rightarrow X_u l \nu$

Sommaire

5.1	Introduction	104
5.2	Données utilisées pour l'analyse	105
5.3	Sélection des traces et des gerbes	109
5.4	Sélection des événements multi-hadroniques	111
5.5	Identification des leptons	113
5.5.1	Les électrons	113
5.5.2	Les muons	116
5.5.3	Les désintégrations $J/\Psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$	117
5.5.4	Les hadrons identifiés en leptons	118
5.6	Reconstruction des hadrons	121
5.7	Reconstruction du neutrino	126
5.8	Le bruit de fond combinatoire	129
5.9	Les événements du continuum $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$	132
5.10	Optimisation des coupures	139
5.11	Résultats de la sélection	141

5.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la sélection des désintégrations semi-leptoniques exclusives $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$, $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$, $B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu$. L'analyse est, cependant, principalement optimisée pour être sensible aux modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$. Les rapports d'embranchement de ces désintégrations pourront être utilisés pour extraire la norme de l'élément V_{ub} de la matrice CKM (chapitre 8).

Après avoir effectué une sélection préliminaire des événements multi-hadroniques, en particulier $B\bar{B}$, les différents états finals des désintégrations semi-leptoniques seront sélectionnés :

- **le lepton**, identifié grâce aux informations des différents sous-détecteurs (section 5.5) ;
- **le hadron** (ρ , ω ou π), reconstruit en combinant les pions présents dans l'événement (section 5.6) ;
- **le neutrino**, reconstruit à partir de l'impulsion et de l'énergie manquante (section 5.7).

Différents processus autre que le signal peuvent donner dans l'état final des combinaisons de particules correspondantes à celles du signal :

- **les événements $b \rightarrow c l \nu$**

Un simple modèle de quarks libres prédit que $\Gamma(b \rightarrow u l \nu)/\Gamma(b \rightarrow c l \nu) \approx 1.5\%$ [26]. Les événements $b \rightarrow c l \nu$ sont donc considérablement plus nombreux que les désintégrations semi-leptoniques non charmées. Leur nombre peut être cependant drastiquement réduit en effectuant une coupure sur l'énergie du lepton (voir section 2.1.2.2). En effet, le quark c étant plus lourd que le quark u , il existe une région d'énergie des leptons cinématiquement non accessible aux désintégrations charmées :

$$E_\ell \geq E_{\ell(b \rightarrow c)}^{\max} = \frac{m_B^2 - m_D^2}{2m_B} \Big|_{cm B} \approx 2.45 \text{ GeV} \Big|_{cm \Upsilon(4S)} . \quad (5.1)$$

La figure 2.7 montre les spectres en énergie des leptons issus des désintégrations $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B \rightarrow D^* l \nu$. On peut voir, notamment, qu'une large fraction des événements $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ se trouve dans la région d'énergie des leptons $E_{lept}^{cm} > 2.3$ GeV. Ce n'est pas le cas pour les désintégrations $B \rightarrow \pi l \nu$ (voir la section 2.1.2.2 pour une plus ample discussion). La sélection utilisée est ainsi plus efficace aux désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$.

Dans la section 5.8, nous verrons d'autres techniques pour réduire ce bruit de fond ;

- **les événements $b \rightarrow u l \nu$ autre que le signal**

Des désintégrations telles que $B \rightarrow \eta l \nu$, $a_1 l \nu$, ... (voir section 2.1) peuvent aussi passer toutes les coupures de la sélection. Contrairement aux désintégrations $b \rightarrow c l \nu$,

5.2 Données utilisées pour l'analyse

une coupure sur l'énergie du lepton n'élimine pas ces désintégrations. D'autres coupures devront être utilisées pour diminuer ce bruit de fond. Celles-ci seront détaillées à la section 5.8.

- **les événements du continuum** $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, où $q = c, u, d, s$

Ce bruit de fond est important dans la région d'énergie des leptons élevée, principalement à cause des événements $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$. En effet, les mésons D , issus de ce continuum, produisent des leptons de hautes énergies. Différentes variables liées à la topologie des événements seront utilisées pour réduire ce bruit de fond (section 5.9).

Dans la suite de ce chapitre, on considère **trois régions distinctes d'énergie des leptons** (dans le centre de masse de la résonance $\Upsilon(4S)$):

- **HILEP:** $2.35 > E_{lept}^{cm} > 2.7 \text{ GeV}$;
- **LOLEP:** $2.0 > E_{lept}^{cm} > 2.35 \text{ GeV}$;
- **LOLOLEP:** $1.7 > E_{lept}^{cm} > 2.0 \text{ GeV}$.

La région *HILEP* est la plus sensible au signal car elle est cinématiquement non accessible aux événements $b \rightarrow cl\nu$. Les régions *LOLEP* et *LOLOLEP* sont principalement utilisées pour l'étude de ces désintégrations semi-leptoniques charmées.

Nous allons tout d'abord brièvement discuter de la sélection des événements multi-hadroniques. Les reconstructions des états finals des désintégrations $B \rightarrow \rho l\nu$, $B \rightarrow \omega l\nu$ et $B \rightarrow \pi l\nu$ seront ensuite décrites. Nous verrons les techniques utilisées pour réduire les différents bruit de fond. Les résultats de la sélection seront finalement discutés à la fin du chapitre.

Cette analyse est directement inspirée de celle de CLEO [22] (voir section 2.2.4).

5.2 Données utilisées pour l'analyse

Dans cette analyse, on utilise toutes les données enregistrées par le détecteur BaBar durant l'année 2000 (voir chapitre 4). Deux différents types de données ont été enregistrées: des collisions e^+e^- ont été produites à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$, produisant ainsi des paires $B\bar{B}$ (voir chapitre 3), mais aussi en dessous du seuil de cette résonance. Celles-ci nous permettront d'étudier le bruit de fond provenant des événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ où $q = c, u, d, s$ (voir section 5.9). Nous appellerons ces deux types de données: *sur la résonance* et *hors résonance*.

Données réelles:

- Données *sur la résonance*: 20.3 fb^{-1} . Le nombre d'événements $B\bar{B}$ a été mesuré à $(22.22 \pm 0.36) \cdot 10^{-6}$ [60] où l'erreur est statistique et systématique (cette erreur sera discutée dans le chapitre 7) ;
- données *hors résonance*: 2.6 fb^{-1} .

Le rapport entre la luminosité des données *sur la résonance* et des données *hors résonance* a été mesuré en utilisant des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. On trouve un rapport de 7.821 ± 0.007 où l'erreur est statistique uniquement.

Données simulées :

Afin d'étudier les signaux et bruits de fond, différents types d'événements ont été générés et les réponses du détecteur simulées (tableau 5.5).

Les événements $b \rightarrow ul\nu$ (tableaux 5.1, 5.2, 5.3 et 5.4) ont été simulés en utilisant le modèle de ISGW2. D'autres événements $B \rightarrow \rho(\omega)l\nu$ ont cependant aussi été simulés avec le modèle LCSR (voir section 6.3). Deux modèles théoriques ont été utilisés pour la simulation des événements $b \rightarrow cl\nu$ sont: les modes $B \rightarrow D^*l\nu$ ont été simulés avec la théorie *HQET* (section 2.1.3) et les autres modes avec le modèle de ISGW2.

méson X_u	$\mathcal{B}(B \rightarrow X_u l \nu)$	mode	fraction
ρ^0	$1.30 \cdot 10^{-4}$	$\pi^+\pi^-$	~ 1
ρ^\pm	$2.60 \cdot 10^{-4}$	$\pi^0\pi^\pm$	~ 1
π^0	$0.90 \cdot 10^{-4}$	$\gamma\gamma$	~ 0.99
π^\pm	$1.80 \cdot 10^{-4}$		
ω	$1.30 \cdot 10^{-4}$	$\pi^0\pi^+\pi^-$	0.888
		$\pi^0\gamma$	0.085
		$\pi^+\pi^-$	0.022

TAB. 5.1 – Les principaux modes de désintégration des mésons ρ , π et ω . Les leptons sont les électrons ou les muons.

méson X_u	$\mathcal{B}(B \rightarrow X_u l \nu)$	mode	fraction
a_0^0	$0.12 \cdot 10^{-4}$	$\eta\pi^0$	0.900
		K^+K^-	0.100
a_0^\pm	$0.24 \cdot 10^{-4}$	$\eta\pi^\pm$	0.900
		\bar{K}^0K^+	0.100
a_1^\pm	$2.74 \cdot 10^{-4}$	$\rho^0\pi^\pm$	0.492
		$\rho^\pm\pi^0$	0.508
a_1^0	$1.37 \cdot 10^{-4}$	$\rho^+\pi^-$	0.500
		$\rho^-\pi^+$	0.500
a_2^\pm	$0.24 \cdot 10^{-4}$	$\rho^0\pi^\pm$	0.350
		$\rho^\pm\pi^0$	0.350
		$\eta\pi^\pm$	0.144
		$\omega\pi^\pm\pi^0$	0.105

TAB. 5.2 – Les principaux modes de désintégration des mésons a utilisés dans l'analyse. Seulement les modes avec un rapport d'embranchement $> 10\%$ sont montrés. Les leptons sont les électrons ou les muons.

5.2 Données utilisées pour l'analyse

méson X_u	$\mathcal{B}(B \rightarrow X_u \ell \nu)$	mode	fraction
f_0	$0.06 \cdot 10^{-4}$	$\pi^+ \pi^-$	0.520
		$\pi^0 \pi^0$	0.260
		$K^+ K^-$	0.110
f'_0	$0.06 \cdot 10^{-4}$	$\pi^+ \pi^-$	0.520
		$\pi^0 \pi^0$	0.260
f_1	$0.68 \cdot 10^{-4}$	$\rho^0 \pi^+ \pi^-$	0.150
		$a_0^0 \pi^0$	0.140
		$a_0^+ \pi^-$	0.140
		$a_0^- \pi^+$	0.140
f'_1	$0.68 \cdot 10^{-4}$	$K^+ K^- \pi^0$	0.250
		$K^0 \bar{K}^0 \pi^0$	0.250
		$\bar{K}^0 K^+ \pi^-$	0.250
		$K^0 K^- \pi^+$	0.250
f_2	$0.60 \cdot 10^{-4}$	$\pi^+ \pi^-$	0.565
		$\pi^0 \pi^0$	0.282
f'_2	$0.60 \cdot 10^{-4}$	$K^+ K^-$	0.444
		$K_S^0 K_S^0$	0.222
		$K_L^0 K_L^0$	0.222
		$\eta \eta$	0.103

TAB. 5.3 – Les principaux modes de désintégration des mésons f utilisés dans l'analyse. Seulement les modes avec un rapport d'embranchement $> 10\%$ sont montrés.

Comparaison données réelles et simulées

Une comparaison entre les données réelles et simulées a été effectuée pour toutes les variables utilisées dans l'analyse, avant toute coupure. Pour cela, des petits échantillons de données ont été utilisés :

- Données réelles : 1 fb^{-1} de données *sur la résonance* et 0.7 fb^{-1} de données *hors résonance* ;
- Données simulées : 1 million d'événements $B\bar{B}$.

La simulation ne décrit pas parfaitement la réponse du détecteur. Pour améliorer l'accord entre les données simulées et données réelles, les données simulées ont été traitées de la façon suivante :

- 2.5% des photons ont été éliminés aléatoirement. Un étalement de 1.5% de leur résolution en énergie a été effectué (voir section 7.1) ;
- les traces de l'état final $B \rightarrow \rho(\omega, \pi) \ell \nu$ ont été pondérées avec un facteur de correction, dépendant des angles et impulsion de la trace, afin de reproduire l'efficacité de reconstruction des traces réelles (voir section 7.1) ;
- les efficacités et les taux de mauvaise identification des sélecteurs de leptons, déterminés sur les données réelles, ont été reproduits sur les données simulées.

Les événements $B\bar{B}$ simulés ont été comparés aux données *sur la résonance* $\Upsilon(4S)$, auxquelles les données *hors résonance* et les hadrons identifiés en leptons (voir section

méson X_u	$\mathcal{B}(B \rightarrow X_u l \nu)$	mode	fraction
b_1^0	$0.80 \cdot 10^{-4}$	$\omega \pi^0$	0.998
b_1^\pm	$1.70 \cdot 10^{-4}$	$\omega \pi^\pm$	0.998
h_1	$0.40 \cdot 10^{-4}$	$\rho^+ \pi^-$	0.333
		$\rho^- \pi^+$	0.333
		$\rho^0 \pi^0$	0.333
h_1'	$0.40 \cdot 10^{-4}$	$K^{*+} K^-$	0.250
		$K^{*-} K^+$	0.250
		$\bar{K}^{*-} K^0$	0.250
		$K^{*-} \bar{K}^0$	0.250
η	$0.12 \cdot 10^{-4}$	$\gamma \gamma$	0.393
		$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	0.321
		$\pi^- \pi^+ \pi^0$	0.232
η'	$0.20 \cdot 10^{-4}$	$\pi^+ \pi^- \eta$	0.437
		$\pi^0 \pi^0 \eta$	0.208
		$\rho^0 \gamma$	0.302

TAB. 5.4 – Les principaux modes de désintégration des mésons b , h and η utilisés dans l'analyse. Seulement les modes avec un rapport d'embranchement $> 10\%$ sont montrés.

type	# événements	lumi. équiv. [fb^{-1}]	Taux de désint./sec. eff.
$B^+ B^-$	$4.928 \cdot 10^6$	8.96	$\sigma_{b\bar{b}} = 1.1$ nb
$B^0 \bar{B}^0$	$4.189 \cdot 10^6$	7.62	$\sigma_{b\bar{b}} = 1.1$ nb
$B^+(B^-) \rightarrow cl\nu$	$5.912 \cdot 10^6$	10.75	$\sigma_{b\bar{b}} = 1.1$ nb
$B^0(\bar{B}^0) \rightarrow cl\nu$	$3.770 \cdot 10^6$	6.85	$\sigma_{b\bar{b}} = 1.1$ nb
$B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$	38000	≈ 133	$1.3 \cdot 10^{-4}$
$B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$	54000	≈ 95	$2.6 \cdot 10^{-4}$
$B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$	28000	≈ 142	$0.9 \cdot 10^{-4}$
$B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu$	54000	≈ 137	$1.8 \cdot 10^{-4}$
$B^\pm \rightarrow \omega l \nu$	27000	≈ 95	$1.3 \cdot 10^{-4}$

TAB. 5.5 – Résumé du nombre d'événements simulés. Différents types de données simulées ont été utilisés dans cette analyse: des événements $B^+ B^-$ et $B^0 \bar{B}^0$ (ainsi que des échantillons supplémentaires d'événements $b \rightarrow cl\nu$) et des événements des différents modes étudiés. Le nombre d'événements générés ainsi que la luminosité équivalente sont indiqués pour chacun des types de données. Les rapports d'embranchement ou les sections efficaces utilisés pour déterminer la luminosité équivalente sont aussi indiqués.

5.5.4) ont été soustraites. Les comparaisons ont été effectuées pour le mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ dans la région d'énergie $1.7 > E_{lept}^{cm} > 2.1$ GeV. On peut voir, notamment sur les figures 5.15, 5.17, 5.18, 5.19, 5.22 et 5.23 qu'il y a un bon accord entre les données réelles et simulées.

5.3 Sélection des traces et des gerbes

Deux différentes listes de traces et de gerbes seront utilisées pour la reconstruction des particules issues des désintégrations $B \rightarrow \rho(\omega, \pi)\ell\nu$: une liste pour la reconstruction du neutrino (section 5.7) et la sélection des événements multi-hadroniques (section 5.4) et une autre pour la reconstruction du hadron et du lepton. Dans la première liste, on veut garder *toutes* les *bonnes* traces et gerbes en rejetant uniquement les traces ou gerbes *doublement comptées* (voir ci-dessous). Dans la deuxième, les traces et les gerbes seront sélectionnées d'une manière plus stricte.

La sélection des traces doit permettre de rejeter celles qui sont comptées deux ou plusieurs fois. Par exemple, des traces de petites impulsions peuvent parfois tourner à l'intérieur du détecteur (à cause de la présence du champ magnétique) et ainsi être comptées plusieurs fois. Des traces de hautes impulsions peuvent aussi parfois être doublement comptées lorsque, dans la chambre à dérive, des signaux du bruit de fond électronique ou des particules diffusées sont mis en commun avec des signaux d'une vraie trace.

Différentes variables sont utilisées pour rejeter ces traces doublement comptées: l'impulsion transverse p_t , qui permet d'éliminer les traces de petites impulsions, et le *point de plus proche approche* de la trace par rapport au point d'interaction. Celui-ci est déterminé en utilisant des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$. On utilise la distance par rapport à ce point dans le plan xy (d_{xy}) et suivant l'axe z (Δz).

Les gerbes calorimétriques peuvent aussi être comptées plusieurs fois, notamment à cause du bruit de fond électronique ou lorsque des particules chargées déposent de l'énergie dans le calorimètre loin du dépôt primaire (*splitoff*). Pour éliminer le bruit de fond électronique, on effectue une coupure sur l'énergie de la gerbe. Les gerbes d'énergie plus basse que 30 MeV proviennent presque toujours du bruit de fond électronique. Des variables décrivant la *forme de la gerbe* peuvent être utilisées pour sélectionner spécifiquement les photons et rejeter des *splitoff*. En effet, les distributions longitudinale et latérale de l'énergie des gerbes hadroniques diffèrent d'une manière significative de celles des gerbes électromagnétiques. La distribution latérale de la gerbe peut être décrite notamment par le *moment latéral LAT*.

Cette variable est définie par:

$$LAT = \frac{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2}{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2 + E_1 r_0^2 + E_2 r_0^2} \quad (5.2)$$

où E_i est l'énergie déposée par la gerbe dans le cristal i qui est situé à la distance r_i du centre de la gerbe (figure 5.1). r_0 est la distance moyenne entre deux cristaux du calorimètre, soit environ 5 cm. Les cristaux sont ordonnés en énergie $E_1 > E_2 > \dots > E_N$. Les sommes dans l'équation (5.2) omettent les deux cristaux de plus hautes énergies.

Les particules électromagnétiques ont tendance à laisser une gerbe de forme latérale régulière et de symétrie cylindrique. Elles déposent la plus grande partie de leur énergie dans deux ou trois cristaux. Les particules hadroniques produisent des dépôts plus irréguliers, avec parfois plus d'une gerbe par hadron incident. La multiplication des énergies avec les carrés des distances permet d'augmenter cet effet pour les gerbes hadroniques,

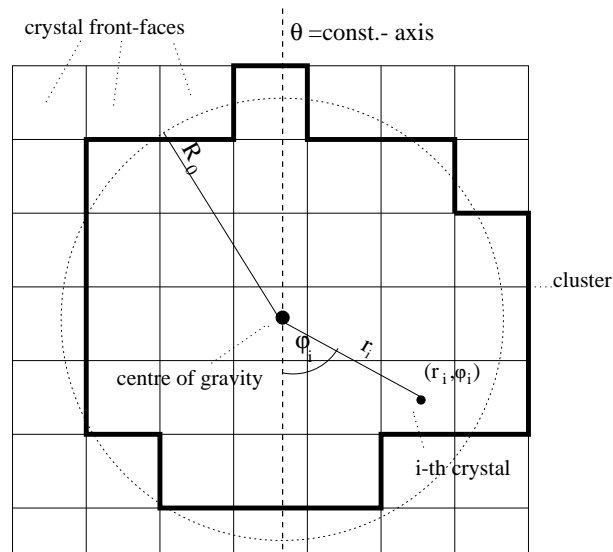


FIG. 5.1 – Représentation d'une gerbe. Les variables r_i , ϕ_i et R_0 de la gerbe (en anglais shower) sont utilisées pour décrire les distributions longitudinale et latérale de l'énergie de la gerbe.

comparé aux gerbes électromagnétiques. La variable LAT est donc plus petite pour les gerbes électromagnétiques que pour les gerbes hadroniques.

LISTES DE TRACES ET DE GERBES :

Reconstruction du neutrino et sélection des événements multi-hadroniques :

Les traces :

- $P_t > 0.1 \text{ GeV}/c$;
- $d_{xy} < 1.5 \text{ cm}$;
- $|\Delta z| < 10 \text{ cm}$.

Les gerbes :

- $E_{gerbe} > 30 \text{ MeV}$;
- $LAT < 0.8$.

Reconstruction du hadron et du lepton :

Les traces :

les hadrons ρ^\pm , ρ^0 et ω ayant des durées de vie petites, on peut demander que la distance entre l'extrapolation de la trace des candidats pions et le point d'interaction soit petite :

- $P_t > 0.1 \text{ GeV}/c$;

5.4 Sélection des événements multi-hadroniques

- $d_{xy} < 1.0$ cm ;
- $|\Delta z| < 3.0$ cm ;
- $N_{DCH} \geq 12$ où N_{DCH} est le nombre de coups dans la chambre à dérive. On élimine ainsi les traces ne traversant que le détecteur de vertex (qui sont moins bien reconstruites).

Les gerbes :

On utilise la même liste que pour la reconstruction du neutrino.

5.4 Sélection des événements multi-hadroniques

Les interactions e^+e^- donnent lieu à différents processus : non seulement des événements multi-hadroniques $B\bar{B}$ et continuum ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$) sont produits, mais aussi des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ (dénotés *bhabhas*), $e^+e^- \rightarrow \mu\mu(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$.

De plus il existe des événements liés au bruit de fond engendré par PEP-II. Ceux-ci sont cependant, en grande partie, rejetés par le système de déclenchement.

On peut estimer que, selon la configuration du système de déclenchement et la luminosité instantanée, 5% à 10% des événements enregistrés sont des événements $B\bar{B}$.

Pour éliminer ces différents bruits de fond, on utilise des variables décrivant la topologie de l'événement. En effet, les mésons B produits à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$ ont une impulsion d'environ 340 MeV/c. Ils se désintègrent donc quasiment au repos. La désintégration est isotrope et il n'y a aucune direction privilégiée pour l'émission des particules. Au contraire, les événements *bhabhas* ont clairement une direction privilégiée. Le continuum ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$) présente aussi une structure en « jets » de particules dans la direction où les quarks hadronisent.

Trois variables sont couramment utilisées pour sélectionner les événements $B\bar{B}$. La liste de traces et de gerbes utilisée pour déterminer ces variables est décrite dans la section 5.3.

• Les moments de Fox-Wolfram (R_2) [61]

Les moments de Fox-Wolfram combinent les impulsions de toutes les particules de l'événement et permettent de différencier ces topologies :

$$H_n = \sum_{i,j} \frac{p_i p_j}{E_{vis}^2} P_n(\cos(\theta_{ij})) \quad (5.3)$$

où $P_n(x)$ est le polynôme de Legendre d'ordre n .

La distribution du rapport $\mathcal{R}_2 = \frac{H_2}{H_0}$ (5.2) est piquée à 1 pour les événements contenant 2 « jets » de particules d'impulsions opposées et tend vers 0 pour des événements sphériques. Ainsi les événements de type Bhabhas $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$, ainsi que ceux du continuum, ont une valeur de \mathcal{R}_2 proche de 1.

Une coupure à $R_2 < 0.9$ est suffisante pour rejeter la plupart des événements *bhabhas*. Nous serons cependant amenés à effectuer une coupure plus stricte afin de diminuer le nombre d'événements du continuum $e^+e^- = q\bar{q}$, où $q = c, u, d, s$ (section 5.9).

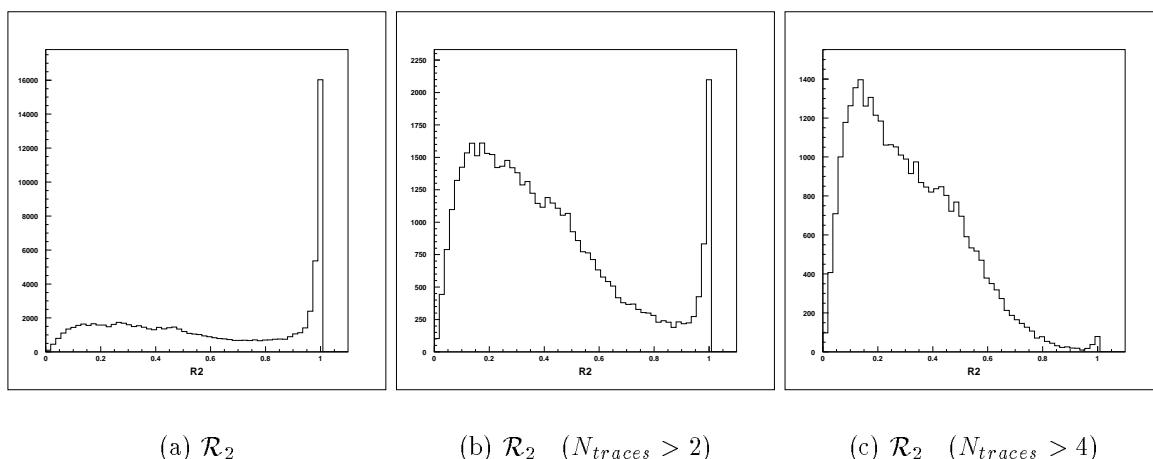


FIG. 5.2 – Distributions de \mathcal{R}_2 (donnée à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$). Les événements di-leptons tels que $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$ peuvent être rejetés avec une coupure sur le nombre de traces. Des événements radiatifs sont cependant toujours présents (\mathcal{R}_2 proche de 1).

• L'axe de poussée

L'axe de poussée \hat{T} , ou *thrust* en anglais, est défini comme la direction qui maximise la somme des impulsions longitudinales des particules. Cette somme est appelée *poussée* (*thrust*):

$$T = \frac{\sum_i |\hat{T} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|}. \quad (5.4)$$

La variable T varie en 0.5 et 1. Pour les événements ayant une structure en jet, T est proche de 1 alors qu'elle est moins élevée pour des événements sphériques.

Cette variable est relativement corrélée à \mathcal{R}_2 . On ne l'utilisera donc pas pour rejeter les événements *bhabhas*. Elle sera néanmoins utilisée dans un réseau de neurones pour rejeter les événements du continuum $e^+e^- = q\bar{q}$, où $q = c, u, d, s$ (section 5.9).

• La multiplicité des traces et des gerbes de l'événement

À cause de leur grand taux de production, une probabilité (faible) existe que certains événements radiatifs satisfassent la coupure sur \mathcal{R}_2 . On peut les éliminer en utilisant le nombre de traces et gerbes calorimétriques des événements. La multiplicité est en effet beaucoup plus grande pour les événements multi-hadroniques. On utilise,

$$N_{traces} \geq 5 \text{ ou } (N_{traces} \geq 4 \text{ et } N_{gerbes} \geq 6) \quad (5.5)$$

où la liste des traces et gerbes utilisée est indiquée à la section 5.3.

Cette coupure permet de rejeter pratiquement 100% des événements τ et *bhabhas* restant, sans perte de signal.

5.5 Identification des leptons

Le nombre de hadrons produits par événement $B\bar{B}$ est très supérieur au nombre de leptons: en moyenne, chaque événement $B\bar{B}$ compte environ 7 pions, 1 kaon, 1 électron, 1 muon et 1 proton. La contamination des leptons par des pions est donc potentiellement importante.

Nous allons détailler, ci-dessous, les sélecteurs des électrons et des muons. Nous verrons ensuite la technique utilisée pour déterminer les distributions des hadrons qui ont été identifiés en leptons.

5.5.1 Les électrons

L'identification des électrons est principalement effectuée avec les informations du calorimètre électromagnétique (section 4.5). D'autres informations telles que celles du *DIRC* (section 4.4) et, pour les basses impulsions, le dE/dx de la chambre à dérive (section 4.3) viennent compléter les informations du calorimètre.

Quand un électron entre dans le calorimètre, il produit une gerbe électromagnétique constitué de photons, électrons et positrons qui ensemble déposent l'énergie de l'électron d'origine. Dans un calorimètre idéal, toute l'énergie de l'électron devrait être déposée. Le rapport entre l'énergie mesurée dans le calorimètre et l'impulsion de l'électron (E/p) doit donc être proche de 1. Au contraire, les muons ne déposent de l'énergie que comme une particule ionisante simple. Les hadrons chargés traversent souvent le calorimètre sans interagir, déposant la même énergie que les muons. Ces hadrons déposent parfois une fraction plus large de leur énergie par des interactions hadroniques. La valeur du rapport E/p des muons et des hadrons chargés est donc en général plus petit que 1. La figure 5.3(a) montre la distribution E/p d'électrons *purs*, obtenus en sélectionnant des événements $\gamma\gamma \rightarrow eeee$, et de pions *purs*, issus des désintégrations $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $\tau \rightarrow 3\pi$ où le τ est issu d'un événement $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$. On peut voir que la plupart des pions peuvent être éliminés par une coupure sur E/p .

Il arrive que les hadrons déposent suffisamment d'énergie pour que la valeur de E/p soit proche de 1. Des variables décrivant la *forme de la gerbe* peuvent toutefois être utilisées pour rejeter ces hadrons. En effet, les distributions longitudinale et latérale de l'énergie des gerbes hadroniques diffèrent d'une manière significative de celles des gerbes électromagnétiques.

- **Le nombre de cristaux N** associés à la gerbe

Les gerbes hadroniques sont caractérisées par des échelles de longueur de l'*interaction nucléaire*. Ces échelles de longueur sont plus grandes que celles de la radiation décrivant les gerbes électromagnétiques. Le nombre de cristaux touchés est donc plus grand pour les gerbes hadroniques que pour les gerbes électromagnétiques.

- **le moment latéral LAT**

Les électrons déposent la plus grande partie de leur énergie dans deux ou trois cristaux. La variable LAT est donc plus petite pour les gerbes électromagnétiques que pour

les gerbes hadroniques (figure 5.3).

- le moment de Zernike A_{42}

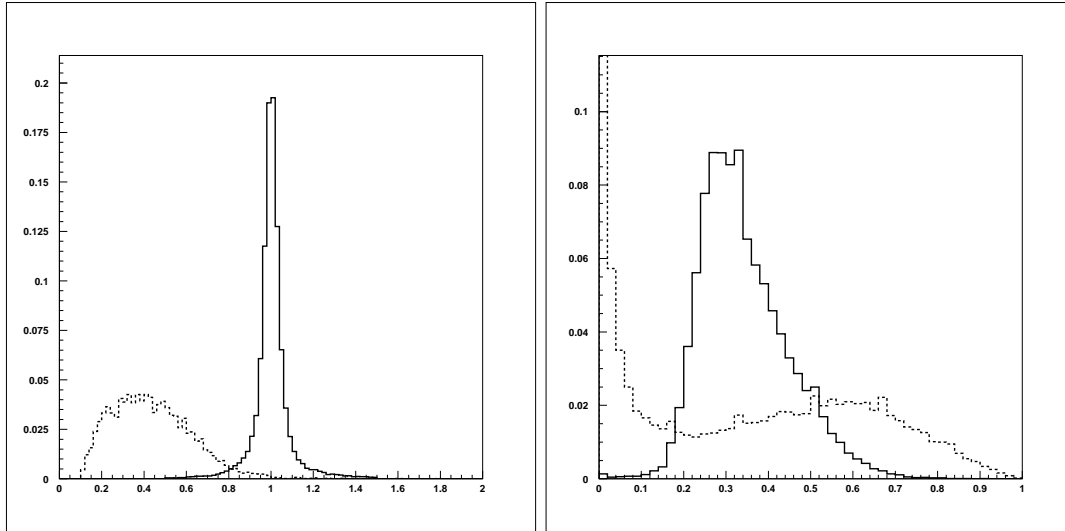
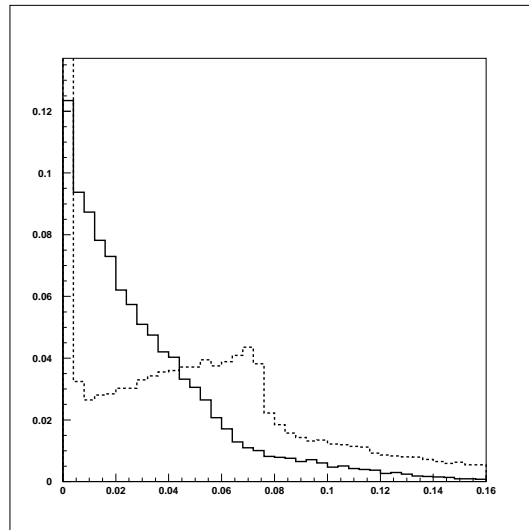
(a) E/p (b) LAT (c) A_{42}

FIG. 5.3 – Les distributions de E/p , LAT et A_{42} pour des électrons (trait plein), provenant des désintégrations $\gamma\gamma \rightarrow eee$, et des pions (tirets), provenant des désintégrations $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $\tau \rightarrow 3\pi$ où le τ est issu d'un événement $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$.

5.5 Identification des leptons

L'anisotropie de la gerbe peut être décrite par le *moment de Zernike* qui est défini par:

$$A_{nm} = \sum_{r_i \leq R_0}^n \frac{E_i}{E} \cdot f_{nm}\left(\frac{r_i}{R_0}\right) \cdot e^{-im\phi_i}, \quad R_0 = 15 \text{ cm} \quad (5.6)$$

où

$$f_{nm}\left(\rho_i \equiv \frac{r_i}{R_0}\right) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)! \rho_i^{n-2s}}{s! ((n+m)/2 - s)! ((n-m)/2 - s)!}, \quad (5.7)$$

avec les nombres entiers $n, m \geq 0$, $n - m$ pair et $m \leq n$. Les coordonnées polaires r_i, ϕ_i sont définis à la figure 5.1. La valeur du *moment de Zernike* est 0 quand l'énergie est distribuée isotropiquement en ϕ et devient grand celle-ci est distribuée anisotropiquement. Les gerbes hadroniques étant plus irrégulières et moins isotropiques en ϕ que les gerbes électromagnétiques, le *moment de Zernike* doit être plus grand pour les pions que pour les électrons. Le moment utilisé dans le sélecteur des électrons est A_{42} (figure 5.3).

Toutes les informations sur l'énergie déposée (E/p) et la forme de la gerbe, ainsi que des informations de la chambre à dérive (dE/dx) et du *DIRC*, sont utilisées pour calculer une *fonction de vraisemblance* [62]. Celle-ci permet de sélectionner les électrons avec une très bonne efficacité ($> 90\%$) et un taux de mauvais identification des pions d'approximativement 0.05% (figure 5.4). Le nombre de pions mal identifiés est donc très faible. Dans la section 5.5.4, nous verrons la technique utilisée pour déterminer les distributions de ce bruit de fond.

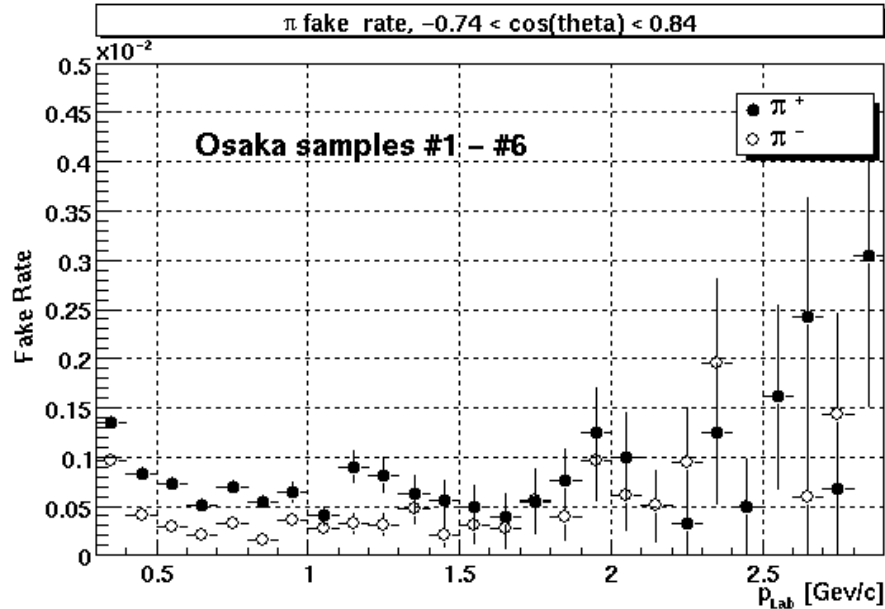


FIG. 5.4 – Taux de mauvaises identifications des pions en électrons [62]. Les pions sont issus des désintégrations $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et $\tau \rightarrow 3\pi + 1$ particule.

Les conversions de photons

Certains électrons sont susceptibles de provenir des conversions de photons. Pour les identifier, on utilise les coupures suivantes:

- Masse invariante $M_{e^+e^-} < 0.03 \text{ GeV}/c^2$
- La plus proche distance des trajectoires des deux leptons doit être, dans le plan xy , $d_{xy} < 0.5 \text{ cm}$, et dans l'axe des z , $\Delta z < 1.0 \text{ cm}$.

Les données simulées indiquent que 37% des électrons provenant des conversions de photons, d'énergie supérieure à 2 GeV, peuvent ainsi être rejetés (après toutes les autres coupures). Cette efficacité relativement faible vient du fait qu'un des deux électrons n'est souvent pas reconstruit (impulsion trop faible).

Le rayonnement bremsstrahlung

Les électrons d'énergie élevée perdent une fraction importante de leur énergie par *rayonnement bremsstrahlung*.

Pour la récupérer, l'énergie d'un photon est ajoutée à celle de l'électron si

- $\Delta\theta < 2^\circ$ où $\Delta\theta$ est l'angle en θ entre l'électron et le centre de la gerbe du photon;
- $\Delta\phi < 2.86^\circ$ où $\Delta\phi$ est l'angle en ϕ entre l'électron et le centre de la gerbe du photon;
- le *moment latéral* du photon $LAT < 0.8$;
- le *moment de Zernike* du photon $A_{42} > 0.25$;
- la gerbe du photon associée à une autre gerbe ne forme pas un candidat π^0 , c'est-à-dire que la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ n'est pas compatible avec un π^0 .

En récupérant cette énergie, on peut ainsi améliorer de plus de 15% l'efficacité de reconstruction du signal dans la région *HILEP* ($E_{lept}^{cm} > 2.35 \text{ GeV}$).

5.5.2 Les muons

La sélection des muons est essentiellement basée sur leur capacité à traverser de grandes quantités de matière sans être arrêtés. Ces particules ne déposent en effet qu'une faible quantité d'énergie tout au long de leur parcours.

Le *retour de champ instrumenté (IFR)* (section 4.7), composé de plusieurs couches de fer entre lesquelles se trouvent des détecteurs à gaz, est utilisé pour séparer les muons des pions. En effet, alors que les muons traversent ce détecteur sans être arrêtés, les pions forment des gerbes hadroniques en interagissant dans le fer. Ces gerbes peuvent être ensuite détectées dans les détecteurs à gaz.

L'impulsion du muon doit donc être suffisamment grande pour atteindre l'*IFR* ($E > 1 \text{ GeV}$). Cependant, la mauvaise identification des pions en muons devient plus importante pour des particules d'énergie élevée car les pions peuvent traverser plus de matière.

D'autres variables sont utilisées pour réduire la contamination des pions telles que la dimension transverse de la gerbe [63].

L'efficacité du sélecteur de muons (environ 80%) et le taux de mauvaise identification des pions (en moyenne 2.4%) sont montrés à la figure 5.5 en fonction de l'impulsion et de l'angle θ (référentiel du laboratoire).

5.5.3 Les désintégrations $J/\Psi \rightarrow \ell^+\ell^-$

Parmi les leptons sélectionnés, certains peuvent provenir des désintégrations $J/\Psi \rightarrow \ell^+\ell^-$. Pour les éliminer, chaque lepton est apparié à un autre lepton. Pour identifier ce deuxième lepton, il n'est cependant pas nécessaire d'utiliser des coupures aussi strictes que celles des sélecteurs ci-dessus. Si la masse invariante des deux particules est compatible avec celle de la résonance J/Ψ , l'événement est rejeté (figure 5.6).

Les électrons issus de la désintégration d'un J/Ψ peuvent perdre de l'énergie par *bremsstrahlung*. Cela conduit à une masse reconstruite du J/Ψ inférieure à sa vraie masse. Ainsi, pour les électrons, la masse invariante présente une queue s'étalant de $2.8 \text{ GeV}/c^2$ à la masse du J/ψ .

On utilise donc les coupures suivantes pour déterminer si le lepton est issu de la désintégration $J/\Psi \rightarrow \ell^+\ell^-$:

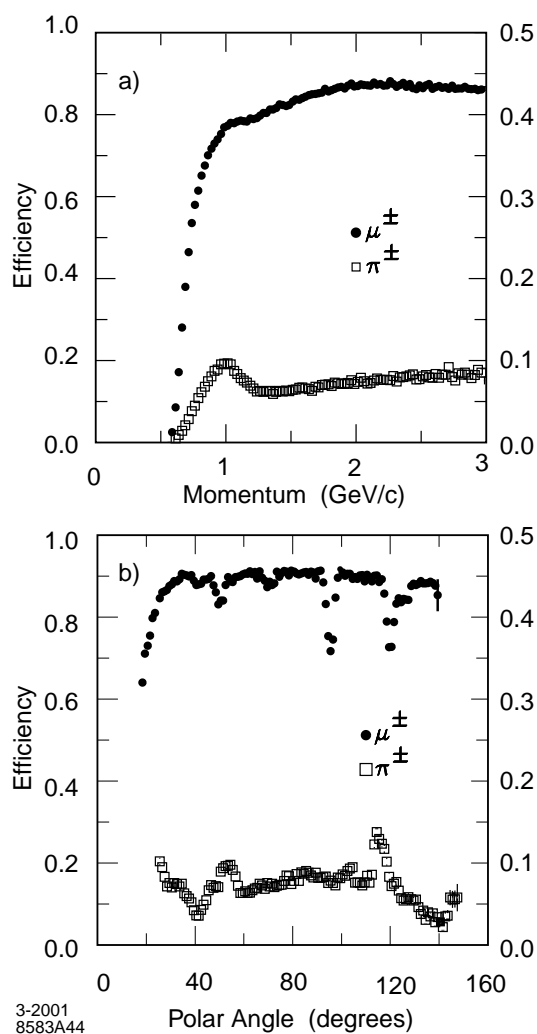


FIG. 5.5 – Efficacités et taux de mauvais identification des pions en muons, en fonction de l'impulsion et de l'angle θ (référentiel du laboratoire). Les muons sont issus des désintégrations $e^+e^- \rightarrow \mu\mu(\gamma)$ et les pions des désintégrations $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $\tau \rightarrow 3\pi + 1$ particule [63].

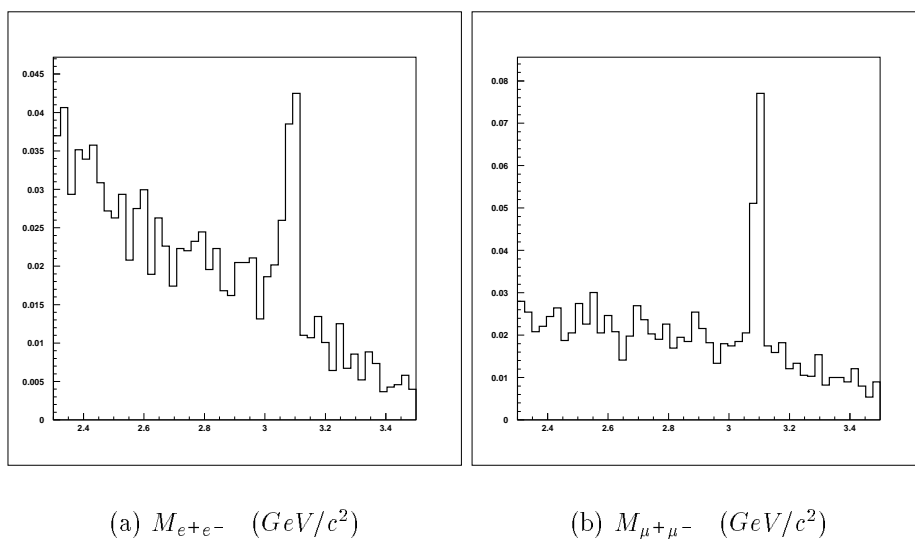


FIG. 5.6 – Masse invariante du lepton sélectionné apparié à un autre lepton.

$$\begin{aligned}
3.06 &< M_{\mu^+\mu^-} < 3.14 \text{ GeV}/c^2, \\
3.00 &< M_{e^+e^-} < 3.14 \text{ GeV}/c^2.
\end{aligned}
\tag{5.8}$$

Les données simulées indiquent que, pour des leptons d'énergie supérieure à 2 GeV, 73% des électrons et 72% des muons provenant des J/Ψ sont rejetés (après toutes les autres coupures).

5.5.4 Les hadrons identifiés en leptons

Certains hadrons ne sont pas rejetés par les coupures d'identification des leptons. Comme il a été mentionné dans la section 5.5, la probabilité de mauvaise identification d'un hadron en lepton est petite dans le cas des électrons, mais devient importante dans le cas des muons. L'élimination de ces *mauvais leptons* est donc cruciale dans l'analyse des muons.

Les données réelles sont utilisées pour déterminer les distributions de mauvais leptons. En effet, les données simulées de BaBar ne reproduisent pas correctement la mauvaise identification des hadrons en leptons. Dans le cas des électrons par exemple, cette différence est principalement due au fait que les interactions des hadrons dans le calorimètre sont mal simulés. Le taux de mauvaise identification est ainsi sous-estimé.

Les formes des distributions sont déterminées en utilisant les traces qui n'ont pas passées les coupures d'identification des leptons. Les autres coupures utilisées dans l'analyse sont appliquées comme pour les leptons. Ces distributions doivent être ensuite normalisées par un facteur proportionnel au taux de mauvaise identification des hadrons en leptons. Le calcul de ce coefficient de normalisation est détaillé ci-dessous dans le cas des électrons. Une procédure similaire est utilisée pour les muons.

5.5 Identification des leptons

	<i>sur la résonance</i>	<i>hors résonance</i>
$\langle f_\pi \rangle$	$(68.0 \pm 2.5)\%$	$(62.3 \pm 0.8)\%$
$\langle f_K \rangle$	$(12.6 \pm 1.1)\%$	$(28.4 \pm 0.5)\%$
$\langle f_p \rangle$	0	$(0.6 \pm 0.08)\%$
$\langle f_{\text{autre lept}} \rangle$	$(19.4 \pm 1.3)\%$	$(8.4 \pm 0.3)\%$

TAB. 5.6 – Fractions de particules par rapport nombre total de traces qui ne sont pas des électrons. La fraction $\langle f_{\text{autre lept}} \rangle$ est la fraction de lepton autre que le lepton sélectionné.

Tous les hadrons stables sont inclus dans le calcul, c'est-à-dire les kaons, les protons (anti-protons) et les pions. En effet, même si la fraction des kaons et protons est faible par rapport aux pions, le taux de mauvaise identification peut être important notamment pour les impulsions petites, à cause de l'annihilation des hadrons dans le calorimètre. Dans la région d'énergie des leptons qui nous intéresse, cet effet est moindre et on pourrait n'utiliser que les pions dans une première approximation.

Le nombre de traces mesurées non identifiées comme un électron est

$$N_{\text{non-e}}^{\text{mes}} = \epsilon \cdot N_{\text{non-e}}^{\text{tot}} + n_e \quad (5.9)$$

avec

$$\epsilon = f_\pi(1 - \eta_\pi) + f_K(1 - \eta_K) + f_p(1 - \eta_p) + f_\mu(1 - \eta_\mu) \quad (5.10)$$

où

- $N_{\text{non-e}}^{\text{tot}}$ est le nombre total (réel) de traces qui ne sont pas des électrons ;
- f_i , où $i = \pi, K, p, \mu$, sont les fractions de particules par rapport à $N_{\text{non-e}}^{\text{tot}}$. Des événements $B\bar{B}$ et du continuum simulés sont utilisés pour déterminer ces fractions (tableau 5.6) ;
- $\eta_i = \eta_i(p, \theta, \phi)$, où $i = \pi, K, p, \mu$, sont les probabilités de mauvaise identifications qu'une particule de type i est identifié en électron. Cette probabilité dépend du sélecteur utilisé et de certaines variables cinématiques de la trace (p, θ, ϕ). On utilise l'approximation $\eta_\mu \approx 0$;
- n_e est le nombre d'électrons qui n'ont pas été identifié par le sélecteur

$N_{\text{non-e}}^{\text{mes}}$ a été déterminé en utilisant 1.3 fb^{-1} de données *sur la résonance* $\Upsilon(4S)$ et 0.9 fb^{-1} *en-dessous de la résonance*. Une normalisation par rapport à la luminosité totale des données a été effectuée.

Pour sélectionner les électrons, on utilise le *sélecteur basé sur les fonctions de vraisemblance* (dénomé Lik) décrit dans la section précédente. Dans ce cas, le nombre de traces, non identifié comme des électrons, est

$$N_{\text{non-e}(Lik)}^{\text{mes}} = \epsilon_{Lik} \cdot N_{\text{non-e}}^{\text{tot}} + n_{e_{Lik}} \quad (5.11)$$

où ϵ_{Lik} est donné par l'équation (5.10), en utilisant les probabilités de mauvais identification de ce sélecteur.

Cependant, pour éviter d'avoir des électrons dans l'échantillon de *mauvais électrons*, on utilise un sélecteur avec des coupures moins stricte, dénoté *loose* ($n_{e_{Loose}} \approx 0$). Le nombre de traces, non identifiées comme des électrons, que l'on mesure est donc

$$N_{\text{non-e(Loose)}}^{\text{mes}} = \epsilon_{Loose} \cdot N_{\text{non-e}}^{\text{tot}} \quad (5.12)$$

Le nombre de hadrons mal identifiés, notée N_{fake} (en utilisant le sélecteur basé sur les fonctions de vraisemblance) est ainsi

$$\begin{aligned} N_{fake} &= N_{\text{non-e}}^{\text{tot}} - (N_{\text{non-e(Lik)}}^{\text{mes}} - n_{e_{Lik}}) \\ &= N_{\text{non-e}}^{\text{tot}} - (\epsilon_{Lik} \cdot N_{\text{non-e}}^{\text{tot}} + n_{e_{Lik}} - n_{e_{Lik}}) \\ &= (1 - \epsilon_{Lik}) N_{\text{non-e}}^{\text{tot}} \\ &= \frac{1 - \epsilon_{Lik}}{\epsilon_{Loose}} N_{\text{non-e(Loose)}}^{\text{mes}} \end{aligned} \quad (5.13)$$

où les équations (5.11) et (5.12) ont été utilisés. Le nombre N_{fake} sera déterminé pour les données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ ($N_{fake,on}$ et les données en-dessous de la résonance ($N_{fake,off}$) (voir équation 6.8).

On utilise donc le coefficient de normalisation :

$$w(p, \theta, \phi) = \frac{1 - \epsilon_{Lik}}{\epsilon_{Loose}} \quad (5.14)$$

où ϵ_{Lik} et ϵ_{Loose} sont donnés par l'équation (5.10), en utilisant les probabilités de mauvaise identification des sélecteurs *Lik* et *Loose* respectivement.

Les figures 5.7 et 5.8 montrent les proportions de hadrons identifiés en électrons et en muons respectivement pour les données *sur la résonance* $\Upsilon(4S)$ et les données *en-dessous de la résonance* (mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$).

Le tableau 5.7 indique le nombre de hadrons identifiés en leptons pour les modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$, and $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$ réunis, dans la région d'énergie des leptons HILEP. Toutes les coupures de la sélection ont été utilisées.

Le nombre de hadrons identifiés en leptons, dénoté *fake*, est $N_{fake}^{\text{tot}} = \sum_i N_{fake}^i$ où N_{fake}^i est donné dans l'équation (5.13) et i un intervalle quelconque :

$$N_{fake}^{\text{tot}} = \sum_i N_{i,\text{non-l(Loose)}}^{\text{mes}} \cdot w_i \quad (5.15)$$

où w_i est le poids (équation (5.14)) dans l'intervalle i . Il y a deux contributions à l'erreur sur le nombre de *mauvais leptons*: l'erreur sur $N_i \equiv N_{i,\text{non-l(Loose)}}^{\text{mes}}$ et celle sur le poids w_i . La première erreur est donnée par $\sqrt{\sum_i N_i w_i^2}$ (en utilisant $\sigma(N_i) = \sqrt{N_i}$) et la seconde par $\sqrt{\sum_i (N_i \sigma(w_i))^2}$. L'erreur sur les poids w est relativement constante et se monte à 20%. Avec $\sigma(w_i) = 20\%$, l'erreur sur le nombre de hadrons identifiés en leptons est de 25%.

Le tableau 5.7 montre que la proportion de *mauvais leptons* est très importante dans la région HILEP lorsque l'on utilise des muons. L'erreur systématique lié à cette contribution rend la mesure des rapports d'embranchement dans le cas des muons très difficile. Dans cette thèse, les muons ne seront pas utilisés pour déterminer $|V_{ub}|$.

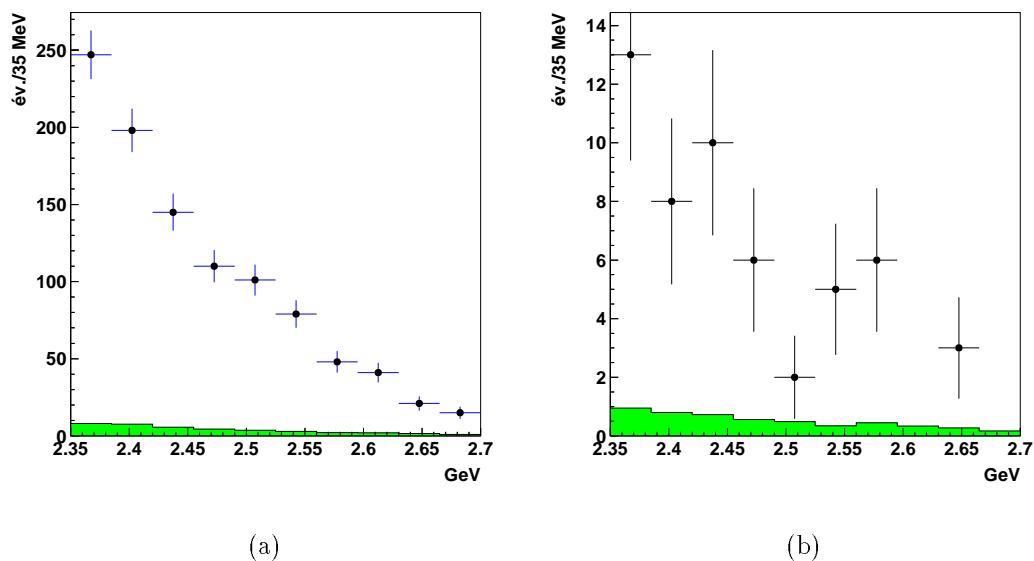


FIG. 5.7 – Distribution de E_{lept}^{cm} pour les électrons mal identifiés (mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$): (a) données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ (b) données en-dessous de la résonance. Les points avec les barres d'erreur représentent les données sélectionnées et les histogrammes pleins représente le nombre de hadrons identifiés en électrons.

5.6 Reconstruction des hadrons

Cette section est consacrée aux reconstructions des hadrons des différents états finals: ρ^\pm , ρ^0 , ω , π^\pm et π^0 .

Les hadrons ρ^\pm et ρ^0 se désintègrent dans presque 100% des cas en $\pi^\pm\pi^0$ et $\pi^+\pi^-$, tandis que le hadron ω se désintègre principalement en $\pi^+\pi^-\pi^0$ (90%), $\pi^0\gamma$ (8%) et $\pi^+\pi^-$ (2%) [5]. Le candidat ω est reconstruit uniquement dans le mode $\pi^+\pi^-\pi^0$.

Les hadrons sont donc reconstruits en combinant des pions chargés et/ou neutres entre eux. Afin de réduire le nombre de combinaisons, en particulier dans le cas du hadron ω , il est nécessaire de bien sélectionner les pions.

Les pions chargés

Les hadrons ρ^\pm , ρ^0 et ω sont reconstruits à partir des traces indiquées dans la section 5.3.

Les pions sont les traces les plus nombreuses dans les événements $B\bar{B}$ (plus de 70%). Il existe cependant un certain nombre de kaons chargés que l'on aimerait éliminer afin de réduire le nombre de combinaisons. On utilise pour cela un algorithme de sélection des kaons appelé *SMS* [64]. Ce sélecteur utilise les informations venant du détecteur de vertex, de la chambre à dérive et du DIRC (voir le chapitre 4) pour déterminer la probabilité que la particule soit un kaon. Celle-ci doit être supérieure à la probabilité qu'elle soit un pion et à celle qu'elle soit un proton. On obtient une efficacité intégrée de 90% et un taux de mauvaise identification des pions de 2.5% (figure 5.9) [65].

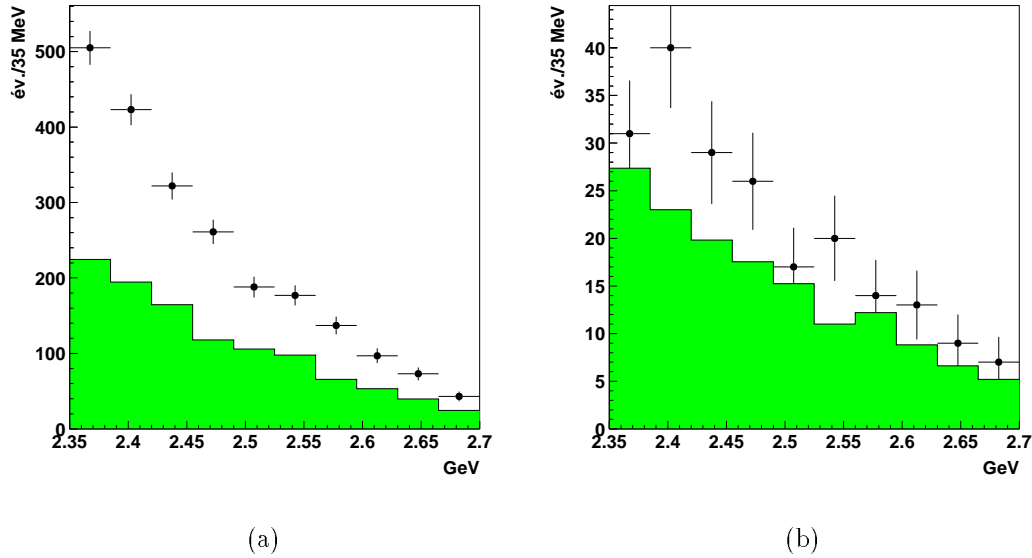


FIG. 5.8 – Distribution de E_{lept}^{cm} pour les muons mal identifiés (mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$): (a) données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ (b) données en-dessous de la résonance. Les points avec les barres d'erreur représentent les données sélectionnées et les histogrammes pleins représente le nombre de hadrons identifiés en électrons.

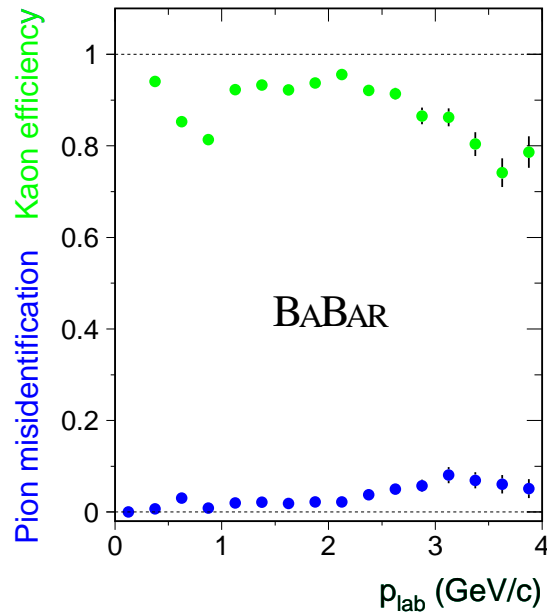


FIG. 5.9 – Efficacité (points gris) et taux de mauvais identification des pions en kaons (points noirs) du sélecteur SMS (“very tight”) [65].

5.6 Reconstruction des hadrons

	Électrons	Muons
Sur la résonance:		
Nb d'év. sélectionnés	2010	4518
Leptons mal ident.	79 ± 20 (4%)	2253 ± 56 (50%)
En-dessous de la résonance:		
Nb d'év. sélectionnés	116	411
Leptons mal ident.	11 ± 3 (10%)	296 ± 74 (72%)

TAB. 5.7 – *Proportion de hadrons identifiés en leptons pour les modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$, and $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$ réunis (région d'énergie des leptons HILEP). Toutes les coupures ont été effectuées. La fraction de mauvais leptons comparée au nombre d'événements, sur (en-dessous) de la résonance $\Upsilon(4S)$, est aussi montrée (%).*

Les particules utilisées comme candidats pions sont celles ne passant pas la sélection des kaons. L'efficacité sur le signal est proche de 100% et permet de rejeter de 15 à 20% des mauvaises combinaisons.

Les pions neutres

Les pions neutres sont reconstruits en combinant les gerbes du calorimétrique non associées aux traces de la chambre à dérive. La liste des gerbes est indiquée dans la section 5.3.

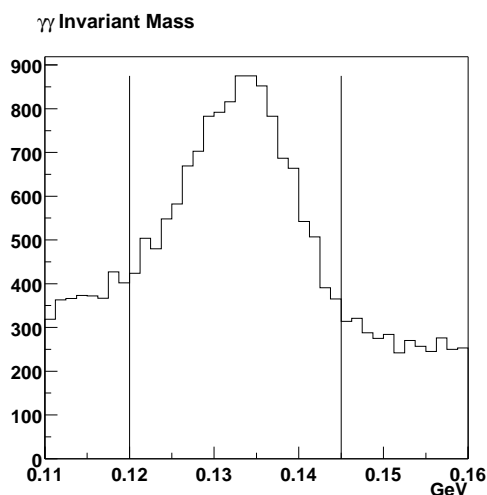


FIG. 5.10 – *Masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ ([66]).*

La figure 5.10 montre la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ pour des événements $B\bar{B}$. On utilise les candidats π^0 dont la masse invariante est:

$$120 < M_{\gamma\gamma} < 145 \text{ MeV} . \quad (5.16)$$

Le nombre de combinaisons donnant des candidats ρ^\pm , ρ^0 et ω reste cependant grand. Afin de réduire ce nombre, des coupures supplémentaires sont utilisées. Celles-ci sont plus spécifiques aux hadrons que l'on veut reconstruire. Nous allons donc les décrire pour chacun des modes de désintégrations :

- **Mode $B \rightarrow \pi l \nu$**

On peut réduire le nombre d'événements provenant des désintégrations $b \rightarrow c l \nu$ et du continuum (voir section 5.9) en effectuant la coupure:

$$P_\pi^{cm} > 0.2 \text{ GeV}/c. \quad (5.17)$$

Cette coupure permet de rejeter plus de 20% du continuum dans le mode π neutre, sans perte de signal.

- **Mode $B \rightarrow \rho l \nu$**

Pour réduire le bruit de fond combinatoire du ρ , on effectue une coupure sur l'impulsion des pions. La figure 5.11 montre le spectre de l'impulsion la plus élevée du couple $\pi\pi$ et celui de l'impulsion la plus basse, indistinctement de la charge du pion.

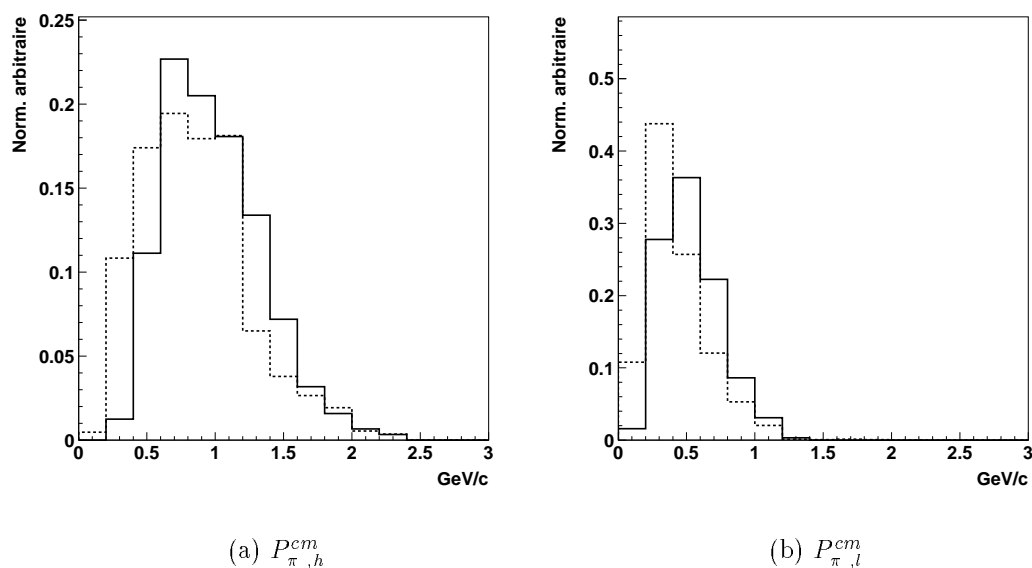


FIG. 5.11 – Distributions de $P_{\pi,h}^{cm}$ et $P_{\pi,l}^{cm}$ du signal $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (trait plein), du bruit de fond $b \rightarrow c l \nu$ (tirets) et du continuum $e^+ e^- = q \bar{q}$ où $q = c, u, d, s$ (pointillés). L'indice h indique le pion de plus grande impulsion et l'indice l celui de plus basse impulsion.

Les coupures utilisées sont :

$$P_{\pi,h}^{cm} > 0.4 \text{ GeV}/c \text{ et } P_{\pi,l}^{cm} > 0.2 \text{ GeV}/c \quad (5.18)$$

où $P_{\pi,h}^{cm}$ et $P_{\pi,l}^{cm}$ sont les impulsions des pions de plus grande impulsion et ceux de plus basse impulsion respectivement (centre de masse de $\Upsilon(4S)$).

5.6 Reconstruction des hadrons

• Mode $B \rightarrow \omega l \nu$

Les pions provenant de la désintégrations de ω ont un spectre d'impulsion beaucoup plus mou que ceux issus des hadrons ρ (nombre de pions plus grand). On utilise donc une coupure moins stricte sur l'impulsion des pions:

$$P_{\pi}^{cm} > 0.1 \text{ GeV}/c . \quad (5.19)$$

On peut cependant encore réduire le nombre important de combinaison des trois pions en demandant que les pions π^+, π^- et π^0 aient une configuration telle que l'amplitude de désintégration $\mathcal{M} = c \cdot |\vec{p}_{\pi^+} \times \vec{p}_{\pi^-}|$, où les impulsions \vec{p}_{π^+} et \vec{p}_{π^-} sont évaluées dans le centre de masse du ω , soit au moins 50% de sa valeur maximale $\mathcal{M}_{max} = c \cdot \sin(\frac{2}{3}\pi) \cdot ((M_{\omega}/3)^2 - M_{\pi}^2)$:

$$\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{max}} > 0.50 . \quad (5.20)$$

La distribution de $\mathcal{M}/\mathcal{M}_{max}$ est montrée à la figure 5.12 .

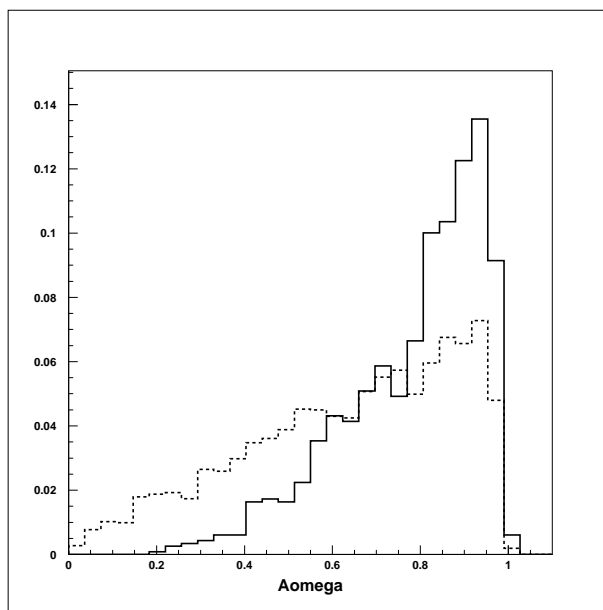


FIG. 5.12 – Amplitude de désintégration $\mathcal{M}/\mathcal{M}_{max}$ pour le signal $B^{\pm} \rightarrow \omega l \nu$ (trait plein) et du bruit de fond combinatoire (tirets).

On effectue une coupure supplémentaire sur la masse invariante du ω . On demande que celle-ci soit à $\pm 5\sigma$ de la masse du PDG 2000 [5]. σ indique la résolution expérimentale de 10 MeV déterminée sur un échantillon de données simulées.

5.7 Reconstruction du neutrino

Le neutrino, non détectable, peut être reconstruit à partir de l'énergie et l'impulsion manquantes. Dans le centre de masse de la résonance $\Upsilon(4S)$, on a :

$$E_{miss} = E_{\Upsilon(4S)} - \sum_i E_i \quad (5.21)$$

$$\vec{p}_{miss} = - \sum_i \vec{p}_i ,$$

où la somme est effectuée sur toutes les traces et les gerbes détectées (indice i).

Si neutrino est la seule particule manquante, l'impulsion et l'énergie du neutrino est alors

$$(\vec{p}_\nu, E_\nu) \equiv (\vec{p}_{miss}, E_{miss}) . \quad (5.22)$$

Plusieurs facteurs viennent cependant compliquer la reconstruction du neutrino:

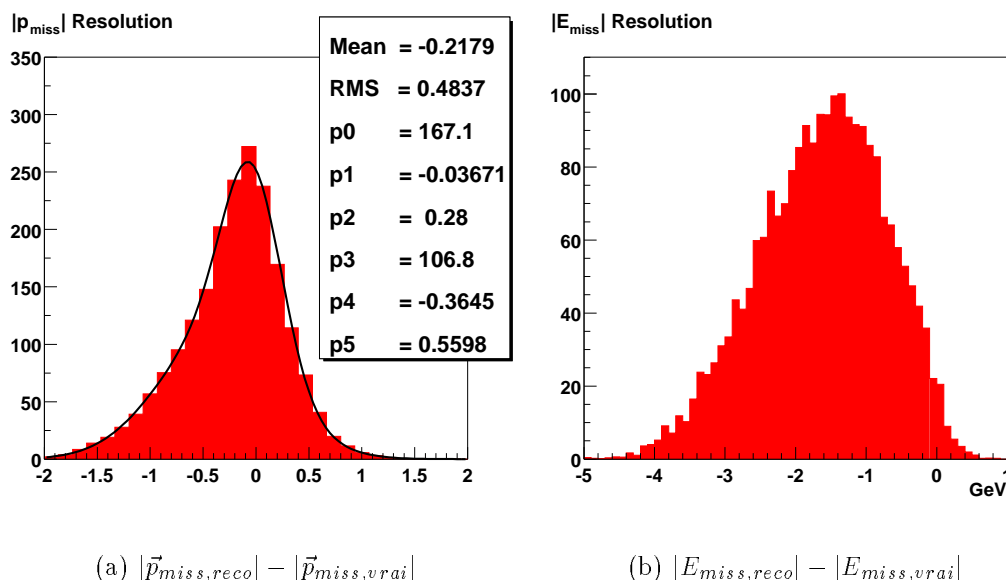


FIG. 5.13 – Résolutions de l'impulsion et de l'énergie manquante. La distribution de l'impulsion manquante a été ajustée par deux fonctions de Gauss: p_0 (normalisation arbitraire), p_1 (moyenne) et p_2 (sigma) sont les paramètres de la fonction de Gauss étroite; p_3 (normalisation arbitraire), p_4 (moyenne) et p_5 (sigma) sont ceux de fonction de Gauss plus large qui décrit la queue à gauche de la distribution. Celle-ci est causée par la perte de traces et/ou gerbes. La plus petite queue sur la droite est due à l'impulsion doublement comptée et à d'autres effets de résolution [66].

- L'herméticité du détecteur n'est pas parfaite: des particules peuvent être perdues notamment vers l'avant et dans d'autres trous du détecteur. Le mouvement du $\Upsilon(4S)$ nécessaire à l'étude de la violation de CP (voir chapitre 1) est de ce point de vue un désavantage pour la reconstruction du neutrino car plus de particules auront tendance à être émises vers la région à l'avant du détecteur.

5.7 Reconstruction du neutrino

- Des traces peuvent parfois être comptés plusieurs fois (particules *fantômes*). Par exemple, certaines traces de faibles impulsions peuvent tourner, à cause du champ magnétique, plusieurs fois à l'intérieur du détecteur.

Les résolutions de l'impulsion et de l'énergie du neutrino sont fortement affectées par tous ces effets. Après toutes les coupures, on trouve une résolution de l'impulsion du neutrino de plus de 400 MeV/c (voir figure 5.13).

Comme on peut le voir sur la figure 5.13, cette résolution est néanmoins beaucoup plus petite que la résolution en l'énergie. En effet, certains effets peuvent se compenser dans le cas de l'impulsion alors qu'ils se combinent linéairement dans celui de l'énergie. Ainsi, en contraignant la masse du neutrino d'être nulle, on utilise

$$E_\nu = |\vec{p}_\nu| = |\vec{p}_{miss}|. \quad (5.23)$$

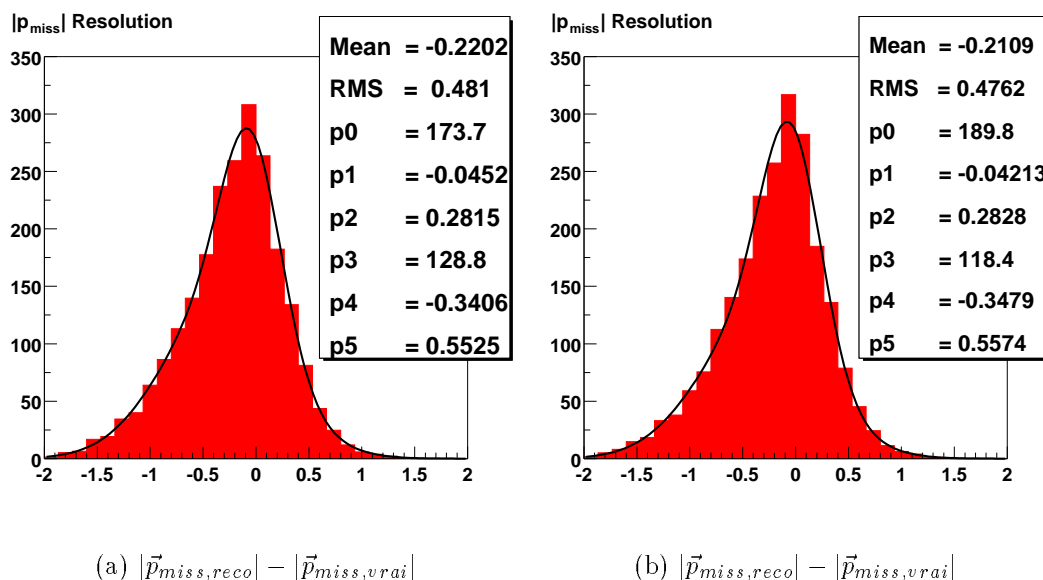


FIG. 5.14 – Résolution de l'impulsion pour (a) fraction 2 fois plus grande d'événements avec au moins un K_L et (b) fraction 2 fois plus grande d'événements avec au moins un neutron. La distribution de l'impulsion manquante a été ajustée par deux fonctions de Gauss: p_0 (normalisation arbitraire), p_1 (moyenne) et p_2 (sigma) sont les paramètres de la fonction de Gauss étroite; p_3 (normalisation arbitraire), p_4 (moyenne) et p_5 (sigma) sont ceux de fonction de Gauss plus large qui décrit la queue à gauche de la distribution. Celle-ci est causée par la perte de traces et/ou gerbes. La plus petite queue sur la droite est due à l'impulsion doublement comptée et à d'autres effets de résolution [66].

Différentes variables peuvent être utilisées pour améliorer la résolution de l'impulsion. On peut citer notamment le nombre de leptons et la charge totale des événements. Ces variables ont été utilisées dans l'analyse de CLEO 96 [53] (voir section 2.2.4). Les coupures ($N_{lept} = 1$, charge totale nulle) nécessaire pour améliorer la résolution donnent une petite efficacité sur le signal. On ne les utilisera donc pas dans cette analyse.

La résolution du neutrino n'est pas sensible au nombre précis de K_L et de neutrons présent. La figure 5.14(a) montre la variation de la résolution lorsque la fraction d'événements avec au moins un K_L est multipliée par deux. De même, la figure 5.14(b) montre la variation de la résolution lorsque la fraction d'événements avec au moins un neutron est multipliée par deux. Dans les deux cas, on ne voit qu'une faible augmentation de la largeur de la résolution.

La résolution peut être un peu améliorée en effectuant une coupure sur l'angle polaire entre l'impulsion manquante (\vec{p}_{miss}) et l'axe du faisceau (θ_{miss}) (figure 5.15) :

$$|\cos \theta_{\text{miss}}| < 0.9 . \quad (5.24)$$

Cette coupure permet de rejeter une partie des événements dans lesquelles une particule autre que le neutrino est perdue à l'avant du détecteur. La résolution est ainsi amélioré d'une dizaine de MeV seulement. L'intérêt principal de cette coupure est la diminution du continuum de près de 40% . L'efficacité sur le signal est de environ 90% .

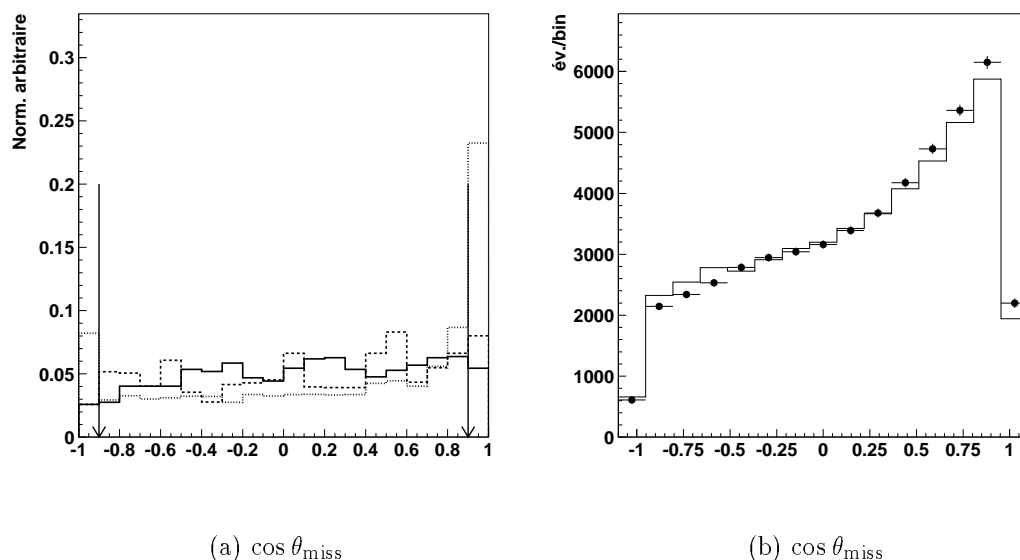


FIG. 5.15 – Distribution de $\cos \theta_{\text{miss}}$: (a) Distribution pour le signal $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (ligne pleine), le bruit de fond $b \rightarrow cl \nu$ (tirets) et les événements du continuum (pointillés) (normalisation arbitraire); (b) Comparaison entre les données réelles (points), après soustraction des événements du continuum et des mauvais leptons, et les événements simulés $B\bar{B}$ (lignes pleines) (voir section 5.2). Les données simulées ($B\bar{B}$) ont été normalisées à la luminosité des données réelles.

On peut noter que la résolution de l'impulsion manquante détermine celle de la variable ΔE que l'on utilisera pour ajuster les données (prochain chapitre).

5.8 Le bruit de fond combinatoire

Dans les sections précédentes, les reconstructions et identifications des différents états finals du signal ont été discutées. Il ne suffit cependant pas de les combiner ensemble pour forcément obtenir un signal. En effet, ces particules peuvent provenir d'autres sources, telles que, en particulier, les désintégrations $b \rightarrow c\ell\nu$, $b \rightarrow u\ell\nu$. Ainsi, même si le méson ρ est bien reconstruit et provient du signal $B \rightarrow \rho\ell\nu$, le lepton peut être issu d'une désintégration $b \rightarrow c\ell\nu$.

La reconstruction des désintégrations semi-leptoniques exclusives est aussi rendue difficile par la présence d'un neutrino que l'on ne peut observer.

Malgré ces difficultés, certaines techniques peuvent être utilisées pour réduire ce *bruit de fond combinatoire* et ainsi trouver un signal. Les techniques que nous allons suivre ont été utilisées dans l'expérience CLEO [22] et déjà discutées dans la section 2.2. Elles font appel aux variables cinématiques de l'événement qui doivent être compatibles avec celles du signal.

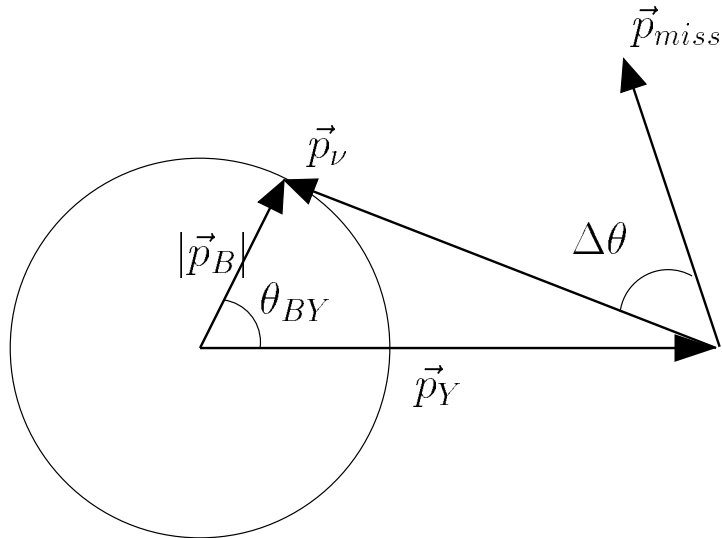


FIG. 5.16 – Définitions des angles θ_{BY} et $\Delta\theta$.

À la résonance $\Upsilon(4S)$, l'énergie du méson B est connue: $E_B = E_{\Upsilon(4S)}/2$ ($= E_{faisceau}$); en utilisant cette contrainte et les quadri-vecteurs du lepton et du méson final, on peut déterminer si le quadri-vecteur mesuré est compatible avec le quadri-vecteur du neutrino:

$$\begin{aligned} p_\nu^2 &= (p_B - p_Y)^2 \\ &= M_B^2 + M_Y^2 - 2(E_B E_Y - |\vec{p}_B| |\vec{p}_Y| \cos \theta_{BY}) \end{aligned} \quad (5.25)$$

où $Y \equiv (\rho, \omega, \pi) + \ell$. En supposant que neutrino est la seule autre particule produite dans la désintégration semi-leptonique, on a alors

$$p_\nu^2 = 0. \quad (5.26)$$

En utilisant l'hypothèse (5.26), on peut déterminer l'angle entre le méson B et le système Y (figure 5.16):

$$\cos \theta_{BY} = \frac{2E_B E_Y - M_B^2 - M_Y^2}{2|\vec{p}_B||\vec{p}_Y|}. \quad (5.27)$$

Si l'hypothèse est juste, alors $\cos \theta_{BY}$ doit être dans l'intervalle -1 et +1. Dans le cas contraire, on aura des valeurs non physiques et ces candidats pourront être rejetés.

La distribution de $\cos \theta_{BY}$ est montrée à la figure 5.17 (a). On peut voir que le bruit de fond $b \rightarrow cl\nu$ peut être rejeté d'une manière sensible. Cette figure montre aussi que le nombre d'événements du continuum peut être considérablement réduit.

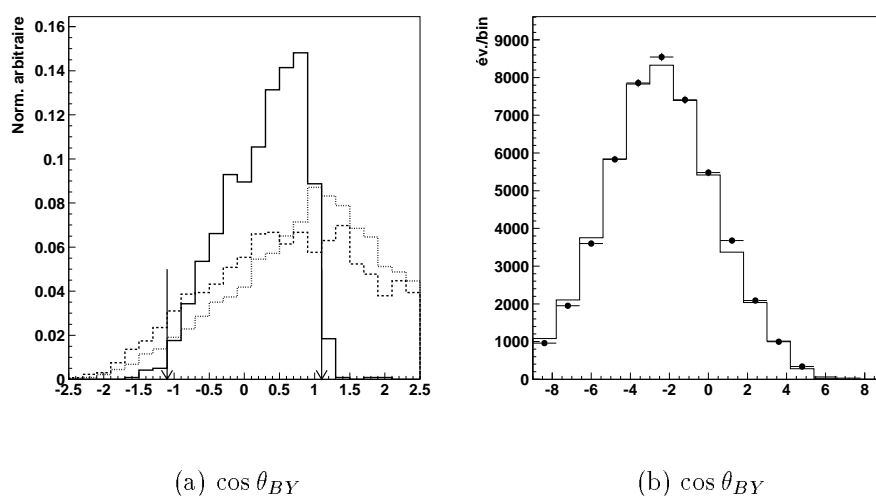


FIG. 5.17 – Distribution de $\cos \theta_{BY}$: (a) Distribution pour le signal $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (ligne pleine), le bruit de fond $b \rightarrow cl\nu$ (tirets) et les événements du continuum (pointillés) (normalisation arbitraire); (b) Comparaison entre les données réelles (points), après soustraction des événements du continuum et des mauvais leptons, et les événements simulés $B\bar{B}$ (lignes pleines) (voir section 5.2). Les données simulées ($B\bar{B}$) ont été normalisées à la luminosité des données réelles.

On utilise la coupure:

$$|\cos \theta_{BY}| < 1.15. \quad (5.28)$$

L'efficacité de cette coupure est de pratiquement 100% pour le signal et permet de rejeter plus de 60% des événements $b \rightarrow cl\nu$ et 80% du continuum (voir tableaux 5.8 et 5.9). La comparaison entre les données réelles (après soustraction du continuum) et des événements simulés $B\bar{B}$ (figure 5.17), avant toute coupure, montre que la distribution est bien reproduite par les données réelles.

On peut aussi comparer la direction de l'impulsion manquante, \vec{p}_{miss} , avec celle de $\vec{p}_\nu \equiv \vec{p}_B - \vec{p}_Y$: $\Delta\theta$ (voir figure 5.16). La direction de \vec{p}_ν n'est cependant connue qu'avec une ambiguïté azimutale autour de la direction du B . En effet, seule la norme de l'impulsion

5.8 Le bruit de fond combinatoire

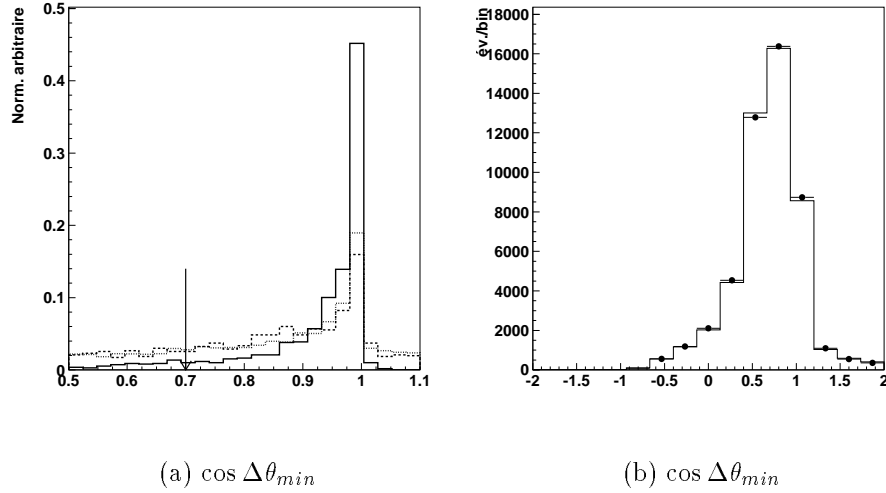


FIG. 5.18 – *Distribution de $\cos \Delta\theta_{min}$: (a) Distribution pour le signal $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (ligne pleine), le bruit de fond $b \rightarrow cl \nu$ (tirets) et les événements du continuum (pointillés) (normalisation arbitraire); (b) Comparaison entre les données réelles (points), après soustraction des événements du continuum et des mauvais leptons, et les événements simulés $B\bar{B}$ (lignes pleines) (voir section 5.2). Les données simulées ($B\bar{B}$) ont été normalisées à la luminosité des données réelles.*

du B est connue ($p_B^2 = (E_{Y(4S)}/2)^2 - m_B^2$), mais pas sa direction. On choisit de prendre la direction de \vec{p}_B pour laquelle $\Delta\theta$ est minimum. On a,

$$\cos \Delta\theta = \frac{\vec{p}_\nu \cdot \vec{p}_{miss}}{|\vec{p}_\nu| |\vec{p}_{miss}|} = \frac{\vec{p}_B \vec{p}_{miss} - \vec{p}_Y \vec{p}_{miss}}{|\vec{p}_\nu| |\vec{p}_{miss}|} \quad (5.29)$$

où

$$\begin{aligned} \vec{p}_B \vec{p}_{miss} &= |\vec{p}_B| |\vec{p}_{miss}| \cos \theta_{B,miss} \\ \vec{p}_Y \vec{p}_{miss} &= |\vec{p}_Y| |\vec{p}_{miss}| \cos \theta_{Y,miss} . \end{aligned} \quad (5.30)$$

Le minimum de $\Delta\theta$ s'obtient lorsque les impulsions \vec{p}_Y , \vec{p}_ν et \vec{p}_{miss} sont dans le même plan. On a alors,

$$\begin{aligned} \cos \theta_{B,miss} &= \cos (\theta_{B,Y} - \theta_{Y,miss}) \\ &= \cos \theta_{B,Y} \cos \theta_{Y,miss} + \sin \theta_{B,Y} \sin \theta_{Y,miss} . \end{aligned} \quad (5.31)$$

En utilisant, les équations (5.32) et (5.32), on peut calculer $\Delta\theta_{min}$ (équation (5.29)). La figure 5.18 montre la distribution de $\cos \Delta\theta_{min}$. La coupure,

$$0.7 < \cos \Delta\theta_{min} < 1.1 , \quad (5.32)$$

permet de rejeter une partie du bruit de fond (voir tableaux 5.8 et 5.9). Cette coupure a été optimisée (voir section 5.10). Comme pour la variable $\cos \theta_{BY}$, on a un bon accord entre les données réelles et les événements simulés $B\bar{B}$ (figure 5.18).

Du fait de la largeur importante de la masse invariante du ρ et parceque différents modes sont reconstruits ($B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$, $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$, $B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu$), il reste, après toutes les coupures ci-dessus, un nombre important de combinaisons (parfois > 15).

Pour éviter les difficultés statistiques associées aux nombres de combinaison, on choisit une seule combinaison par événement (*après toutes les autres coupures*). On utilise le critère suivant:

$$|\vec{p}_{hadron} + \vec{p}_\ell + \vec{p}_{miss}| \text{ le plus proche de } |\vec{p}_B|. \quad (5.33)$$

L'efficacité de cette sélection est de 85% sur le signal.

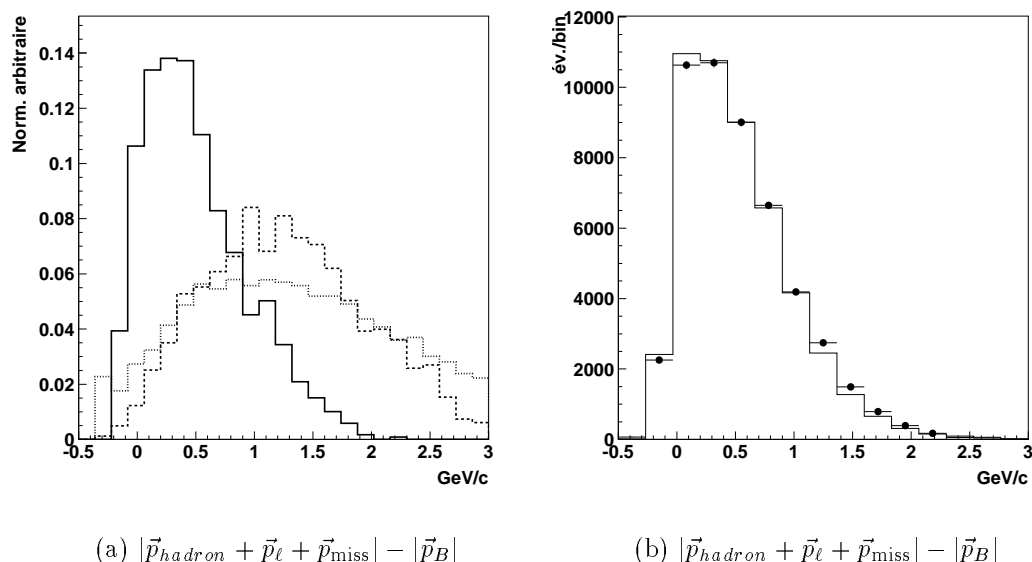


FIG. 5.19 – Distribution de $|\vec{p}_{hadron} + \vec{p}_\ell + \vec{p}_{miss}| - |\vec{p}_B|$: (a) Distribution pour le signal $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (ligne pleine), le bruit de fond $b \rightarrow cl \nu$ (tirets) et les événements du continuum (pointillés) (normalisation arbitraire); (b) Comparaison entre les données réelles (points), après soustraction des événements du continuum et des mauvais leptons, et les événements simulés $B\bar{B}$ (lignes pleines) (voir section 5.2). Les données simulées ($B\bar{B}$) ont été normalisées à la luminosité des données réelles.

5.9 Les événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

Le continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, où $q = c, u, d, s$, est un bruit de fond important dans la région d'énergie des leptons HILEP ($E_{lept}^{cm} > 2.35 \text{ GeV}$) où notre analyse est principalement

5.9 Les événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

sensible au signal. En particulier, les désintégrations des mésons D dans le continuum $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ produisent des leptons de hautes énergies. De plus, à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$, la section efficace du continuum est trois plus grandes que celle des événements $B\bar{B}$.

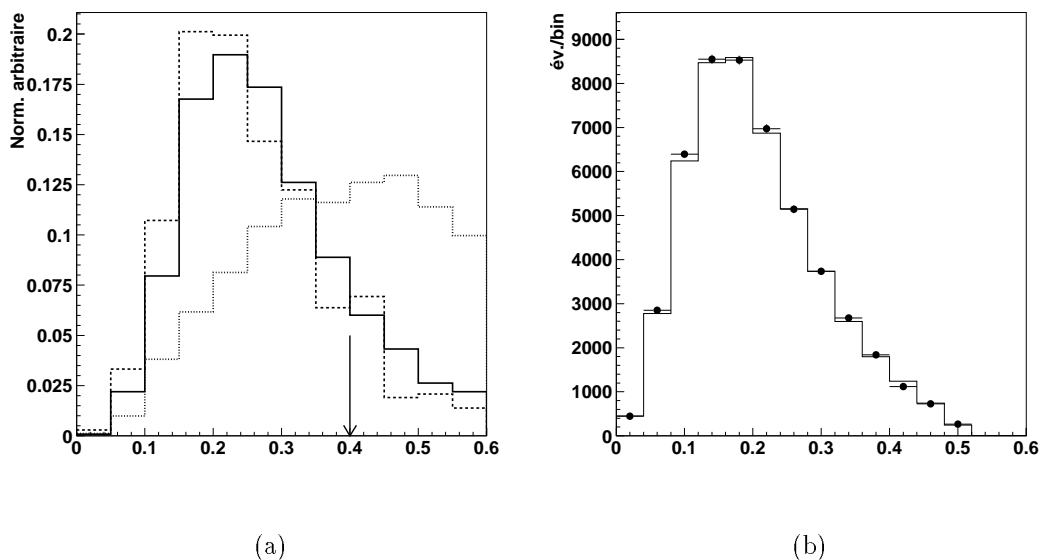


FIG. 5.20 – Distribution \mathcal{R}_2 : (a) Distribution pour le signal $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (ligne pleine), le bruit de fond $b \rightarrow c l \nu$ (tirets) et les événements du continuum (pointillés) (normalisation arbitraire); (b) Comparaison entre les données réelles (points), après soustraction des événements du continuum et des mauvais leptons, et les événements simulés $B\bar{B}$ (lignes pleines) (voir section 5.2). Les données simulées ($B\bar{B}$) ont été normalisées à la luminosité des données réelles.

Il est possible d'isoler les événements du continuum en effectuant des collisions e^+e^- à l'énergie (dans le centre de masse) en-dessous de celle de la résonance $\Upsilon(4S)$. En soustrayant ces événements à ceux produit à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$, on peut donc s'affranchir de ce bruit de fond. Le problème vient du fait que la luminosité intégrée de ces données *en dessous de la résonance* $\Upsilon(4S)$ est seulement 12% de celle des données *sur la résonance*. Il résulte donc une erreur statistique important lorsque l'on effectue la soustraction. Afin de minimiser cette erreur, il est donc important de rejeter suffisamment d'événements du continuum.

Pour distinguer les événements $B\bar{B}$ par rapport à ceux du continuum, nous avons vu dans la section 5.4 qu'il est possible d'utiliser la topologie de l'événement: les mésons B étant produits seulement avec un léger mouvement, les produits de leur désintégrations sont distribués plus ou moins uniformément dans l'espace; au contraire, les produits des événements du continuum ont des directions plus privilégiées, ils ressemblent à des *jets*.

On utilise différentes variables qui décrivent la distribution générale des traces et des gerbes calorimétriques dans l'événement :

• **Le moment de Fox-Wolfram du second ordre (\mathcal{R}_2)**

Cette variable a été décrite à la section 5.4. \mathcal{R}_2 est proche du zéro pour des événements sphériques et tend vers 1 pour des événements semblable à des jets. On effectue une coupure plus stricte que dans la section 5.4:

$$\mathcal{R}_2 < 0.4 . \quad (5.34)$$

Cette coupure permet de rejeter plus de 50% des événements du continuum.

• **Un réseau de neurones 14:14:1**

On utilise un réseau de neurones à 14 variables d'entrée, 1 couche cachée de 14 noeuds

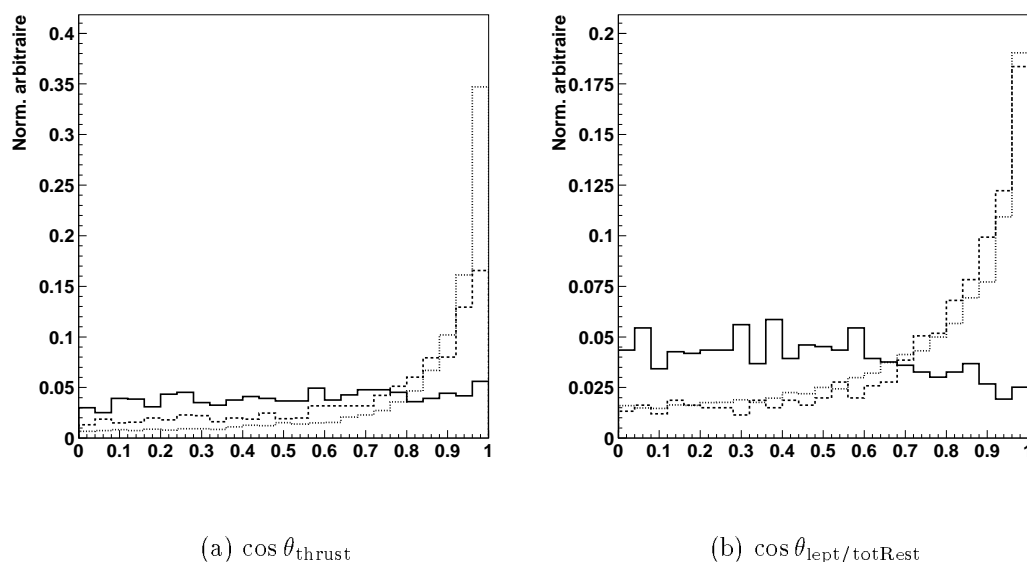


FIG. 5.21 – Distributions $\cos \theta_{\text{thrust}}$ et $\cos \theta_{\text{lept}/\text{totRest}}$ du signal $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (trait plein), du bruit de fond $b \rightarrow c l \nu$ (tirets) et du continuum $e^+ e^- = q \bar{q}$ où $q = c, u, d, s$ (pointillés).

et une sortie.

Les 14 variables du réseau sont:

- Les flux d'énergies des traces et des gerbes calorimétriques dans 9 cônes autour de la direction du lepton.
- $|\cos \theta_{\text{thrust}}|$, où θ_{thrust} est l'angle entre l'axe de poussée (voir section 5.4) du système Y et l'axe de poussée du reste de l'événement.
- $|\cos \theta_{\text{thr}Y}|$, où $\theta_{\text{thr}Y}$ est l'angle entre la poussée du système Y et l'axe du faisceau.
- $|\cos \theta_{\text{lept}/\text{totRest}}|$, où $\theta_{\text{lept}/\text{totRest}}$ est l'angle entre la direction du lepton et l'axe de l'impulsion totale de toutes les traces exceptées les traces du système Y .
- Impulsion de la trace dont l'angle est le plus proche du lepton.

5.9 Les événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

- $\sum \vec{p}_i \cdot \vec{n}_{\text{lept}} / \sum |\vec{p}_i|$, où \vec{n}_{lept} est la direction du lepton et \vec{p}_i est l'impulsion de toutes les traces exceptées le lepton.

La figure 5.21 montre les distributions de $\cos \theta_{\text{thrust}}$ et $\cos \theta_{\text{lept/totRest}}$ pour le signal, les événements $b \rightarrow cl\nu$ et le continuum. On peut voir que individuellement, elles permettent une bonne diminution du nombre d'événements du continuum. Elles sont, cependant, relativement corrélées, d'où l'intérêt de les mettre dans un réseau de neurones.

Les variables du réseau ont été choisies parmi d'autres en utilisant une procédure de sélection *pas à pas*: la variable la plus discriminante est d'abord choisie; chacune des variables restantes est ensuite testée pour déterminer laquelle est la plus discriminante en réseau avec la première variable; aux deux variables choisies est ajoutée une troisième, et ainsi de suite. L'efficacité de discrimination augmente avec le nombre de variables jusqu'à un plateau indiquant qu'il n'est plus utile d'ajouter des variables.

Le réseau a été entraîné utilisant pour le signal des désintégrations $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$ simulées et pour le bruit de fond, des données *en dessous de la résonance* $\Upsilon(4S)$. Afin d'éviter tout biais, 30% seulement des données *en dessous de la résonance* $\Upsilon(4S)$ ont été utilisées. De même, 30% des événements $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$ simulés ont été utilisés pour l'entraînement du réseau.

Les figures 5.22 et 5.23 montrent qu'il existe un bon accord entre les données réelles et les données simulées.

Le résultat du réseau O_{net} , ainsi qu'une comparaison entre les données réelles et simulées, est montrée à la figure 5.24. On utilise la coupure (voir optimisation section 5.10):

$$O_{net} > 0.6 . \quad (5.35)$$

Cette coupure diminue plus de 85% de nombre d'événements du continuum, *après toutes les autres coupures*, dans la région d'énergie des leptons HILEP, avec une efficacité sur le signal d'environ 65%.

Même avec toutes les coupures, le nombre d'événements du continuum reste cependant important (figure 5.25). Nous verrons dans le prochain chapitre la méthode d'ajustement des données utilisée pour tenir compte de l'erreur statistique engendré par cette contribution.

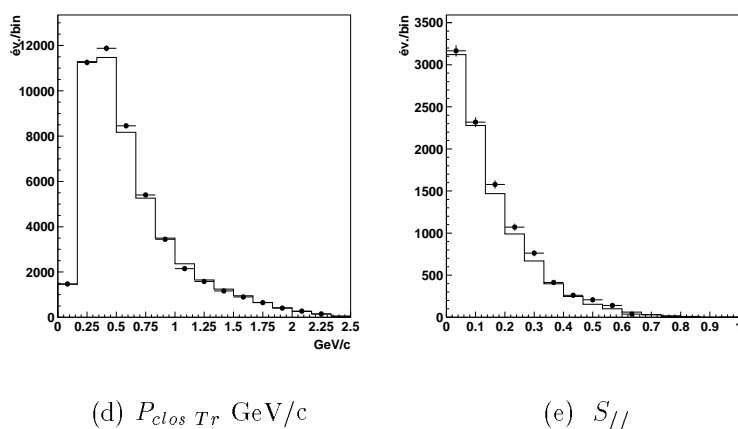
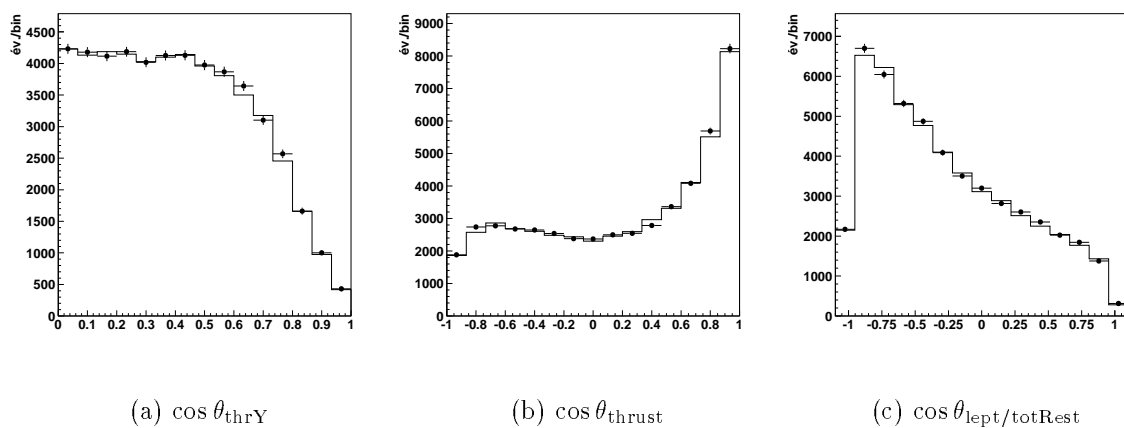


FIG. 5.22 – Distributions des variables du réseau de neurones: comparaison entre les données réelles (points), après soustraction des événements continuum et des mauvais leptons, et les événements simulés $B\bar{B}$ (lignes pleines) (voir section 5.2). Les données simulées ($B\bar{B}$) ont été normalisées à la luminosité des données réelles.

5.9 Les événements du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

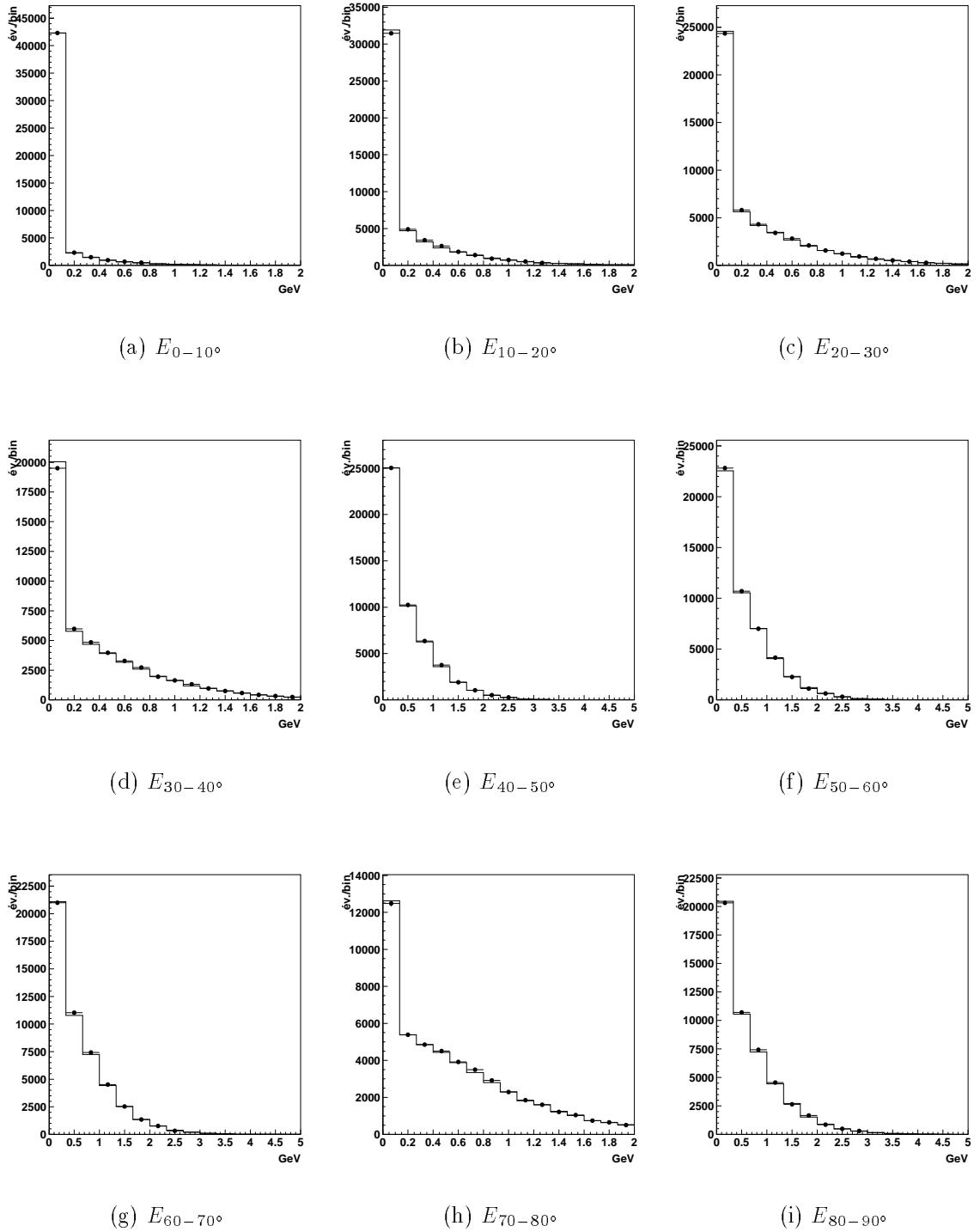


FIG. 5.23 – Distribution de $E_{\alpha_1-\alpha_2} \equiv \sum_i |\vec{p}_i| + \sum_j E_j$, où \vec{p}_i et E_j sont les impulsions des traces i et les énergies des gerbes j pour $\alpha_1 < \theta' \leq \alpha_2$ avec θ' défini par $\theta' \equiv \theta$ si $\theta \leq 90^\circ$ et $\theta' \equiv 180 - \theta$ si $\theta > 90^\circ$ où θ est l'angle entre la trace ou gerbe et le lepton. Les données réelles (points), après soustraction des événements du continuum et des mauvais leptons, sont comparées aux événements $B\bar{B}$ simulés (lignes pleines) (voir section 5.2). Les données simulées ($B\bar{B}$) ont été normalisées à la luminosité des données réelles.

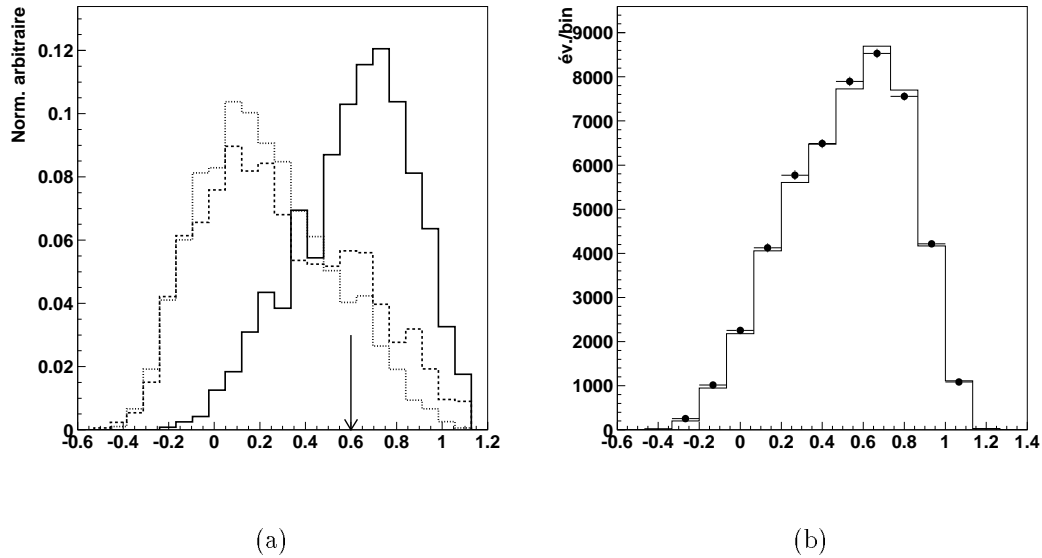


FIG. 5.24 – Distribution de la sortie du réseau de neurones (O_{net}) : (a) Distribution pour le signal $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (ligne pleine), le bruit de fond $b \rightarrow c l \nu$ (tirets) et les événements du continuum (pointillés) (normalisation arbitraire); (b) Comparaison entre les données réelles (points), après soustraction des événements du continuum et des mauvais leptons, et les événements simulés $B\bar{B}$ (lignes pleines) (voir section 5.2). Les données simulées ($B\bar{B}$) ont été normalisées à la luminosité des données réelles.

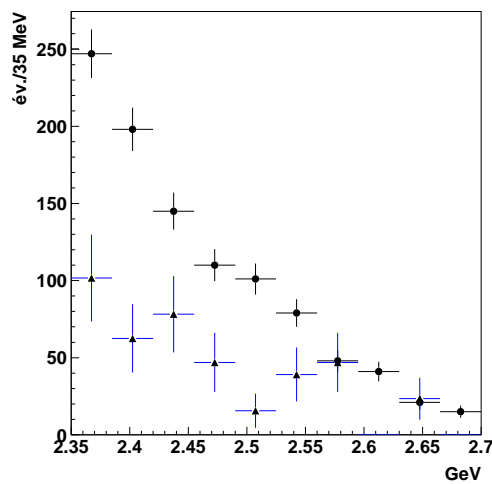


FIG. 5.25 – Distributions de E_{lept}^{cm} des données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ (points) et en dessous de la résonance (triangle) pour le mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ (après toutes coupures).

5.10 Optimisation des coupures

Les coupures

- énergie maximum des leptons E_{max} ,
- $\cos \Delta\theta_{min}$,
- résultat du réseau de neurones O_{net} ,

sont optimisées de telles façon qu'elles minimisent l'erreur relative du rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ mesuré.

Le rapport d'embranchement \mathcal{B} mesuré dépend (en simplifiant) en un nombre limité d'observables:

$$\mathcal{B} = \frac{S}{N_{B\bar{B}} \cdot \epsilon} = \frac{N_{on} - k N_{off} - C}{D} \quad (5.36)$$

où

- S est le nombre de candidats signal après soustraction des bruit de fond;
- N_{on} est le nombre de candidats observés après toutes les coupures (données sur la résonance $\Upsilon(4S)$). L'erreur sur N_{on} est statistique $\Delta N_{on} = \sqrt{N_{on}}$;
- N_{off} est le nombre de candidats observés, après toutes les coupures, du continuum (données en-dessous la résonance $\Upsilon(4S)$). L'erreur sur N_{off} est statistique $\Delta N_{off} = \sqrt{N_{off}}$;
- C est le nombre de candidats des autres sources de bruit de fond déterminé par les données simulées. On considère l'erreur statistique de C négligeable;
- k est le rapport de la luminosité des données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et en-dessous de la résonance. On considère l'erreur sur k négligeable;
- $D = N_{B\bar{B}} \cdot \epsilon$ où ϵ est l'efficacité de reconstruction du signal. L'erreur sur D est principalement théorique et systématique. On ne la considère pas pour l'optimisation.

L'erreur relative du rapport d'embranchement \mathcal{B} est donc, négligeant les erreurs sur k et C ,

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma_{\mathcal{B}}}{\mathcal{B}}\right)^2 &= \left(\frac{\Delta N_{on}}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{off}}{S}\right)^2 \\ &= \frac{S + k \cdot N_{off} + k^2 \cdot N_{off} + C}{S^2} \end{aligned} \quad (5.37)$$

L'optimisation des 3 coupures, avec $\left(\frac{\mathcal{B}}{\sigma_{\mathcal{B}}}\right)^2$, a été réalisée en variant les coupures dans un espace à 3 dimensions. La figure 5.26 montre l'optimisation d'une coupure lorsque les deux autres coupures sont fixées à leur valeur optimisée.

On prend:

- $E_{max} = 2.7 \text{ GeV}$;
- $0.7 < \cos \Delta\theta_{min} < 1.1$;
- résultat du réseau de neurones: $O_{net} > 0.6$.

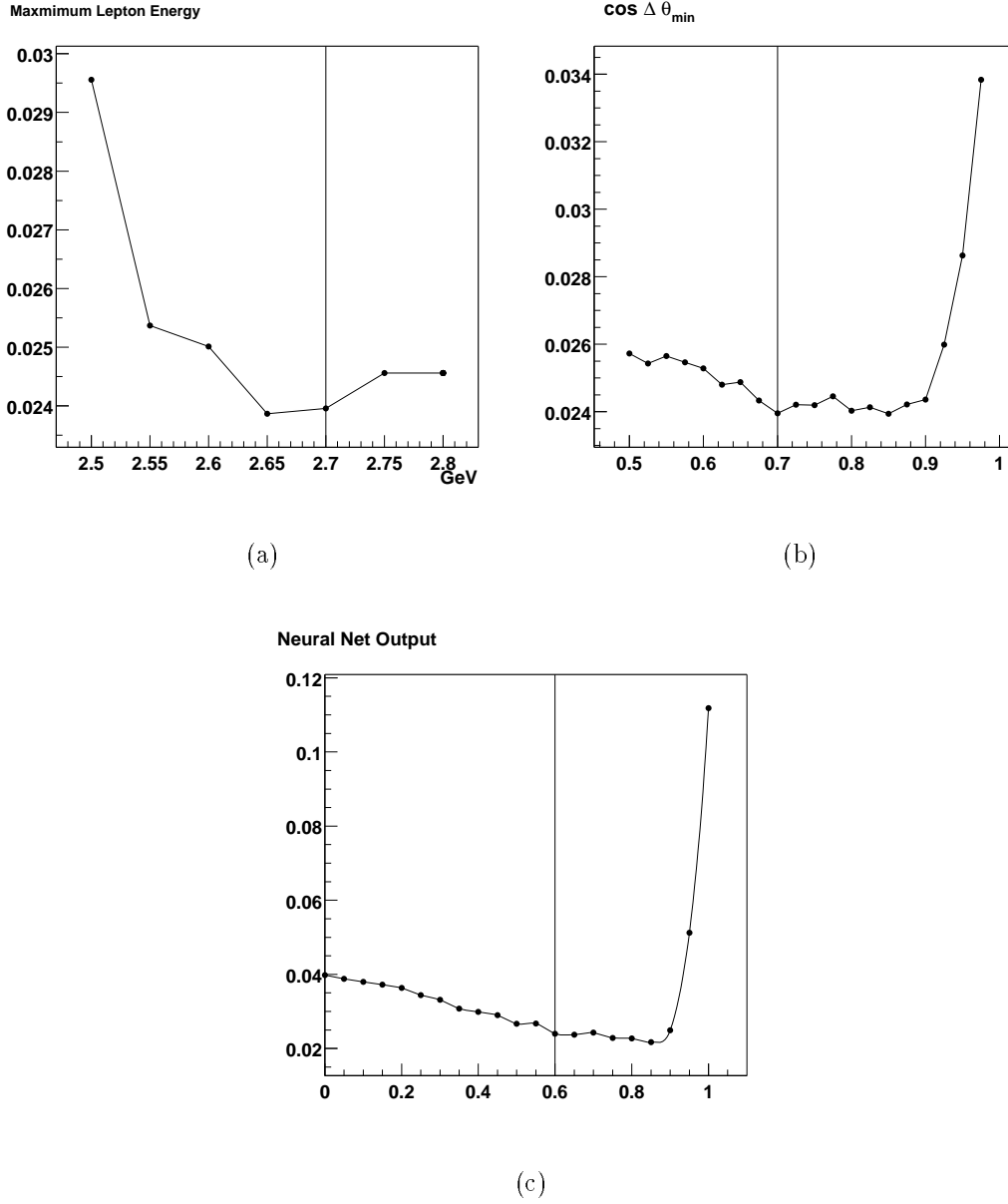


FIG. 5.26 – Optimisation des coupures en utilisant le rapport 5.38 pour les variables **a** Énergie des leptons maximum, **b** $\Delta \theta_{\min}$, **c** O_{net} . L'optimisation d'une coupure est, dans ce cas, effectuée avec les deux autres coupures fixées à leur valeur optimisée [66].

5.11 Résultats de la sélection

Efficacités

Les efficacités des différentes coupures discutées dans les sections ci-dessus, sont montrées dans les tableaux 5.8 et 5.9. Celles-ci sont calculées séquentiellement. Les efficacités sur le signal ont été normalisées par rapport au nombre d'événements générés dans la région d'énergie correspondante.

Coupure	$B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$	$B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$	$B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$	$B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu$	$B^\pm \rightarrow \omega l \nu$
évts générés	100 / 100	100 / 100	100 / 100	100 / 100	100 / 100
évts reconstruits	43.3 / 42.5	27.3 / 26.9	38.6 / 35.4	61.9 / 59.7	10.6 / 10.7
N_{traces}, N_{gerbes}	98.9 / 98.7	95.4 / 94.2	82.4 / 84.9	94.1 / 93.7	99.8 / 100
$\mathcal{R}_2 < 0.4$	90.1 / 83.8	91.5 / 84.1	87.9 / 81.0	85.3 / 78.9	84.6 / 79.3
$-0.72 < \cos \theta_e < 0.92$	99.0 / 99.5	99.0 / 99.8	99.1 / 98.2	99.2 / 99.6	99.8 / 99.3
$J/\Psi, e^+e^-$ veto	99.2 / 99.5	99.5 / 99.5	99.3 / 98.5	99.5 / 99.2	99.4 / 98.6
coupures hadrons	96.6 / 97.5	95.6 / 95.8	100 / 99.4	100 / 100	95.3 / 95.3
veto kaon pour π s	97.3 / 96.8	98.5 / 98.1	100 / 100	97.4 / 97.3	97.3 / 97.7
$ \cos \theta_{miss} < 0.9$	91.0 / 91.0	90.8 / 92.3	89.5 / 90.1	89.6 / 91.5	88.9 / 92.2
$ \cos \theta_{BY} < 1.1$	91.5 / 97.7	92.0 / 97.6	92.6 / 96.6	92.9 / 98.7	89.6 / 98.7
$0.7 < \cos \Delta\theta_{min} < 1.1$	92.8 / 89.4	91.9 / 91.2	94.4 / 94.7	94.4 / 93.3	91.6 / 86.8
$O_{net} > 0.6$	65.4 / 63.7	67.0 / 69.7	66.3 / 70.3	62.2 / 64.3	64.7 / 65.2
total	18.0 / 16.6	11.4 / 11.4	14.3 / 13.5	23.3 / 23.0	3.9 / 4.0

TAB. 5.8 – *Résumé des efficacités des coupures sur les signaux (électron) dans la région (LOLEP/HILEP). Les efficacités sont normalisées par rapport au nombre d'événements générés dans la région d'énergie correspondante [66].*

Les efficacités de reconstruction des modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$ par rapport au nombre total d'événements simulés, sont données dans les tableaux 5.10, 5.11 et 5.12. Le modèle de ISGW2 a été utilisé pour simuler les événements.

Distributions

Nous allons montrer dans cette section les distributions des variables:

- l'énergie des leptons (E_{lepton}^{cm});
- la masse du système hadronique ($M_{\pi\pi(\pi)}$), pour les modes $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$;
- l'énergie du B reconstruit ($\Delta E \equiv E_{hadron} + E_\ell + |\vec{p}_{miss}| - E_{\Upsilon(4S)}/2$).

Ces variables seront utilisées pour ajuster les données et ainsi déterminer les rapports d'embranchement (prochain chapitre).

Les données réelles, représentées par des points avec des barres d'erreur sur les figures, sont celles à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$ après soustraction du continuum (données en-dessous de la résonance) et des mauvais leptons. Les histogrammes représentent les contributions du signal et des différents bruits de fond. Le modèle de ISGW2 a été utilisé

Sélection des événements $B \rightarrow X_u l \nu$

Coupure	$B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$	$B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$	$B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$	$B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu$	$B^\pm \rightarrow \omega l \nu$
Évts reconstruits	100 / 100	100 / 100	100 / 100	100 / 100	100 / 100
N_{traces}, N_{gerbes}	80.5 / 66.5	95.5 / 92.5	91.2 / 85.9	51.8 / 36.9	97.7 / 95.7
$\mathcal{R}_2 < 0.4$	45.6 / 44.0	48.2 / 44.0	45.8 / 43.1	39.7 / 37.9	56.1 / 50.3
$-0.72 < \cos \theta_e < 0.92$	97.0 / 93.6	97.3 / 94.5	96.7 / 93.6	96.4 / 93.2	97.7 / 94.6
veto $J/\Psi, e^+e^-$	79.8 / 80.0	80.0 / 79.4	82.1 / 82.3	80.1 / 79.8	79.5 / 79.5
coupures hadrons	81.5 / 81.5	61.0 / 62.4	78.1 / 79.6	94.7 / 95.0	24.6 / 25.1
veto kaon pour π_s	77.4 / 80.7	88.8 / 90.5	100 / 100	89.5 / 91.4	86.8 / 87.3
$ \cos \theta_{miss} < 0.9$	67.8 / 48.8	74.5 / 62.4	70.1 / 55.8	66.0 / 48.8	72.9 / 60.1
$ \cos \theta_{BY} < 1.1$	42.5 / 27.0	40.8 / 32.9	16.5 / 55.6	23.0 / 45.2	48.8 / 35.8
$0.7 < \cos \Delta\theta_{min} < 1.1$	40.0 / 37.6	37.4 / 34.7	43.5 / 43.0	43.5 / 40.7	39.9 / 40.3
$O_{net} > 0.6$	19.4 / 15.7	16.4 / 16.1	12.5 / 12.8	19.8 / 18.4	16.6 / 15.9
total	0.40 / 0.11	0.36 / 0.20	0.16 / 0.39	0.18 / 0.15	0.21 / 0.11

TAB. 5.9 – Résumé des efficacités des coupures sur les événements du continuum (données en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$) pour les 5 modes (électron) dans la région (**LOLEP/HILEP**). Les efficacités sont normalisées par rapport au nombre d'événements générés dans la région d'énergie correspondante [66].

	$B^\pm \rightarrow \rho^0 e \nu$	$B^0 \rightarrow \rho^\pm e \nu$	$B^\pm \rightarrow \omega e \nu$
HILEP	4.2%	3.6%	1.2%
LOLEP	8.7%	7.5%	2.4%
LOLOLEP	4.2%	3.6%	1.2%

TAB. 5.10 – Efficacités de reconstruction des modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 e \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm e \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega e \nu$ déterminées en utilisant des données simulées avec le modèle de ISGW2. Les efficacités sont définies comme le nombre d'événements du signal passant toutes les coupures divisé par le nombre total d'événements signal générés (tout le spectre des leptons).

Signal indirect	Signal direct		
	$B^\pm \rightarrow \rho^0 e \nu$	$B^0 \rightarrow \rho^\pm e \nu$	$B^\pm \rightarrow \omega e \nu$
$B^\pm \rightarrow \rho^0 e \nu$	4.2%	1.1%	0.2%
$B^0 \rightarrow \rho^\pm e \nu$	1.0%	3.6%	0.2%
$B^\pm \rightarrow \omega e \nu$	2.0%	1.7%	1.2%

TAB. 5.11 – Efficacités de reconstruction des modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 e \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm e \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega e \nu$ dans la région HILEP (signal direct et indirect). Les efficacités ont été déterminées en utilisant des données simulées avec le modèle de ISGW2. Les efficacités sont définies comme le nombre d'événements du signal passant toutes les coupures divisé par le nombre total d'événements signal générés (tout le spectre des leptons).

pour simuler les modes du signal.

5.11 Résultats de la sélection

	$B^\pm \rightarrow \rho^0 \mu \nu$	$B^0 \rightarrow \rho^\pm e \nu$	$B^\pm \rightarrow \omega \mu \nu$
HILEP	4.0%	3.3%	1.1%
LOLEP	7.6%	6.0%	2.1%
LOLOLEP	3.3%	2.7%	1.1%

TAB. 5.12 – Efficacités de reconstruction des modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 \mu \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm e \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega \mu \nu$ déterminées en utilisant des données simulées avec le modèle de ISGW2. Les efficacités sont définies comme le nombre d'événements du signal passant toutes les coupures divisé par le nombre total d'événements signal générés (tout le spectre des leptons).

Les modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ sont montrés, pour les électrons, aux figures 5.27 et 5.28 respectivement et, pour les muons, aux figures 5.31 et 5.32. On peut voir des signaux principalement dans la région **HILEP**.

Les principaux événements du bruit de fond des désintégrations $B \rightarrow \pi l \nu$, représentés à la figure 5.29, sont les désintégrations $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$.

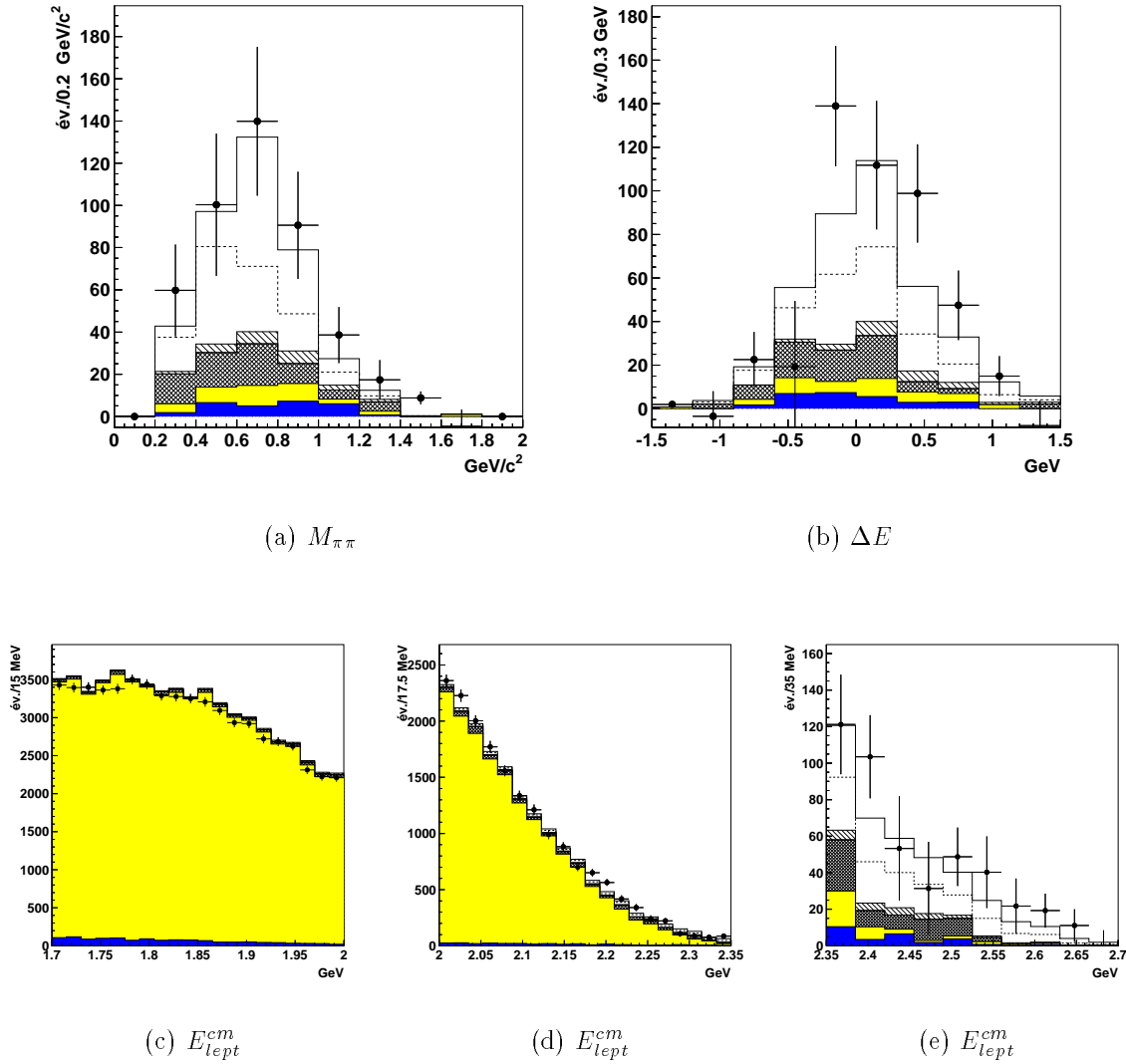


FIG. 5.27 – Distributions de $M_{\pi\pi}$, ΔE et E_{lept}^{cm} du mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (électrons) pour les régions d'énergie suivantes: HILEP: (a), (b), (e); LOLEP: (d); LOLEP: (c). Les contributions sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, contributions $B \rightarrow \pi l \nu$ (hachuré), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow u l \nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (doublement hachuré), les désintégrations $b \rightarrow c l \nu$ (région claire) et les autres événements non semi-leptoniques (région foncée). Les points avec les barres d'erreur représentent les données à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$ après soustraction du continuum (données en-dessous de la résonance) et des mauvais leptons.

5.11 Résultats de la sélection

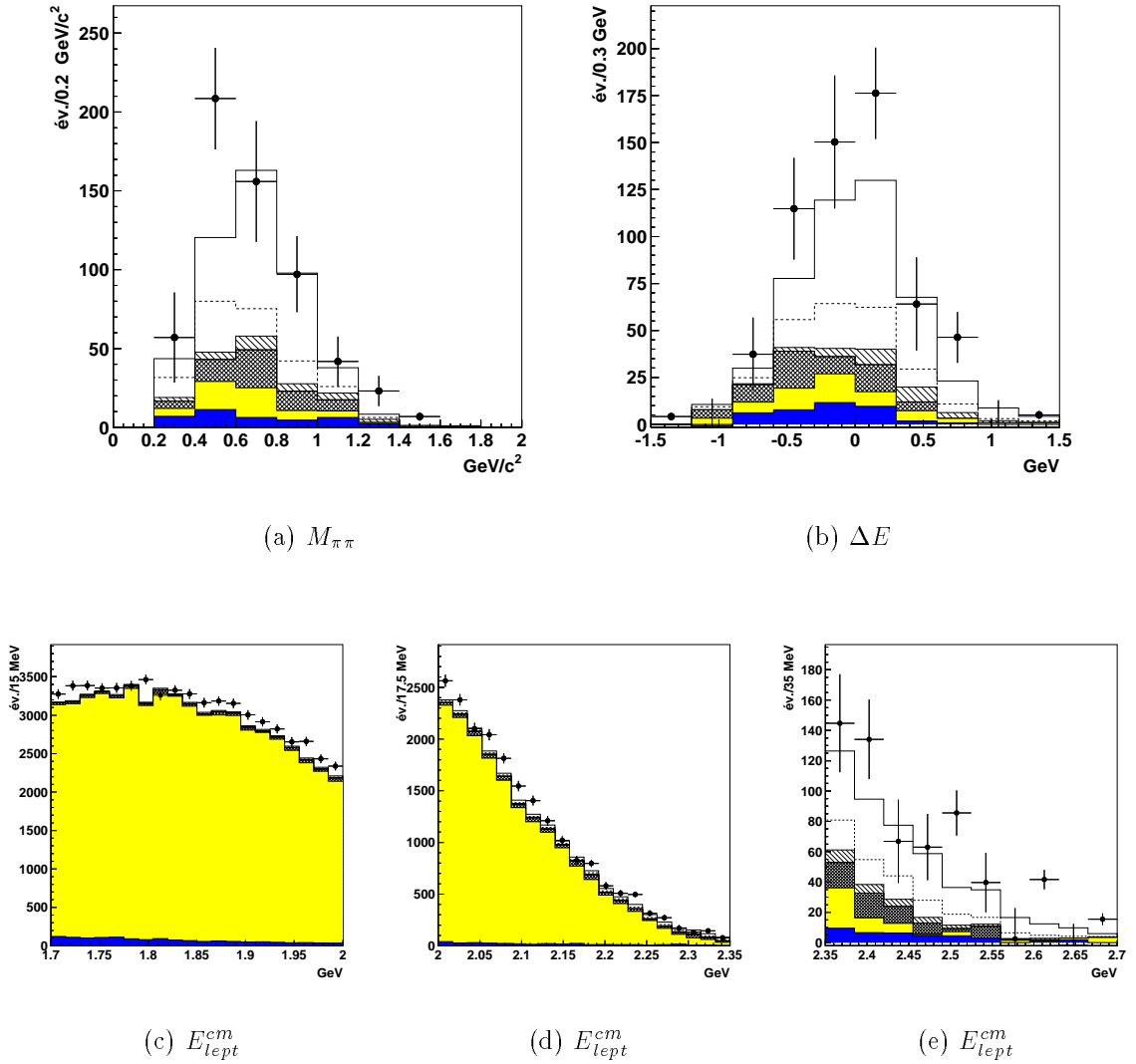


FIG. 5.28 – Distributions de $M_{\pi\pi}$ et ΔE du mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ (électrons) pour les régions d'énergie suivantes: HILEP: (a), (b), (e); LOLEP: (d); LOLEP: (c). Les contributions sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, les contributions $B \rightarrow \pi l \nu$ (hachuré), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow u l \nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow p l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (doublement hachuré), les désintégrations $b \rightarrow c l \nu$ (région claire) et les autres événements non semi-leptoniques (région foncée). Les points avec les barres d'erreur représentent les données à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$ après soustraction du continuum (données en-dessous de la résonance) et des mauvais leptons.

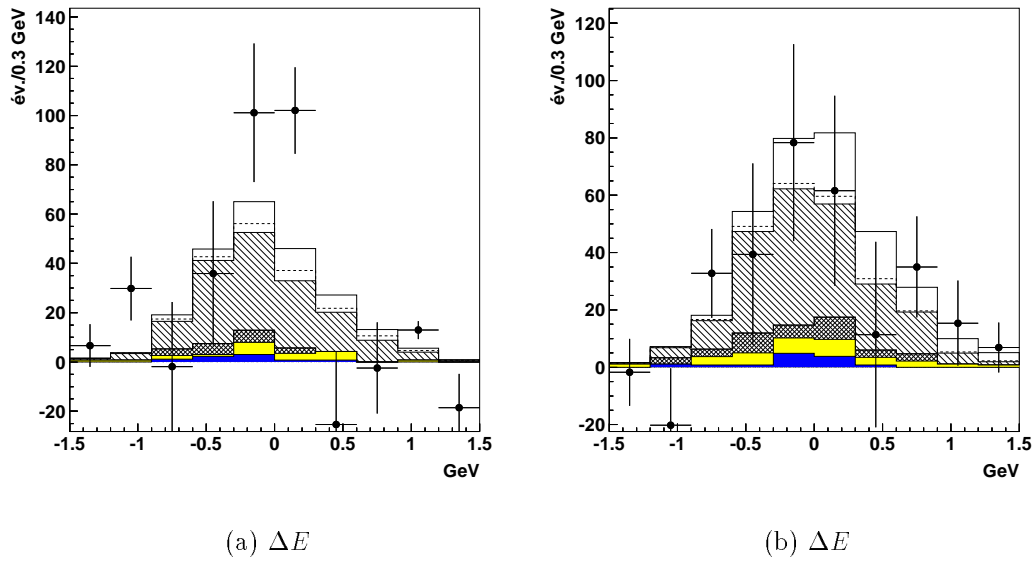


FIG. 5.29 – Distributions de ΔE des modes (a) $B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$ et (b) $B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu$ (électrons) dans la région d'énergie des leptons HILEP. Les contributions sont le signal direct et indirect ($\pi^\pm \leftrightarrow \pi^0$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, les contributions $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (hachuré), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow u l \nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$, $B \rightarrow \omega l \nu$ et $B \rightarrow \pi l \nu$ (doublement hachuré), les désintégrations $b \rightarrow c l \nu$ (région claire) et les autres événements non semi-leptoniques (région foncée). Les points avec les barres d'erreur représentent les données à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$ après soustraction du continuum (données en-dessous de la résonance) et des mauvais leptons.

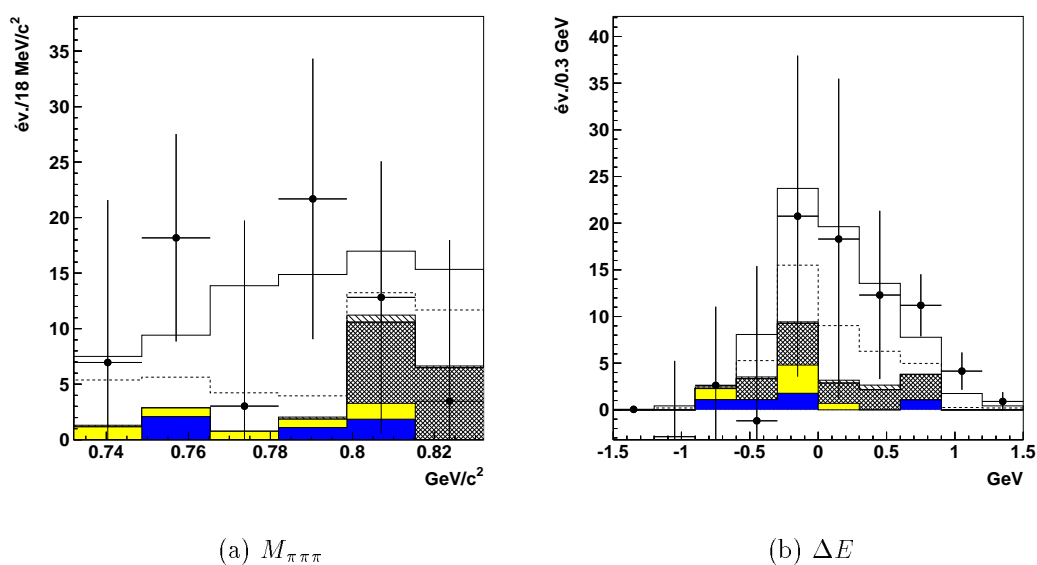


FIG. 5.30 – Distributions de $M_{\pi\pi\pi}$ et ΔE du mode $B \rightarrow \omega l \nu$ (électrons) dans la région d'énergie des leptons HILEP. Les contributions sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, contributions $B \rightarrow \pi l \nu$ (hachuré), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul \nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow pl \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (doublement hachuré), les désintégrations $b \rightarrow cl \nu$ (région claire) et es autres événements non semi-leptoniques (région foncée). Les points avec les barres d'erreur représentent les données à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$ après soustraction du continuum (données en-dessous de la résonance) et des mauvais leptons.

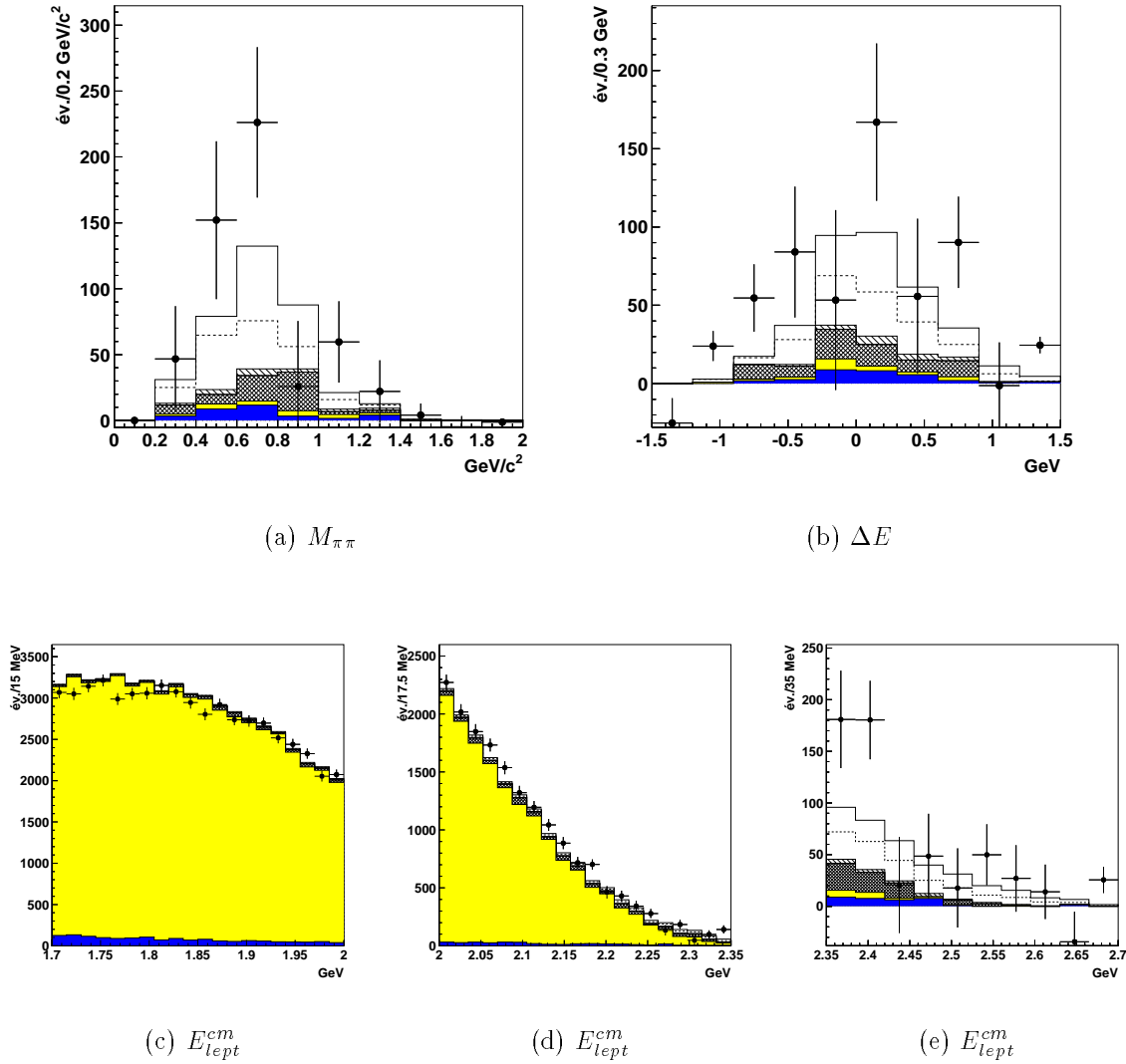


FIG. 5.31 – Distributions de $M_{\pi\pi}$, ΔE et E_{lept}^{cm} du mode $B^{\pm} \rightarrow \rho^0 l \nu$ (muons) pour les régions d'énergie suivantes: HILEP: (a), (b), (e); LOLEP: (d); LOLOLEP: (c). Les contributions sont le signal direct et indirect ($\rho^{\pm} \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, les contributions $B \rightarrow \pi l \nu$ (hachuré), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul \nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (doublement hachuré), les désintégrations $b \rightarrow cl \nu$ (région claire) et es autres événements non semi-leptoniques (région foncée). Les points avec les barres d'erreur représentent les données à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$ après soustraction du continuum (données en-dessous de la résonance) et des mauvais leptons.

5.11 Résultats de la sélection

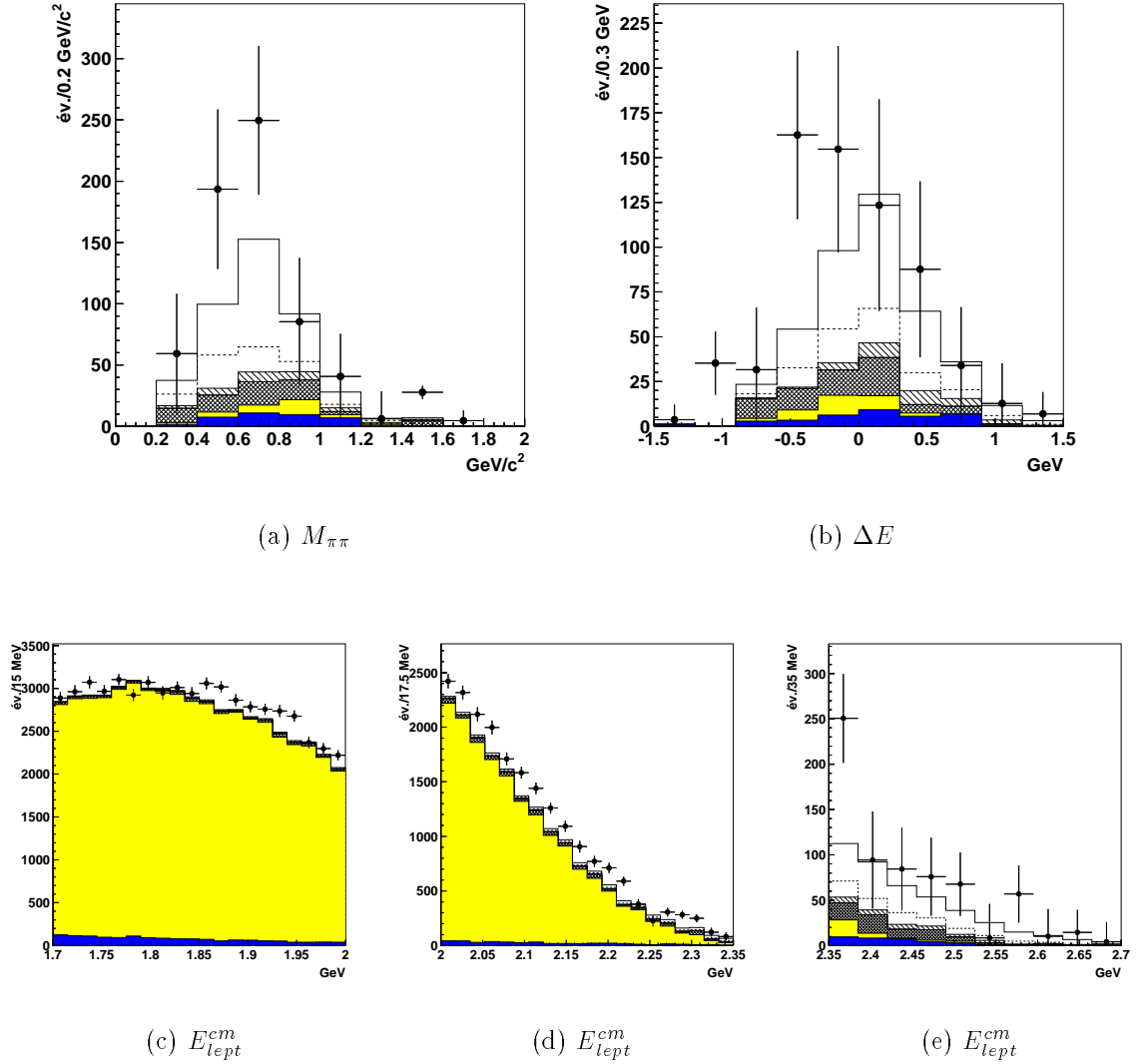


FIG. 5.32 – Distributions de $M_{\pi\pi}$ et ΔE du mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$ (muons) pour les régions d'énergie suivantes: HILEP: (a), (b), (e); LOLEP: (d); LOLEP: (c). Les contributions sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, les contributions $B \rightarrow \pi l\nu$ (hachuré), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul\nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow pl\nu$ et $B \rightarrow \omega l\nu$ (doublement hachuré), les désintégrations $b \rightarrow cl\nu$ (région claire) et les autres événements non semi-leptoniques (région foncée). Les points avec les barres d'erreur représentent les données à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$ après soustraction du continuum (données en-dessous de la résonance) et des mauvais leptons.

Chapitre 6

Ajustement des données sélectionnées

Sommaire

6.1	Méthode d'ajustement	152
6.1.1	Les variables d'ajustement	152
6.1.2	Les contributions à l'ajustement	154
6.1.2.1	Le signal direct et indirect	155
6.1.2.2	Les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$	155
6.1.2.3	Le bruit de fond $b \rightarrow u \ell \nu$	156
6.1.2.4	Le bruit de fond $b \rightarrow c \ell \nu$	156
6.1.2.5	Le continuum	156
6.1.2.6	Les hadrons identifiés en leptons	157
6.1.3	La fonction de vraisemblance	157
6.2	Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)	160
6.2.1	Les paramètres de l'ajustement	160
6.2.2	Rapport d'embranchement et nombres d'événements ajustés	162
6.2.3	Les projections	162
6.2.4	Qualité de l'ajustement	178
6.3	Résultats pour d'autres modèles théoriques	184

6.1 Méthode d'ajustement

La sélection des données, discutée dans le chapitre précédent, a permis de mettre en évidence un signal $B \rightarrow \rho l \nu$. Dans cette section, nous allons décrire la méthode utilisée pour ajuster les données sélectionnées et, ainsi, mesurer le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B \rightarrow \rho l \nu)$.

La méthode d'ajustement que l'on utilise est celle du *maximum de vraisemblance*. L'ajustement est effectué sur la masse du système hadronique et l'énergie du méson B reconstruit, simultanément dans les 3 régions d'énergie des leptons (HILEP, LOLEP et LOLOLEP) et les 5 modes de désintégrations, $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$, $B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu$, $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$.

Nous allons tout d'abord décrire les variables d'ajustement et les différentes contributions. La fonction de vraisemblance sera ensuite discutée.

6.1.1 Les variables d'ajustement

Trois variables sont utilisées pour ajuster les données sélectionnées :

- l'énergie des leptons (E_{lepton}^{cm});
- la masse du système hadronique ($M_{\pi\pi(\pi)}$), pour les modes $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$;
- l'énergie du B reconstruit ($\Delta E \equiv E_{hadron} + E_\ell + |\mathbf{p}_{miss}| - E_{\Upsilon(4S)}/2$).

Ces variables sont reconstruites à partir des trois produits de désintégration du mode semi-leptonique: le lepton, le hadron et le neutrino. La masse invariante est reconstruite dans les canaux $\pi^+\pi^-$ et $\pi^\pm\pi^0$ pour les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $\pi^+\pi^-\pi^0$ pour les désintégrations $B \rightarrow \omega l \nu$. L'impulsion du hadron n'est pas utilisée comme variable d'ajustement mais servira à mesurer la distribution de q^2 après l'ajustement (voir section 6.2).

La variable ΔE est reconstruite en utilisant l'impulsion du neutrino, déterminée à partir de l'impulsion manquante (section 5.7). Un pic à $\Delta E = 0$ montre la présence d'un neutrino consistant avec le signal. Les événements $b \rightarrow cl \nu$ et $b \rightarrow ul \nu$ (exceptés $B \rightarrow \pi l \nu$) ont tendance à être dans la région $\Delta E < 0$. Les désintégrations $B \rightarrow \pi l \nu$, lorsqu'elles sont reconstruites dans les modes $\pi\pi$ ou $\pi^+\pi^-\pi^0$, ont plutôt $\Delta E > 0$. En effet, des particules supplémentaires sont inclus dans l'hypothèse de désintégrations.

Les distributions en deux dimensions ($M_{had}, \Delta E$), pour le signal $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et les bruits de fond qui lui sont associés, sont montrées aux figures 6.1 et 6.2. Toutes les coupures de la sélection ont été effectuées. Les projections de ces distributions ont été montrées à la section 5.11. Comme on peut le voir sur ces projections, l'analyse est surtout sensible aux désintégrations $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$. Le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B \rightarrow \pi l \nu)$ sera néanmoins mesuré.

Pour les modes $\pi\pi$, les données sont divisées en 10×10 intervalles dans la région ($M_{\pi\pi}, \Delta E$) $0 \leq M_{\pi\pi} \leq 2 \text{ GeV}/c^2$ et $|\Delta E| \leq 1.5 \text{ GeV}$. Ainsi, la largeur des intervalles est de 200 MeV pour la variable $M_{\pi\pi}$ et de 300 MeV pour la variable ΔE . Pour le mode $B \rightarrow \omega l \nu$, on utilise 6 intervalles entre $0.732 \leq M_{\pi\pi\pi} \leq 0.832 \text{ GeV}/c^2$ et 10 intervalles entre $|\Delta E| \leq 1.5 \text{ GeV}$. Pour les désintégrations $B \rightarrow \pi l \nu$, on utilise, dans l'ajustement,

6.1 Méthode d'ajustement

uniquement la variable ΔE (également 10 intervalles entre $|\Delta E| \leq 1.5 \text{ GeV}$).

L'ajustement est effectué simultanément dans les 3 régions d'énergie des leptons définies dans la section 5.1 : HILEP, LOLEP et LOLOLEP.

Les muons et les électrons sont ajustés séparément. En effet, la systématique liée au taux élevé de mauvaise identification des pions en muons est très importante et rend, la mesure du rapport d'embranchement $B \rightarrow \rho \mu \nu$ difficile.

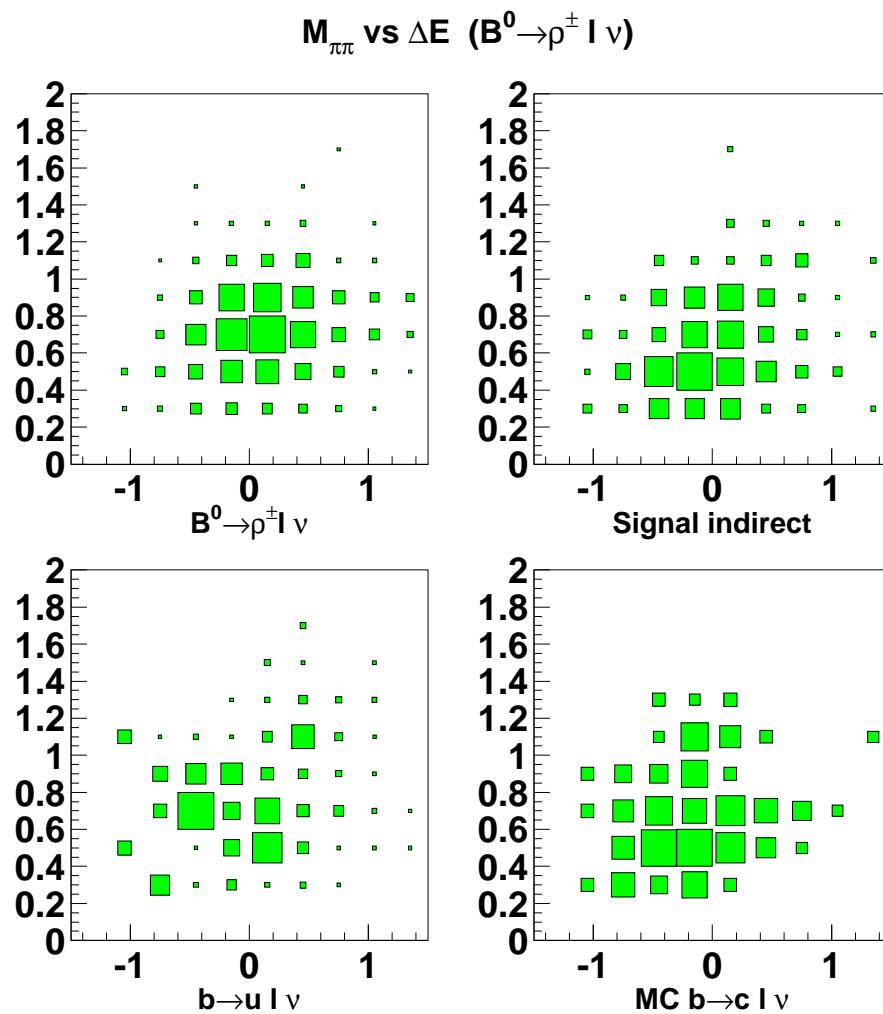


FIG. 6.1 – Distributions de $M(\pi\pi)$ (GeV/c²) (ordonnées) vs ΔE (GeV) (abscisse) pour différentes contributions (données simulées) (région $2.35 > E_{lept}^{cm} > 2.7 \text{ GeV}$ (HILEP))

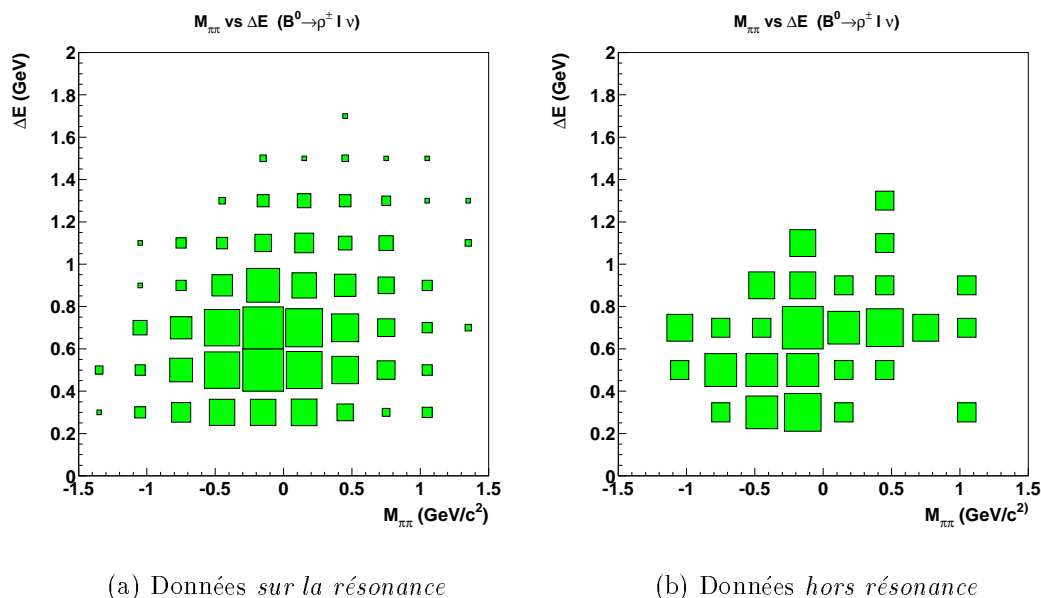


FIG. 6.2 – Distributions de $M(\pi\pi)$ (ordonnées) vs ΔE (abscisse) pour : (a) données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ (b) en dessous de la résonance (région $2.35 < E_{lept}^{cm} < 2.7 \text{ GeV}$ (HILEP)).

6.1.2 Les contributions à l'ajustement

Les contributions varient sensiblement entre les trois régions d'énergie des leptons :

- région HILEP ($2.35 < E_{lept}^{cm} < 2.7 \text{ GeV}$) :

cette région est cinématiquement non ou peu accessible pour les désintégrations charmées (voir discussion à la section 2.1.2.2). Le continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ où $q = u, d, s, c$, en revanche, est relativement important. Il peut être cependant déterminé par les données *hors résonance*. Le bruit de fond provenant des désintégrations $b \rightarrow ul\nu$, autres que les 5 modes étudiés, est aussi important et il est difficile à déterminer ;

- région LOLEP ($2.0 < E_{lept}^{cm} < 2.35 \text{ GeV}$) :

les événements $b \rightarrow cl\nu$ domine mais la proportion de signal n'est pas négligeable ;

- région LOLOLEP ($1.7 < E_{lept}^{cm} < 2 \text{ GeV}$) :

on n'utilise cette région que pour déterminer la normalisation de des désintégrations charmées $b \rightarrow cl\nu$.

6.1 Méthode d'ajustement

6.1.2.1 Le signal direct et indirect

Pour le signal, les formes des distributions E_ℓ , $M_{\pi\pi(\pi)}$ et ΔE sont déterminées par les données simulées. Celles-ci ont été générées avec le modèle théorique de ISGW2 (section 2.1.3). Dans la section 6.3, nous verrons la méthode utilisée pour tenir compte des distributions prédites par d'autres modèles. Les variations du rapport d'embranchement entre les modèles seront incluses dans une erreur théorique.

Il existe un nombre important d'événements *croisés ou indirects* du signal: $\rho^0 \leftrightarrow \rho^\pm$ et $\rho \leftrightarrow \omega$. La contribution relative entre les signaux directs et indirects est aussi déterminé par les données simulées.

On peut contraindre la normalisation relative des modes $B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu$, $B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu$ en utilisant les relations d'*isospin*:

$$\Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) = 2\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu) . \quad (6.1)$$

La brisure des relations d'isospin est discutée dans le prochain chapitre. Les modèles de quark (voir section 2.1.3) prédisent d'autre part que

$$\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu) = \Gamma(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu) . \quad (6.2)$$

Ces relations nous permet donc de n'utiliser qu'un seul paramètre d'ajustement, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu)$, pour les trois modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu) &= \frac{1}{2} \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) \\ \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu) &= \frac{1}{2} \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) \end{aligned} \quad (6.3)$$

où la relation $\mathcal{B} = \tau\Gamma$, avec τ le temps de vie du B, a été utilisée. On utilise la moyenne mondiale de la mesure du temps de vie du B, donnée par le PDG 2000 [5]:

$$\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 1.062 \pm 0.029 . \quad (6.4)$$

6.1.2.2 Les désintégrations $B \rightarrow \pi l \nu$

Les données réelles nous permettent de déterminer la normalisation de cette contribution. On a cependant besoin, comme pour le signal, des données simulées pour décrire la forme des distributions. On a donc aussi une dépendance par rapport aux modèles théoriques.

De même que pour les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$, il existe des *relations d'isospin* entre les désintégrations $B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu$:

$$\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) = 2\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu) . \quad (6.5)$$

Cette relation permet de relier les rapports d'embranchement de $B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$:

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu) = \frac{1}{2} \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) \quad (6.6)$$

où la relation $\mathcal{B} = \tau\Gamma$, avec τ le temps de vie du B , a été utilisée.

Un seul paramètre d'ajustement est donc nécessaire. On utilisera le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu)$.

6.1.2.3 Le bruit de fond $b \rightarrow ul\nu$

Le bruit de fond provenant des désintégrations $b \rightarrow ul\nu$ autre que les modes $B \rightarrow \rho l\nu$, $B \rightarrow \omega l\nu$, $B \rightarrow \pi l\nu$ est déterminé en utilisant les données simulées. Le modèle ISGW2 a été utilisé pour simuler ces désintégrations (section 2.1.3). Une erreur systématique sera associée à l'incertitude sur la composition de ce bruit de fond. Celle-ci sera déterminée en faisant varier, relativement, les différents modes $b \rightarrow ul\nu$ de $\pm 50\%$ (section 7.2.2). Une erreur systématique sera aussi associée au taux de désintégrations $b \rightarrow ul\nu$.

Les paramètres d'ajustement utilisés sont les facteurs d'échelle qui décrivent la normalisation des événements $b \rightarrow ul\nu$ par rapport aux données simulées dans chacune des trois régions d'énergie des leptons (HILEP, LOLEP et LOLOLEP). On utilise donc trois paramètres pour cette contribution.

6.1.2.4 Le bruit de fond $b \rightarrow cl\nu$

Comme pour les autres contributions, les formes des distributions de ΔE et $M_{\pi\pi(\pi)}$ sont déterminées en utilisant les données simulées. La théorie *HQET* (section 2.1.3) est utilisée pour simuler les modes $B \rightarrow D^* l\nu$. Les autres modes sont simulés avec le modèle de quark ISGW2 (section 2.1.3). Les événements autres que les désintégrations semi-leptoniques (J/Ψ , τ , etc.) sont aussi inclus dans cette contribution. Ce bruit de fond est cependant relativement peu important.

Les régions d'énergie des leptons LOLEP et plus particulièrement LOLOLEP sont largement dominées par les désintégrations $b \rightarrow cl\nu$. Les données réelles nous permettent donc de normaliser ce bruit de fond dans la région HILEP où la proportion de signal est important.

Sept paramètres d'ajustement sont utilisés pour cette contribution: cinq paramètres (un par mode de désintégrations) sont des facteurs d'échelle qui décrivent la normalisation des événements $b \rightarrow cl\nu$ par rapport aux données simulées. Deux paramètres supplémentaires décrivent le rapport de ces facteurs d'échelle entre les régions d'énergie des leptons *LOLOLEP-LOLEP* et *LOLEP-HILEP*.

6.1.2.5 Le continuum

Les données réelles prises à l'énergie en dessous du seuil de la résonance $\Upsilon(4S)$, nous permettent de déterminer les formes et la normalisation du continuum $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ où $q = u, d, s, c$.

6.1 Méthode d'ajustement

L'échantillon statistique de ces données est cependant limité. En effet, ce bruit de fond n'est pas important dans l'analyse de $\sin 2\beta$. Il a donc été décidé de ne consacrer qu'une partie très faible de la luminosité totale aux données *hors résonance*. Le rapport entre les données *sur la résonance* et *hors résonance* $\Upsilon(4S)$ est d'environ huit (voir section 5.2).

Le nombre restreint de données *hors résonance* induit des fluctuations statistiques importantes lorsque l'on soustrait ce bruit de fond.

La procédure d'ajustement que l'on utilise pour tenir compte de cette fluctuation est décrite en détail dans la prochaine section.

6.1.2.6 Les hadrons identifiés en leptons

La contribution provenant des hadrons identifiés en leptons est déterminée en utilisant des données réelles. La procédure est détaillée dans la section 5.5.4. Cette contribution est peu importante dans le cas des électrons (voir figure 5.7).

6.1.3 La fonction de vraisemblance

Pour ajuster la distribution $(M_{\pi\pi(\pi)}, \Delta E)$, on utilise la méthode du maximum de vraisemblance simultanément dans les trois régions d'énergie des leptons (HILEP, LOLEP et LOLOLEP) et les 5 modes de désintégrations ($B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$, $B^\pm \rightarrow \pi^0 l\nu$, $B^0 \rightarrow \pi^\pm l\nu$, $B^\pm \rightarrow \omega l\nu$). On effectue donc un ajustement en trois dimensions.

On utilise **12 paramètres**:

- $\mathcal{B}(B \rightarrow \rho l\nu)$ (1 paramètre);
- $\mathcal{B}(B \rightarrow \pi l\nu)$ (1 paramètre);
- 3 facteurs d'échelle (1 par région d'énergie des leptons) décrivant la normalisation des événements $b \rightarrow ul\nu$ par rapport aux données simulées (3 paramètres);
- 7 paramètres décrivant la normalisation de $b \rightarrow cl\nu$ par rapport aux données simulées: 5 facteurs d'échelle (pour chaque mode de désintégration) et 2 paramètres décrivant le rapport de ces facteurs entre les régions d'énergie des leptons *LOLOLEP-LOLEP* et *LOLEP-HILEP* (les mêmes pour chacun des 5 modes).

Comme il a été mentionné dans la section 6.1.2.5, l'échantillon restreint de données *hors résonance* induit des fluctuations statistiques dont il faut tenir compte dans la procédure d'ajustement. La méthode que l'on utilise est celle introduite dans l'expérience CLEO ([22]).

Notations :

- $i = j, l, m$ où j est un intervalle de la distribution $(M_{\pi\pi(\pi)}, \Delta E)$, l est une région d'énergie des leptons (HILEP, LOLEP ou LOLOLEP) et m un mode de désintégration ($B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$, $B^\pm \rightarrow \pi^0 l\nu$, $B^0 \rightarrow \pi^\pm l\nu$ ou $B^\pm \rightarrow \omega l\nu$);

Ajustement des données sélectionnées

Numéro	Nom	Définition	Valeur simulée
1	$BR(\rho)$	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu)$	$2.6 \cdot 10^{-4}$
2	$BR(\pi)$	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^\pm l\nu)$	$1.8 \cdot 10^{-4}$
3	$bul\nu(HI)$	Facteur d'échelle $b \rightarrow ul\nu$ (HILEP)	1
4	$bul\nu(LO)$	Facteur d'échelle $b \rightarrow ul\nu$ (LOLEP)	1
5	$bul\nu(LOLO)$	Facteur d'échelle $b \rightarrow ul\nu$ (LOLOLEP)	1
6	$bcl\nu(\rho^0)$	Facteur d'échelle $b \rightarrow cl\nu$ ($B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$)	1
7	$bcl\nu(\rho^\pm)$	Facteur d'échelle $b \rightarrow cl\nu$ ($B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$)	1
8	$bcl\nu(\pi^0)$	Facteur d'échelle $b \rightarrow cl\nu$ ($B^\pm \rightarrow \pi^0 l\nu$)	1
9	$bcl\nu(\pi^\pm)$	Facteur d'échelle $b \rightarrow cl\nu$ ($B^0 \rightarrow \pi^\pm l\nu$)	1
10	$bcl\nu(\omega)$	Facteur d'échelle $b \rightarrow cl\nu$ ($B^\pm \rightarrow \omega l\nu$)	1
11	$bcl\nu(LOLO/HI)$	Rapport des facteurs d'échelle $b \rightarrow cl\nu$ (LOLO/HI)	1
12	$bcl\nu(LOLO/LO)$	Rapport des facteurs d'échelle $b \rightarrow cl\nu$ (LOLO/LO)	1

TAB. 6.1 – Définition des paramètres libres utilisés pour ajuster les données avec la méthode du maximum de vraisemblance (voir le texte).

- $N_{i,on}$ dénote le nombre d'événements sélectionnés à partir des données *sur la résonance*, dans l'intervalle i ;
- $N_{i,off}$ dénote le nombre d'événements sélectionnés à partir des données *hors résonance*, dans l'intervalle i ;
- k est le rapport entre la luminosité des données *sur la résonance* et des données *hors résonance*. On a $k = 7.821$ (voir 5.2).

On écrit $\mu_{i,on}$, la prédiction du nombre d'événements sur la résonance $\Upsilon(4S)$ dans l'intervalle i . $N_{i,on}$ est généré suivant la *statistique de Poisson*: $(\mu_{i,on}^{N_{i,on}} / N_{i,on}!) e^{-\mu_{i,on}}$

$\mu_{i,on}$ est la somme des prédictions des événements $B\bar{B}$ et des événements *hors résonance*:

$$\mu_{i,on} = \mu_{i,B\bar{B}} + k \cdot \mu_{i,off} \quad (6.7)$$

où

- $\mu_{i,B\bar{B}}$ est le *nombre attendu* $B\bar{B}$ dans le i ème intervalle (somme des contributions du signal direct et indirect, $B \rightarrow \pi l\nu$, $b \rightarrow ul\nu$ autre que les 5 modes étudiés, $b \rightarrow cl\nu$ et les hadrons identifiés en leptons). $\mu_{i,B\bar{B}}$ contient les 12 paramètres libres de l'ajustement. Pour chaque intervalle i , on a :

$$\begin{aligned}
 \mu_{i,B\bar{B}} &= par(1) \cdot N_{B\bar{B}} \cdot \left(\epsilon_{\rho^\pm} \frac{N_{\rho^\pm}^i}{N_{\rho^\pm}} + 0.5 \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \epsilon_{\rho^0} \frac{N_{\rho^0}^i}{N_{\rho^0}} + 0.5 \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \epsilon_{\omega} \frac{N_{\omega}^i}{N_{\omega}} \right) \\
 &+ par(2) \cdot N_{B\bar{B}} \cdot \left(\epsilon_{\pi^\pm} \frac{N_{\pi^\pm}^i}{N_{\pi^\pm}} + 0.5 \frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \epsilon_{\pi^0} \frac{N_{\pi^0}^i}{N_{\pi^0}} \right) \\
 &+ par(3, 4, 5) \cdot N_{b \rightarrow ul\nu}^i \\
 &+ par(6, 7, 8, 9, 10) \cdot par(11, 12) \cdot N_{b \rightarrow cl\nu}^i \\
 &+ N_{fake, B\bar{B}}^i
 \end{aligned} \quad (6.8)$$

6.1 Méthode d'ajustement

où

- $Par(x)$, $x = 1, 12$ sont les paramètres définis dans le tableau 6.1 ; $par(3, 4, 5)$ indique qu'il faut prendre le paramètre $par(3)$, $par(4)$ ou $par(5)$ suivant la région d'énergie. De même, $par(6, 7, 8, 9, 10)$ indique qu'il faut prendre le paramètre correspondant au mode de désintégration ;
- N_s^i est le nombre d'événements de la source s dans l'intervalle i . $N_{fake, B\bar{B}}^i$ est le nombre de hadrons identifiés en leptons dans les événements $B\bar{B}$. On a $N_{fake, B\bar{B}}^i = N_{fake, on}^i - k \cdot N_{fake, off}^i$ où le nombre N_{fake}^i est donné par l'équation (5.13) ;
- ϵ sont les efficacités (direct ou indirect suivant le mode ajusté) données dans le tableau 5.11 ;
- $N_{B\bar{B}}$ est le nombre total de $B\bar{B}$ utilisé dans cette analyse (voir section 5.2).
- $\mu_{i, off}$ est la prédiction du nombre d'événements *hors résonance* dans i ème intervalle. Ce sont des paramètres libres. $N_{i, off}$ est généré suivant une loi de Poisson : $(\mu_{i, off}^{N_{i, off}} / N_{i, off}!) e^{-\mu_{i, off}}$.

La fonction de vraisemblance que l'on utilise est la combinaison des distributions de Poisson des données *sur la résonance* et des données *hors résonance* :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &\equiv \prod_i \mathcal{L}_{i, on} \cdot \mathcal{L}_{i, off} \\ &= \prod_i \frac{\mu_{i, on}^{N_{i, on}}}{N_{i, on}!} e^{-\mu_{i, on}} \cdot \frac{\mu_{i, off}^{N_{i, off}}}{N_{i, off}!} e^{-\mu_{i, off}} \end{aligned} \quad (6.9)$$

où le produit est effectué sur tous les intervalles i , c'est-à-dire sur tous les intervalles de la distribution $(M_{\pi\pi(\pi)}, \Delta E)$, sur les 3 régions d'énergie des leptons (HILEP, LOLEP ou LOLOLEP) et les 5 modes de désintégration ($B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$, $B^\pm \rightarrow \pi^0 l\nu$, $B^0 \rightarrow \pi^\pm l\nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l\nu$).

On utilise de préférence, le logarithme naturel de cette fonction (en supprimant les factoriels qui sont constants) :

$$\ln \mathcal{L} = \sum_i N_{i, on} \ln \mu_{i, on} - \mu_{i, on} + \sum_i N_{i, off} \ln \mu_{i, off} - \mu_{i, off} \quad (6.10)$$

Les paramètres libres sont déterminés en maximisant la fonction de vraisemblance. Le nombre d'inconnus est cependant trop important du fait de la présence des paramètres $\mu_{i, off}$. On pourrait simplement fixer ces paramètres, mais l'erreur statistique serait ainsi sous-estimée. La solution que l'on a utilisé est de déterminer $\mu_{i, off}$ en maximisant la fonction de vraisemblance 6.9 (ou en minimisant le logarithme négatif de cette fonction), dans chaque intervalle i et pour une distribution donnée de $B\bar{B}$ ($\mu_{i, B\bar{B}}$ fixe). Pour cela on calcule la dérivée par rapport à $\mu_{i, off}$ de la fonction 6.10.

$$\frac{\partial(-\ln \mathcal{L})}{\partial \mu_{i, off}} = -\frac{s N_{i, on}}{\mu_{i, B\bar{B}} + k \cdot \mu_{i, off}} + k - \frac{N_{i, off}}{\mu_{i, off}} + 1 = 0 \quad (6.11)$$

⇓

$$\begin{aligned} \mu_{i,off} &= \frac{-((1+k)\mu_{i,B\bar{B}} - k(N_{i,on} + N_{i,off}))}{2(k)(k+1)} \\ &\pm \frac{\sqrt{((1+k)\mu_{i,B\bar{B}} - k(N_{i,on} + N_{i,off}))^2 + 4(k)(k+1)N_{i,off}\mu_{i,B\bar{B}}}}{2(k)(k+1)} \end{aligned} \quad (6.12)$$

La valeur positive est toujours prise. On utilise ensuite la valeur de $\mu_{i,off}$ pour maximiser la fonction de vraisemblance (équation 6.10) en fonction de $\mu_{i,B\bar{B}}$ (équation 6.9) et ainsi déterminer les autres paramètres libres.

L'ajustement a été effectué en utilisant le logiciel *MINUIT* [67]. Les paramètres ajustés sont donnés dans le tableau 6.1. À chaque appel de la routine qui calcule la fonction de vraisemblance, les valeurs de $\mu_{i,off}$ sont déterminées à l'aide de l'équation 6.12.

Dans la section 7.3.6, nous verrons que cette méthode ne donne pas de biais significatif sur le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B \rightarrow \rho l\nu)$.

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)

Dans cette section, nous allons montrer les résultats de l'ajustement, décrit dans la section précédente. **Le modèle de facteur de forme ISGW2** a été utilisé pour simuler les modes semi-leptoniques exclusifs $b \rightarrow ul\nu$ (signal et bruit de fond). Les résultats de l'ajustement en utilisant d'autres modèles théoriques seront montrés dans la section 6.3.

6.2.1 Les paramètres de l'ajustement

Le tableau 6.2 montre les 12 paramètres de l'ajustement comparés aux valeurs des données simulées.

Les paramètres décrivant le bruit de fond $b \rightarrow cl\nu$ sont en bon accord avec les données simulées: la différence est de moins de 6% pour tous les modes de désintégrations à l'exception du canal $B^\pm \rightarrow \omega l\nu$ (différence de 12.5%). Ce mode de désintégration n'influence cependant pas beaucoup le rapport d'embranchement $B \rightarrow \rho l\nu$ (voir section 7.2.2). Les deux paramètres décrivant les rapports des facteurs d'échelle entre les régions d'énergie des leptons LOLOLEP et HILEP(LOLEP) sont à 1.1σ (2.4σ) des valeurs attendues (données simulées).

Le paramètre décrivant le bruit de fond $b \rightarrow ul\nu$ dans la région LOLOLEP est relativement élevé par rapport à la valeur attendue. Cependant, ce paramètre a peu d'influence sur le rapport d'embranchement $B \rightarrow \rho l\nu$. Le tableau 6.3 montre, en effet, que la corrélation entre ces deux paramètres est très faible. Ainsi, en fixant le paramètre $b \rightarrow ul\nu$ à la valeur des données simulées, le rapport d'embranchement ne varie que de 4%. On tiendra cependant compte de ce désaccord avec la valeur attendu dans l'erreur systématique.

Le paramètre de la désintégration $B^0 \rightarrow \pi^\pm l\nu$ est en bon accord avec la valeur attendue. Ce paramètre est fortement corrélé avec le rapport d'embranchement $B \rightarrow \rho l\nu$. L'effet de cette corrélation est cependant atténué par le fait que le nombre d'événements $B \rightarrow \pi l\nu$ est très petit dans la région d'énergie des leptons HILEP.

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)

Paramètres	valeur MC	résultat ajustement
1. BR(ρ)	$2.6 \cdot 10^{-4}$	$(3.50 \pm 0.37) \cdot 10^{-4}$
2. BR(π)	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$(1.95 \pm 0.60) \cdot 10^{-4}$
3. $bul\nu(HI)$	1	0.448 ± 0.285
4. $bul\nu(LO)$	1	1.344 ± 0.260
5. $bul\nu(LOLO)$	1	3.534 ± 0.375
6. $bcl\nu(\rho^0)$	1	0.943 ± 0.006
7. $bcl\nu(\rho^\pm)$	1	1.005 ± 0.006
8. $bcl\nu(\pi^0)$	1	0.986 ± 0.018
9. $bcl\nu(\pi^\pm)$	1	0.960 ± 0.014
10. $bcl\nu(\omega)$	1	0.875 ± 0.010
11. $bcl\nu(LOLO/HI)$	1	0.324 ± 0.600
12. $bcl\nu(LOLO/LO)$	1	1.029 ± 0.012

TAB. 6.2 – Résultats de l'ajustement des distributions ($M_{\pi\pi(\pi)}, \Delta E$) en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance simultanément dans les trois régions d'énergie des leptons (HILEP, LOLEP et LOLOLEP) et les 5 modes de désintégrations (**électrons uniquement**). Les valeurs indiquées sont celles des données simulées (MC) et de l'ajustement (avec l'erreur associée). Les paramètres sont définis dans la table 6.1.

Différents ajustements ont été effectués: notamment, sans utiliser les modes ω et π ou sans la région d'énergie LOLOLEP. Les résultats de ces ajustements, qui seront donnés à la section 7.3.6 (voir tableau 7.4), montrent que le rapport d'embranchement $B \rightarrow \rho l\nu$ ainsi mesuré est stable.

PAR	Coefficients de corrélation											
NO.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	1.00	-0.29	-0.19	0.14	0.04	-0.09	-0.06	-0.05	-0.06	-0.04	-0.12	-0.34
2	-0.29	1.00	-0.16	-0.31	-0.15	0.10	0.03	-0.11	-0.19	0.02	0.07	0.19
3	-0.19	-0.16	1.00	0.05	0.02	0.02	0.01	0.08	0.12	-0.03	-0.13	0.06
4	0.14	-0.31	0.05	1.00	-0.05	0.04	0.06	0.05	0.14	-0.01	-0.29	-0.61
5	0.04	-0.15	0.02	-0.05	1.00	-0.62	-0.59	-0.14	-0.25	-0.37	-0.06	0.37
6	-0.09	0.10	0.02	0.04	-0.61	1.00	0.41	0.10	0.16	0.26	0.02	-0.37
7	-0.06	0.03	0.01	0.06	-0.59	0.41	1.00	0.12	0.19	0.25	0.03	-0.39
8	-0.05	-0.11	0.07	0.05	-0.14	0.10	0.12	1.00	0.03	0.08	-0.04	-0.13
9	-0.06	-0.19	0.12	0.14	-0.25	0.16	0.19	0.03	1.00	0.13	-0.08	-0.25
10	-0.04	0.02	-0.03	-0.01	-0.37	0.26	0.25	0.08	0.13	1.00	0.06	-0.20
11	-0.12	0.07	-0.13	-0.29	-0.06	0.02	0.02	-0.04	-0.08	0.06	1.00	0.18
12	-0.34	0.19	0.06	-0.61	0.37	-0.37	-0.39	-0.13	-0.25	-0.20	0.18	1.00
Tot	0.59	0.54	0.34	0.72	0.75	0.66	0.64	0.26	0.41	0.40	0.36	0.81

TAB. 6.3 – Corrélations entre les 12 paramètres données par Minuit [67]. Les paramètres sont définis dans la table 6.1.

6.2.2 Rapport d'embranchement et nombres d'événements ajustés

Les rapports d'embranchement obtenus par l'ajustement des données sont:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) &= (3.50 \pm 0.37) \cdot 10^{-4} \quad (\text{stat.}) \\ \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) &= (1.95 \pm 0.60) \cdot 10^{-4} \quad (\text{stat.}) \end{aligned} \quad (6.13)$$

Les erreurs sont uniquement statistiques et sont en bon accord avec celles données par un "toy MC" (voir section 7.3.6). Les erreurs systématiques seront discutées dans le prochain chapitre.

Les tableaux 6.4, 6.5 et 6.6 montrent le nombre d'événements ajustés des modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$ respectivement ainsi que des différents bruits de fond. Les erreurs sont toutes uniquement statistiques. Les erreurs entre le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) sont complètement corrélées, de même que les erreurs entre les nombres d'événements $B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \pi^\pm l \nu$. Les erreurs du bruit de fond $b \rightarrow ul \nu$ sont corrélées entre les modes mais pas entre les différentes régions d'énergie des leptons.

Notre analyse est principalement sensible au signal $B \rightarrow \rho l \nu$ dans la région HILEP où on trouve 173 ± 18 événements $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et 282 ± 30 événements $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$. Dans cette région, le nombre d'événements $b \rightarrow cl \nu$ est très faibles. Les régions d'énergies des leptons LOLEP et LOLOLEP sont, en revanche, complètement dominées par ce bruit de fond.

	HILEP	LOLEP	LOLOLEP
Nb d'événements $\Upsilon(4S)$	826	19109	61503
Sig. direct	173 ± 18	358 ± 38	173 ± 18
Sig. indirect	164 ± 17	430 ± 45	201 ± 21
$B \rightarrow \pi l \nu$	22 ± 7	91 ± 28	91 ± 28
$b \rightarrow ul \nu$	30 ± 19	762 ± 147	2104 ± 224
$b \rightarrow cl \nu$	19 ± 35	15735 ± 199	57074 ± 335
$e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$	382 ± 57	1500 ± 112	1707 ± 120
Lepton mal ident.	33 ± 8	125 ± 31	189 ± 47

TAB. 6.4 – Résumé du nombre d'événements du mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ avec les **électrons uniquement** (modèle ISGW2). Le signal indirect correspond aux désintégrations $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$. Cette contribution est contrainte dans l'ajustement par les relations d'isospin 6.1. Le bruit de fond $b \rightarrow ul \nu$ inclue tous les modes $B \rightarrow X_u l \nu$ autres que ρ , ω et π .

6.2.3 Les projections

Les projections des distributions $M_{\pi\pi(\pi)}$ et ΔE sont montrées dans les figures 6.3 à 6.8 pour les modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$, dans les trois régions d'énergie

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)

	HILEP	LOLEP	LOLOLEP
Nb d'événements $\Upsilon(4S)$	1002	21790	62703
Signal direct	282 ± 30	580 ± 61	281 ± 30
Signal indirect	117 ± 12	306 ± 32	136 ± 14
$B \rightarrow \pi l \nu$	30 ± 9	131 ± 41	114 ± 35
$b \rightarrow u l \nu$	28 ± 18	767 ± 148	1942 ± 206
$b \rightarrow c l \nu$	30 ± 55	18363 ± 230	58159 ± 329
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	474 ± 63	1560 ± 114	1775 ± 122
Lepton mal ident.	38 ± 10	139 ± 35	187 ± 47

TAB. 6.5 – Résumé du nombre d'événements du mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ avec les électrons **uniquement** (modèle ISGW2). Le signal indirect correspond aux désintégrations $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$. Cette contribution est contrainte dans l'ajustement par les relations d'isospin 6.1. Le bruit de fond $b \rightarrow u l \nu$ inclue tous les modes $B \rightarrow X_u l \nu$ autres que ρ , ω et π .

	HILEP	LOLEP	LOLOLEP
Nb d'événements $\Upsilon(4S)$	182	4139	10447
Signal direct	48 ± 5	99 ± 10	51 ± 5
Signal indirect	26 ± 3	61 ± 6	21 ± 2
$B \rightarrow \pi l \nu$	1 ± 1	11 ± 3	7 ± 2
$b \rightarrow u l \nu$	6 ± 4	177 ± 34	462 ± 49
$b \rightarrow c l \nu$	3 ± 5	3535 ± 58	9490 ± 114
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	99 ± 29	281 ± 49	342 ± 53
Lepton mal ident.	8 ± 2	25 ± 6	26 ± 7

TAB. 6.6 – Résumé du nombre d'événements du mode $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$ avec les électrons **uniquement** (modèle ISGW2). Le signal indirect correspond aux désintégrations $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$. Cette contribution est contrainte dans l'ajustement par les relations d'isospin 6.1. Le bruit de fond $b \rightarrow u l \nu$ inclue tous les modes $B \rightarrow X_u l \nu$ autres que ρ , ω et π .

des leptons. Dans chacune de ces figures, on observe un bon accord entre les données et le résultat de l'ajustement.

Comme il a été décrit dans la section précédente, le nombre moyen (inconnu) d'événements *hors résonance*, $\mu_{i,off}$, est calculé, lors de l'ajustement, de telle manière qu'il maximise la fonction de vraisemblance (équation 6.10) par rapport à $\mu_{i,off}$.

Les figures 6.9 et 6.10 montrent le nombre d'événements $\mu_{i,off}$ (traits pleins) comparé aux données avant l'ajustement. On observe un bon accord entre les distributions. On peut aussi voir cet accord dans le tableau 6.7, qui indique le nombre total d'événements *hors résonance* avant et après l'ajustement, pour les modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$, dans les trois régions d'énergie des leptons.

Les distributions de l'énergie des leptons pour les modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$

sont montrées dans les figures 6.11 et 6.12. On peut voir un bon accord entre les données et le résultat de l'ajustement dans toutes les régions d'énergie des leptons utilisées dans l'ajustement.

Les figures 6.13 et 6.14 montrent les distributions de l'angle θ_l , défini comme l'angle d'hélicité du lepton dans le référentiel au repos du W (voir figure 2.2). Dans chacune des figures, les distributions sont montrées, d'une part, après soustraction des contributions du continuum et des hadrons identifiés en leptons (distributions (a)) et, d'autre part, après soustraction de tous les autres bruits de fond et signaux indirectes (distributions (b)). On peut voir un bon accord entre les données et le résultat de l'ajustement.

DISTRIBUTION DE q^2

Si la direction du méson B était connue, on pourrait déterminer q^2 sans ambiguïté à partir de l'énergie du hadron final. Pour les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$, on a :

$$q^2 = M_B^2 + M_\rho^2 - 2E_B E_\rho + 2\vec{p}_B \cdot \vec{p}_\rho. \quad (6.14)$$

On connaît cependant uniquement la norme de l'impulsion du B , pas sa direction. En utilisant la contrainte $E_B = E_{\Upsilon(4S)}/2$, on peut déterminer le minimum et maximum de q^2 . Ces valeurs correspondent aux configurations cinématiques pour lesquelles la direction de l'impulsion du B est la plus proche, ou la plus éloignée, de la direction de l'impulsion du ρ .

Ainsi, en utilisant $\vec{p}_B \cdot \vec{p}_\rho = |\vec{p}_B| |\vec{p}_\rho| \cos \theta_{B,\rho}$, on a :

$$q_{min,max}^2 = M_B^2 + M_\rho^2 - 2E_B E_\rho + 2|\vec{p}_B| |\vec{p}_\rho| \cos \theta_{B,\rho}^{min,max} \quad (6.15)$$

où

$$\cos \theta_{B,\rho}^{min} = \cos(\theta_{B,Y} - \theta_{Y,\rho}) \quad (6.16)$$

$$\begin{aligned} &= \cos \theta_{B,Y} \cos \theta_{Y,\rho} + \sin \theta_{B,Y} \sin \theta_{Y,\rho} \\ \cos \theta_{B,\rho}^{max} &= \cos(\theta_{B,Y} + \theta_{Y,\rho}) \quad (6.17) \\ &= \cos \theta_{B,Y} \cos \theta_{Y,\rho} - \sin \theta_{B,Y} \sin \theta_{Y,\rho} \end{aligned}$$

avec $\cos \theta_{B,Y}$ donné par l'équation 5.27 (section 5.8).

On utilise la valeur de q^2 :

$$q^2 \equiv \frac{q_{min}^2 + q_{max}^2}{2} \quad (6.18)$$

Les figures 6.15 et 6.16 montrent les distributions de q^2 pour les modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ respectivement. Comme pour les distributions de l'angle θ_l , les distributions sont montrées, d'une part, après soustraction des contributions du continuum et des hadrons identifiés en leptons (distributions (a)) et, d'autre part, après soustraction de tous les autres bruits de fond et signaux indirectes (distributions (b)). On peut voir un bon accord entre les données et le résultat de l'ajustement.

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)

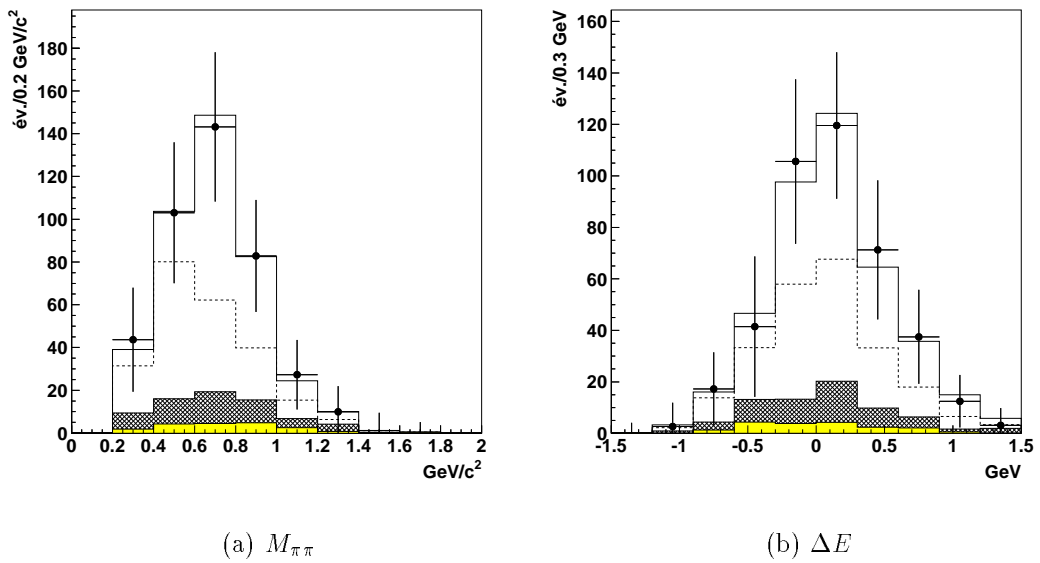


FIG. 6.3 – Projections du résultat de l'ajustement du mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ dans la région d'énergie HILEP (pour les **électrons uniquement**). Les points avec la barre d'erreur représentent les données sur la résonance après soustraction des données hors résonance et des hadrons identifiés en leptons. Les contributions de l'ajustement sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul\nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow pl\nu$ et $B \rightarrow \omega l\nu$ (région hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow cl\nu$ (région grise).

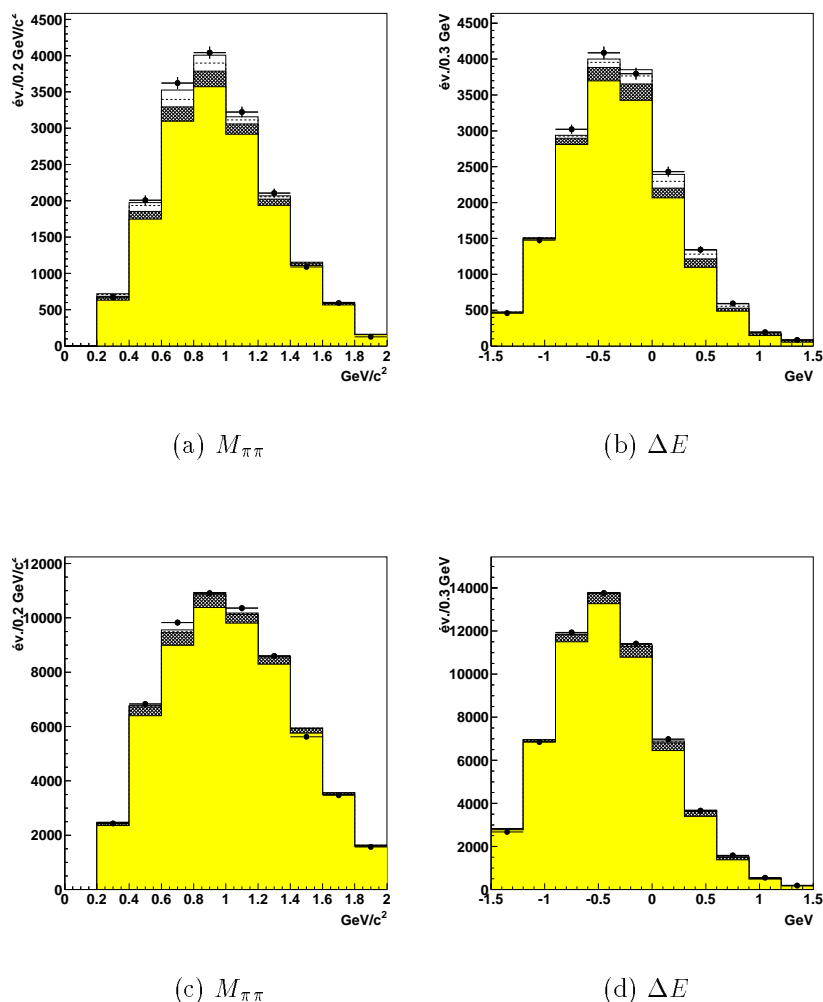


FIG. 6.4 – Projections du résultat de l’ajustement du mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ dans les régions d’énergie des leptons: (a),(b): LOLEP; (c),(d): LOLEP (pour les électrons uniquement). Les points avec la barre d’erreur représentent les données sur la résonance après soustraction des données hors résonance et des hadrons identifiés en leptons. Les contributions de l’ajustement sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul\nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (région hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow cl\nu$ (région grise).

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)

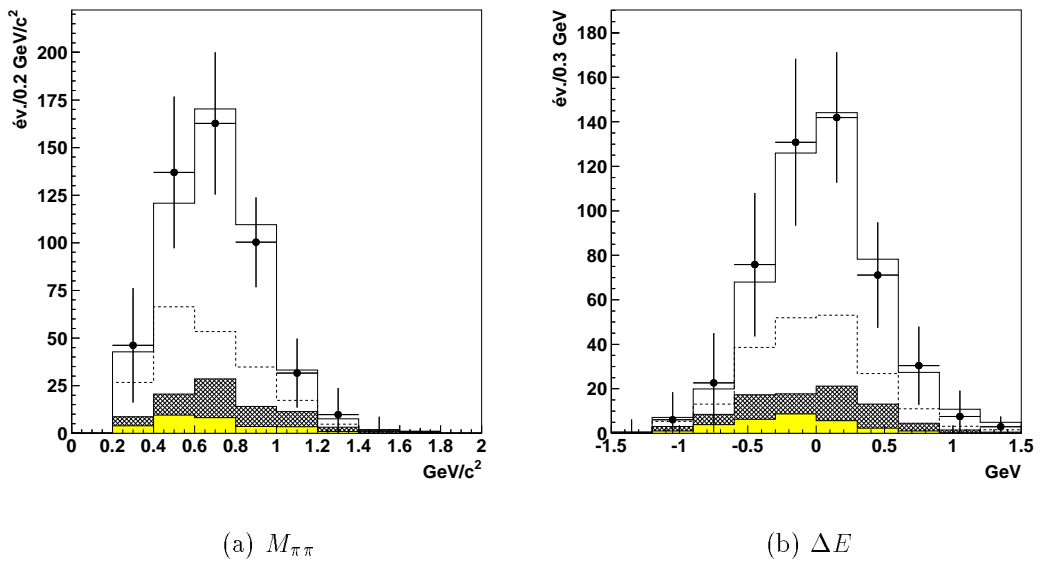


FIG. 6.5 – Projections du résultat de l'ajustement du mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ dans la région d'énergie HILEP (pour les **électrons uniquement**). Les points avec la barre d'erreur représentent les données sur la résonance après soustraction des données hors résonance et des hadrons identifiés en leptons. Les contributions de l'ajustement sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul\nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow pl\nu$ et $B \rightarrow \omega l\nu$ (région hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow cl\nu$ (région grise).

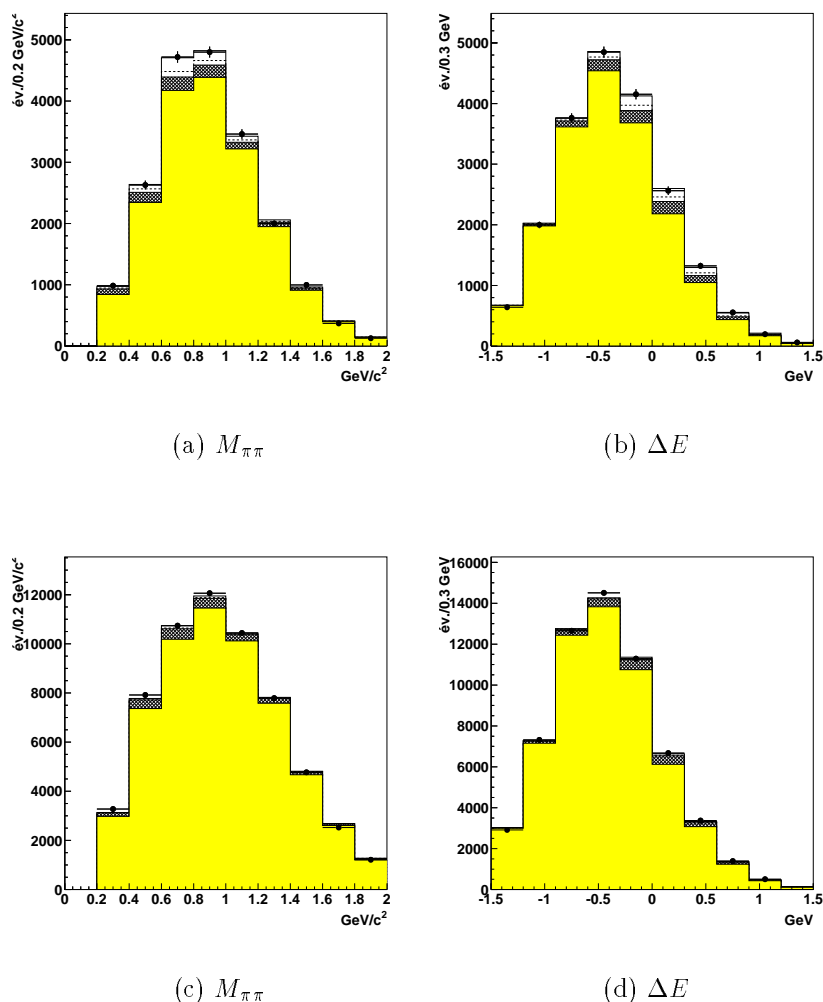


FIG. 6.6 – Projections du résultat de l’ajustement du mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ dans les régions d’énergie des leptons: (a),(b): LOLEP; (c),(d): LOLEP (pour les électrons uniquement). Les points avec la barre d’erreur représentent les données sur la résonance après soustraction des données hors résonance et des hadrons identifiés en leptons. Les contributions de l’ajustement sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul\nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (région hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow cl\nu$ (région grise).

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)

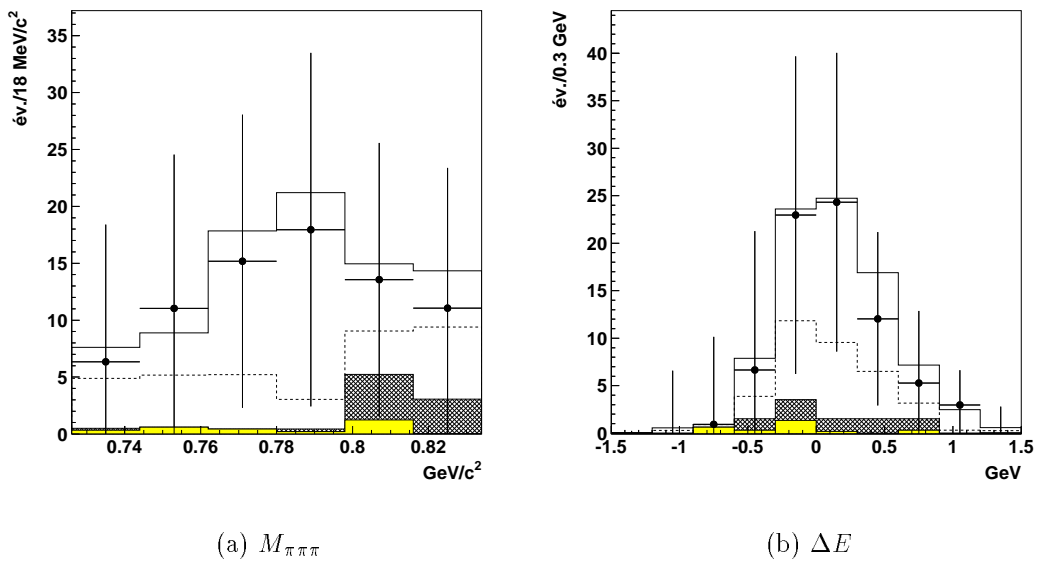


FIG. 6.7 – Projections du résultat de l'ajustement du mode $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$ dans la région d'énergie HILEP (pour les **électrons uniquement**). Les points avec la barre d'erreur représentent les données sur la résonance après soustraction des données hors résonance et des hadrons identifiés en leptons. Les contributions de l'ajustement sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul\nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow pl\nu$ et $B \rightarrow \omega l\nu$ (région hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow cl\nu$ (région grise).

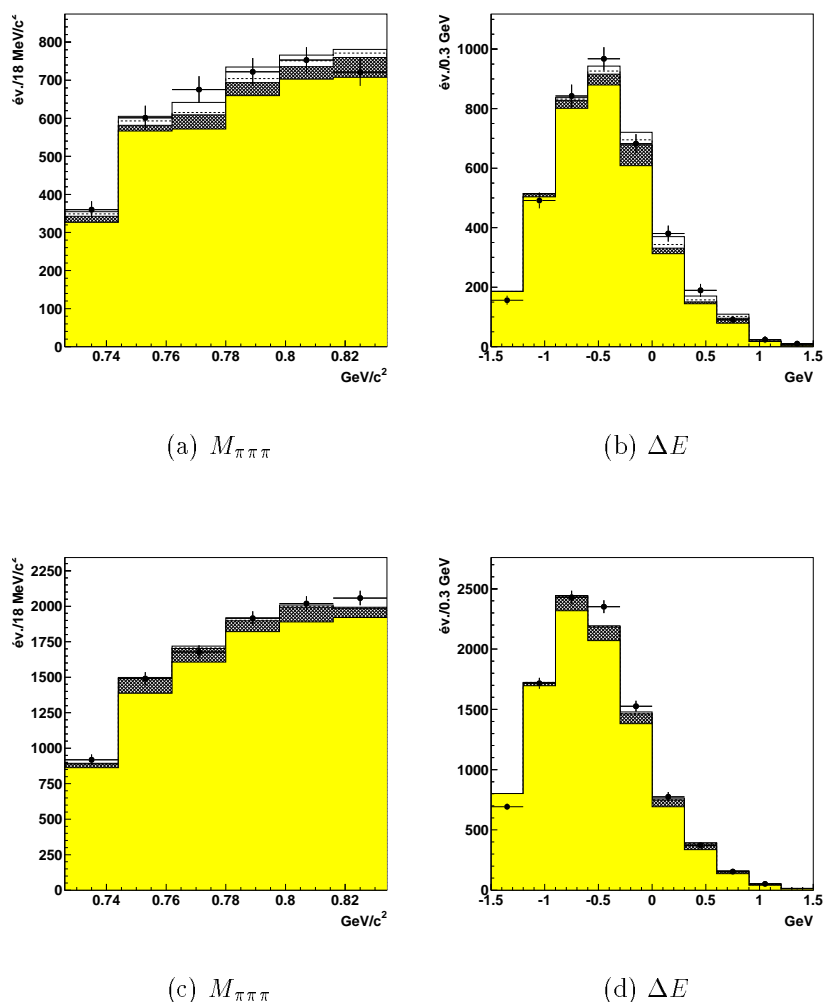


FIG. 6.8 – Projections du résultat de l’ajustement du mode $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$ dans les régions d’énergie des leptons: (a),(b): LOLEP; (c),(d): LOLEP (pour les électrons uniquement). Les points avec la barre d’erreur représentent les données sur la résonance après soustraction des données hors résonance et des hadrons identifiés en leptons. Les contributions de l’ajustement sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul\nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (région hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow cl\nu$ (région grise).

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)

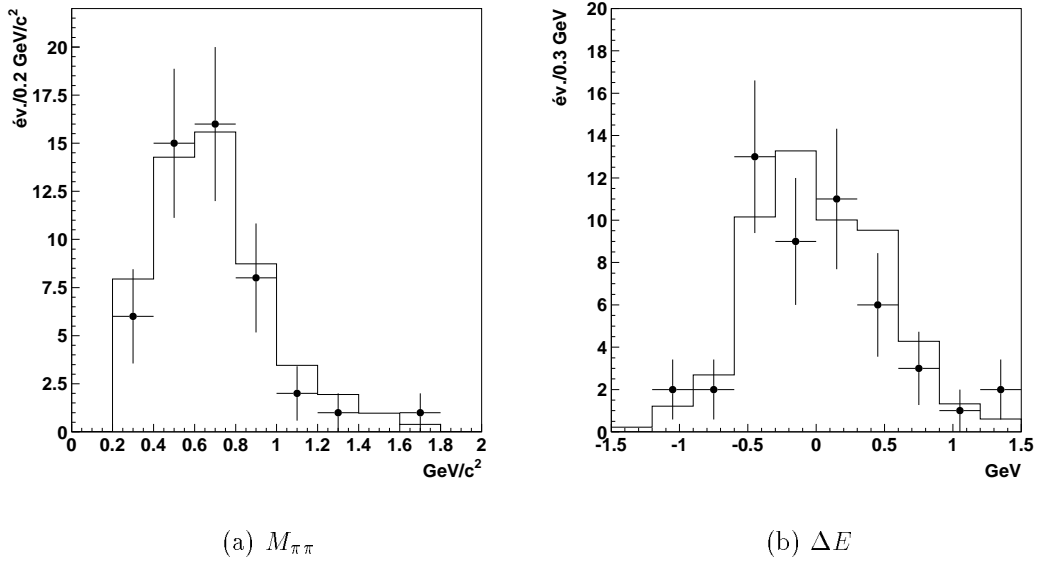


FIG. 6.9 – Comparaison des données hors résonance avant l'ajustement (points avec les barres d'erreur) et avec les résultats de l'ajustement (trait plein) pour le mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (HILEP)

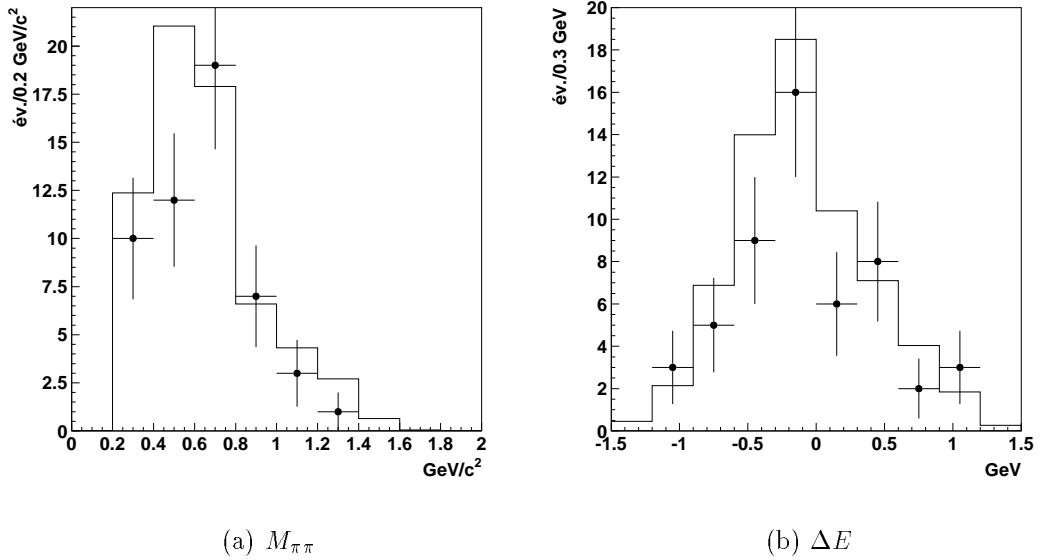


FIG. 6.10 – Comparaison des données hors résonance avant l'ajustement (points avec les barres d'erreur) et avec les résultats de l'ajustement (trait plein) pour le mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ (HILEP)

Mode	HILEP		LOLEP		LOLOLEP	
	données	rés. ajust.	données	rés. ajust.	données	rés. ajust.
$B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$	49 ± 7	53	182 ± 13	205	214 ± 15	234
$B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$	52 ± 7	65	201 ± 14	213	220 ± 15	243
$B^\pm \rightarrow \omega l\nu$	15 ± 4	13	34 ± 6	38	32 ± 6	46

TAB. 6.7 – Le nombre d'événements en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$ avant et après l'ajustement pour les modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l\nu$ dans les trois régions d'énergie des leptons.

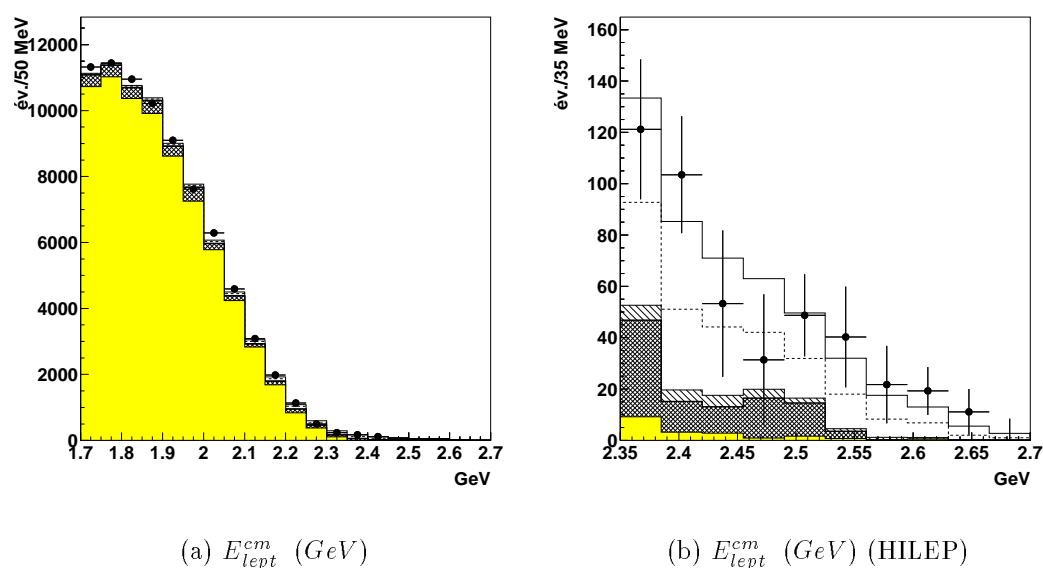


FIG. 6.11 – Projection de la variable cinématique E_{lept}^{cm} pour le mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$. Les données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ sont représentées par les points avec une barre d'erreur. Le continuum et les hadrons identifiés en leptons ont été soustraits. Les histogrammes représentent le résultat de l'ajustement; les contributions sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, les événements $B \rightarrow \pi l\nu$ (région hachurée), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul\nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow \rho l\nu$ et $B \rightarrow \omega l\nu$ (région hachurée, doublement hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow cl\nu$ (région grise).

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)

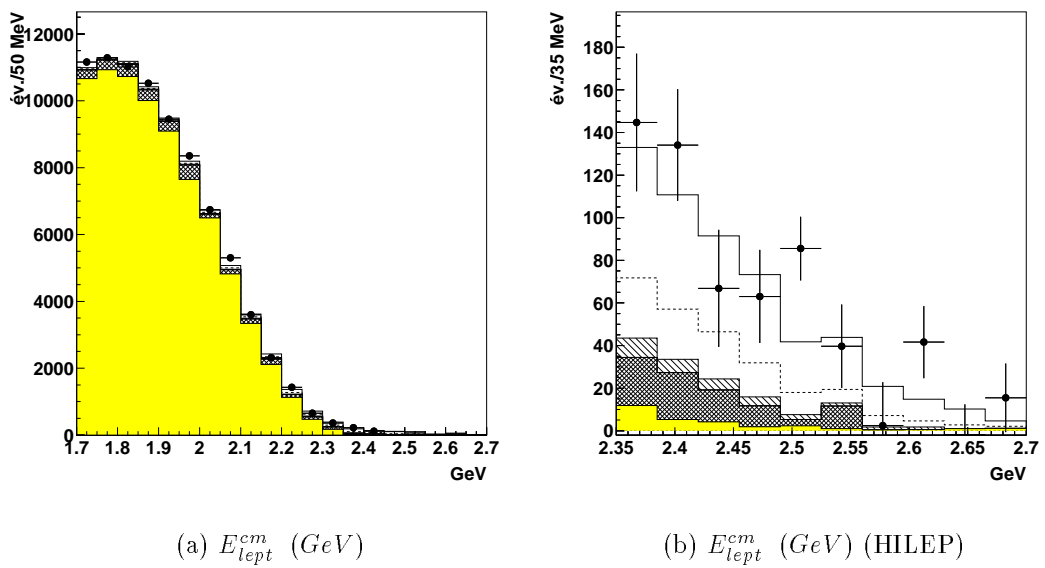


FIG. 6.12 – Projection de la variable cinématique E_{lept}^{cm} pour le mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$. Les données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ sont représentées par les points avec une barre d'erreur. Le continuum et les hadrons identifiés en leptons ont été soustraits. Les histogrammes représentent le résultat de l'ajustement; les contributions sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, les événements $B \rightarrow \pi l \nu$ (région hachurée), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul \nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow pl \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (région hachurée, doublement hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow cl \nu$ (région grise).

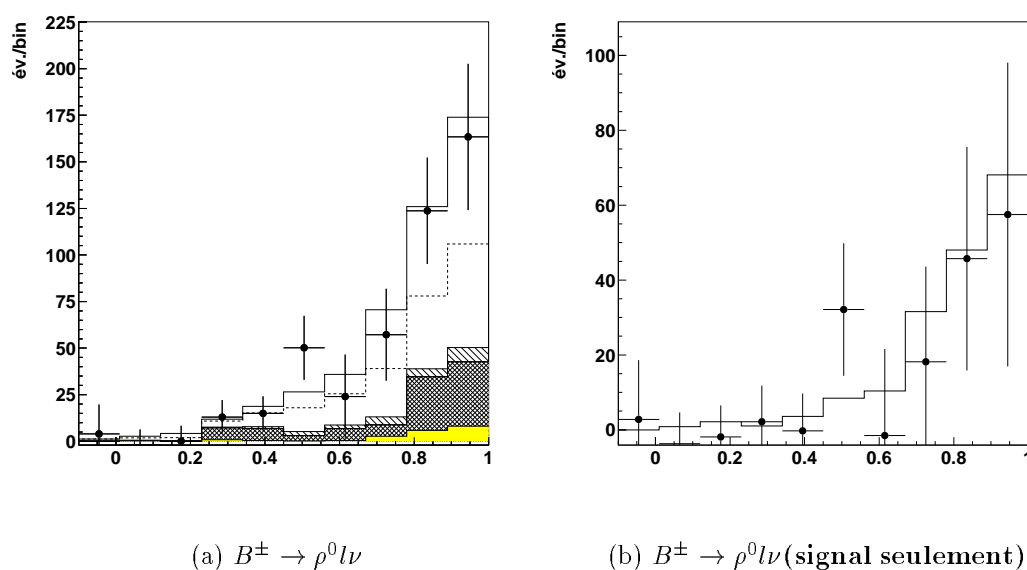


FIG. 6.13 – Projection de la variable cinématique $\cos\theta_l$ pour le mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (HILEP): (a) Les données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ sont représentées par les points avec une barre d'erreur. Le continuum et les hadrons identifiés en leptons ont été soustraits. Les histogrammes représentent le résultat de l'ajustement; les contributions sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, les événements $B \rightarrow \pi l \nu$ (région hachurée), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul \nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (région hachurée, doublement hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow cl \nu$ (région grise); (b) Données (points) et résultat de l'ajustement après soustraction du continuum, des hadrons identifiés en leptons, des événements $B \rightarrow X_u l \nu$ (autres que $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$), des événements $b \rightarrow cl \nu$ et autre bruits de fond.

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)

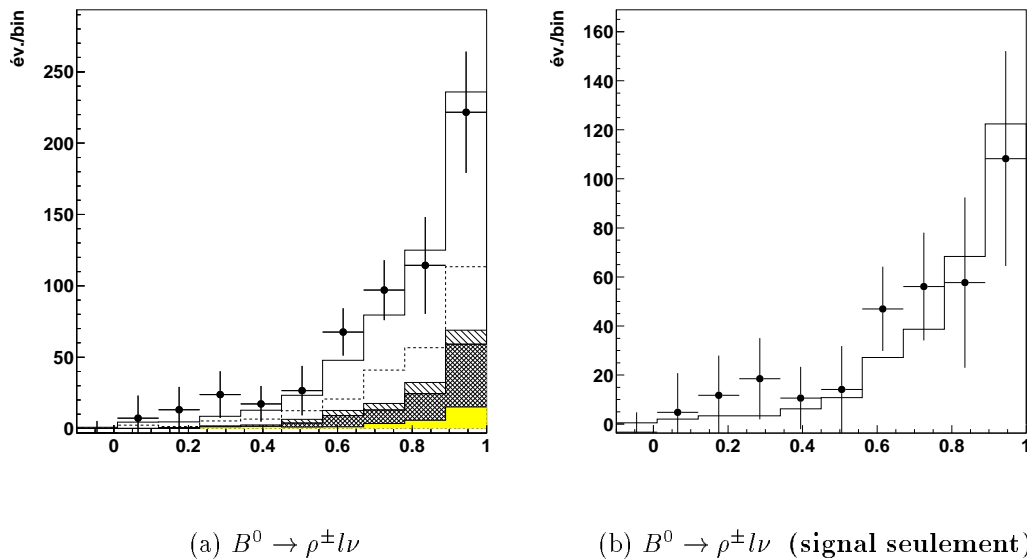


FIG. 6.14 – Projection de la variable cinématique $\cos\theta_l$ pour le mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ (HI-LEP): **(a)** Les données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ sont représentées par les points avec une barre d'erreur. Le continuum et les hadrons identifiés en leptons ont été soustraits. Les histogrammes représentent le résultat de l'ajustement; les contributions sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, les événements $B \rightarrow \pi l \nu$ (région hachurée), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow u l \nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (région hachurée, doublement hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow c l \nu$ (région grise); **(b)** Données (points) et résultat de l'ajustement après soustraction du continuum, des hadrons identifiés en leptons, des événements $B \rightarrow X_u l \nu$ (autres que $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$), des événements $b \rightarrow c l \nu$ et autre bruits de fond.

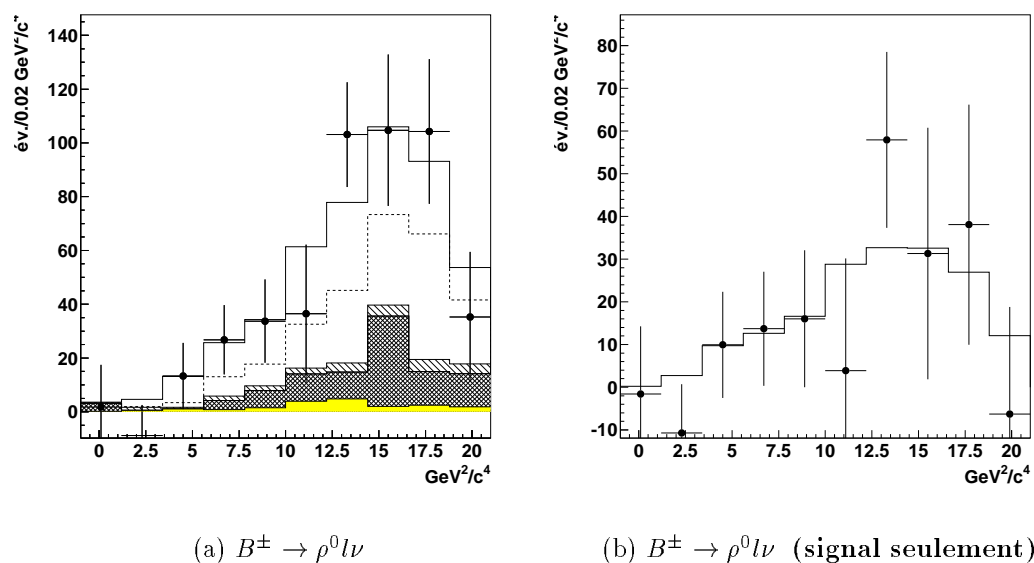


FIG. 6.15 – Projection de la variable cinématique q^2 pour le mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ (HILEP): (a) Les données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ sont représentées par les points avec une barre d'erreur. Le continuum et les hadrons identifiés en leptons ont été soustraits. Les histogrammes représentent le résultat de l'ajustement; les contributions sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, les événements $B \rightarrow \pi l \nu$ (région hachurée), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow ul \nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (région hachurée, doublement hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow cl \nu$ (région grise); (b) Données (points) et résultat de l'ajustement après soustraction du continuum, des hadrons identifiés en leptons, des événements $B \rightarrow X_u l \nu$ (autres que $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$), des événements $b \rightarrow cl \nu$ et autre bruits de fond.

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)

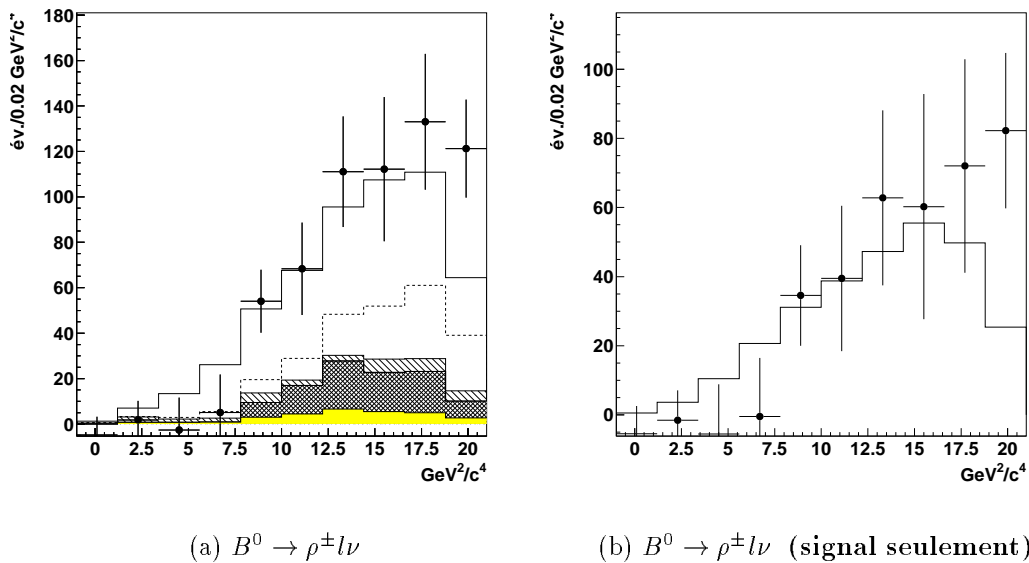


FIG. 6.16 – Projection de la variable cinématique q^2 pour le mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ (HILEP): (a) Les données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ sont représentées par les points avec une barre d'erreur. Le continuum et les hadrons identifiés en leptons ont été soustraits. Les histogrammes représentent le résultat de l'ajustement; les contributions sont le signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) en-dessus et en-dessous des tirets respectivement, les événements $B \rightarrow \pi l \nu$ (région hachurée), le bruit de fond provenant des désintégration $b \rightarrow u l \nu$ autre que les désintégrations $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ (région hachurée, doublement hachurée) et les désintégrations $b \rightarrow c l \nu$ (région grise); (b) Données (points) et résultat de l'ajustement après soustraction du continuum, des hadrons identifiés en leptons, des événements $B \rightarrow X_u l \nu$ (autres que $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$), des événements $b \rightarrow c l \nu$ et autre bruits de fond.

6.2.4 Qualité de l'ajustement

L'ajustement a été testé avec des données fictives (“Toy MC”), en utilisant le résultat de l'ajustement de la manière suivante: les valeurs de l'ajustement sont modifiées aléatoirement, dans chaque intervalle, suivant la statistique de Poisson. La figure 6.17 montre la fonction de vraisemblance ($-2\ln L$) des ajustements en utilisant ce “toy MC”. La flèche indique la valeur obtenue lors de l'ajustement sur les données. La probabilité d'avoir un résultat moins bon que cet ajustement est de 70% .

Les figures de 6.18 à 6.26 montrent les écarts entre le nombre d'événements observé et ajusté, défini par $10 \cdot (N_{\text{données}} - N_{\text{ajustement}})/\sigma$, où $\sigma = \sqrt{N_{\text{données}}}$ est l'erreur statistique des données *sur la résonance* (ou données *hors résonance*). On peut voir un bon accord entre les données et les résultats de l'ajustement.

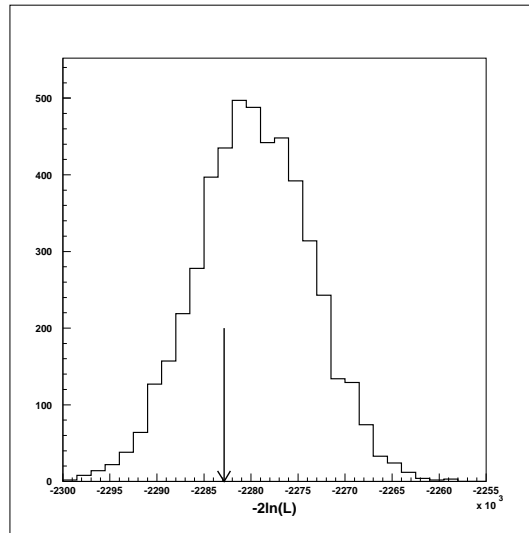
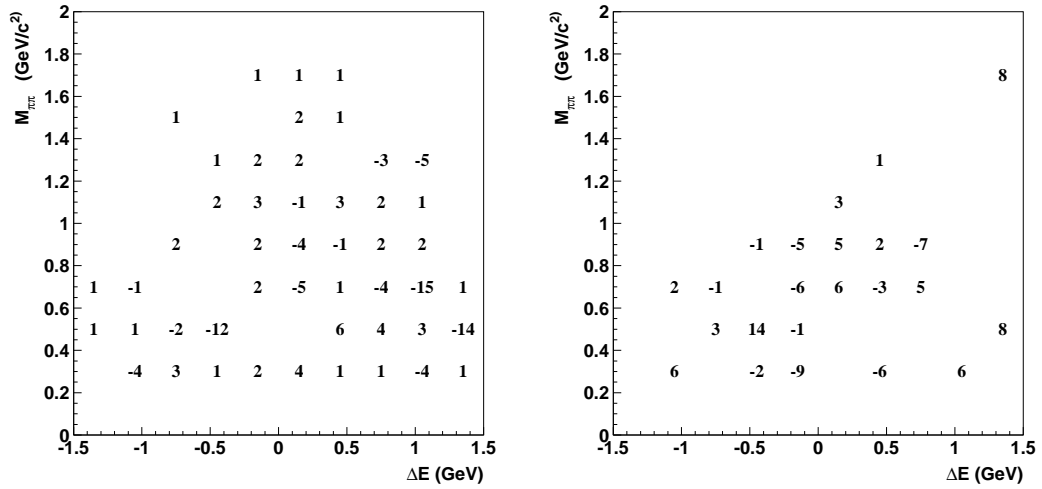


FIG. 6.17 – La fonction de vraisemblance ($-2\ln(L)$) déterminée avec un “toy MC” utilisant les résultats de l'ajustement. La flèche indique la valeur pour l'ajustement normal. La probabilité d'avoir un résultat moins bon que cet ajustement est de 70% .

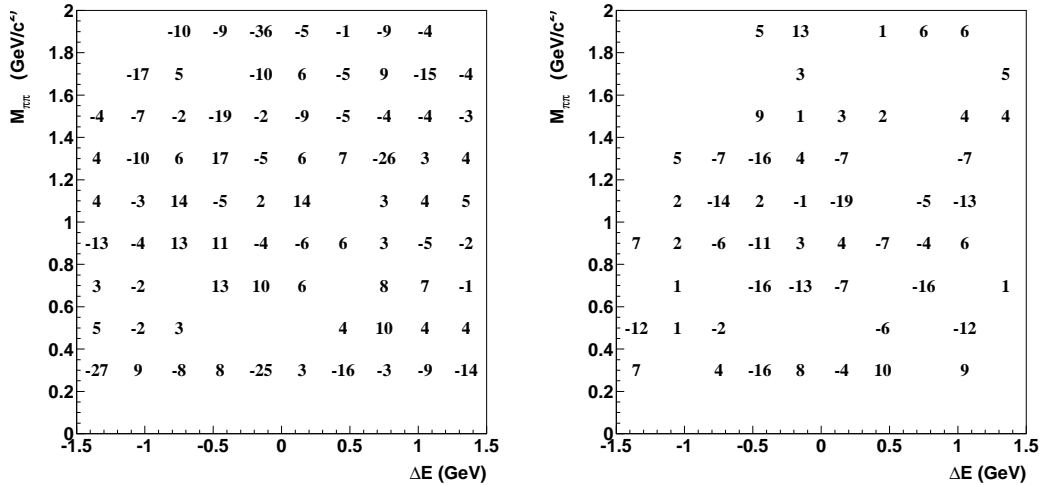
6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)



(a) Données sur la résonance $\Upsilon(4S)$

(b) Données en dessous de la rés. $\Upsilon(4S)$

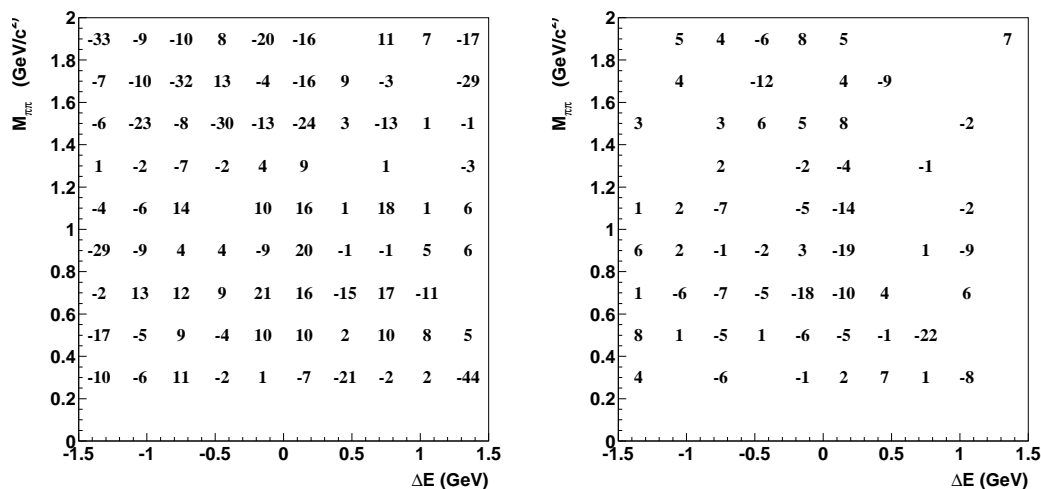
FIG. 6.18 – Écarts entre le nombre d'événements observé et ajusté pour les données (a) sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et (b) en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$, pour le mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ dans la région HILEP. L'écart est défini par $10 \cdot (N_{\text{données}} - N_{\text{ajustement}})/\sigma$, où $\sigma = \sqrt{N_{\text{données}}}$ est l'erreur statistique des données sur (en-dessous de) la résonance $\Upsilon(4S)$.



(a) Données sur la résonance $\Upsilon(4S)$

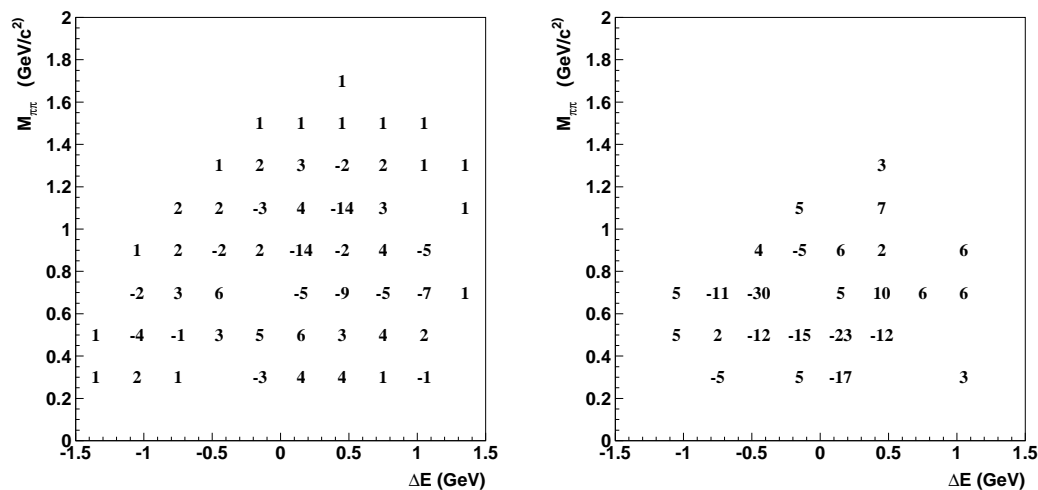
(b) Données en dessous de la rés. $\Upsilon(4S)$

FIG. 6.19 – Écarts entre le nombre d'événements observé et ajusté pour les données (a) sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et (b) en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$, pour le mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ dans la région LOLEP. L'écart est défini par $10 \cdot (N_{\text{données}} - N_{\text{ajustement}})/\sigma$, où $\sigma = \sqrt{N_{\text{données}}}$ est l'erreur statistique des données sur (en-dessous de) la résonance $\Upsilon(4S)$.



(a) Données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ (b) Données en dessous de la rés. $\Upsilon(4S)$

FIG. 6.20 – Écart entre le nombre d'événements observé et ajusté pour les données (a) sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et (b) en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$, pour le mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ dans la région LOLOLEP. L'écart est défini par $10 \cdot (N_{\text{données}} - N_{\text{ajustement}})/\sigma$, où $\sigma = \sqrt{N_{\text{données}}}$ est l'erreur statistique des données sur (en-dessous de) la résonance $\Upsilon(4S)$.



(a) Données sur la résonance $\Upsilon(4S)$ (b) Données en dessous de la rés. $\Upsilon(4S)$

FIG. 6.21 – Écart entre le nombre d'événements observé et ajusté pour les données (a) sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et (b) en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$, pour le mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ dans la région HILEP. L'écart est défini par $10 \cdot (N_{\text{données}} - N_{\text{ajustement}})/\sigma$, où $\sigma = \sqrt{N_{\text{données}}}$ est l'erreur statistique des données sur (en-dessous de) la résonance $\Upsilon(4S)$.

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)

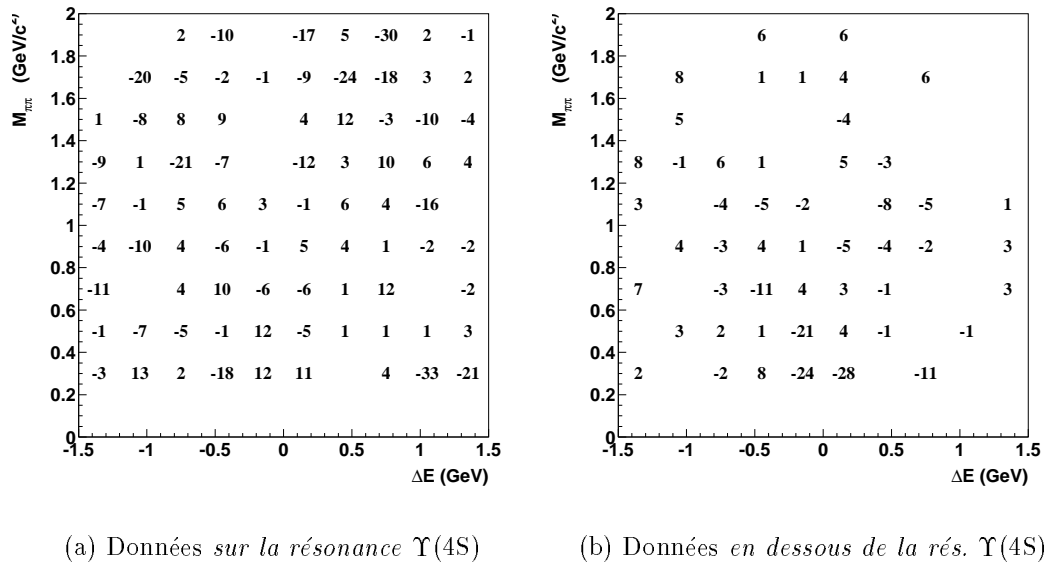


FIG. 6.22 – Écarts entre le nombre d'événements observé et ajusté pour les données (a) sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et (b) en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$, pour le mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ dans la région LOLEP. L'écart est défini par $10 \cdot (N_{\text{données}} - N_{\text{ajustement}})/\sigma$, où $\sigma = \sqrt{N_{\text{données}}}$ est l'erreur statistique des données sur (en-dessous de) la résonance $\Upsilon(4S)$.

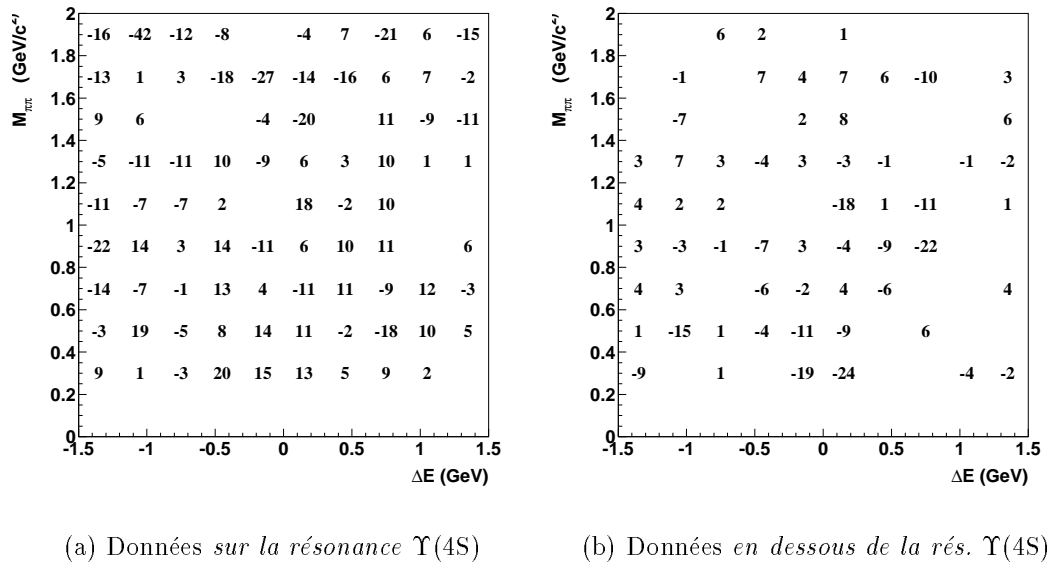


FIG. 6.23 – Écarts entre le nombre d'événements observé et ajusté pour les données (a) sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et (b) en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$, pour le mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ dans la région LOLEP. L'écart est défini par $10 \cdot (N_{\text{données}} - N_{\text{ajustement}})/\sigma$, où $\sigma = \sqrt{N_{\text{données}}}$ est l'erreur statistique des données sur (en-dessous de) la résonance $\Upsilon(4S)$.

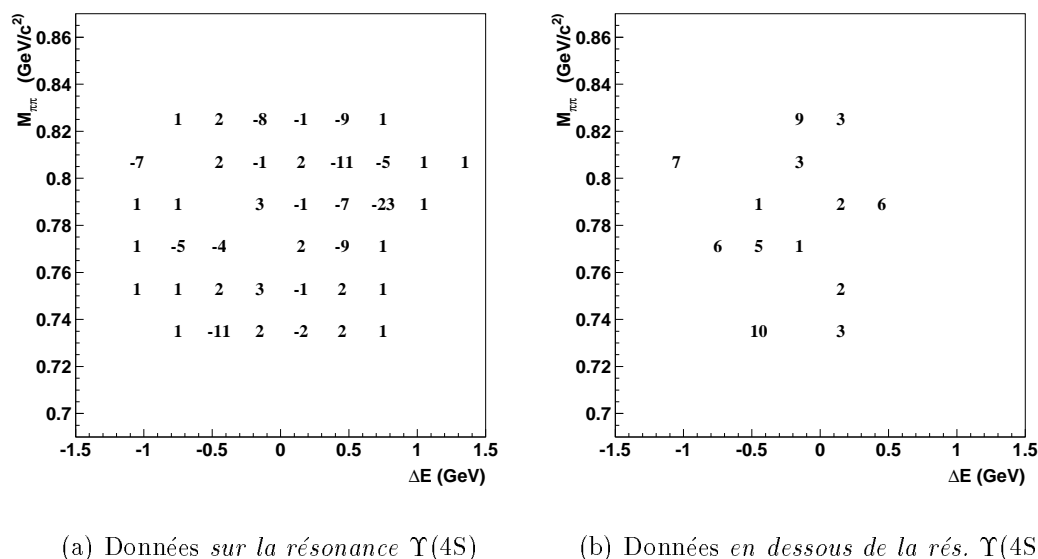


FIG. 6.24 – Écarts entre le nombre d'événements observé et ajusté pour les données (a) sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et (b) en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$, pour le mode $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$ dans la région HILEP. L'écart est défini par $10 \cdot (N_{\text{données}} - N_{\text{ajustement}})/\sigma$, où $\sigma = \sqrt{N_{\text{données}}}$ est l'erreur statistique des données sur (en-dessous de) la résonance $\Upsilon(4S)$.

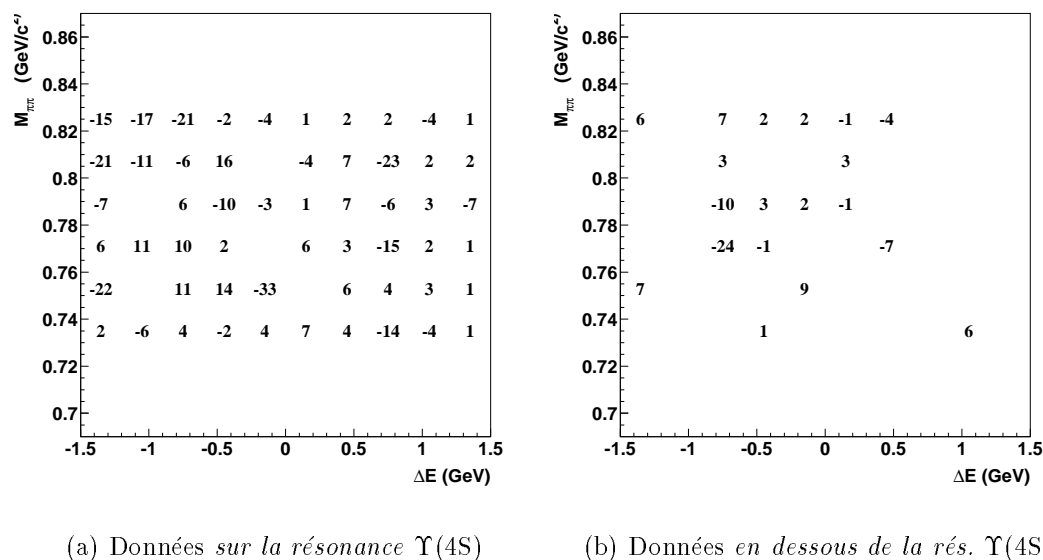
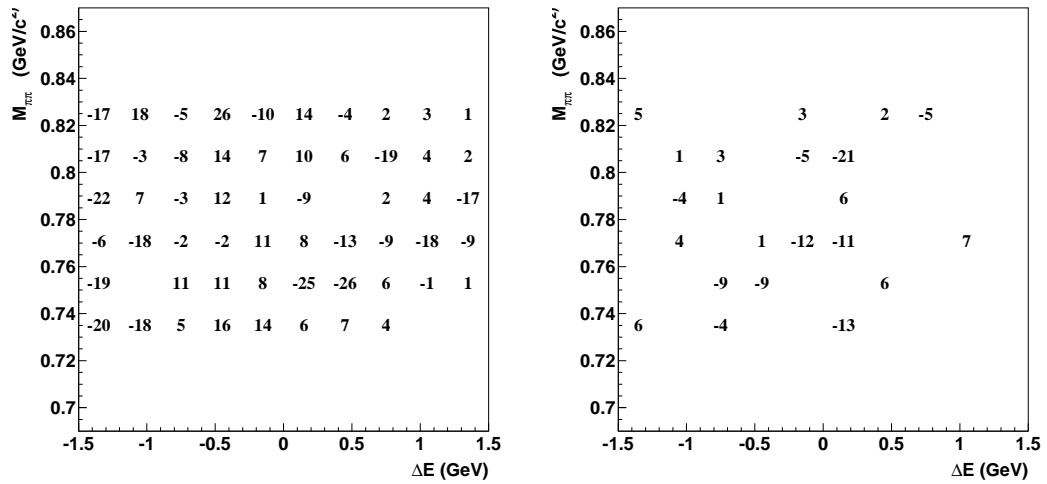


FIG. 6.25 – Écarts entre le nombre d'événements observé et ajusté pour les données (a) sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et (b) en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$, pour le mode $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$ dans la région LOLEP. L'écart est défini par $10 \cdot (N_{\text{données}} - N_{\text{ajustement}})/\sigma$, où $\sigma = \sqrt{N_{\text{données}}}$ est l'erreur statistique des données sur (en-dessous de) la résonance $\Upsilon(4S)$.

6.2 Résultats de l'ajustement (modèle ISGW2)



(a) Données sur la résonance $\Upsilon(4S)$

(b) Données en dessous de la rés. $\Upsilon(4S)$

FIG. 6.26 – Écart entre le nombre d'événements observé et ajusté pour les données (a) sur la résonance $\Upsilon(4S)$ et (b) en-dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$, pour le mode $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$ dans la région LOLOLEP. L'écart est défini par $10 \cdot (N_{\text{données}} - N_{\text{ajustement}})/\sigma$, où $\sigma = \sqrt{N_{\text{données}}}$ est l'erreur statistique des données sur (en-dessous de) la résonance $\Upsilon(4S)$.

6.3 Résultats pour d'autres modèles théoriques

Nous avons vu dans le chapitre 2, que les distributions des variables cinématiques dépend du modèle de facteur de forme utilisé.

La dépendance par rapport aux modèles théoriques apparaît notamment dans

- **l'efficacité de reconstruction du signal**: elle est, en effet, obtenue en utilisant des données simulées qui dépendent des modèles; la fraction d'événements dans les différentes régions d'énergie des leptons peut varier d'un modèle théorique à l'autre d'une manière importante (voir tableau 2.2).
- **l'ajustement des données**: les formes des contributions sont pour la plupart obtenues avec des données simulées.

Dans l'expérience BaBar, les désintégrations semi-leptoniques exclusives $b \rightarrow ul\nu$ ont été simulées avec le modèle de quark **ISGW2** (voir section 2.1.3.3). Les résultats obtenus avec ce modèle ont été discutés dans la section précédente. Dans cette section, nous allons montrer les résultats de l'ajustement pour les modèles théoriques suivant:

- **modèle de LCSR** (voir section 2.1.3.2);
- **modèle de UKQCD** (voir section 2.1.3.1);
- **modèle de Beyer/Melikhov** (voir section 2.1.3.3).

Deux différentes méthodes ont été utilisées pour tenir compte du changement de modèle: pour le modèle LCSR, 10000 événements $B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l\nu$ ont été simulés. Pour les modèles UKQCD et Beyer/Melikhov, on attribue un poids à chaque événement simulé par le modèle de LCSR. Ainsi, dans chaque intervalle i , le nombre d'événements est pondéré par

$$w_i = \frac{f_1}{f_0} \quad (6.19)$$

où la fonction $f_{0,1} = f(q^2, \theta_l, \theta_V, \chi)$ est le taux de désintégration différentiel donné par l'équation 2.12. Les angles θ_l, θ_V et χ sont définis à la figure 2.2.

On a:

- f_0 : modèle de référence(LCSR);
- f_1 : modèles de UKQCD ou Beyer/Melikhov.

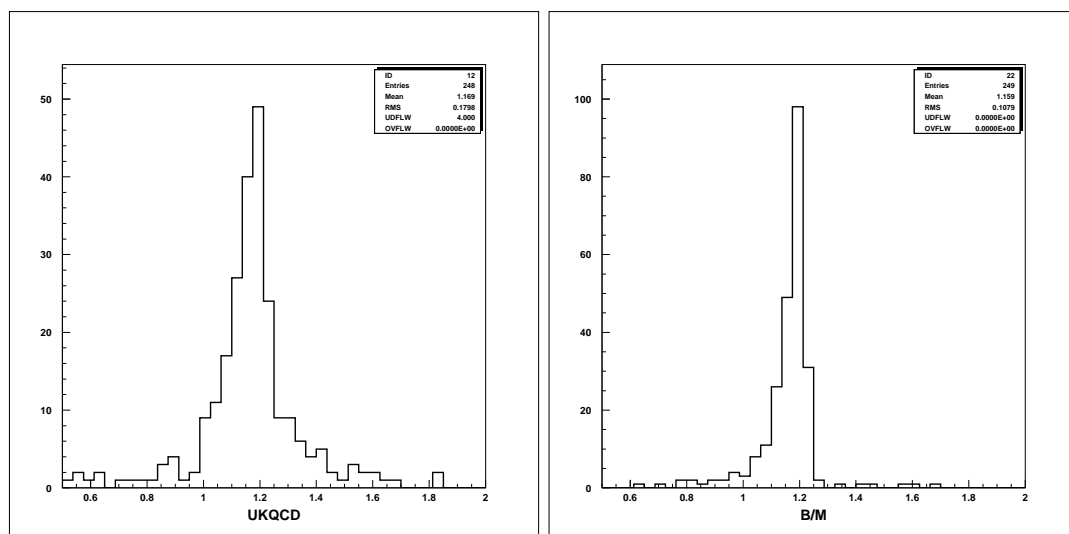
Les poids w_i des 2 modèles UKQCD et Beyer/Melikhov sont montrés à la figure 6.27.

D'autre part, il faut aussi tenir compte du changement de modèle dans le calcul de l'efficacité:

$$\epsilon = \frac{N_{sel}}{N_{tot}} \quad \Longrightarrow \quad \epsilon = \frac{\sum_{i=1}^{N_{sel}} w}{\sum_{i=1}^{N_{tot}} w} \quad (6.20)$$

où N_{sel} est le nombre d'événements sélectionnés dans une certaine région d'énergie des leptons et N_{tot} le nombre total d'événements générés dans tout le spectre d'énergie des

6.3 Résultats pour d'autres modèles théoriques



(a) UKQCD

(b) Beyer/Melikhov

FIG. 6.27 - Poids $w_i = f_1/f_0$ pour différents modèles théoriques: f_1 : UKQCD, Beyer/Melikhov; f_0 : modèle de référence LCSR (région HILEP, après toutes coupures).

leptons.

Le calcul de l'efficacité 6.20, en utilisant la méthode des poids, a été testée sur des événements générés avec les modèles de LCSR et UKQCD, sans simulation de la réponse du détecteur. Une sélection, avec un nombre restreint de variables, a été effectuée sur ces événements générés. On observe un bon accord entre les efficacités calculées directement sur les événements générés avec le modèle correspondant et celles calculées en utilisant la méthode des poids à partir des événements générés avec le modèle LCSR. Ainsi, dans la région d'énergie des leptons $E_{lept}^{cm} > 2.35 \text{ GeV}$, on observe une augmentation d'environ 20% de l'efficacité (équation 6.20) en utilisant le modèle UKQCD par rapport au modèle LCSR.

Résultats

Les tableaux 6.8, 6.9 et 6.10 montrent les efficacités de reconstruction des modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$ respectivement, en utilisant les modèles ISGW2, UKQCD, LCSR et Beyer/Melikhov (B/M).

Les résultats de l'ajustement pour ces quatre modèles sont montrés dans le tableau 6.11. Les rapports d'embranchement (tableau 6.12) varient de $(3.38 \pm 0.35) \cdot 10^{-4}$ pour le modèle de UKQCD à $(4.20 \pm 0.46) \cdot 10^{-4}$ pour le modèle LCSR.

Les résumés du nombre d'événements de signal direct et indirect ($\rho^\pm \leftrightarrow \rho^0$ et $\rho \leftrightarrow \omega$) sont montrés dans les tableaux 6.13-6.14 pour les quatre modèles théoriques.

Ajustement des données sélectionnées

	ISGW2	LCSR	UKQCD	B/M
HILEP	4.2%	3.2%	4.0%	3.4%
LOLEP	8.7%	7.0%	9.0%	7.5%
LOLOLEP	4.2%	3.9%	3.9%	4.0%

TAB. 6.8 – Efficacités de reconstruction du mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 e \nu$ pour les modèles ISGW2, UKQCD, LCSR et Beyer/Melikhov (B/M).

	ISGW2	LCSR	UKQCD	B/M
HILEP	3.6%	2.6%	3.1%	2.8%
LOLEP	7.5%	5.1%	5.8%	5.4%
LOLOLEP	3.6%	3.8%	3.6%	3.8%

TAB. 6.9 – Efficacités de reconstruction du mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm e \nu$ pour les modèles ISGW2, UKQCD, LCSR et Beyer/Melikhov (B/M).

	ISGW2	LCSR	UKQCD	B/M
HILEP	1.2%	0.5%	0.6%	0.6%
LOLEP	2.4%	2.0%	2.3%	2.3%
LOLOLEP	1.2%	1.5%	1.5%	1.5%

TAB. 6.10 – Efficacités de reconstruction du mode $B^\pm \rightarrow \omega e \nu$ pour les modèles ISGW2, UKQCD, LCSR et Beyer/Melikhov (B/M).

Paramètres:	ISGW2	LCSR	UKQCD	B/M
1. $BR(\rho)/10^{-4}$	3.50 ± 0.37	4.20 ± 0.46	3.38 ± 0.35	3.99 ± 0.43
2. $BR(\pi)/10^{-4}$	1.95 ± 0.60	2.04 ± 0.59	2.14 ± 0.58	1.99 ± 0.59
3. $b_{l\nu}(HI)$	0.45 ± 0.29	0.52 ± 0.27	0.55 ± 0.27	0.50 ± 0.27
4. $b_{l\nu}(LO)$	1.34 ± 0.26	1.32 ± 0.26	1.43 ± 0.25	1.31 ± 0.26
5. $b_{l\nu}(LOLO)$	3.53 ± 0.38	3.43 ± 0.38	3.55 ± 0.37	3.46 ± 0.38
6. $b_{cl\nu}(\rho^0)$	0.94 ± 0.01	0.94 ± 0.01	0.94 ± 0.01	0.94 ± 0.01
7. $b_{cl\nu}(\rho^\pm)$	1.01 ± 0.01	1.00 ± 0.01	1.01 ± 0.01	1.01 ± 0.01
8. $b_{cl\nu}(\pi^0)$	0.99 ± 0.02	0.98 ± 0.02	0.98 ± 0.02	0.98 ± 0.02
9. $b_{cl\nu}(\pi^\pm)$	0.96 ± 0.01	0.96 ± 0.01	0.96 ± 0.01	0.96 ± 0.01
10. $b_{cl\nu}(\omega)$	0.88 ± 0.01	0.87 ± 0.01	0.87 ± 0.01	0.87 ± 0.01
11. $b_{cl\nu}(L/HI)$	0.32 ± 0.60	0.65 ± 0.55	0.65 ± 0.55	0.58 ± 0.57
12. $b_{cl\nu}(L/LO)$	1.03 ± 0.01	1.03 ± 0.01	1.03 ± 0.01	1.03 ± 0.01

TAB. 6.11 – Résultats de l'ajustement des distributions ($M_{\pi\pi(\pi)}, \Delta E$) en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance simultanément dans les trois régions d'énergie des leptons (LOLOLEP, LOLEP, HILEP) et les 5 modes de désintégrations (**électrons uniquement**). Quatre différents modèles ont été utilisés pour simuler les événements $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$: ISGW2, UKQCD, LCSR et Beyer/Melikhov (B/M). Les paramètres sont définis dans le tableau 6.1.

6.3 Résultats pour d'autres modèles théoriques

modèle:	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$
ISGW2	$(3.50 \pm 0.37) \cdot 10^{-4}$
LCSR	$(4.20 \pm 0.46) \cdot 10^{-4}$
UKQCD	$(3.38 \pm 0.35) \cdot 10^{-4}$
Beyer/Melikhov	$(3.99 \pm 0.43) \cdot 10^{-4}$

TAB. 6.12 – Rapports d'embranchement $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ déterminés par l'ajustement des données pour les modèles théoriques ISGW2, UKQCD, LCSR et Beyer/Melikhov (B/M).

	ISGW2	LCSR	UKQCD	B/M
HILEP:				
Signal direct	173 ± 18	156 ± 17	161 ± 16	162 ± 18
Signal indirect	164 ± 17	132 ± 14	123 ± 12	135 ± 15
LOLEP:				
Signal direct	358 ± 38	345 ± 38	360 ± 36	352 ± 38
Signal indirect	430 ± 45	383 ± 42	358 ± 35	391 ± 43
LOLOLEP:				
Signal direct	173 ± 18	194 ± 21	158 ± 16	190 ± 21
Signal indirect	201 ± 21	269 ± 29	230 ± 22	267 ± 29

TAB. 6.13 – Résumé du nombre d'événements du mode $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ pour les électrons uniquement. Le signal indirect correspond aux désintégrations $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$. Cette contribution est contrainte dans l'ajustement par les relations d'isospin 6.1. Quatre différents modèles ont été utilisés pour simuler les événements $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$: ISGW2, UKQCD, LCSR et Beyer/Melikhov (B/M).

	ISGW2	LCSR	UKQCD	B/M
HILEP:				
Signal direct	282 ± 30	244 ± 26	235 ± 23	249 ± 27
Signal indirect	117 ± 12	93 ± 10	86 ± 8	94 ± 10
LOLEP:				
Signal direct	580 ± 61	475 ± 52	432 ± 43	482 ± 52
Signal indirect	306 ± 32	295 ± 32	259 ± 26	301 ± 33
LOLOLEP:				
Signal direct	281 ± 30	357 ± 39	269 ± 26	339 ± 37
Signal indirect	136 ± 14	183 ± 20	147 ± 15	182 ± 20

TAB. 6.14 – Résumé du nombre d'événements du mode $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ pour les électrons uniquement. Le signal indirect correspond aux désintégrations $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$. Cette contribution est contrainte dans l'ajustement par les relations d'isospin 6.1. Quatre différents modèles ont été utilisés pour simuler les événements $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$: ISGW2, UKQCD, LCSR et Beyer/Melikhov (B/M).

Chapitre 7

Les erreurs systématiques

Sommaire

7.1	La simulation du détecteur	190
7.1.1	Les traces	190
7.1.2	Les photons et π^0	191
7.1.3	Bremsstrahlung	191
7.2	Incertitude sur les événements du bruit de fond	193
7.2.1	Les événements $b \rightarrow cl\nu$	193
7.2.2	Les événements $b \rightarrow ul\nu$	193
7.2.3	Les événements $b \rightarrow ul\nu$ non-résonants	195
7.3	Autre erreurs systématiques	195
7.3.1	Temps de vie du B	195
7.3.2	f_{\pm}/f_{00}	195
7.3.3	Incertitude sur le nombre de $B\bar{B}$	196
7.3.4	Incertitude sur l'identification des leptons	196
7.3.5	Incertitude sur les hadrons identifiés en leptons	196
7.3.6	Incertitude sur la méthode d'ajustement	196
7.3.7	Contraintes d'isospin	198
7.4	Conclusion	201

Ce chapitre est consacré à l'évaluation des erreurs systématiques sur le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$. Deux principaux types d'erreurs seront discutés : les erreurs liées à la simulation du détecteur et celles sur les événements du bruit de fond. D'autres erreurs systématiques seront étudiées telles que la violation des contraintes d'isospin et la possible contamination du signal par des événements $B \rightarrow \pi\pi\ell\nu$.

En général, l'incertitude associée à une source d'erreur systématique est déterminée en variant celle-ci dans les limites de son incertitude. L'analyse est ainsi répétée et la variation du rapport d'embranchement déterminée. Comme on le verra dans les prochaines sections, les plus grandes erreurs systématiques proviennent du bruit de fond $b \rightarrow ul\nu$ et de la méthode d'ajustement.

7.1 La simulation du détecteur

L'analyse des désintégrations semi-leptoniques ne dépend pas uniquement des traces et des gerbes utilisées pour l'identification du lepton et la reconstruction du hadron, mais aussi de toutes les autres traces et gerbes. En effet, celles-ci sont utilisées dans la reconstruction du neutrino à partir de l'énergie et de l'impulsion manquantes. Il est donc important de bien comprendre les effets des efficacités de reconstruction des traces et photons, ainsi que des autres systématiques liées au détecteur.

Dans le chapitre 5, une comparaison entre les données réelles et simulées a été effectuée pour toutes les variables utilisées dans l'analyse.

Pour améliorer l'accord entre les données simulées et données réelles, les données simulées ont été traitées, notamment de la façon suivante :

- 2.5% des photons ont été éliminés aléatoirement. Un étalement de 1.5% de leur résolution en énergie a été effectué (voir section 7.1) ;
- les traces de l'état final $B \rightarrow \rho(\omega, \pi)\ell\nu$ ont été pondérées avec un facteur de correction, dépendant des angles et impulsion de la trace, afin de reproduire l'efficacité de reconstruction des traces réelles (voir section 7.1) ; données simulées.

Aucune correction n'a été effectuée sur les traces utilisées pour la reconstruction du neutrino.

7.1.1 Les traces

Comme il a été mentionné plus haut, les traces utilisées pour l'identification du lepton et la reconstruction du hadron ont été pondérées pour que l'efficacité de reconstruction de celle-ci reproduise celle des données réelles. Le facteur de correction utilisé, noté κ , dépend des paramètres de la trace p , θ , ϕ et la multiplicité des traces de l'événement [68, 69, 70]. Lorsque $\kappa > 1$, l'efficacité de reconstruction de la trace est meilleure pour les données réelles que dans les données simulées. Dans le cas où $\kappa < 1$, cette efficacité est moins bonne dans les données réelles.

Les efficacités de reconstruction des traces utilisées pour la reconstruction du neutrino n'ont pas été corrigées. Nous allons montrer ci-dessous qu'en variant ces efficacités, la résolution du neutrino n'est cependant pas modifiée.

7.1 La simulation du détecteur

La méthode utilisée pour étudier l'effet de l'efficacité de reconstruction des traces sur la résolution du neutrino, est *d'éliminer* ou de *rajouter* des traces, dans les événements simulés, d'une manière aléatoire. La figure 7.1 montre la résolution en impulsion du neutrino dans différents cas : la figure 7.1(a) est la résolution du neutrino sans correction de l'efficacité de reconstruction des traces simulées ; la figure 7.1(b) montre cette résolution lorsque l'efficacité est augmentée de 1%, c'est-à-dire quand des traces ont été rajoutées ; dans la figure 7.1(c), l'efficacité a été diminuée de 1%. Toutes ces figures montrent que la résolution du neutrino n'est pas sensiblement modifiée lorsqu'on varie l'efficacité de reconstruction des traces.

L'erreur systématique liée à l'efficacité de reconstruction des traces est déterminée en variant celle-ci globalement de $\pm 1\%$. On trouve une variation relative du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$ de 4%.

Afin de déterminer l'erreur systématique due à la résolution des paramètres des traces tels que son impulsion, un étalement de 15% sur la résolution a été effectué. La variation relative du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$ trouvé est de 5%.

7.1.2 Les photons et π^0

L'efficacité de reconstruction du π^0 a été déterminée en utilisant les désintégrations des τ [71]. Le résultat de cette étude montre que celle-ci est meilleure en utilisant les données simulées que pour les données réelles. Différents effets contribuent à cette différence. Notamment, il peut y avoir des pertes ou reconstructions partielles des gerbes dues aux inefficacités du détecteur réel. La calibration du calorimètre réel n'est peut être pas aussi parfaite que le détecteur simulé. La masse invariante d'une paire $\gamma\gamma$ peut ainsi parfois ne pas tomber dans la fenêtre de masse du π^0 .

L'efficacité de reconstruction des π^0 dans les données simulées doit donc être diminuée. Pour cela, on utilise le traitement déjà indiqué ci-dessus :

- étalement de l'énergie des photons simulés de 1.5% ;
- élimination aléatoire de 2.5% des photons.

L'erreur systématique est déterminée en variant l'étalement de l'énergie de $\pm 0.75\%$ et le nombre de photons éliminés de 0% à 2.5 %. Le rapport d'embranchement ne varie dans ces cas que très peu. On obtient une erreur systématique de 1%.

7.1.3 Bremsstrahlung

Afin d'améliorer l'efficacité de sélection des modes avec un électrons dans l'état final, on récupère l'énergie des photons qui sont *liés* aux électrons. La sélection de ces photons est décrite dans la section 5.5.1. Une étude sur les données simulées a montrée que dans certains cas, un *mauvais* photon est sélectionné :

- photon provenant d'une autre particule de l'événement (en général un π^0)
- bremsstrahlung *interne* : $B \rightarrow \rho \ell \nu \gamma$;
- bruit de fond de la machine (négligeable cependant).

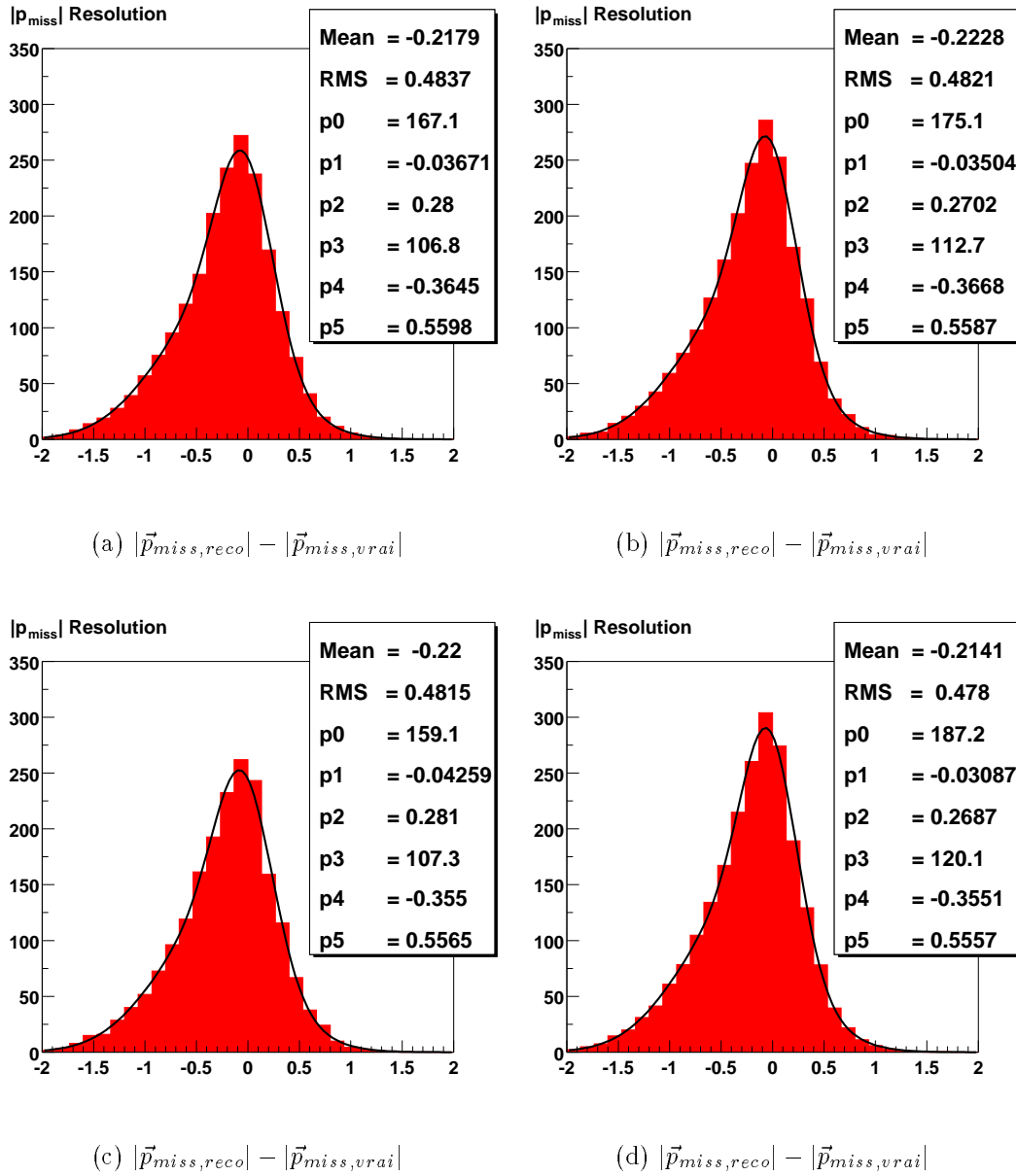


FIG. 7.1 – Résolution de l'impulsion pour : (a) sans correction de l'efficacité de reconstruction des traces simulées (b) efficacité de reconstruction des traces est augmentée de 1% (c) efficacité de reconstruction des traces est diminuée de 1% (d) augmentation de 2.5% de l'efficacité de reconstruction des photons. La distribution de l'impulsion manquante a été ajustée par deux fonctions de Gauss: p_0 (normalisation arbitraire), p_1 (moyenne) et p_2 (sigma) sont les paramètres de la fonction de Gauss étroite; p_3 (normalisation arbitraire), p_4 (moyenne) et p_5 (sigma) sont ceux de fonction de Gauss plus large qui décrit la queue à gauche de la distribution. Celle-ci est causée par la perte de traces et/ou gerbes. La plus petite queue sur la droite est due à l'impulsion doublement comptée et à d'autres effets de résolution [66].

7.2 Incertitude sur les événements du bruit de fond

La source principale de *mauvais* photons vient des π^0 présent dans l'événement. L'erreur systématique lié à ces photons a été déterminé en effectuant toute l'analyse sans récupérer l'énergie de bremsstrahlung. L'efficacité de reconstruction diminue ainsi d'environ 15%. Le résultat de l'ajustement montre que le rapport d'embranchement du $B \rightarrow \rho\ell\nu$ est augmenté de 3%.

7.2 Incertitude sur les événements du bruit de fond

L'erreur systématique liée aux différentes sources d'événements du bruit de fond reflète la sensibilité de l'ajustement aux formes des distributions ($M_{\pi\pi(\pi)}, \Delta E$). Celles-ci sont principalement obtenues en utilisant des données simulées. Pour déterminer l'erreur sur le rapport d'embranchement, on peut notamment varier les compositions relatives des différentes sources.

7.2.1 Les événements $b \rightarrow c\ell\nu$

Composition du bruit de fond $b \rightarrow c\ell\nu$

Le bruit de fond $b \rightarrow c\ell\nu$ est composé principalement des modes $B \rightarrow D^*\ell\nu$ et $B \rightarrow D\ell\nu$: ils totalisent environ 95% des événements $b \rightarrow c\ell\nu$ dans la région *HILEP*. Ces deux modes sont relativement bien connus. Le mode $B \rightarrow D^*\ell\nu$ a été simulé en utilisant la théorie des quarks lourds, tandis que le mode $B \rightarrow D\ell\nu$ utilise le modèle de ISGW2. Environ 5% des événements $b \rightarrow c\ell\nu$ proviennent des modes $B \rightarrow D^{**}\ell\nu$.

Pour déterminer l'erreur systématique due à la composition du bruit de fond $b \rightarrow c\ell\nu$, on ajuste les données en variant le nombre relatif d'événements des différentes sources. Pour les modes $B \rightarrow D\ell\nu$ et $B \rightarrow D^*\ell\nu$, on effectue une variation de $\pm 10\%$. Les rapports d'embranchement des modes $B \rightarrow D^{**}\ell\nu$ sont moins bien connus, on effectue donc un changement de $\pm 40\%$.

Ces variations ne produisent qu'un petit effet sur le résultat de l'ajustement: le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \rho^0\ell^+\nu)$ ainsi mesuré ne varie au plus que de 1% (voir tableau 7.1). L'incertitude systématique est la somme des variations du rapport d'embranchement. Ainsi, l'erreur liée au bruit de fond $b \rightarrow c\ell\nu$ est au total de 1.6%.

Taux de bruit de fond $b \rightarrow c\ell\nu$

Pour estimer l'incertitude systématique due à la normalisation du bruit de fond $b \rightarrow c\ell\nu$, on effectue des ajustements en fixant un ou plusieurs paramètres $b \rightarrow c\ell\nu$ aux valeurs attendues. Le tableau 7.2 montre que le rapport d'embranchement varie au plus de 5%.

7.2.2 Les événements $b \rightarrow u\ell\nu$

Composition du bruit de fond $b \rightarrow u\ell\nu$

Pour évaluer l'incertitude lié à ce bruit de fond, on utilise la même méthode que pour le bruit de fond $b \rightarrow c\ell\nu$: on varie la contribution relative de chacune des sources.

Mode	changement relatif	$\Delta\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$
$B \rightarrow D l \nu$	+10%	-0.1%
	-10%	+0.2%
$B \rightarrow D^* l \nu$	+10%	+1.0%
	-10%	+0.5%
autres modes D	+40%	+0.07%
	-40%	-0.05%
$B \rightarrow \eta l \nu$	+50%	-0.2%
	-50%	+0.5%
$B \rightarrow a l \nu$	+50%	+1.9%
	-50%	+0.4%
$B \rightarrow b l \nu$	+50%	+0.6%
	-50%	-0.1%
$B \rightarrow h l \nu$	+50%	+0.2%
	-50%	-0.3%

TAB. 7.1 – Influence de la composition relative des bruits de fond $b \rightarrow cl\nu$ et $b \rightarrow ul\nu$ sur le résultat de l'ajustement.

Par. fixés:	Taux dés.		Paramètres $b \rightarrow ul\nu$		
	ρ	π	HI	LO	LOLO
$bcl\nu(\rho, \pi, \omega)=1$	+4%	+6%	-2%	-9%	-65%
$bcl\nu(LOLO/HI)=1$	-6%	+1%	-10%	-	-
$bcl\nu(LOLO/LO)=1$	+2%	- %	-2%	+29%	-8%
Tous les $bcl\nu=1$	-5%	+8%	-16%	-11%	-65%

TAB. 7.2 – Changement relatif des rapports d'embranchement ρ et π , ainsi que des paramètres $b \rightarrow ul\nu$ quand un ou plusieurs paramètres $b \rightarrow cl\nu$ sont fixés à leur valeur attendue. Les paramètres sont définis dans le tableau 6.1.

Les modes composant le bruit de fond $b \rightarrow ul\nu$ ont été simulés en utilisant le modèle de ISGW2. Contrairement aux modes $b \rightarrow cl\nu$, leur rapports d'embranchement sont moins bien connus. On effectue donc des variations de $\pm 50\%$. La variation la plus importante du résultat de l'ajustement est de 2% (voir tableau 7.1). L'incertitude systématique est la somme des variations du rapport d'embranchement. On attribue donc au rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu)$, une incertitude systématique de 3.0%.

Taux de bruit de fond $b \rightarrow ul\nu$

Pour estimer l'incertitude systématique due à la normalisation du bruit de fond $b \rightarrow ul\nu$, on effectue des ajustements en fixant un ou plusieurs paramètres $b \rightarrow ul\nu$ aux valeurs attendues. Les résultats sont montrés dans le tableau 7.3. Si tous les paramètres $b \rightarrow ul\nu$ sont fixés à leur valeur attendue (données simulées), on obtient un changement relatif du rapport d'embranchement de +4%. Si ces paramètres sont fixés à la valeur de 1.6 fois la valeur des données simulées (ce qui correspond au résultat inclusif du LEP), on obtient un changement de -9%.

7.3 Autre erreurs systématiques

Par. fixés:	Taux dés.		Paramètres $bcl\nu$				
	ρ	π	ρ^0	ρ^\pm	π^0	π^\pm	ω
$bul\nu(HI) = 1$	-3%	+2%	-	-	-	-	-
$bul\nu(LO) = 1$	+4%	-	-	-	-	-	-
$bul\nu(LOLO) = 1$	+6%	+10%	+2%	+2%	+2%	+2%	+3%
tous les $bul\nu = 1$	+4%	+13%	+2%	+2%	+2%	+2%	+3%
tous les $bul\nu = 1.6$	-9%	+13%	+2%	+2%	+2%	+2%	+3%

TAB. 7.3 – Changement relatif des rapports d’embranchement ρ et π , ainsi que des paramètres $b \rightarrow cl\nu$ quand un ou plusieurs paramètres $b \rightarrow ul\nu$ sont fixés à différentes valeurs. Les paramètres sont définis dans le tableau 6.1.

7.2.3 Les événements $b \rightarrow ul\nu$ non-résonants

Les contributions non-résonantes $B \rightarrow \pi\pi l\nu$ ont une distribution en ΔE qui est identique à celle du signal. La distribution de la masse invariante du hadron, ainsi que la distribution de q^2 , est cependant relativement différente. Comme le spectre $M_{\pi\pi}$ des figures 6.5 et 6.3 est compatible avec la forme de *Breit-Wigner* du ρ , il n’existe pas d’indication de la présence d’événements $B \rightarrow \pi\pi l\nu$ dans le mode $B \rightarrow \rho l\nu$. Aucune erreur systématique n’est associée à la présente mesure du rapport d’embranchement.

7.3 Autre erreurs systématiques

7.3.1 Temps de vie du B

Cette analyse dépend de la durée de vie du B de deux manières: d’une part, pour déterminer les contraintes sur les rapports d’embranchement des désintégrations $B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l\nu$ à partir des relations d’isospin (équation 6.3) et d’autre part dans l’extraction de $|V_{ub}|$ (voir chapitre 8). On utilise les valeurs du PDG 2000 [5]:

$$\tau_{B^+}/\tau_{B^0} = 1.062 \pm 0.029 \quad (7.1)$$

Une erreur systématique de $\pm 1.5\%$ est associée à l’erreur sur le temps de vie.

7.3.2 f_\pm/f_{00}

Le rapport $\frac{f_\pm}{f_{00}} = \frac{\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-)}{\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0)} = 1.04 \pm 0.07 (stat.) \pm 0.04 (syst.)$ a été récemment déterminé par l’expérience CLEO en mesurant les taux de désintégrations des modes $B^0 \rightarrow J/\Psi K^{(*)0}$ et $B^+ \rightarrow J/\Psi K^{(*)+}$ (CLEO [72]). Avec l’hypothèse que $f_\pm + f_{00} = 1$, on obtient $f_{00} = 0.49 \pm 0.02 (stat.) \pm 0.01 (syst.)$ et $f_\pm = 0.51 \pm 0.02 (stat.) \pm 0.01 (syst.)$. L’erreur systématique est déterminée en faisant varier f_\pm et f_{00} dans les limites des erreurs expérimentales. On obtient ainsi un changement relatif du rapport d’embranchement $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$ de moins de 1%.

7.3.3 Incertitude sur le nombre de $B\bar{B}$

Le nombre de $B\bar{B}$ utilisé dans cette analyse a été indiquée dans la section 5.2 [60] :

$$N(B\bar{B}) = (22.22 \pm 0.02 \pm 0.36) \cdot 10^6 \quad (7.2)$$

où les erreurs sont statistiques et systématiques.

Une erreur systématique sur le rapport d'embranchement de 1.6% est associée à l'incertitude sur le nombre de mésons B.

7.3.4 Incertitude sur l'identification des leptons

Les efficacités des sélecteurs de leptons ont été déterminées avec des données réelles. Pour cela des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ et $e^+e^- \rightarrow \mu\mu\gamma$ ont été utilisés. Cependant, l'environnement est différent pour des événements multi-hadroniques. Une étude sur les données simulées montre que l'efficacité absolue est connue à 2% [73]. Ainsi une erreur systématique de 2% est associée au rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$.

7.3.5 Incertitude sur les hadrons identifiés en leptons

La procédure pour déterminer la contribution provenant des hadrons identifiés en leptons a été détaillée dans la section 5.5.4. Les taux de mauvaise identification des hadrons en leptons ont été déterminés en utilisant des échantillons purs de hadrons (voir section 5.5.4). La pureté de ces échantillons est cependant limitée. Une erreur de 20% a été donnée aux taux de mauvaise identification. Cela implique une erreur de 25% sur le nombre de hadrons identifiés en leptons (voir section 5.5). En faisant varier cette contribution de $\pm 25\%$, le changement relatif du rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \rho^\pm l\nu$ n'est cependant que de $\pm 1\%$ dans le cas des électrons.

7.3.6 Incertitude sur la méthode d'ajustement

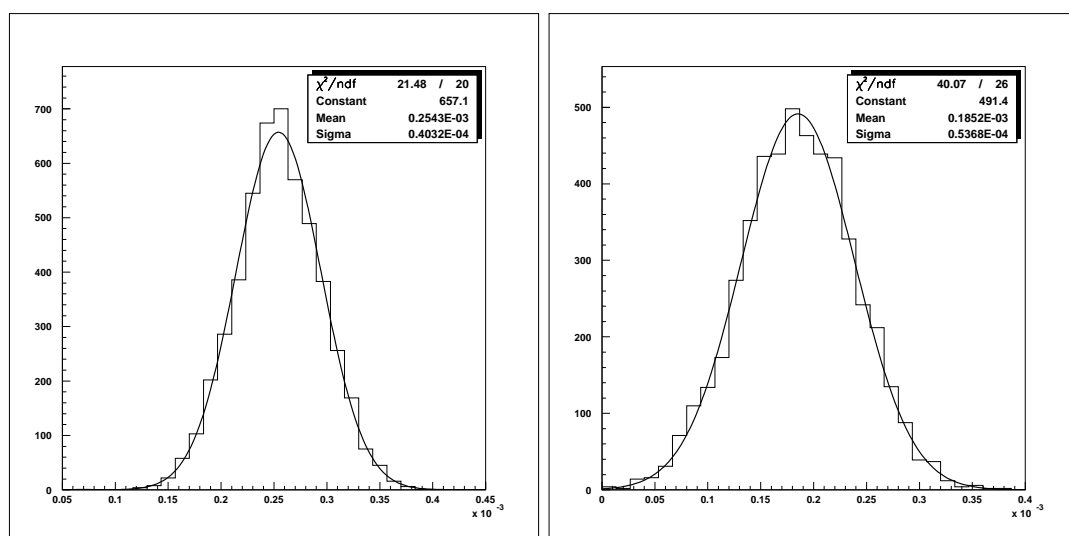
La méthode d'ajustement décrite dans la section 6.1.3 peut être testée de la manière suivante: les données réelles sont remplacées par des *données générées suivant une distribution de Poisson* dont la moyenne est déterminée avec un rapport d'embranchement connu.

Ainsi, des *données fictives* (dénotées *Toy MC*) ont été générées aléatoirement suivant une *distribution de Poisson* dont les moyennes ont été fournies par les données simulées. Celles-ci utilisent les rapports d'embranchement:

- $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\pm l^+ \nu) = 2.6 \cdot 10^{-4}$
- $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^\pm l^+ \nu) = 1.8 \cdot 10^{-4}$

Ces *données fictives* ont ensuite été ajustées suivant la même méthode que pour les données réelles. Cet exercice a été reproduit 5000 fois. Le résultat est montré à la figure 7.2. On n'observe pas de biais significatif sur les rapports d'embranchement.

7.3 Autre erreurs systématiques



(a) $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\pm \ell^+ \nu)$

(b) $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^\pm \ell^+ \nu)$

FIG. 7.2 – Résultat de l’ajustement de données fictives (“Toy MC”) générées aléatoirement suivant une distribution de Poisson dont les moyennes ont été fournies par les données simulées (a) $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu)$ (données simulées avec $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\pm \ell^+ \nu) = 2.6 \cdot 10^{-4}$) (b) $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu)$ (données simulées avec $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^\pm \ell^+ \nu) = 1.8 \cdot 10^{-4}$)

L’ajustement a été effectué en utilisant différentes méthodes : sans utiliser les modes ω et π , sans la région d’énergie des leptons LOLOLEP et pour un nombre différent d’intervalle. Le tableau 7.4 montre le rapport d’embranchement mesurer en utilisant ces différentes méthodes d’ajustement. La variation la plus importante est de 7% (ajustement sans la région LOLOLEP). On tient compte de cette variation en prenant une erreur systématique, pessimiste, de 7%.

méthode d’ajustement:	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$
(a) Ajustement nominal	$(3.50 \pm 0.37) \cdot 10^{-4}$
(b) sans le mode ω	$(3.37 \pm 0.46) \cdot 10^{-4}$ (-4%)
(c) sans les modes ω et π :	$(3.28 \pm 0.47) \cdot 10^{-4}$ (-6%)
(d) sans LOLOLEP	$(3.27 \pm 0.37) \cdot 10^{-4}$ (-7%)
(e) Intervalles 5×5 dans $(M(\pi\pi), \Delta E)$	$(3.60 \pm 0.49) \cdot 10^{-4}$ (+3%)
(f) Intervalles 15×15 dans $(M(\pi\pi), \Delta E)$	$(3.56 \pm 0.32) \cdot 10^{-4}$ (+2%)

TAB. 7.4 – Résultat de l’ajustement en utilisant différentes méthodes: (a) défaut; (b) sans utiliser le mode ω ; (c) sans utiliser les modes ω et π ; (d) sans utiliser la région d’énergie des leptons LOLOLEP; (e) Intervalles 5×5 dans $(M(\pi\pi), \Delta E)$; le nombre d’intervalles pour le mode ω reste le même que dans l’ajustement par défaut; (f) Intervalles 15×15 dans $(M(\pi\pi), \Delta E)$; le nombre d’intervalles pour le mode ω reste le même que dans l’ajustement par défaut.

Un ajustement a aussi été effectué en soustrayant simplement le continuum, c'est-à-dire sans combiner les distributions de Poisson des données *sur la résonance* $\Upsilon(4S)$ et des données *en dessous de la résonance* (voir la section 6.1.3)

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) = (3.96 \pm 0.20) \cdot 10^{-4} \quad (7.3)$$

Cependant, cette procédure ne tient pas compte des fluctuations statistiques dues au nombre restreint de données *en dessous de la résonance* (section 6.1.2.5).

7.3.7 Contraintes d'isospin

Dans la méthode d'ajustement, discutée dans le chapitre précédent, les relations d'*isospin* et de modèles de quark (voir section 6.1.2.1),

$$\begin{aligned} \Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) &= 2\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu), \\ \Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu) &= \Gamma(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu). \end{aligned} \quad (7.4)$$

ont été utilisés pour contraindre la normalisation relative des modes $B^\pm \rightarrow \rho^0 l \nu$, $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ et $B^\pm \rightarrow \omega l \nu$.

G. López *et al.*[52] ont, cependant, prédit une importante violation des relations d'isospin des modes $B \rightarrow \rho l \nu$ due au mélange $\omega - \rho$ (environ 30%). Dans cette section, nous allons donc discuter de l'influence de cette violation sur le rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$.

La figure 7.3 montre le rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ en fonction de $\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu)/\Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$ et $\Gamma(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu)/\Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$. Le changement relatif du rapport d'embranchement est au plus de 4% pour une violation de 10% des contraintes 7.4.

Le *fonction de vraisemblance* (équation 6.10) a été évaluée pour différentes valeurs de $\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu)/\Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$ et $\Gamma(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu)/\Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$ (figures 7.4). Le minimum de ces distributions est à $\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu)/\Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) \simeq 0.8$ et $\Gamma(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu)/\Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) \simeq 0.5$. Ces résultats sont raisonnablement en accord avec les contraintes 7.4. La valeur de la *fonction de vraisemblance* à $\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu)/\Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) = 0.5$ est à moins de 2σ de sa valeur minimum.

7.3 Autre erreurs systématiques

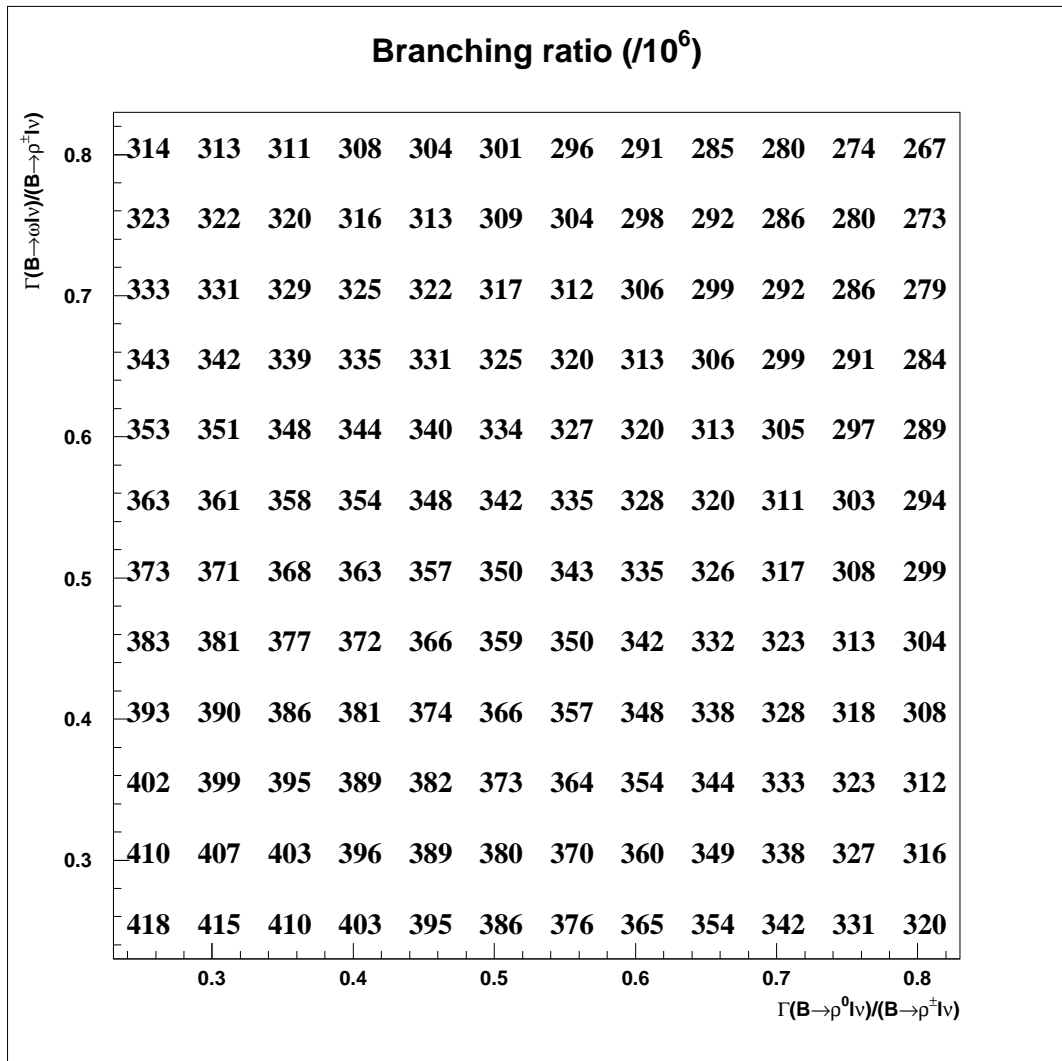
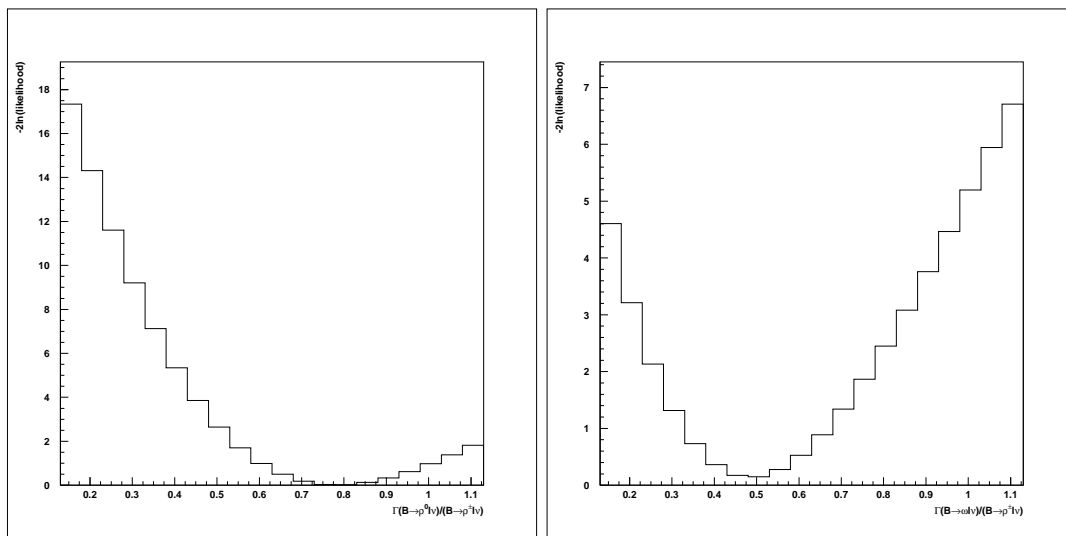


FIG. 7.3 – Rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ en fonction de $\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu) / \Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu)$ et $\Gamma(B^\pm \rightarrow \omega l \nu) / \Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu)$. Les contraintes utilisées pour l'ajustement nominal sont $\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu) / \Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu) = \Gamma(B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu) / \Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu) = 0.5$.



(a)

(b)

FIG. 7.4 – La fonction de vraisemblance \mathcal{L} ($-2\ln\mathcal{L}$) (équation 6.10) en fonction de (a) $\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu) / \Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$ et (b) $\Gamma(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu) / \Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$. Les contraintes utilisées pour l'ajustement nominal sont $\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu) / \Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) = \Gamma(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu) / \Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) = 0.5$.

7.4 Conclusion

Les différentes sources d'incertitude systématiques sont résumées dans le tableau 7.5. L'erreur systématique associée au rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$ est la somme quadratiques de ces incertitudes. Celle-ci est de +14% et -17%.

Contribution à l'erreur	Erreur en %
Efficacité de reconstruction des traces	± 4.0
Résolution des traces	± 5.0
Efficacité de reconstruction des photons	± 2.5
Résolution des photons	± 4.0
Bremsstrahlung	± 3.0
Composition du bruit de fond $b \rightarrow c$	± 1.6
Taux du bruit de fond $b \rightarrow c$	± 5.0
Composition du bruit de fond $b \rightarrow u$	± 3.0
Taux du bruit de fond $b \rightarrow u$	$+4.0$ -9.0
Temps de vie du B	± 1.5
Nombre de B	± 1.6
Brisure de relations d'isospin	± 4.0
Hadrons identifiés en leptons	$< \pm 1.0$
Identification des leptons	± 2.0
f_{\pm}/f_{00}	$< \pm 1.0$
Technique d'ajustement	$+7.0$ -9.0
Erreur systématique totale	$+14$ -17

TAB. 7.5 – Résumé des erreurs systématiques

Chapitre 8

Détermination de $|V_{ub}|$

Le rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \rho^\pm l \nu$ permet de déterminer la norme de l'élément V_{ub} de la matrice CKM :

$$|V_{ub}| = \sqrt{\frac{\mathcal{B}}{\tilde{\Gamma}_{\text{thy}} \tau_{B^0}}} . \quad (8.1)$$

Le facteur de normalisation $\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$ est déterminé en intégrant le taux de désintégration de l'équation 2.12. Le tableau 8.1 montre la prédiction de $\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$ par les différents modèles utilisés dans cette analyse : ISGW2, LCSR, UKQCD et Beyer/Melikhov (voir section 2.1.3 pour une description de ces modèles).

modèle FF	$\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$ (ps ⁻¹)
ISGW2	14.2
LCSR	16.9
UKQCD	16.5
Beyer/Melikhov	16.0

TAB. 8.1 – Prédiction de $\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$ par les différents modèles [22].

L'erreur sur $\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$ est très difficile à estimer. Elle peut varier de 17% à 50% suivant le modèle théorique (voir section 2.1.3). Une erreur de 30% sur $\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$ est donc utilisée.

La moyenne mondiale des mesures du temps de vie du méson B^0 , donnée par le PDG 2000 [5], est $\tau_{B^0} = 1.548 \pm 0.032$ ps.

Avec les résultats donnés dans le chapitre 6, on obtient :

modèle de ISGW2:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) &= (3.50 \pm 0.37_{-0.60}^{+0.49}) \cdot 10^{-4} \\ |V_{ub}| &= (3.99 \pm 0.21_{-0.36}^{+0.27}) \cdot 10^{-3} . \end{aligned} \quad (8.2)$$

où les erreurs sont statistiques et systématiques.

modèle de LCSR:

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) &= (4.20 \pm 0.46_{-0.71}^{+0.59}) \cdot 10^{-4} \\ |V_{ub}| &= (4.00 \pm 0.23_{-0.35}^{+0.28}) \cdot 10^{-3} .\end{aligned}\tag{8.3}$$

où les erreurs sont statistiques et systématiques.

modèle de UKQCD:

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) &= (3.38 \pm 0.35_{-0.57}^{+0.47}) \cdot 10^{-4} \\ |V_{ub}| &= (3.64 \pm 0.18_{-0.32}^{+0.24}) \cdot 10^{-3} .\end{aligned}\tag{8.4}$$

où les erreurs sont statistiques et systématiques.

modèle de Beyer/Melikhov:

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) &= (3.99 \pm 0.43_{-0.68}^{+0.56}) \cdot 10^{-4} \\ |V_{ub}| &= (4.01 \pm 0.22_{-0.35}^{+0.28}) \cdot 10^{-3} .\end{aligned}\tag{8.5}$$

où les erreurs sont statistiques et systématiques.

Les valeurs finales du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu)$ et de $|V_{ub}|$ sont les moyennes entre les résultats de plus grand écart parmi ceux des différents modèles. On tient compte de l'écart substantiel entre les résultats dans une erreur systématique. Celle-ci est prise comme étant la moitié de l'écart total entre les différents résultats. Pour $|V_{ub}|$, on y inclue l'erreur due à l'incertitude sur $\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$. Comme indiqué ci-dessus, on prend une erreur de 30%, ce qui correspond à une erreur de 15% sur $|V_{ub}|$. L'erreur théorique totale de $|V_{ub}|$ est la somme quadratique de ces deux contributions.

On obtient (figures 8.1 et 8.2),

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) &= (3.79 \pm 0.41_{-0.64}^{+0.53} \pm 0.41) \cdot 10^{-4} \\ |V_{ub}| &= (3.83 \pm 0.20_{-0.34}^{+0.26} \pm 0.60) \cdot 10^{-3} .\end{aligned}\tag{8.6}$$

Les erreurs sont statistiques, systématiques et théoriques. L'incertitude dominante de $|V_{ub}|$ vient de l'erreur théorique due à la normalisation $\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$.

La valeur de $|V_{ub}|$ est compatible avec celles mesurées par les expériences CLEO et du LEP.

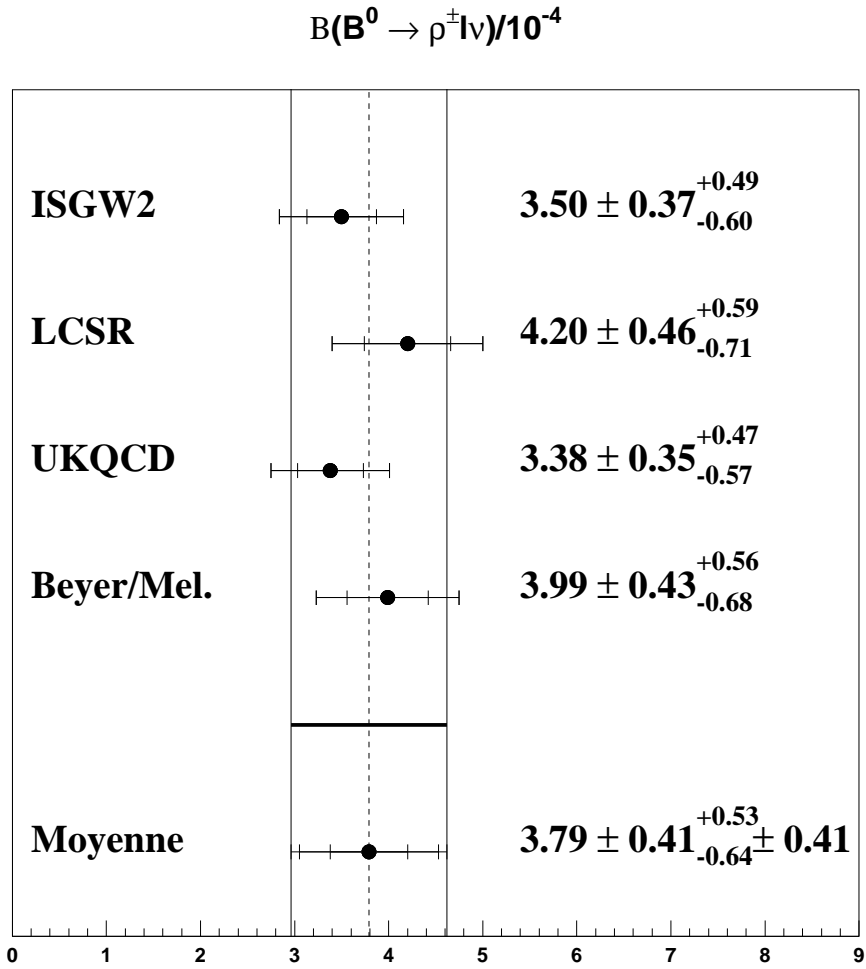


FIG. 8.1 – Rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^\pm \ell \nu)$ pour les différents modèles. Les erreurs sont statistiques et systématiques. Une erreur théorique est assignée à la valeur moyenne entre les différents résultats. Les erreurs sont successivement additionnées quadratiquement.

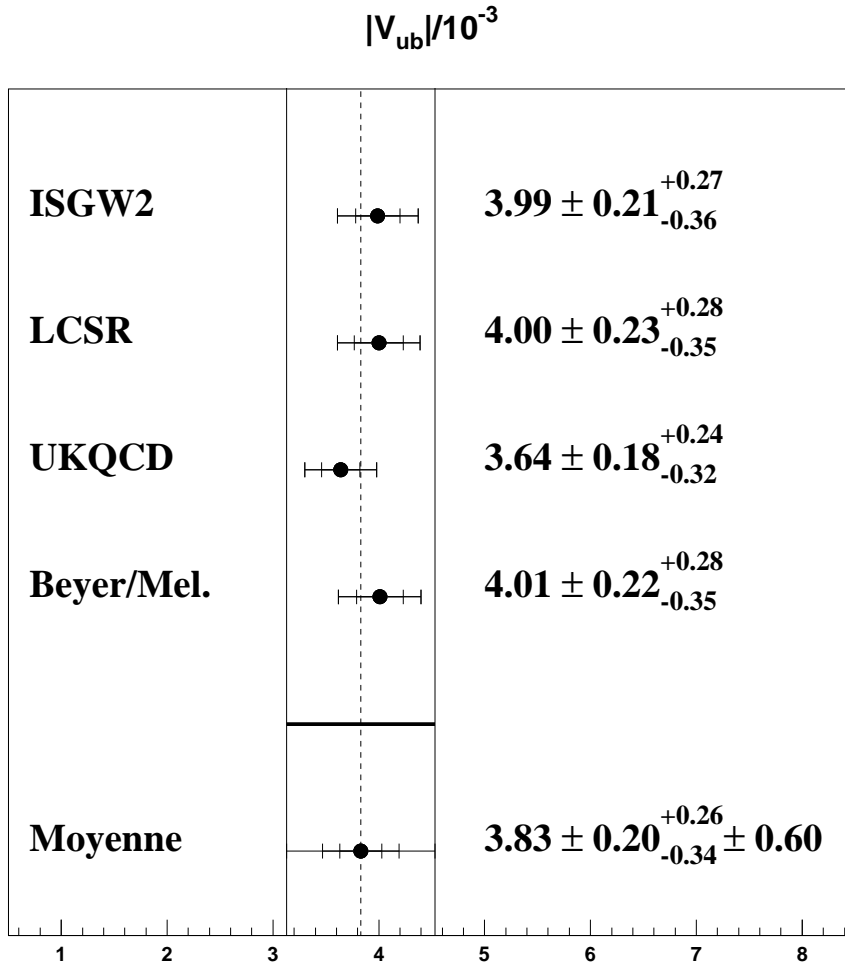


FIG. 8.2 – Valeur de $|V_{ub}|$ pour les différents modèles. Les erreurs sont statistiques et systématiques. Une erreur théorique est assignée à la valeur moyenne entre les différents résultats. Les erreurs sont successivement additionnées quadratiquement.

Chapitre 9

Conclusion et perspectives

La norme de l'élément V_{ub} de la matrice CKM a été déterminée à partir du rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu$. Celui-ci a été mesuré en utilisant un échantillon de données d'environ 22 millions de paires $B\bar{B}$. En utilisant des leptons d'énergie proche de l'énergie maximum des leptons issus des désintégrations $b \rightarrow c\ell\nu$, on obtient le résultat suivant :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu) &= (3.79 \pm 0.41_{-0.64}^{+0.53} \pm 0.41) \cdot 10^{-4} \\ |V_{ub}| &= (3.83 \pm 0.20_{-0.34}^{+0.26} \pm 0.60) \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (9.1)$$

où les erreurs sont statistiques, systématiques et théoriques.

Les erreurs expérimentales et théoriques du rapport d'embranchement sont de même ordre de grandeur. Dans le cas de la détermination de $|V_{ub}|$, les erreurs théoriques sont plus grandes que les erreurs expérimentales. La principale incertitude théorique de $|V_{ub}|$ vient du facteur de normalisation $\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$ dont l'erreur varie de 17% à 50% suivant le modèle théorique.

La figure 9.1 compare la valeur de $|V_{ub}|$ avec celles des expériences du LEP et de CLEO. Le résultat obtenu par l'expérience CLEO est la moyenne entre deux analyses statistiquement indépendantes. De même que l'étude effectuée dans cette thèse, ces analyses utilisent des modes semi-leptoniques exclusifs (voir section 2.2.4). Les erreurs expérimentales et théoriques obtenues sont semblables à celles du résultat (9.1).

Les expériences du LEP utilisent des méthodes inclusives. L'erreur théorique est déterminée différemment que dans les méthodes exclusives. Par exemple, l'erreur théorique de la mesure de DELPHI vient principalement de l'incertitude liée à la cinématique de $b \rightarrow u\ell\nu$ et l'erreur sur la masse m_b . L'erreur théorique totale est plus petite que celle du résultat (9.1). En revanche, l'erreur expérimentale est plus grande.

La figure 9.1 montre que le résultat de cette thèse est compatible avec ceux de CLEO et du LEP.

PERSPECTIVES

La principale erreur sur $|V_{ub}|$ est l'incertitude liée à la prédiction théorique de $\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$. Afin d'améliorer la précision de $|V_{ub}|$, il est donc nécessaire d'obtenir une détermination plus précise de ce facteur théorique. Pour cela, des mesures expérimentales de la distribution

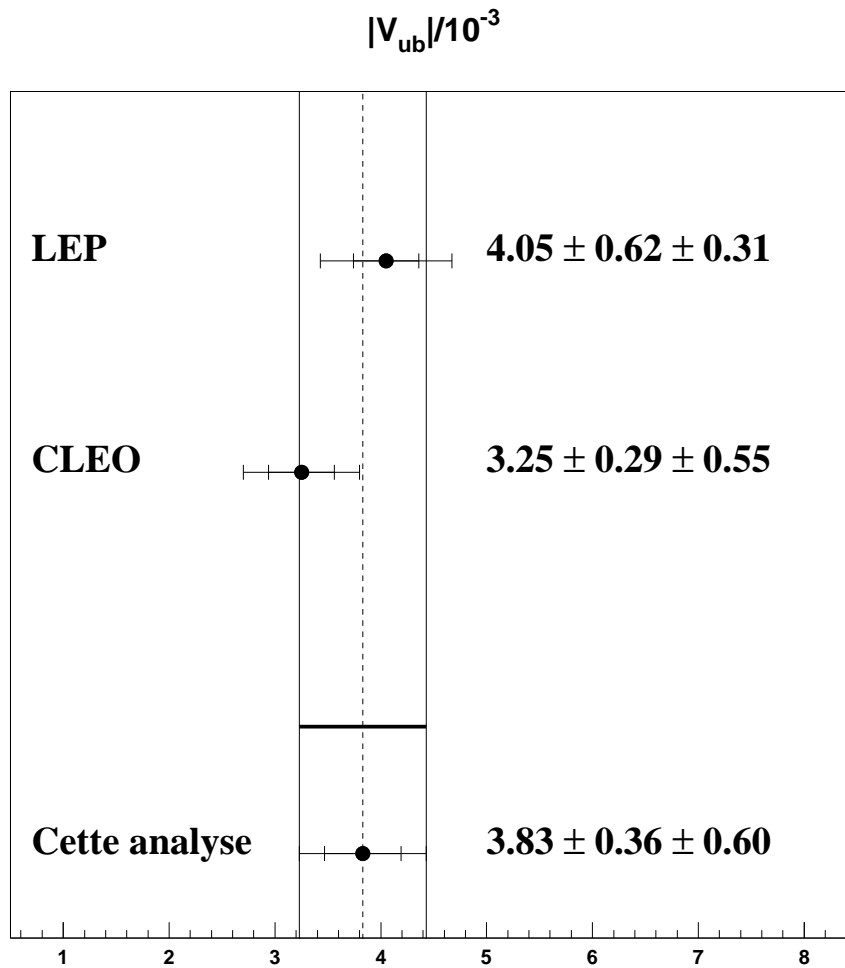


FIG. 9.1 – Comparaison des résultats de $|V_{ub}|$. Les barres d'erreur représentent les erreurs expérimentales et théoriques.

de q^2 seraient utiles. Les formes de cette distribution prédites par les différents modèles de facteur de forme sont, cependant, semblables lorsque l'on utilise des leptons de haute énergie (figure 2.9). Il est donc important d'inclure des leptons de plus faible énergie ($E_{lept}^{cm} < 2.0 \text{ GeV}$) pour contraindre les prédictions théoriques. Dans ce cas, des techniques doivent être développées pour réduire le nombre d'événements du bruit de fond $b \rightarrow cl\nu$. Des coupures relativement coûteuses devront être effectuées. Un échantillon de données plus important est donc nécessaire. Des mesures précises seront possibles dans l'expérience BaBar où plus de 100 fb^{-1} de données sont attendues dès 2002.

Un échantillon de données plus grand permettra aussi des mesures de largeurs partielles de désintégration en intervalles de q^2 . Les incertitudes liées à la cinématique des désintégrations $b \rightarrow ul\nu$ sont sensiblement plus petites pour une région de q^2 élevé que pour tout le spectre. En effet, contrairement aux q^2 petits, la région de q^2 élevé est sensible à une partie importante du spectre d'énergie des leptons (figure 2.5). La dépendance par rapport aux modèles théoriques est donc plus petite. Néanmoins, il reste à déterminer $|V_{ub}|$

à partir du rapport d'embranchement partiel (q^2 élevé). Cette étude n'a pas été effectuée dans cette thèse. On peut espérer une meilleure précision de $\tilde{\Gamma}_{\text{thy}}$ étant donné qu'il n'est pas nécessaire d'effectuer une extrapolation à la région de $q^2 = 0$ (en particulier pour la QCD sur réseau qui est plus précis à q^2 maximum).

Un première mesure de $|V_{ub}|$ dans l'expérience BaBar a été effectuée dans le cadre de cette thèse. Plus de données vont être enregistrées dans les prochaines années non seulement dans l'expérience BaBar mais aussi dans l'expérience Belle. Des mesures plus précises des rapports d'embranchement seront ainsi possibles. La détermination de $|V_{ub}|$ à partir de ces rapports d'embranchement reste un problème important. La précision du facteur de normalisation, qui dépend des modèles théoriques, devra être améliorée. Ceci sera notamment possible grâce à des ordinateurs plus puissants (QCD sur réseaux). Avec plus de données, des contraintes sur les modèles théoriques pourront aussi être effectuées.

Bibliographie

- [1] S. Weinberg, **The Quantum Theory of Fields**, Cambridge University Press (1995).
- [2] T.D. Lee et C.N. Yang, **Question of Parity Conservation in Weak Interactions**, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
- [3] C.S. Wu *et al.*, **Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decays**, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
- [4] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay, **Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson**, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [5] The particle data group, **Review of Particle Physics**, *Eur. Phys. Jour. C, Vol. 15.* (2000).
- [6] R.Aleksan, **Quark mixing and CP violation**, in *Technics and Concepts in High Energy Physics X*, edited by T.Ferbel, Kluwer Academic Publ., 487-596 (1999).
- [7] A. Alavi-Harati *et al.* (KTeV Collaboration), **Observation of CP Violation in $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ Decays**, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 408-411 (2000).
- [8] E. Mazzucato for the NA48 collaboration, **First Measurement of $\mathcal{R}e(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ with the NA48 Detector at CERN**, *presented at the 19th International Conference On Physics in Collision*, Ann Arbor (USA) (1999).
- [9] ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL, SLD, **Combined results on b-hadron production rates and decay properties**, CERN-EP/2001-050 (2001).
- [10] S.L. Glashow, *Nucl. Phys* **22**, 569 (1961).
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, Ed. N, Svartholm (almqvist and Wiksell, 1968).

-
- [11] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963).
M. Kobayashi and T. Maskawa, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 65 (1973)
- [12] E. Kolb et M. Turner, **The early Universe**, Addison-Wesley (1990).
- [13] A. Sakharov, *JETP Lett.* **5**, 24 (1967).
- [14] The BABAR collaboration, **The BABAR Physics Book: Physics at an Asymmetric B Factory**, SLAC-R-504, October 1998.
- [15] L.L. Chau et W.Y. Keung, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1802 (1984).
- [16] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 1945 (1983)
- [17] H. Höcker, H. Lacker, S. Laplace et F. Le Diberder, *Eur. Phys. J. C* **21**, 225-259 (2001).
- [18] M. Bargiotti *et al.*, *Riv. Nuovo Cim.*, 23N3 (2000).
- [19] G. Abbiendi *et al.* (Opal Collaboration) *Phys. Lett.* **B490**, 71-86 (2000).
- [20] B. Barish *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1570 (1996).
- [21] CLEO Collaboration, **Determination of the $B \rightarrow D^* \ell \nu$ decay width and $|V_{cb}|$** , Contribution to XXXth International Conference on High Energy Physics, Osaka, Japan, CLEO CONF 00-03, ICHEP-00-770 (2000)
- [22] B.H. Behrens *et al.*, *Phys. Rev.* **D61**, 052001 (2000).
- [23] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001).
- [24] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001).
- [25] M. Ciuchini *et al.*, *JHEP* **0107**, 013 (2001).
- [26] J.D. Richman et P.R. Burchat, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 893 (1995).
- [27] J.D. Richman, **Heavy-quark physics and CP violation**, in *Les Houches 1997 summer school proceedings*, Elsevier Science B.V. (1998).
- [28] M. Neubert, *Phys. Rep* **245**, 259 (1994).
- [29] D. Scora, N. Isgur, CEBAF Preprint No. CEBAF-TH-94-14

BIBLIOGRAPHIE

- [30] M.Beyer et D.Melikhov, *Phys. Lett.* **436**, 344 (1998).
- [31] L. Del Debbio *et al.*, *Phys. Lett.* **B 416** , 392 (1998).
- [32] P.Ball and V.M Braun, *Phys. Rev.* **D58** , 094016 (1998) hep-ph/9805422.
- [33] École d'été de Gif 1995, cours d' Olivier Pène: **Introduction à la Chromodynamique Quantique Non Perturbative.**
- [34] C.T Sachrajda *Nucl. Instr. and Methods* **A462**, 23-33 (2001).
- [35] B. Stech, *Phys. Lett.* **B 354** 447, (1995) hep-ph/9502378.
- [36] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, *Nucl. Phys.* **B147**, 385 (1979).
- [37] P. Colangelo, A. Khodjamirian, **At the Frontier of Particule Physics/Handbook of QCD**, World Scientific (2001), hep-ph/0010175
- [38] A. Khodjamirian and R. Ruckl, in Heavy Flavours II, ed. A.J. Buras and M. Lindner (World Scientific, Singapore), 345. (1998), hep-ph/9801443
- [39] N.Isgur, D.Scora, B.Grinstein, and M.B.Wise, *Phys. Rev.* **D39**, 799 (1989).
- [40] J.G. Körner, G.A. Schuler, *Z. Phys.* **C 38**, 511 ; **41**, 690(E) (1988).
- [41] M.Wirbel, B.Stech, and M.Bauer, *Z. Phys.* **C 29**, 637 (1985); *Z. Phys.* **C 34**, 103 (1987).
M. Neubert *et al.* (NRSX), in Heavy Flavors, ed. A.J. Buras and M. Lindner (World Scientific, Singapore) (1992).
B. Stech, *Phys. Lett.* **B354** , 447-452 (1995).
- [42] G.Altarelli, N.Cabibbo, G.Gorbo, L.Maiani et G.Martinelli, *Nucl. Phys.* **B 208**, 365 (1982).
- [43] J.Bartelt *et al.*, ICHEP98 1013, CLEO CONF 98-21 (1998).
- [44] H.Albrecht *et al.*, *Phys. Lett.* **B 318** , 397 (1993).
- [45] J.Bartelt *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71** , 4111 (1993).
- [46] R. Fulton *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **64** , 16 (1990).
- [47] H.Albrecht *et al.*, *Phys. Lett.* **B 234** , 409 (1990).

-
- [48] M. Battaglia, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **96** 443 (2001).
- [49] P. Abreu *et al.*, *Phys. Lett. B* **478** , 14 (2000).
- [50] M. Battaglia, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **96** 291 (2001).
- [51] M. Athanas *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79** , 2208 (1997).
- [52] J.L.Diaz-Cruz, G.Lopez Castro et J.H.Munoz, *Phys. Rev.* **D54**,2388 (1996)
- [53] J.Alexander *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77** , 5000 (1996).
- [54] **PEP-II: An Asymmetric B Factory: Conceptual Design Report**, SLAC-PUB-418, 1993
- [55] B. Aubert *et al.*, SLAC-PUB-8569, submitted to Nucl. Instr. and Methods.
- [56] BABAR collaboration, **BABAR Technical Design Report**, SLAC-R-95-457 (1995).
- [57] J.D. Jackson, **Classical Electrodynamics**, section 13.5, second edition (1975).
- [58] B. Ratcliff, **The B Factory Detector for PEP-II: A Status Report**, SLAC-PUB-5946 (1992).
- [59] Aleksan *et al.*, **Test of a Large Scale Prototype of the DIRC, a Cerenkov imaging Detector based on Total Internal Reflection for BABAR at PEP-II**, Nucl.Instr. and Meth. **A397**, 261 (1997).
- [60] Chris Hearty, **Hadronic Event Selection and B-Counting for Inclusive Charmonium Measurements**, BAD note 30
- [61] G.C. Fox, S. Wolfram, *Nuclear Physics* **B149**, 413 (1979).
- [62] <http://www.slac.stanford.edu/~tbrandt/electronid/>
- [63] Muon identification Working Group, **Muon Identification in the BaBar experiment**, BAD note 60.
- [64] The BaBar collaboration, **The first year of the BaBar experiment at PEP-II**, SLAC-PUB-8539 (Juillet 2000)
- [65] <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid>Selectors/Hadrons/SMS/index.h>

BIBLIOGRAPHIE

- [66] Bruno Serfass and Leif Wilden, **Measurement of the CKM Matrix element $|V_{ub}|$ with semileptonic exclusive B meson decays**, BAD note 209 (2001).
- [67] F. James, **MINUIT**, CERN Program Library D506.
- [68] Gerhard Raven, **Determination of the Tracking Efficiency for High Momentum Tracks**, BAD note 61.
- [69] Erich Varnes, **Measurement of the Tracking Efficiency Using 3+1 τ Events**, BAD note 87.
- [70] Erich Varnes, **Measurement of the GoodTrackLoose efficiency using SVT tracks**, BAD note 157.
- [71] Tilman Colberg, **Study of π^0 Efficiencies in RUN1 Data Using τ 1-on-1 Decays**, BAD note 196.
- [72] CLEO Collaboration, **Measurement of the Relative Branching Fraction of $\Upsilon(4S)$ to Charged and Neutral B-Meson**, CLNS 00/1670, CLEO 00-7 (2000).
- [73] Communication privée de Thorsten Brandt (TU Dresden).

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Michel Spiro, Pascal Debu et Joël Feltesse de m'avoir accueilli au Service de Physique des Particules du CEA/DAPNIA.

Je remercie Roy Aleksan de m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans le groupe BaBar, dont il a la charge, et d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Merci pour tous tes conseils pertinents.

Je remercie le FNS (Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique) pour son soutien financier!

Toute ma reconnaissance va à Marco Zito qui a guidé mes premiers pas dans le monde de la physique des particules. Merci pour ton aide sans laquelle je n'aurais pas pu réaliser ce travail. Je te remercie pour ta patience dans les moments difficiles. Merci aussi pour tes lectures et relectures du manuscrit.

Je remercie tous les membres du groupe BaBar de Saclay. Vous m'avez tous toujours gentiment aidé lorsque j'en avais besoin. Je remercie en particulier Gianni pour m'avoir plus d'une fois sauvé des sables mouvants du *software* de BaBar. Et merci d'avoir accepté de boire, pendant les pauses, du thé... uniquement vert! Ma gratitude va aussi à André pour son aide précieuse et sa disponibilité. Je suis de même très reconnaissant à Sandrine. Merci pour ta lecture du manuscrit. Je remercie enfin Mélanie pour son aide et soutien. Je lui souhaite bonne chance pour la fin de sa thèse. Je souhaite aussi bonne chance à Pierre-François et Gregory. Courage!

Je remercie toutes les personnes de la Collaboration BaBar avec qui j'ai travaillé, dont spécialement Leif Wilden, qui a grandement participé au succès de cette analyse. Je remercie Klaus Schubert pour toutes ses suggestions. Mes remerciements vont aussi chaleureusement vers Sophie et Marie-Hélène. Merci pour vos conseils, soutien et parfaite organisation du pot de thèse...!

Je remercie Étienne Augé, Achille Stocchi et Luis Oliver d'avoir accepté de faire partie du jury et de m'avoir donné de nombreux conseils pour le manuscrit.

Je remercie tous mes amis physiciens, dont ceux que je n'ai pas encore cités: Anne, Antoine, Fred, Guillaume G., Guillaume O., Nader, Olivier ..., pour leur aide et soutien durant l'année du DEA et les trois années de thèse.

Mes pensées vont enfin à mes amis et ma famille pour leur soutien sans faille, de Suisse en Normandie, en passant par l'Italie (grazie Francesca et Luca!) et les États-Unis. Merci!