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

THESE

présentée

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Isabelle RIPP-BAUDOT

ETUDE DE LA DEPENDANCE TEMPORELLE DES OSCILLATIONS DES MESONS $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ DANS L'EXPERIENCE DELPHI

Soutenue le 9 mai 1996, devant la commission d'examen composée de :

MM. Roy ALEKSAN
Michel BAUBILLIER
Daniel BLOCH
Michel DAVIER
François LE DIBERDER
Luis OLIVER
Ahmimed OURAOU

Table des matières

Introduction

Depuis la découverte de la violation de la symétrie CP en 1964 par J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay [1], notre compréhension de ce phénomène a évolué. L'introduction du modèle standard, avec ses trois familles et la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) décrivant le mélange des quarks par l'interaction faible chargée, offre maintenant un cadre élégant qui introduit de façon naturelle la violation de CP. Il est important de vérifier la cohérence de ce modèle et de voir s'il est suffisant pour décrire cette violation. La matrice de CKM joue aussi un rôle dans un autre problème fondamental : l'origine de la masse. En effet, elle est une des conséquences du mécanisme générant les masses des fermions dans le cadre du modèle standard $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La mesure expérimentale des éléments de cette matrice permet de contraindre les différents modèles possibles et de tester leur validité.

Ces éléments de matrice quantifient les amplitudes relatives des transitions d'un quark à un autre. Ils sont assez bien connus en ce qui concerne les transitions entre quarks légers. Il faut maintenant étudier ces éléments dans le secteur des quarks lourds. L'étude des oscillations des mésons beaux neutres permet d'évaluer certains de ces éléments. Il y a quelques années encore, le seul moyen permettant de mesurer des paramètres liés à la violation de CP était l'étude du système des mésons $K^0 - \bar{K^0}$. Avec les accélérateurs CESR, DORIS, LEP et TEVATRON, nous avons eu accès à de nouveaux systèmes permettant d'enrichir nos connaissances sur ce sujet grâce à la production de mésons B_d^0 et B_s^0. Comme nous le verrons par la suite, le modèle standard prédit un mélange $D^0 - \bar{D}^0$ très faible, alors que ce phénomène est beaucoup plus important pour les mésons B^0. Les B_d^0 ont une période d'oscillation valant environ neuf fois leur temps de vie moyen. La mesure de leur fréquence d'oscillation a pu être faite grâce aux lots importants de B_d^0 disponibles. A l'inverse, la période prédite par le modèle standard pour les mésons B_s^0 est beaucoup plus courte. Ils sont en outre produits actuellement uniquement au LEP et au TEVATRON, en quantités bien plus limitées que les mésons B_d^0. Pour l'instant, seule une limite inférieure est établie expérimentalement pour les mésons B_s^0.

Les travaux de recherche présentés ici portent sur l'étude des oscillations des mésons B_s^0. Cette étude utilise les données expérimentales enregistrées par le détecteur DELPHI sur l'accélérateur e^+e^- LEP du CERN. Il s'agit des données prises pendant la phase I du LEP, c'est-à-dire au pic ou au voisinage du pic de la section efficace du boson Z, avec une énergie dans le centre de masse de l'ordre de 91 GeV. La quantité de données accumulée de 1991 à 1994 représente 3.2 millions de Z s'étant désintégrés en hadrons.

Dans la première partie de cette thèse, nous exposons le formalisme des oscillations des mésons beaux, en précisant l'intérêt du système $B^0 - \bar{B}^0$ par rapport aux autres systèmes de mésons oscillant. Les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux obtenus à ce jour par les différents accélérateurs sur les mesures d'oscillation ou de mélange entre B^0 et $\bar{B}^0$ sont ensuite présentés. Nous décrivons enfin la méthode choisie pour l'étude des oscillations en fonction du temps, en expliquant son intérêt par rapport aux autres analyses en cours.

La deuxième partie est consacrée à la description des ingrédients nécessaires à l'obtention d'une courbe d'oscillation en fonction du temps : la détermination de la nature du méson B_s^0 produit, celle du méson au moment de sa désintégration, et enfin l'estimation de son temps de vol. Nous présentons l'accélérateur LEP et le détecteur DELPHI dont les données sont utilisées ici, en détaillant plus précisément les sous-détecteurs servant de manière cruciale pour cette analyse.

L'étude de l'oscillation du méson B_s^0 proprement dite est décrite dans la troisième partie de la thèse. L'ensemble des algorithmes développés est utilisé pour reconstruire la courbe d'oscillation et contraindre la fréquence d'oscillation des B_s^0. Les erreurs statistiques et systématiques du résultat obtenu sont évaluées, et le résultat final est comparé à ceux des autres analyses. Les événements sélectionnés pour l'analyse des oscillations permettent aussi de mesurer le temps de vie du méson B_s^0 et de contraindre la différence de largeur entre les états physiques $B_{s,1}^0$ et $B_{s,2}^0$.

Le dernier chapitre présente une conclusion à l'analyse réalisée ici et adresse la question des futures possibilités pour cette mesure, dans un avenir proche en poursuivant cette étude dans DELPHI, mais aussi des perspectives auprès des autres accélérateurs existant ou en projet.

Première partie

PHENOMENOLOGIE DES OSCILLATIONS DES MESONS NEUTRES

Chapitre 1

Formalisme des oscillations

Ce chapitre présente une introduction aux oscillations des mésons beaux et définit les paramètres que nous voulons mesurer. Dans un premier temps nous étudions l'évolution temporelle d'un méson B^0, en suivant la même démarche que celle généralement utilisée pour les mésons K^0 [2]. Nous définissons ensuite les paramètres décrivant le mélange qui interviennent dans des observables intégrées sur le temps et dépendant du temps.

Dans une deuxième partie, nous nous intéressons à la matrice CKM : sa structure, sa paramétrisation et le triangle d'unitarité. Nous exposons l'intérêt de la mesure des fréquences d'oscillation des mésons B_d^0 et B_s^0 pour contraindre le triangle d'unitarité.

Nous finissons cette partie phénoménologique en comparant les différents systèmes de mésons neutres oscillant dans le formalisme de CKM.

1.1 Introduction historique

L'idée d'un mélange possible entre une particule et son anti-particule a été proposée en 1955 par M. Gell-Mann et A. Païs [3] peu de temps après la découverte du méson K^0. Le K^0 et le $\bar{K}^0$ ayant un même état final $\pi\pi$, ils ont imaginé une oscillation de méson à anti-méson par le processus $K^0 \to \pi^+\pi^- \to \bar{K}^0$. Ainsi, si l'on dispose au départ d'un lot ne contenant que des K^0, produits par exemple par la réaction $\pi p \to K\Lambda$, on devrait observer au bout d'un certain temps des anti-mésons $\bar{K}^0$ identifiables par leur désintégration semileptonique. De plus ils firent l'hypothèse que les états K^0 et $\bar{K}^0$ ne sont pas les états physiques, c'est-à-dire les états propres de masse, mais que les états physiques sont en fait des combinaisons linéaires de K^0 et $\bar{K}^0$. Ce n'est que quelques années plus tard, en 1958, que ces oscillations furent mises en évidence de manière expérimentale dans une chambre à bulles au MIT [4].

Ces oscillations existent en principe pour tous les mésons neutres composés de deux quarks de saveur différente (le π^0 n'oscille pas car il est sa propre antiparticule). Elles sont possibles dans le cadre du modèle standard grâce au mélange des saveurs de quarks par l'interaction faible chargée. La fréquence de l'oscillation est différente selon le système. Un système intéressant pour les oscillations est celui des mésons beaux neutres $B^0 - \bar{B}^0$, dont l'oscillation est mesurable. C'est le système que nous étudions ici. Comme nous le verrons dans ce chapitre, l'étude des différents systèmes oscillants permet de mieux connaître la matrice de CKM et de tester ses propriétés.

1.2 Evolution temporelle des mésons B^0

1.2.1 Hamiltonien du système $B^0 - \bar{B}^0$

Comme pour le système des K^0, les états propres de beauté $|B^0>$ et $|\bar{B}^0>$ ne sont pas des états propres de masse, c'est-à-dire que ce ne sont pas les états physiques observables. De manière générale, l'hamiltonien effectif total $\mathcal{H}$ décrivant le système peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{faible} + \mathcal{H}_{e.m.} + \mathcal{H}_{fort} \tag{1.1}$$

où :

- la partie des interactions forte $\mathcal{H}_{fort}$ et électromagnétique $\mathcal{H}_{e.m.}$ conserve le nombre quantique de beauté, dont l'opérateur est $\mathcal{B}$:

  $$[\mathcal{H}_0, \mathcal{B}] = 0 \quad \text{où} \quad \mathcal{H}_0 = \mathcal{H}_{e.m.} + \mathcal{H}_{fort} \tag{1.2}$$

  Les états propres de beauté $|B^0>$ et $|\bar{B}^0>$ sont donc aussi des états propres de $\mathcal{H}_0$.

- $\mathcal{H}_{faible}$ représente les interactions faibles qui gouvernent les désintégrations des mésons B^0 et ne conservent pas la beauté. Cet hamiltonien n'étant pas diagonal dans la base $|B^0>$, $|\bar{B}^0>$, l'état $|B^0>$ peut se transformer en $|\bar{B}^0>$ sous l'action de $\mathcal{H}_{faible}$.

On notera par la suite $|B_1^0>$ et $|B_2^0>$ les états propres de masse de l'hamiltonien effectif $\mathcal{H}$.

Pour décrire une particule instable en fonction du temps, il faut que l'hamiltonien effectif soit non hermitique. Il peut s'écrire comme une combinaison linéaire d'opérateurs hermitiques :

$$\mathcal{H} = \mathcal{M} - i\frac{\Gamma}{2} \tag{1.3}$$

La matrice $\mathcal{M}$ propage l'onde au cours du temps, on l'appelle la partie dispersive. L'écriture de cette matrice fait intervenir des diagrammes à l'ordre des boucles sur des états virtuels, par des changements du nombre quantique de beauté.

La matrice Γ permet de décrire l'instabilité de la particule. Cette matrice de désintégration atténue exponentiellement l'onde au cours du temps, c'est la partie absorptive. Contrairement à la masse, la largeur de la particule est liée à sa désintégration en des particules réelles.

Les opérateurs Γ et $\mathcal{M}$ sont par construction hermitiques :

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \frac{\mathcal{H}+\mathcal{H}^+}{2} &= \mathcal{M}^+ \\ \Gamma &= i\mathcal{H} - i\mathcal{H}^+ &= \Gamma^+ \end{aligned} \tag{1.4}$$

L'état physique satisfait l'équation de Schrödinger et son évolution en fonction du temps est donnée par :

$$|B(t)>= e^{-i\mathcal{M}t}\, e^{-\frac{\Gamma}{2}t}\, |B(0)> \tag{1.5}$$

Symétries de l'hamiltonien

L'écriture de l'hamiltonien peut être simplifiée en étudiant les symétries induites par la conservation de CP et CPT.

- Si CPT est conservée :

L'invariance des lois physiques sous la transformation CPT est une propriété de la Théorie Quantique des Champs locale. Jusqu'à présent aucune violation de cette symétrie n'a pu être mise expérimentalement en évidence.

Si CPT est une bonne symétrie, la probabilité qu'un état B^0 reste un état B^0 au cours du temps est égale à la probabilité qu'un $\bar{B}^0$ reste $\bar{B}^0$. Cette égalité reste vraie à une phase près pour les amplitudes de probabilité. En choisissant arbitrairement cette phase nulle, on peut traduire cette égalité en mécanique quantique par la relation :

$$< B(0)|\mathcal{H}|B(0) > = < \bar{B}(0)|\mathcal{H}|\bar{B}(0) > \tag{1.6}$$

Ces résultats impliquent pour l'hamiltonien la symétrie suivante :

$$\mathcal{H}_{11} = \mathcal{H}_{22} \tag{1.7}$$

qui s'écrit aussi :

$$\mathcal{M}_{11} - i\frac{\Gamma_{11}}{2} = \mathcal{M}_{22} - i\frac{\Gamma_{22}}{2} \tag{1.8}$$

De plus, $\mathcal{M}$ et Γ étant hermitiques, leurs éléments diagonaux $\mathcal{M}_{ii}$ et Γ_{ii} sont réels. Ainsi lorsque CPT est conservée, les éléments de l'hamiltonien vérifient les symétries suivantes :

$$\begin{array}{rcll} \mathcal{M}_{11} & = & \mathcal{M}_{22} & \in \mathbb{R} \\ \mathcal{M}_{12} & = & \mathcal{M}_{21}^* & \\ \Gamma_{11} & = & \Gamma_{22} & \in \mathbb{R} \\ \Gamma_{12} & = & \Gamma_{21}^* & \end{array} \tag{1.9}$$

Il suffit de 6 paramètres indépendants pour écrire $\mathcal{H}$.

• <u>Si de plus CP était conservée :</u>

La symétrie CP étant faiblement violée, nous nous intéressons au cas limite où elle est conservée. Dans ce cas, l'amplitude de probabilité qu'un état B^0 oscille au cours du temps est la même pour un $\bar{B}^0$, ce qui s'écrit :

$$< B(0)|\mathcal{H}|\bar{B}(0) > = < \bar{B}(0)|\mathcal{H}|B(0) > \tag{1.10}$$

ou encore, en tenant compte de l'hermiticité de l'hamiltonien :

$$\mathcal{M}_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2} = \mathcal{M}_{12}^* - i\frac{\Gamma_{12}^*}{2} \tag{1.11}$$

Les éléments non diagonaux des matrices $\mathcal{M}$ et Γ sont donc égaux et réels. En résumé, les symétries de l'hamiltonien lorsque CP et CPT sont conservées sont :

$$\begin{array}{rcll} \mathcal{M}_{11} & = & \mathcal{M}_{22} & \in \mathbb{R} \\ \mathcal{M}_{12} & = & \mathcal{M}_{21} & \in \mathbb{R} \\ \Gamma_{11} & = & \Gamma_{22} & \in \mathbb{R} \\ \Gamma_{12} & = & \Gamma_{21} & \in \mathbb{R} \end{array} \tag{1.12}$$

Il suffit de 4 paramètres indépendants pour écrire $\mathcal{H}$. CP étant faiblement violée, les éléments non diagonaux des matrices $\mathcal{M}$ et Γ comportent en réalité des parties imaginaires mais elles restent petites.

1.2.2 Etats propres et observables physiques

En diagonalisant $\mathcal{H}$ on obtient les états physiques B_1^0, B_2^0 en fonction des états propres de beauté B^0, $\bar{B}^0$, ainsi que les observables du système. Dans la base B^0, $\bar{B}^0$, les états propres de masse s'écrivent :

$$
\begin{aligned}
|B_1^0> &= \frac{a_1|B^0> + b_1|\bar{B}^0>}{\sqrt{|a_1|^2 + |b_1|^2}} \\
|B_2^0> &= \frac{a_2|B^0> + b_2|\bar{B}^0>}{\sqrt{|a_2|^2 + |b_2|^2}}
\end{aligned}
\tag{1.13}
$$

où $a_{1,2}$ et $b_{1,2}$ sont des nombres complexes. Les équations aux valeurs propres sont :

$$\mathcal{H}\,|B_{1,2}^0> = \lambda_{1,2}\,|B_{1,2}^0> \tag{1.14}$$

Ces valeurs propres s'écrivent aussi :

$$\lambda_{1,2} = \mathcal{M}_{1,2} - i\frac{\Gamma_{1,2}}{2} \tag{1.15}$$

où les quantités $\mathcal{M}_{1,2}$ et $\Gamma_{1,2}$ sont réelles et constituent des observables du système. Elles représentent physiquement les masses et les largeurs des deux états physiques B_1^0 et B_2^0.

En tenant compte des symétries de l'hamiltonien dans le cas CPT conservée (données par les équations 1.9), les équation 1.14 deviennent :

$$
\begin{aligned}
\mathcal{H}_{11}\,a_{1,2} + \mathcal{H}_{12}\,b_{1,2} &= \lambda_{1,2}\,a_{1,2} \\
\mathcal{H}_{21}\,a_{1,2} + \mathcal{H}_{11}\,b_{1,2} &= \lambda_{1,2}\,b_{1,2}
\end{aligned}
\tag{1.16}
$$

En résolvant ces quatre équations on obtient l'expression suivante :

$$\frac{a_1}{b_1} = \pm\frac{a_2}{b_2} = \pm\sqrt{\frac{\mathcal{H}_{12}}{\mathcal{H}_{21}}} \tag{1.17}$$

le signe (-) permettant de garder une base dans un espace à deux dimensions. Les valeurs propres deviennent :

$$
\begin{aligned}
\lambda_1 &= \mathcal{H}_{11} + \sqrt{\mathcal{H}_{12}\mathcal{H}_{21}} \\
\lambda_2 &= \mathcal{H}_{11} - \sqrt{\mathcal{H}_{12}\mathcal{H}_{21}}
\end{aligned}
\tag{1.18}
$$

Ce résultat peut s'écrire explicitement en fonction des éléments des matrices de masse et de désintégration :

$$
\begin{aligned}
\lambda_1 &= \mathcal{M}_{11} - i\tfrac{\Gamma_{11}}{2} + \sqrt{(\mathcal{M}_{12} - i\tfrac{\Gamma_{12}}{2})(\mathcal{M}^*_{12} - i\tfrac{\Gamma^*_{12}}{2})} \\
\lambda_2 &= \mathcal{M}_{11} - i\tfrac{\Gamma_{11}}{2} - \sqrt{(\mathcal{M}_{12} - i\tfrac{\Gamma_{12}}{2})(\mathcal{M}^*_{12} - i\tfrac{\Gamma^*_{12}}{2})}
\end{aligned}
\tag{1.19}
$$

Ceci implique pour les observables, en égalisant les parties réelles et imaginaires de l'équation 1.15 :

$$
\begin{aligned}
\mathcal{M}_1 &= \mathcal{M}_{11} + \mathcal{R}e \sqrt{(\mathcal{M}_{12} - i\tfrac{\Gamma_{12}}{2})(\mathcal{M}^*_{12} - i\tfrac{\Gamma^*_{12}}{2})} \\
\Gamma_1 &= \Gamma_{11} - 2\,\mathcal{I}m \sqrt{(\mathcal{M}_{12} - i\tfrac{\Gamma_{12}}{2})(\mathcal{M}^*_{12} - i\tfrac{\Gamma^*_{12}}{2})} \\
\mathcal{M}_2 &= \mathcal{M}_{11} - \mathcal{R}e \sqrt{(\mathcal{M}_{12} - i\tfrac{\Gamma_{12}}{2})(\mathcal{M}^*_{12} - i\tfrac{\Gamma^*_{12}}{2})} \\
\Gamma_2 &= \Gamma_{11} + 2\,\mathcal{I}m \sqrt{(\mathcal{M}_{12} - i\tfrac{\Gamma_{12}}{2})(\mathcal{M}^*_{12} - i\tfrac{\Gamma^*_{12}}{2})}
\end{aligned}
\tag{1.20}
$$

Nous observons que les deux états physiques B^0_1 et B^0_2 ont *a priori* des largeurs et des masses différentes. Les différences de masse et de largeur sont des grandeurs importantes pour l'étude des oscillations :

$$
\begin{aligned}
\Delta\Gamma &= \Gamma_1 - \Gamma_2 = -4\,\mathcal{I}m \sqrt{(\mathcal{M}_{12} - i\tfrac{\Gamma_{12}}{2})(\mathcal{M}^*_{12} - i\tfrac{\Gamma^*_{12}}{2})} \\
\Delta m &= \mathcal{M}_1 - \mathcal{M}_2 = 2\,\mathcal{R}e \sqrt{(\mathcal{M}_{12} - i\tfrac{\Gamma_{12}}{2})(\mathcal{M}^*_{12} - i\tfrac{\Gamma^*_{12}}{2})}
\end{aligned}
\tag{1.21}
$$

Les différences de masse et de largeur

Si l'on néglige la violation de CP, les éléments non diagonaux de $\mathcal{M}$ et Γ sont égaux et réels (voir les équations 1.12). L'équation 1.17 devient dans cette hypothèse :

$$\frac{a_1}{b_1} = -\frac{a_2}{b_2} = 1 \tag{1.22}$$

Les états propres de masse, qui sont alors aussi états propres de CP, s'écrivent :

$$
\begin{aligned}
|B_1^0> &= \frac{|B^0> + |\bar{B}^0>}{\sqrt{2}} \\
|B_2^0> &= \frac{|B^0> - |\bar{B}^0>}{\sqrt{2}}
\end{aligned}
\tag{1.23}
$$

Les expressions des observables physiques deviennent :

$$
\begin{aligned}
\mathcal{M}_1 &= \mathcal{M}_{11} + \mathcal{M}_{12} \\
\Gamma_1 &= \Gamma_{11} + \Gamma_{12} \\
\mathcal{M}_2 &= \mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{12} \\
\Gamma_2 &= \Gamma_{11} - \Gamma_{12}
\end{aligned}
\tag{1.24}
$$

et les différences de masse et de largeur se réduisent à :

$$
\begin{aligned}
\Delta m &= 2\,\mathcal{M}_{12} \\
\Delta\Gamma &= 2\,\Gamma_{12}
\end{aligned}
\tag{1.25}
$$

Violation de CP

Si nous tenons maintenant compte de la violation de CP, le rapport a_i/b_i des composantes des états propres de masse ne vaut plus ± 1 (cf. équation 1.17). Le paramètre complexe ϵ mesurant la déviation à l'égalité $a_{1,2} = b_{1,2}$ est défini par :

$$
\epsilon = \frac{a_1 - b_1}{a_1 + b_1}
\tag{1.26}
$$

Ce paramètre s'exprimant en fonction des éléments de matrice $\mathcal{M}_{ij}$ et Γ_{ij} vaut 0 lorsque CP est une symétrie exacte et s'en éloigne d'autant plus que CP est violée. Les états propres de masse deviennent :

$$
\begin{aligned}
|B_1^0> &= \frac{1}{\sqrt{2}}\,\frac{(1+\epsilon)|B^0> + (1-\epsilon)|\bar{B}^0>}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \\
|B_2^0> &= \frac{1}{\sqrt{2}}\,\frac{(1+\epsilon)|B^0> - (1-\epsilon)|\bar{B}^0>}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}
\end{aligned}
\tag{1.27}
$$

1.2.3 Evolution des mésons B^0 en fonction du temps

Nous pouvons réécrire les états propres de beauté dans la base des états propres de masse en inversant l'équation 1.27 :

$$\begin{aligned}
|B^0(0)> &= \frac{\sqrt{1+|\epsilon|^2}\,(|B_1^0(0)> + |B_2^0(0)>)}{\sqrt{2}\,(1+\epsilon)} \\
|\bar{B}^0(0)> &= \frac{\sqrt{1+|\epsilon|^2}\,(|B_1^0(0)> - |B_2^0(0)>)}{\sqrt{2}\,(1-\epsilon)}
\end{aligned} \tag{1.28}$$

L'évolution en fonction du temps d'un état propre de l'hamiltonien obéissant à l'équation de Schrödinger est donnée par :

$$|B_{1,2}^0(t)> = e^{-i(\mathcal{M}_{1,2}-\frac{i}{2}\Gamma_{1,2})t}\,|B_{1,2}^0(0)> \tag{1.29}$$

En utilisant les relations 1.21 définissant Δm et $\Delta\Gamma$, auxquelles nous rajoutons les définitions suivantes des moyennes :

$$\begin{aligned}
m &= \frac{\mathcal{M}_1+\mathcal{M}_2}{2} = \mathcal{M}_{11} \\
\Gamma &= \frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2} = \Gamma_{11}
\end{aligned} \tag{1.30}$$

nous aboutissons, après calcul, aux expressions donnant l'évolution temporelle des $B^0 - \bar{B}^0$:

$$\begin{aligned}
|B^0(t)> &= \frac{1}{2}\,e^{-(im+\frac{\Gamma}{2})t}\left[\left(e^{(\frac{i\Delta m+\frac{1}{2}\Delta\Gamma}{2})t} + e^{-(\frac{i\Delta m+\frac{1}{2}\Delta\Gamma}{2})t}\right)\,|B^0(0)> \right. \\
&\left. - \frac{1-\epsilon}{1+\epsilon}\left(e^{(\frac{i\Delta m+\frac{1}{2}\Delta\Gamma}{2})t} - e^{-(\frac{i\Delta m+\frac{1}{2}\Delta\Gamma}{2})t}\right)\,|\bar{B}^0(0)> \right] \\
|\bar{B}^0(t)> &= \frac{1}{2}\,e^{-(im+\frac{\Gamma}{2})t}\left[\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}\left(e^{(\frac{i\Delta m+\frac{1}{2}\Delta\Gamma}{2})t} - e^{-(\frac{i\Delta m+\frac{1}{2}\Delta\Gamma}{2})t}\right)\,|B^0(0)> \right. \\
&\left. + \left(e^{(\frac{i\Delta m+\frac{1}{2}\Delta\Gamma}{2})t} + e^{-(\frac{i\Delta m+\frac{1}{2}\Delta\Gamma}{2})t}\right)\,|\bar{B}^0(0)> \right]
\end{aligned} \tag{1.31}$$

Oscillations $B^0 - \bar{B}^0$

Ces équations d'évolution temporelle permettent d'obtenir la probabilité P qu'un état propre de beauté initial $|B^0(0) >$ oscille ou non en $|\bar{B}^0(t) >$ au cours du temps :

$$
\begin{aligned}
P_{(B^0 \to \bar{B}^0)}(t) &= \left|\frac{1-\epsilon}{1+\epsilon}\right|^2 \quad N \quad e^{-\Gamma t} \quad \frac{\left(e^{\frac{\Delta\Gamma}{2}t} + e^{-\frac{\Delta\Gamma}{2}t}\right) \; - \; \left(e^{i\Delta m t} + e^{-i\Delta m t}\right)}{2} \\
P_{(B^0 \to B^0)}(t) &= \qquad\qquad N \quad e^{-\Gamma t} \quad \frac{\left(e^{\frac{\Delta\Gamma}{2}t} + e^{-\frac{\Delta\Gamma}{2}t}\right) \; + \; \left(e^{i\Delta m t} + e^{-i\Delta m t}\right)}{2}
\end{aligned}
\tag{1.32}
$$

avec le facteur N de normalisation :

$$
N = \frac{1}{2\Gamma}\left[\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta\Gamma}{2}\right)^2\right] \tag{1.33}
$$

Approximations

Dans le cas du système $B^0 - \bar{B}^0$, nous pouvons négliger dans un premier temps les effets de la violation de CP, c'est-à-dire $|\epsilon| \ll 1$. Nous pouvons d'autre part négliger la différence des temps de vie entre les états physiques devant celle des masses, en effet les ordres de grandeur sont [5] :

$$
\frac{\Delta\Gamma}{\Delta m} \simeq \frac{m_c^2}{m_t^2} \ll 1 \tag{1.34}
$$

et donc :

$$
\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} \simeq \frac{m_c^2}{m_t^2} \times x \quad \text{avec } x = \frac{\Delta m}{\Gamma} \tag{1.35}
$$

La moyenne des temps de vie devient alors :

$$
\Gamma = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \simeq \Gamma(B^0) \tag{1.36}
$$

ce qui simplifie les probabilités d'osciller :

$$
\begin{aligned}
P_{(B^0 \to \bar{B}^0)}(t) &= \frac{\Gamma}{2}\, e^{-\Gamma t}\,(1 - \cos\Delta m t) \\
P_{(B^0 \to B^0)}(t) &= \frac{\Gamma}{2}\, e^{-\Gamma t}\,(1 + \cos\Delta m t)
\end{aligned}
\tag{1.37}
$$

C'est donc la différence de masse Δm entre les états physiques qui est responsable de l'oscillation du méson vers son anti-méson, avec une amplitude proportionnelle à $e^{i\Delta m t}$. Cette différence de masse est l'inverse d'un temps, elle est reliée à la fréquence f de l'oscillation par la relation :

$$2\pi f = \Delta m \tag{1.38}$$

Les probabilités d'osciller et de ne pas osciller ont été représentées sur la figure 1.1 pour les B_d^0 et les B_s^0.

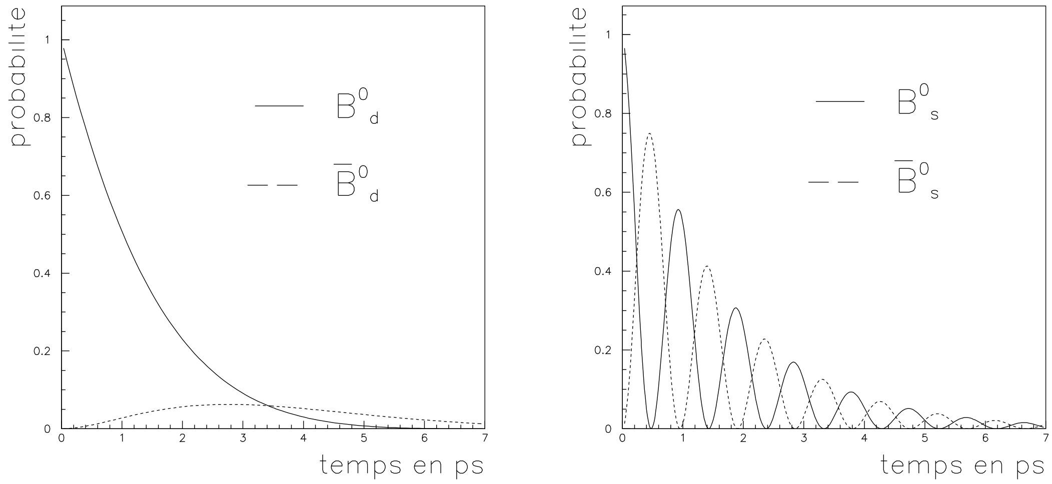


FIG. 1.1 – *Probabilité d'observer un méson ou un anti-méson B^0 en fonction du temps lorsqu'un B^0 est produit au temps $t = 0$. On observe l'effet de décroissance exponentielle avec le temps de vie du B et l'effet de l'oscillation du méson vers son anti-méson avec la fréquence Δm. La valeur mesurée [6] de $\Delta m_d \simeq 0.46\ ps^{-1}$ a été utilisée pour le B_d^0, et la limite inférieure expérimentale [7] de $\Delta m_s > 6.6\,ps^{-1}$ pour le B_s^0.*

1.3 Les paramètres de mélange

Il y a deux façons d'étudier le mélange $B^0 - \bar{B}^0$:

- par une analyse temporelle des oscillations, dans le but de mesurer directement Δm. Deux paramètres sont utilisés dans ces analyses : la fréquence d'oscillation Δm en ps^{-1}, ou encore de manière équivalente le paramètre sans dimension :

$$x_q = \Delta m_q \, \tau_{B_q^0} \tag{1.39}$$

- par une analyse intégrée sur le temps, en comptant simplement le nombre de mésons ayant oscillé. La grandeur mesurée est la fraction χ de B^0 ayant oscillé après intégration sur toute l'échelle de temps.

1.3.1 Mélange en fonction du temps

La fréquence de l'oscillation Δm des B_d^0 est bien plus faible que celle des B_s^0. Nous pouvons comparer la période T_q de l'oscillation des mésons B_q^0 à leur temps de vie qui est de 1.6 ps : au bout de 4.6 temps de vie il ne reste plus que 1 % des B_d^0 et on a pu observer environ une demi-période d'oscillation du B_d^0 contre un minimum de 7 périodes d'oscillation du B_s^0 (voir figure 1.1). La résolution atteinte sur la reconstruction du temps de vol du méson va donc être cruciale pour étudier les oscillations des B_s^0.

L'autre difficulté qui s'ajoute à la mesure de Δm_s est que le taux de production des mésons B_s^0 est seulement d'environ 1 pour 4 B_d^0 produits.

1.3.2 Mélange intégré sur le temps

L'intégrale sur le temps normalisée de la probabilité d'osciller est donnée par :

$$\chi \;=\; \int_0^\infty P_{(B^0 \to \bar{B}^0)}(t)\, dt \;=\; \frac{1}{2}\,\frac{\Delta m^2}{\Delta m^2 + \Gamma^2} \tag{1.40}$$

Ce paramètre χ peut s'exprimer en fonction du paramètre x défini par l'expression 1.39 :

$$\chi = \frac{1}{2}\,\frac{x^2}{(1+x^2)} \tag{1.41}$$

Il apparaît donc possible de déterminer la fréquence d'oscillation à partir d'une analyse intégrée en temps mesurant χ. La figure 1.2 montre la dépendance du paramètre χ en x.

Cette figure montre que χ n'est sensible à x qu'aux faibles valeurs de ce dernier. Pour mesurer x_d, une mesure intégrée de χ suffit, mais une telle méthode ne peut pas être utilisée pour déterminer x_s qui est supérieur à 10 (limite expérimentale actuelle). Nous illustrerons ceci dans le deuxième chapitre où sont décrites les différentes études réalisées des oscillations des B^0.

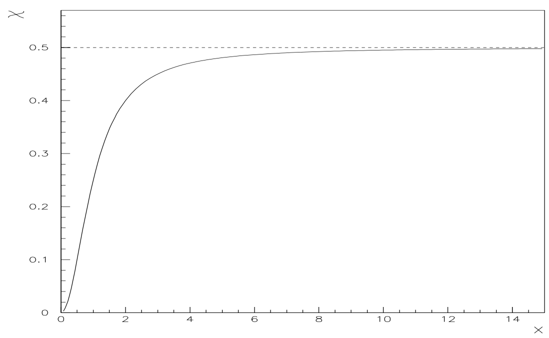


FIG. 1.2 – *Saturation du paramètre de l'intégration sur le temps χ avec le paramètre de la dépendance temporelle x.*

1.4 La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Les oscillations des mésons neutres sont une conséquence du mélange des quarks par l'interaction faible chargée. Nous présentons ici le formalisme de CKM décrivant ce mélange dans le modèle standard à trois familles de fermions.

1.4.1 Origine et interprétation physique de la matrice

L'angle de Cabibbo

Le modèle des quarks est introduit en 1964 indépendament par M. Gell-Mann [8] et G. Zweig [9] pour expliquer la multiplicité des hadrons observés et la régularité de leurs propriétés. Ils proposent que les briques les plus élémentaires soient les 3 quarks u, d et s, états propres de l'interaction forte.

Pour expliquer l'important facteur de suppression des désintégrations ne conservant pas l'étrangeté ($\Delta S = 1$) par rapport à celles la conservant, N. Cabibbo avait introduit en 1963 un angle de mélange θ_C [10] qui se traduit pour les quarks par :

$$d^0 \;=\; d\,\cos\theta_C \;+\; s\,\sin\theta_C \tag{1.42}$$

où q^0 sont les quarks états propres de l'interaction faible et q sont les états propres de masse. C'est le mélange des quarks qui apparaît dans l'expression du courant faible chargé j_μ :

$$j_\mu \;=\; \bar{u}\,\gamma_\mu \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\,(d\,\cos\theta_C \;+\; s\,\sin\theta_C) \tag{1.43}$$

Avec ce mélange des saveurs, les transitions $\Delta S = 1$ ont des amplitudes proportionnelles à $\sin\theta_C$ tandis que les transistions $\Delta S = 0$ ont des amplitudes en $\cos\theta_C$. Le facteur de suppression observé expérimentalement est $\sin\theta_C \simeq 0.22$ en amplitude.

Le processus de GIM

En 1970, S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani (GIM) proposent l'existence d'un quatrième quark, appelé le quark c [11], afin de symétriser l'écriture du courant faible neutre. Une matrice unitaire permet de passer de la base des états propres de masse à celle des états propres de l'interaction faible, elle généralise la rotation introduite par N. Cabibbo :

$$\begin{pmatrix} d^0 \\ s^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \tag{1.44}$$

Cette matrice de mélange des quarks par l'interaction faible est une matrice 2×2 orthogonale, il suffit du paramètre réel θ_C de Cabibbo pour l'écrire.

La matrice de CKM

Le modèle standard est actuellement basé sur l'existence de 3 familles de quarks et de leptons rangés par doublets pour les parties gauches :

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \\ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \end{array} \tag{1.45}$$

Comme dans le cas du modèle à 2 familles, une matrice unitaire U permet de passer de la base des états propres de masse à la base des états propres de l'interaction faible :

$$\begin{pmatrix} u^0 \\ c^0 \\ t^0 \end{pmatrix}_L = U_{\mathcal{U},L} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L \quad \text{ainsi que} \quad \begin{pmatrix} d^0 \\ s^0 \\ b^0 \end{pmatrix}_L = U_{\mathcal{D},L} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \tag{1.46}$$

Le courant chargé de l'interaction faible s'écrit :

$$\begin{aligned} j^\mu &\propto \bar{u}_L^0 \gamma^\mu d_L^0 \\ &= (\bar{u}\,\bar{c}\,\bar{t})_L \; U^\dagger_{\mathcal{U},L}\, \gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) U_{\mathcal{D},L} \begin{pmatrix} d \\ c \\ b \end{pmatrix}_L \\ &= (\bar{u}\,\bar{c}\,\bar{t})_L \; \gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) U^\dagger_{\mathcal{U},L}\, U_{\mathcal{D},L} \begin{pmatrix} d \\ c \\ b \end{pmatrix}_L \end{aligned} \tag{1.47}$$

La matrice V_{CKM} de CKM [12], définie par :

$$V_{CKM} = U^\dagger_{\mathcal{U},L} U_{\mathcal{D},L} \tag{1.48}$$

généralise pour 3 familles la matrice de Cabibbo. $U_{\mathcal{U},L}$ et $U_{\mathcal{D},L}$ étant unitaires, V_{CKM} est unitaire.

Structure de la matrice

Pour un modèle à n familles de fermions, la matrice de mélange est complexe, de dimension $n \times n$. Il faut donc *a priori* $2n^2$ paramètres réels pour la décrire. Mais ces paramètres ne sont pas tous indépendants :

- La relation d'unitarité $V^\dagger_{CKM} V_{CKM} = \mathrm{Id}$ introduit n^2 relations.
- $2n-1$ parmi les $2n$ phases relatives des n doublets de quarks peuvent être redéfinies sans changer le terme du lagrangien décrivant l'interaction entre les quarks par le boson $W^\pm$.

Il reste finalement :

$$2n^2 \;-\; n^2 \;-\; (2n-1) \;=\; (n-1)^2 \text{ paramètres indépendants}$$

Dans le cadre du modèle standard à 3 familles il faut 4 paramètres réels indépendants pour écrire la matrice de CKM, 3 angles de rotation d'une famille à une autre et 1 phase. Les valeurs de ces 4 paramètres ne sont pas prédites par le modèle standard.

Interprétation physique de la matrice

La matrice de CKM décrit les transitions entre les familles de quarks. Par l'interaction faible chargée, un quark *up* de saveur donnée peut se désintégrer

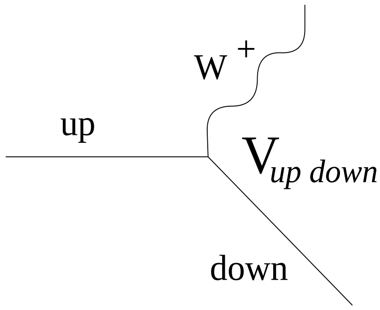


FIG. 1.3 – *L'amplitude de transition d'un quark up à un quark down par l'interaction faible chargée est proportionnelle à l'élément de matrice $V_{up\ down}$.*

en un quark *down* de n'importe quelle saveur. Cette transition est décrite par l'élément de matrice $V_{up\ down}$ (voir figure 1.3).

Les transitions de quarks décrites par la matrice sont les suivantes :

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.49}$$

Construction de la matrice

En généralisant la rotation d'angle θ_C exposée pour un modèle à 2 familles de quarks, la matrice de mélange de n doublets de quarks est construite à partir de C_n^2 rotations d'un doublet à l'autre dans l'espace à 2 dimensions. Les paramètres nécessaires à la description de la matrice sont :

- $C_n^2 = \dfrac{n(n-1)}{2}$ angles de rotation,
- comme il n'y a que $(n-1)^2$ paramètres indépendants en tout, on introduit aussi $(n-1)^2 - \dfrac{n(n-1)}{2} = \dfrac{(n-1)(n-2)}{2}$ phases.

Dans le cadre du modèle standard à 3 doublets de quarks, il faut 3 angles θ_i et 1 phase δ. La matrice de CKM est construite en faisant le produit des 3 rotations. Posons $\cos\theta_i = \mathrm{c}_i$ et $\sin\theta_i = \mathrm{s}_i$, un exemple de construction de la matrice de CKM est le suivant :

$$
\begin{aligned}
V_{CKM} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mathrm{c}_2 & \mathrm{s}_2 \\ 0 & -\mathrm{s}_2 & \mathrm{c}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{c}_1 & \mathrm{s}_1 & 0 \\ -\mathrm{s}_1 & \mathrm{c}_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mathrm{e}^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mathrm{c}_3 & \mathrm{s}_3 \\ 0 & -\mathrm{s}_3 & \mathrm{c}_3 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} \mathrm{c}_1 & \mathrm{s}_1\mathrm{c}_3 & \mathrm{s}_1\mathrm{s}_3 \\ -\mathrm{s}_1\mathrm{c}_2 & \mathrm{c}_1\mathrm{c}_2\mathrm{c}_3 - \mathrm{e}^{i\delta}\mathrm{s}_2\mathrm{s}_3 & \mathrm{c}_1\mathrm{c}_2\mathrm{s}_3 + \mathrm{e}^{i\delta}\mathrm{s}_2\mathrm{c}_3 \\ \mathrm{s}_1\mathrm{s}_2 & -\mathrm{c}_1\mathrm{s}_2\mathrm{c}_3 - \mathrm{e}^{i\delta}\mathrm{c}_2\mathrm{s}_3 & -\mathrm{c}_1\mathrm{s}_2\mathrm{s}_3 + \mathrm{e}^{i\delta}\mathrm{c}_2\mathrm{c}_3 \end{pmatrix} \qquad (1.50)
\end{aligned}
$$

L'endroit choisi pour placer la phase δ est arbitraire car les quantités physiques restent invariantes si elle est attachée à une autre famille. Cette phase permet d'introduire la violation de CP dans le modèle standard. Elle fait en effet apparaître un terme d'interférence qui rend les largeurs partielles de désintégration des processus $B^0 \to X$ et $\bar{B}^0 \to \bar{X}$ différentes. Il faut noter que dans ce formalisme, un minimum de 3 familles de fermions est indispensable à l'apparition d'une phase violant CP.

1.4.2 La paramétrisation de Wolfenstein

Il existe plusieurs paramétrisations de la matrice de CKM, la plus courante étant celle de L. Wolfenstein [13]. Dans cette paramétrisation, la convention choisie pour placer la phase de violation de CP est différente de celle donnée dans l'exemple précédent (équation 1.50). Le premier des 4 paramètres nécessaires pour décrire la matrice est défini par :

$$\lambda = V_{us} = \sin\theta_C \qquad (1.51)$$

On observe expérimentalement que la transition entre familles est d'autant moins probable qu'elles sont éloignées. Ceci se traduit pour la matrice de CKM par des éléments diagonaux proches de l'unité et de plus en plus petits lorsqu'on s'éloigne de la diagonale. Cette hiérarchie a conduit Wolfenstein à proposer la paramétrisation suivante :

$$\begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \circ(\lambda^4) \qquad (1.52)$$

où l'unitarité de la matrice n'est plus qu'approchée. Les paramètres A [14] et λ [15] sont maintenant bien mesurés :

$$\begin{aligned} \lambda &= 0.2205 \pm 0.0018 \\ A &= 0.80 \pm 0.075 \end{aligned} \tag{1.53}$$

alors que les paramètres ρ et η liés à la violation de CP sont peu contraints. Dans cette paramétrisation, la phase de violation de CP est attachée aux éléments V_{td} et V_{ub}, mais les résultats physiques sont indépendants de la convention de phase.

1.4.3 Les triangles d'unitarité

Les 6 relations d'unitarité de la matrice ne concernant pas la diagonale sont les suivantes :

$$\begin{array}{lcccccccc}
u-c: & \underset{o(\lambda)}{V_{ud}V_{cd}^*} & + & \underset{o(\lambda)}{V_{us}V_{cs}^*} & + & \underset{o(\lambda^5)}{V_{ub}V_{cb}^*} & = & 0 \\[2ex]
t-c: & \underset{o(\lambda^4)}{V_{td}V_{cd}^*} & + & \underset{o(\lambda^2)}{V_{ts}V_{cs}^*} & + & \underset{o(\lambda^2)}{V_{tb}V_{cb}^*} & = & 0 \\[2ex]
t-u: & \underset{o(\lambda^3)}{V_{td}V_{ud}^*} & + & \underset{o(\lambda^3)}{V_{ts}V_{us}^*} & + & \underset{o(\lambda^3)}{V_{tb}V_{ub}^*} & = & 0 \\[2ex]
d-s: & \underset{o(\lambda)}{V_{ud}V_{us}^*} & + & \underset{o(\lambda)}{V_{cd}V_{cs}^*} & + & \underset{o(\lambda^5)}{V_{td}V_{ts}^*} & = & 0 \\[2ex]
s-b: & \underset{o(\lambda^4)}{V_{us}V_{ub}^*} & + & \underset{o(\lambda^2)}{V_{cs}V_{cb}^*} & + & \underset{o(\lambda^2)}{V_{ts}V_{tb}^*} & = & 0 \\[2ex]
b-d: & \underset{o(\lambda^3)}{V_{ub}V_{ud}^*} & + & \underset{o(\lambda^3)}{V_{cb}V_{cd}^*} & + & \underset{o(\lambda^3)}{V_{tb}V_{td}^*} & = & 0
\end{array} \tag{1.54}$$

Ces relations peuvent s'écrire en fonction des paramètres de Wolfenstein. Elles se traduisent géométriquement par des triangles dans le plan complexe (ρ, η), appelés les triangles d'unitarité. Les trois premières relations correspondent aux triangles *up*, les trois autres aux triangles *down*. Ces triangles sont plus ou moins plats mais ils ont tous la même aire. Cette propriété est une conséquence du fait qu'il n'y a qu'une seule phase. Le triangle $b-d$ est le plus intéressant car il peut être contraint expérimentalement par des mesures d'angles et de côtés. La relation $b-d$ s'écrit, en normalisant à l'unité l'un des côtés :

$$\frac{V_{td}}{\lambda V_{cb}} + 1 + \frac{V_{ub}^*}{\lambda V_{cb}} = 0 \qquad (1.55)$$

La figure 1.4 la représente graphiquement dans le plan (ρ, η).

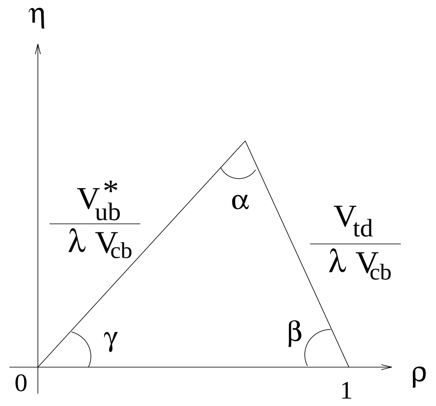


FIG. 1.4 – *Le triangle d'unitarité traduit graphiquement la relation d'unitarité de la matrice de CKM.*

Les paramètres de ce triangle sont importants car ce sont eux qui décrivent les effets de violation de CP dans le système des B. Dans le modèle standard à trois familles de fermions, ce triangle n'est d'aire non nulle qu'en présence de violation de CP.

1.5 Contraintes expérimentales sur le triangle d'unitarité $b-d$

L'expérience peut tester le modèle standard en contraignant le triangle d'unitarité $b-d$. Pour l'instant, seules les longueurs des côtés sont accessibles à la mesure, il faudra attendre les usines à B pour pouvoir mesurer tous les angles.

Nous abordons les mesures permettant de contraindre le côté $u-b$ et l'apex du triangle, puis nous présentons l'intérêt d'une mesure de la fréquence d'oscillation des mésons B_s^0 et la contribution apportée par une mesure simultanée des oscillations des B_d^0 et des B_s^0.

1.5.1 Côté $u-b$ et apex du triangle d'unitarité $b-d$

La seule contrainte sur la longueur du côté gauche du triangle $|V_{ub}/\lambda V_{cb}|$ était pendant longtemps obtenue par une analyse inclusive des désintégrations semi-leptoniques des particules belles. Le rapport du taux de désintégrations semi-leptoniques des particules belles en non charmées sur le taux de leurs désintégrations semi-leptoniques en charmées est de la forme :

$$\frac{\Gamma(b \to u\ell\bar{\nu}_\ell)}{\Gamma(b \to c\ell\bar{\nu}_\ell)} \propto \left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right|^2 \tag{1.56}$$

La masse du quark c étant beaucoup plus lourde que celle du quark u, l'énergie maximale cinématiquement permise pour le lepton est moins élevée dans le cas d'une désintégration $b \to c\ell\bar{\nu}_\ell$ que dans le cas $b \to u\ell\bar{\nu}_\ell$. En ajustant l'excès de leptons présents aux hautes énergies du lepton observé dans les données enregistrées par CLEO [16] et ARGUS [17], la valeur suivante est obtenue [18] :

$$\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right| = \lambda\sqrt{\rho^2+\eta^2} = 0.08 \pm 0.03 \tag{1.57}$$

Une grande partie de l'incertitude est due au modèle théorique permettant, à partir de la petite partie visible du spectre en impulsion des leptons aux hautes énergies, d'extrapoler à tout l'espace des phases.

Récemment CLEO a observé des désintégrations semileptoniques $B \to (\pi,\rho)\ell\nu$ [19]. En combinant cette information avec celle obtenue par les analyses inclusives, les incertitudes théoriques peuvent être réduites [14] :

$$\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right| = 0.08 \pm 0.02 \tag{1.58}$$

bien que la discussion des erreurs est encore ouverte étant donné les incertitudes apparaissant dans le modèle théorique. Cette mesure contraint la longueur du côté gauche du triangle d'unitarité (voir figure 1.6) :

$$\sqrt{\rho^2+\eta^2} = 0.36 \pm 0.08 \tag{1.59}$$

Quant à l'apex du triangle, il peut être contraint en mesurant le paramètre ϵ de la violation de CP dans le système des mésons K^0 [15] :

$$|\epsilon| = (2.26 \pm 0.02) \times 10^{-3} \;\propto\; \eta\,(1-\rho) \tag{1.60}$$

Le domaine permis par sa mesure est défini par une hyperbole de foyer (1,0). Cette hyperbole, représentée sur la figure 1.6, s'élargit en une bande hyperbolique à cause des grandes incertitudes sur certains termes apparaissant dans l'expression de $|\epsilon|$ comme le paramètre $\mathcal{B}$ dont nous parlerons dans le § 1.5.2.

En plus de ces contraintes sur la longueur du côté $u-b$ et l'apex du triangle, nous allons voir que la mesure des oscillations permet de contraindre la longueur du côté $t-d$.

1.5.2 Intérêt d'une mesure des fréquences d'oscillation des B^0

La mesure simultanée des fréquences d'oscillation des mésons B_d^0 et B_s^0 constitue la méthode la plus directe pour contraindre le côté $t-d$ (le côté droit avec notre convention) du triangle d'unitarité.

Les diagrammes en boîte

Les mésons beaux neutres oscillent par un changement du nombre quantique de beauté $\Delta B = 2$ grâce à l'interaction faible chargée. Les diagrammes décrivant ce processus sont appelés des diagrammes en boîte, ils sont représentés sur la figure 1.5.

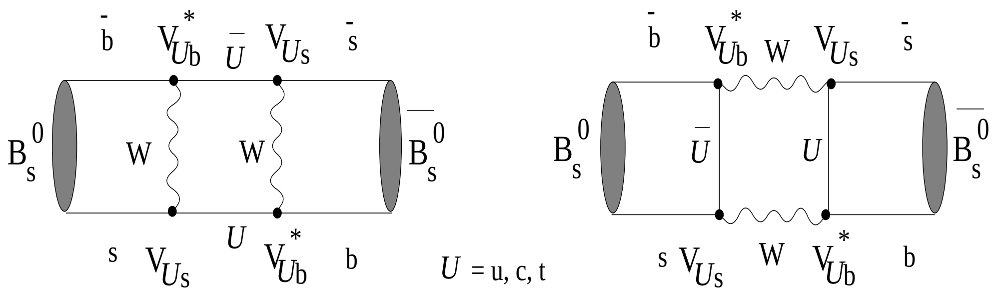


FIG. 1.5 – *Diagrammes de Feynmann représentant l'oscillation des mésons B_s^0. Les diagrammes de l'oscillation des B_d^0 s'obtiennent simplement en remplaçant le quark s par un quark d.*

Le quark intermédiaire échangé $\mathcal{U}$ est un quark *up* et peut *a priori* être un quark u, c ou t. L'amplitude de ces diagrammes $\mathcal{A}_{\mathcal{U}}$ est à peu près proportionnelle (*pour les grandes masses !*) à $m_{\mathcal{U}}^2\,|V_{\mathcal{U}b}V_{\mathcal{U}d}|^2$ dans le cas des B_d^0 par exemple. Les contributions correspondant à chaque quark $\mathcal{U}$ échangé sont les suivantes (en ne tenant pas compte des termes d'interférence entre les différentes saveurs de quark $\mathcal{U}$) :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_u &\propto m_u^2\,|V_{ub}V_{ud}|^2 \propto m_u^2\,\lambda^6 \\
\mathcal{A}_c &\propto m_c^2\,|V_{cb}V_{cd}|^2 \propto m_c^2\,\lambda^6 \\
\mathcal{A}_t &\propto m_t^2\,|V_{tb}V_{td}|^2 \propto m_t^2\,\lambda^6
\end{aligned} \tag{1.61}$$

Il suffit de remplacer le quark d par le quark s pour obtenir les amplitudes correspondant au cas du B_s^0. La première relation n'est pas rigoureuse car la masse du quark u est petite, mais cela suffit pour se faire une idée de l'ordre de grandeur de cette contribution. La contribution faisant intervenir le quark t est dominante. Cette contribution est dite *à courte distance* car le quark top est très lourd et se désintègre avant de se hadroniser. Ces diagrammes font intervenir les éléments de matrice $|V_{td}|$ pour le B_d^0 et $|V_{ts}|$ pour le B_s^0. La hiérarchie $|V_{ts}| \gg |V_{td}|$ induit une fréquence plus élevée pour l'oscillation du B_s^0.

Expression du paramètre de mélange

L'amplitude du processus de mélange est calculée en appliquant les règles de Feynman aux diagrammes en boîte. Lorsque la violation de CP est négligée et en supposant que $|V_{tb}| = 1$, la fréquence d'oscillation $\Delta m = 2\mathcal{M}_{12}$ des B^0 est donnée par [20] :

$$\Delta m_d \simeq \frac{G_F^2}{6\pi^2}\, m_{B_d^0}\, |V_{td}|^2\; F\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right)\, \eta_{B_d^0}\, \mathcal{B}_{B_d^0}\, f_{B_d^0}^2\, m_t^2 \tag{1.62}$$

dans le cas des mésons B_d^0 (remplacer le quark d par un quark s pour les B_s^0). Les notations suivantes ont été utilisées :

- G_F est la constante de Fermi ;
- $F(x)$ est un fonction lentement décroissante de x qui paramétrise la dépendance en fonction de la masse du quark top (m_t^2 étant mis en facteur dans la formule) ;
- $\eta_{B_d^0}$ est le terme de correction QCD prenant en compte les contributions des différents quarks *up* intermédiaires et l'échange des gluons durs entre les quarks (processus à courte distance).

Les autres termes sont expliqués ci-dessous. A partir de la mesure de la fréquence d'oscillation des B_d^0, on peut remonter à la valeur de $|V_{td}|$. Cette mesure permet ainsi de contraindre le côté droit du triangle d'unitarité (voir figure 1.4). Mais l'incertitude induite sur $|V_{td}|$ en le déterminant à partir de Δm_d est très importante à cause de l'incertitude sur certains termes que nous allons détailler.

- Le paramètre $\mathcal{B}$:

Le paramètre $\mathcal{B}_{B^0}$ traduit les corrélations entre les quarks initiaux (avant l'oscillation) et finals (après l'oscillation) dans les diagrammes en boîte. Il vaut 1 si l'approximation de l'insertion du vide est valable, c'est-à-dire si l'échange de gluons mous entre quarks initiaux et finals peut être négligé. Des calculs sur réseaux permettent de déterminer ce terme [18] avec une erreur relative de 20 % :

$$\mathcal{B}_{B_d^0} = 1.0 \pm 0.2 \tag{1.63}$$

- La constante de désintégration f_{B^0} :

Elle décrit la création du méson B^0 par un courant axial A_μ à partir du vide. Ce même terme est bien connu dans le cas du pion (f_π) en mesurant le rapport d'embranchement de la désintégration $\pi \to \nu_\mu \mu$, ce qui détermine l'élément de matrice :

$$< \pi | A_\mu | \text{vide} > = \ i \ f_\pi p_\mu^\pi \tag{1.64}$$

Cette mesure est beaucoup plus difficile dans le cas du B^0 car elle fait intervenir des rapports d'embranchement de l'ordre de 10^{-5}. La constante de désintégration $f_{B_d^0}$ est déterminée par des calculs sur réseaux [18] entraînant une grande incertitude (presque 30 %) :

$$f_{B_d^0} = 180 \pm 50 \text{ MeV} \tag{1.65}$$

- La masse du top :

L'incertitude sur la masse du top est cruciale ici. Les nouvelles mesures faites au TEVATRON ont énormément réduit cette incertitude qui est maintenant de l'ordre de 6 %. La mesure moyenne de CDF [21] et D0 [22] est de $m_t = 180 \pm 11$ GeV/c^2.

A partir de la moyenne mondiale [6] de $\Delta m_d = 0.457 \pm 0.019$ ps^{-1} et en supposant que $|V_{tb}| = 1$, on obtient une évaluation de $|V_{td}|$:

$$|V_{td}| = (9.2 \pm 2.0 \pm 0.7 \pm 0.2) \times 10^{-3} \tag{1.66}$$

Les erreurs correspondent respectivement aux incertitudes théoriques sur la constante de désintégration $f_{B_d^0}$ et le paramètre $\mathcal{B}_{B_d^0}$, à l'erreur sur la masse du top et enfin à la précision sur la mesure de Δm_d. Bien que la fréquence d'oscillation des B_d^0 soit maintenant connue expérimentalement avec une incertitude relative de moins de 5 %, l'erreur induite sur $|V_{td}|$ par des incertitudes théoriques est encore de plus de 20 %.

Cette mesure contraint l'apex du triangle d'unitarité sur un cercle de centre (1,0) dans le plan (ρ, η), et de rayon R valant [23] :

$$R = \sqrt{(1-\rho^2)+\eta^2} = 1.04 \pm 0.26 \tag{1.67}$$

La figure 1.6 [24] récapitule les différentes contraintes expérimentales sur le triangle d'unitarité exposées dans cette partie.

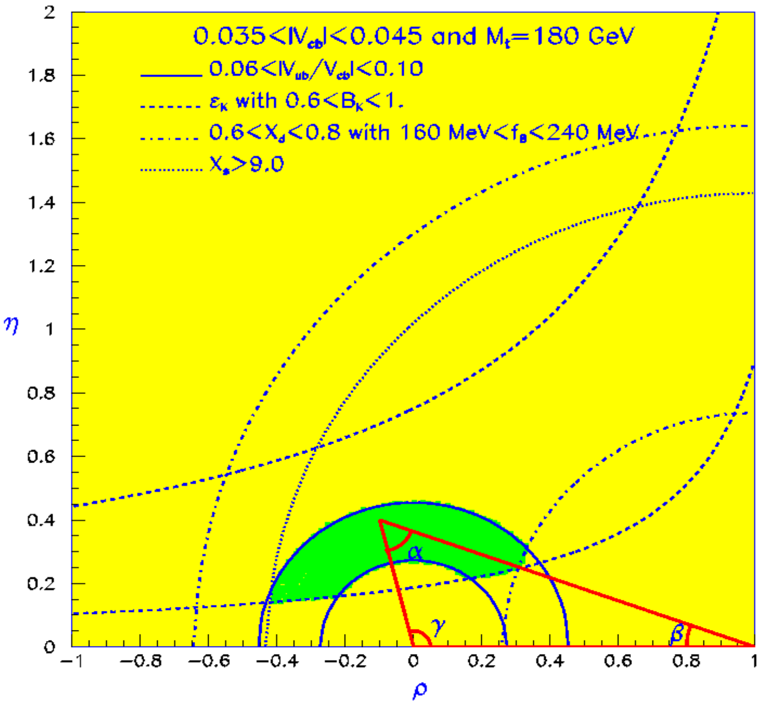


FIG. 1.6 – *Contraintes sur l'apex du triangle d'unitarité obtenues dans le modèle standard par la mesure du paramètre $|\epsilon|$ de la violation de CP dans les K^0, des fréquences d'oscillation des mésons B_d^0 et B_s^0 et de $|V_{ub}|/|V_{cb}|$. La région autorisée pour l'apex du triangle est indiquée en gris foncé sur la figure.*

Contribution de Δm_s

Il est possible de s'affranchir partiellement des grandes incertitudes sur $\mathcal{B}_{B_d^0} f_{B_d^0}^2$ en mesurant aussi la fréquence Δm_s d'oscillation des mésons B_s^0. Le rapport des deux fréquences d'oscillation vaut :

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} = \frac{\eta_{B_s^0}\, m_{B_s^0}\, \mathcal{B}_{B_s^0}\, f_{B_s^0}^2}{\eta_{B_d^0}\, m_{B_d^0}\, \mathcal{B}_{B_d^0}\, f_{B_d^0}^2} \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2 \tag{1.68}$$

Avec la prédiction du modèle standard $|V_{cb}| \simeq |V_{ts}|$, nous voyons apparaître dans ce rapport des fréquences la longueur du côté droit du triangle d'unitarité. L'intérêt de faire ce rapport est que l'incertitude sur le rapport des paramètres $\mathcal{B}$ et de désintégration du B_s^0 et du B_d^0 est plus faible que l'incertitude considérée séparément pour chaque terme du rapport [18] :

$$\frac{\mathcal{B}_{B_s^0}\, f_{B_s^0}^2}{\mathcal{B}_{B_d^0}\, f_{B_d^0}^2} = (1.16 \pm 0.1)^2 \tag{1.69}$$

1.5.3 Autre mesure de $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$

La mesure de certains rapports d'embranchement des mésons B est aussi une source expérimentale d'information sur $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$. Les désintégrations à étudier sont les suivantes :

- $B^+ \to \rho^+\gamma$, $B^+ \to \omega^+\gamma$, $B_d^0 \to \rho^0\gamma$, $B_d^0 \to \omega^0\gamma$ et $B_s^0 \to \bar{K}^{*0}\gamma$ pour mesurer $|V_{td}|$;
- $B^+ \to K^{*+}\gamma$, $B_d^0 \to K^{*0}\gamma$ et $B_s^0 \to \phi\gamma$ pour mesurer $|V_{ts}|$.

Ce sont uniquement les contributions à courte distance qui font intervenir $|V_{td}|$ ou $|V_{ts}|$. Quelques exemples de diagrammes décrivant les processus à courte distance sont donnés par la figure 1.7. Ces diagrammes sont appelés des diagrammes pingouins.

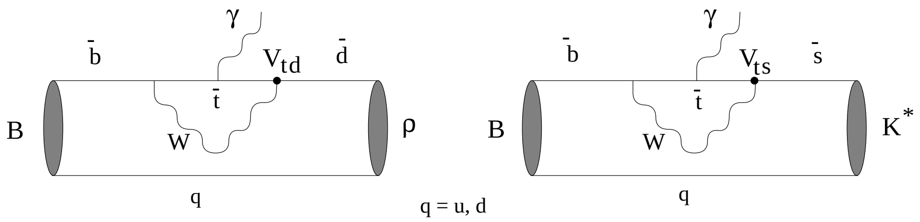


FIG. 1.7 – *L'étude de $B \to \rho\gamma$ permet d'accéder à $|V_{td}|$, celle de $B \to K^*\gamma$ permet d'accéder à $|V_{ts}|$.*

Les principaux problèmes pour mesurer $|V_{td}|$ ou $|V_{ts}|$ à partir des mesures de ces rapports d'embranchement sont de deux ordres :

- Les rapports d'embranchement mis en jeu sont très faibles. Il faut attendre les usines à beauté ou l'augmentation des données enregistrées au TEVATRON pour les mesurer. Le rapport d'embranchement en $\rho\gamma$ est par exemple de l'ordre de 10^{-6}. Celui de $B \to K^*\gamma$ a été mesuré par CLEO [25], mais l'incertitude reste très importante : $(4.5 \pm 1.5 \pm 0.9) \times 10^{-5}$.
- L'autre difficulté est l'incertitude induite par le calcul des facteurs de forme et des termes hadroniques. Les processus à longue distance ne sont pas calculables exactement alors qu'ils participent au rapport d'embranchement sans faire intervenir les transitions $t-d$ ou $t-s$ décrites respectivement par V_{td} et V_{ts}. Un exemple de bruit de fond induit par un processus à longue distance est représenté sur la figure 1.8.

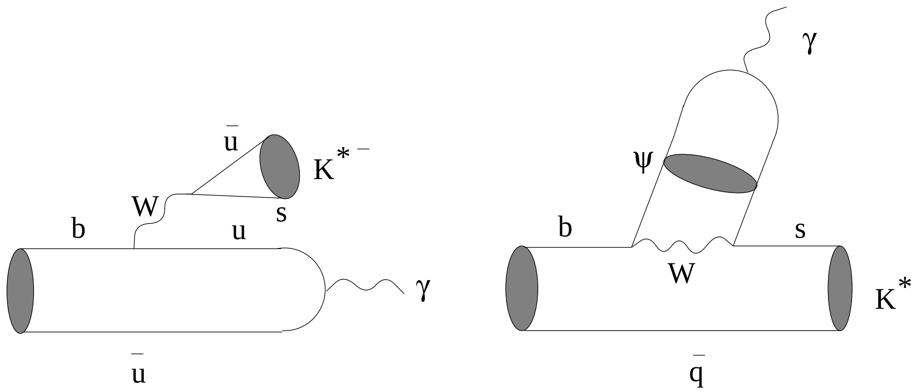


FIG. 1.8 – *Ces deux processus à longue distance contribuent au rapport d'embranchement $B \to K^*\gamma$ mais constituent un bruit de fond pour l'extraction de $|V_{td}|$.*

1.6 Les différents systèmes de mésons oscillants.

D'après le modèle standard, tous les mésons neutres distincts de leur antiparticule peuvent en principe osciller : les K^0, les D^0, les B_d^0 et les B_s^0. Il est instructif d'étudier les propriétés de chaque système, car elles sont induites par la hiérarchie entre les éléments de la matrice de CKM, de manière à tester la cohérence du modèle standard. L'ordre de grandeur des contributions correspondant aux trois quarks intermédiaires échangés dans les diagrammes en boîte est très différent selon le système oscillant. Ces contributions sont les suivantes (en ne tenant pas compte des termes d'interférence entre les différentes saveurs de quark échangé) :

système	Δm pour chaque quark intermédiaire échangé				contribution
K^0	quark u :	$\|V_{us}V_{ud}\|^2\,\mu^2$	$=$	$\lambda^2\,\mu^2$	longue distance
	quark c :	$\|V_{cs}V_{cd}\|^2\,m_c^2$	$=$	$\lambda^2\,m_c^2$	courte distance
	quark t :	$\|V_{ts}V_{td}\|^2\,m_t^2$	$=$	$\lambda^{10}\,m_t^2$	courte distance
D^0	quark d :	$\|V_{ud}V_{cd}\|^2\,\mu^2$	$=$	$\lambda^2\,\mu^2$	longue distance
	quark s :	$\|V_{us}V_{cs}\|^2\,\mu^2$	$=$	$\lambda^2\,\mu^2$	longue distance
	quark b :	$\|V_{ub}V_{cb}\|^2\,m_b^2$	$=$	$\lambda^{10}\,m_b^2$	courte distance
B_d^0	quark u :	$\|V_{ub}V_{ud}\|^2\,\mu^2$	$=$	$\lambda^6\,\mu^2$	longue distance
	quark c :	$\|V_{cb}V_{cd}\|^2\,m_c^2$	$=$	$\lambda^6\,m_c^2$	courte distance
	quark t :	$\|V_{tb}V_{td}\|^2\,m_t^2$	$=$	$\lambda^6\,m_t^2$	courte distance
B_s^0	quark u :	$\|V_{ub}V_{us}\|^2\,\mu^2$	$=$	$\lambda^8\,\mu^2$	longue distance
	quark c :	$\|V_{cb}V_{cs}\|^2\,m_c^2$	$=$	$\lambda^4\,m_c^2$	courte distance
	quark t :	$\|V_{tb}V_{ts}\|^2\,m_t^2$	$=$	$\lambda^4\,m_t^2$	courte distance

L'ordre de grandeur μ indiqué pour les contributions à longue distance dans lesquelles intervient le processus de hadronisation, correspond à des masses de quarks mises en jeu légères ou des faibles moments transférés.

Dans le système des mésons beaux, la contribution dominante lors du calcul de Δm fait intervenir l'échange du quark t. L'oscillation se fait par un processus dit à courte distance, car le quark t est très lourd et n'a pas le temps d'émettre des gluons et de se hadroniser. La situation est différente dans le cas des mésons D^0 pour lesquels l'oscillation se fait par un processus à longue distance. Les quarks intermédiaires échangés sont les quarks s et d dont la masse est faible devant Λ_{QCD} ou du même ordre de grandeur. Ces quarks ont le temps d'échanger des gluons dans la boîte, il y a création de paires $q\bar{q}$ et le quark échangé se hadronise (voir figure 1.9).

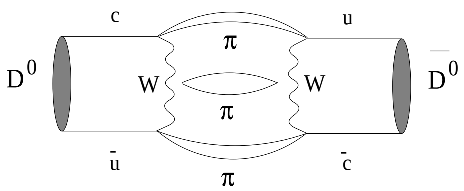


FIG. 1.9 – *L'oscillation des D^0 fait intervenir la formation d'états intermédiaires légers. Ce processus est dit à longue distance.*

L'oscillation se fait par formation d'états intermédiaires réels, par exemple pour la contribution à deux corps :

$$D^0 \to \pi\pi,\ \bar{K}K,\ K\pi,\ \bar{K}\pi \to \bar{D}^0 \tag{1.70}$$

Enfin dans le cas du système $K^0 - \bar{K}^0$, la contribution à longue distance est du même ordre de grandeur que le processus à courte distance.

Il est aussi intéressant de comparer les différences de masse et de temps de vie entre les états propres de masse pour les quatre systèmes [5] :

système	K^0	D^0	B_d^0	B_s^0
$\frac{\Delta m}{\Gamma}$	$\lambda^2\, m_c^2$ $\simeq 0.5$	$\lambda^2 m_s^2$ < 0.08	$\lambda^6 m_t^2$ $\simeq 0.7$	$\lambda^4 m_t^2$ > 9
$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}$	1	$< \lambda^2$	λ^2	0.20
triangle	$\sum V_{\mathcal{U}d}V_{\mathcal{U}s}^* = 0$	$\sum V_{u\mathcal{D}}V_{c\mathcal{D}}^* = 0$	$\sum V_{\mathcal{U}d}V_{\mathcal{U}b}^* = 0$	$\sum V_{\mathcal{U}s}V_{\mathcal{U}b}^* = 0$

Le paramètre des oscillations $x = \frac{\Delta m}{\Gamma}$ est du même ordre de grandeur pour les K^0 et les B_d^0, mais pour des raisons très différentes. Dans le cas des B_d^0 entrent en jeu la masse élevée du quark t et une suppression de Cabibbo pour la transition $b - d$.

La figure 1.10 compare graphiquement la différence de masse et de largeur des états propres de masse pour les quatre systèmes de mésons neutres oscillant.

La différence de temps de vie $\Delta\Gamma$ apparaît lorsque l'un des deux états propres de CP possède un canal de désintégration interdit à l'autre état propre de CP. C'est le cas des mésons $K^0 - \bar{K}^0$ pour lesquels les deux états propres de masse sont le K_S qui peut se désintégrer en 2π, et le K_L qui ne peut aller qu'en 3π si CP est conservée. L'espace des phases est beaucoup plus restreint dans le dernier cas, la désintégration est alors plus rare et le temps de vie du K_L est beaucoup plus long que celui du K_S (environ 600 fois).

Dans le cas des B_d^0, les deux temps de vie sont très proches car les canaux de désintégrations différenciant les deux états propres de masse sont supprimés par le facteur $\sin\theta_C$ (où θ_C est l'angle de Cabibbo) et par conséquent totalement négligeables. Par contre, pour les B_s^0 il y a une différence entre les deux temps de vie car l'état physique $B_{s\,1}^0$ peut se désintégrer en $D_s^{(*)}D_s^{(*)}$ dans environ 6 % des cas, mais pas le $B_{s\,2}^0$. Cette différence est estimée théoriquement de l'ordre de 10 à 30 % [26, 27].

1.7 Conclusion

La mesure de la différence de masse Δm_s entre les états propres de masse des mésons B_s^0 par l'observation de l'oscillation $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ permet de mesurer l'élément $|V_{ts}|$ de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. L'intérêt de cette mesure est

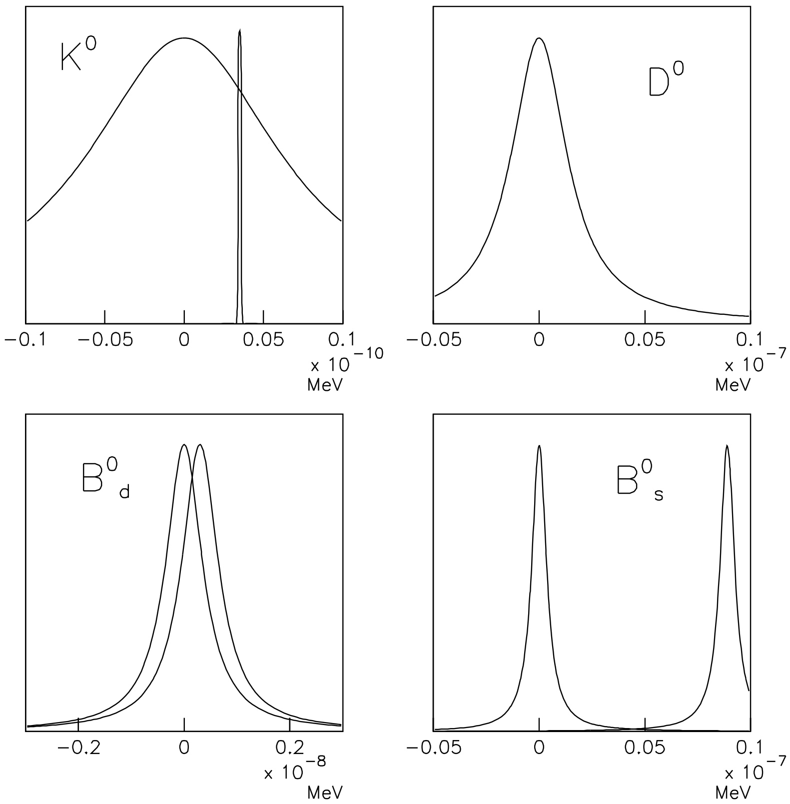


FIG. 1.10 – *Illustration graphique des différences de masse et de largeur entre les deux états physiques des quatre systèmes $M^0 - \bar{M}^0$ de mésons neutres oscillant. L'un des deux états propres de masse M_1^0 de chaque système est choisi comme référence et est représenté par une fonction de Breit et Wigner centrée en 0 et de largeur Γ_1, le deuxième état propre M_2^0 est représenté par une fonction de Breit et Wigner centrée en Δm et de largeur Γ_2. Dans le cas des B_s^0, la limite inférieure expérimentale de $\Delta m_s > 6.6\,ps^{-1}$ est utilisée.*

de vérifier la cohérence du modèle standard dans le secteur du mélange des quarks qui prédit $|V_{ts}| \simeq |V_{cb}|$.

Elle permet en outre, en combinaison avec la mesure du paramètre Δm_d relatif aux mésons B_d^0, de déterminer le rapport $|V_{td}|/|V_{ts}|$ avec une incertitude théorique réduite. En effet, la mesure de la fréquence d'oscillation du B_d^0 s'exprime en fonction de $|V_{td}|$ et permet de contraindre la longueur du côté droit du triangle d'unitarité décrivant les effets de la violation de CP dans le système des B. Mais une telle détermination de $|V_{td}|$ est entachée d'incertitudes théoriques importantes pour le moment. Ces incertitudes sont en partie éliminées par la mesure simultanée de Δm_s. La mesure du rapport des deux fréquences contraindrait le côté droit du triangle :

$$\frac{\Delta m_d}{\Delta m_s} \propto \left|\frac{V_{ts}}{V_{td}}\right|^2 = \lambda^2 \times \left[(1-\rho)^2 + \eta^2\right] \tag{1.71}$$

Bibliographie

[1] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.

[2] voir par exemple R. Aleksan, Ecole d'été de physique des particules, Gif 91, XXIII$^{\text{ème}}$ session, Tome I.

[3] M. Gell-Mann et A. Païs, Phys. Rev. **97** (1955) 1387.

[4] E. Boldt, D. Caldwell et Y. Pal, Phys. Rev. Lett. **1** (1958) 150.

[5] A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène et J.-C. Raynal, HEP-PH/9504270.

[6] M.-C. Lemaire, contribution à la conférence "Production and decay of hyperons, charm and beauty hadrons", Strasbourg, Sept. 1995.

[7] D. Buskulic *et al.*, ALEPH coll., CERN-PPE/96-30, mars 1996.

[8] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **3** (1964) 214.

[9] G. Zweig, CERN Report 8419/TH 412 (1964)

[10] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.

[11] S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.

[12] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.

[13] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.

[14] A. Ali et D. London, DESY 95-148 UdeM-GPP-TH-95-32.

[15] L. Montanet (Particle Data Group), Phys. Rev. **D50** (1994) 1173.

[16] R. Fulton *et al.*, CLEO coll., Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 16.
J. Bartelt *et al.*, CLEO coll., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 4111.

[17] H. Albrecht *et al.*, ARGUS coll., Phys. Lett. **B234** (1991) 297.

[18] A. Ali et D. London, Z. Phys., **C65** (1995) 431.

[19] E. Thorndike pour la collaboration CLEO, contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995.

[20] A.J. Buras, W. Slominki et H. Steger, Nucl. Phys. **B238** (1984) 529, et **B245** (1984) 369.

[21] F. Abe *et al.*, CDF coll., Preprint Fermilab-Pub-94/022-E, HEP-EX/9503002.

[22] S. Abachi *et al.*, D0 coll., Preprint Fermilab-Pub-95/028-E, HEP-EX/9503003.

[23] R. Aleksan, contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995.

[24] R. Aleksan, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène et J.-C. Raynal, Phys. Lett. **B356** (1995) 95.

[25] R. Ammar *et al.*, CLEO coll., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 674.

[26] R. Aleksan, F. Buccella, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène et J.-C. Raynal, Phys. Lett. **B316** (1993) 567.

[27] T.E. Browder et S. Pakvasa, UH 511-814-95, BELLE-46 (1995).

Chapitre 2

Etat des lieux

Dans ce chapitre sont exposées les différentes études déjà réalisées des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$. Le principe commun à toutes les analyses est dégagé et les quantités physiques à étudier sont définies. Dans une deuxième partie, les mesures intégrées en temps et dépendant du temps sont décrites, pour le B_s^0 et le B_d^0, aux différents accélérateurs. Enfin nous expliquons le principe de l'étude menée dans le cadre de cette thèse, ainsi que le choix de la méthode.

2.1 Comment étudier les oscillations?

2.1.1 Les quantités à mesurer

Les études des oscillations des mésons B^0, qu'elles soient intégrées ou dépendantes du temps, suivent le même principe de base. Les différentes étapes d'une analyse sont les suivantes : enrichissement en mésons B^0 et étiquetage de la nature du B^0 aux moments de sa production et de sa désintégration. Dans le cas d'une mesure de la fréquence d'oscillation, il faut ajouter la mesure du temps de vol.

Enrichissement en mésons B^0

La première étape consiste à sélectionner un méson B^0 (B_s^0 ou B_d^0). L'étude des oscillations par une reconstruction exclusive des mésons B^0 n'est pas envisagée immédiatement car le nombre de B^0 entièrement reconstruits est faible : 7 mésons B_s^0 et de l'ordre de la dizaine de mésons B_d^0 dans DELPHI [1]. Ces méthodes seront utilisées dans le futur, par exemple au LHC. En pratique donc, des critères de sélection inclusive ou semi-exclusive sont choisis pour enrichir un lot d'événements en B^0. Il est important de bien connaître la proportion de B_s^0 et B_d^0 dans le lot final ainsi que le comportement du fond : sa distribution temporelle et sa tendance à simuler une oscillation.

Etiquetage du méson produit

Une fois un candidat B^0 sélectionné, sa nature de particule ou d'antiparticule au moment de sa production est déterminée à partir des informations venant des particules observées dans l'événement. C'est généralement le quark beau ne constituant pas le méson sélectionné qui est étiqueté.

Etiquetage du méson se désintégrant

Pour savoir si le B^0 a ou non oscillé avant de se désintégrer, il faut aussi déterminer sa nature au moment de la désintégration en utilisant les particules issues de sa désintégration.

Etudes intégrées ou dépendant du temps

Jusqu'à cette étape, le principe de l'analyse est commun aux études intégrées en temps et aux études de la dépendance temporelle des oscillations. Dans le premier cas, l'étape suivante consiste à effectuer un comptage des événements pour lesquels une oscillation a été observée, et de ceux pour lesquels aucune oscillation n'a été vue.

Pour mesurer la fréquence d'oscillation, il est nécessaire de reconstruire le temps de vol du méson B^0. Les distributions temporelles des candidats ayant et n'ayant pas oscillé sont ensuite comparées aux distributions attendues pour plusieurs valeurs de Δm et la fréquence est déduite par une méthode de maximum de vraisemblance. La distribution étudiée est par exemple l'asymétrie $A(t)$ en fonction du temps :

$$A(t) = \frac{N^{osc} - N^{n.osc}}{N^{osc} + N^{n.osc}}(t) \tag{2.1}$$

où N^{osc} (resp. $N^{n.osc}$) correspond au nombre d'événements pour lesquels une oscillation a été (resp. n'a pas été) observée. En théorie, en notant f_q les proportions relatives de mésons B_q^0 produits, cette asymétrie est de la forme :

$$A(t) = (1 - f_d - f_s) + f_d \cos(\Delta m_d t) + f_s \cos(\Delta m_s t) \tag{2.2}$$

Mais expérimentalement il faut aussi tenir compte :

- de la résolution sur le temps de vol reconstruit,
- des erreurs d'étiquetage des oscillations,
- et enfin du bruit de fond.

Les mesures de temps de vol ne sont possibles qu'auprès des accélérateurs permettant de produire les mésons B^0 avec une énergie suffisante pour induire une distance de vol mesurable. La présence d'un détecteur de vertex est nécessaire pour déterminer avec précision les trajectoires à proximité de la zone d'interaction. Au LEP, les deux hadrons sont produits à peu près dos à dos dans le référentiel du centre de masse de l'interaction. L'espace est divisé en deux hémisphères contenant chacun un hadron beau. Le temps de vol et la nature du méson B^0 se désintégrant sont déterminés dans l'hémisphère du méson sélectionné, la nature du méson produit est généralement déterminée dans l'hémisphère opposé pour rester indépendant de l'oscillation du méson B^0 étudié. Plus précisément, la nature du hadron beau opposé au B^0 étudié est déterminée au moment de sa désintégration, ce qui permet d'en déduire la nature du méson B^0 au moment de sa production. Une erreur est introduite lorsque le hadron opposé est un méson qui a oscillé avant de se désintégrer, mais cet effet est pris en compte en moyenne. La figure 2.1 récapitule les différentes étapes nécessaires à l'étude temporelle des oscillation au LEP.

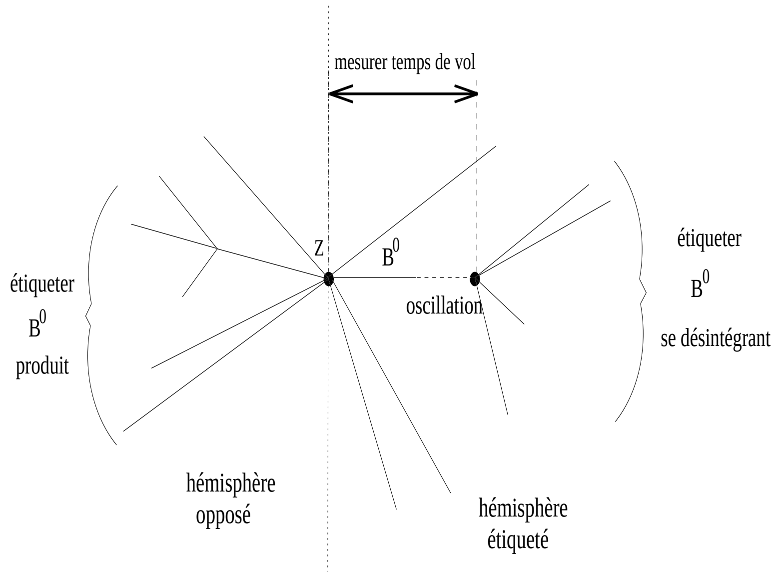


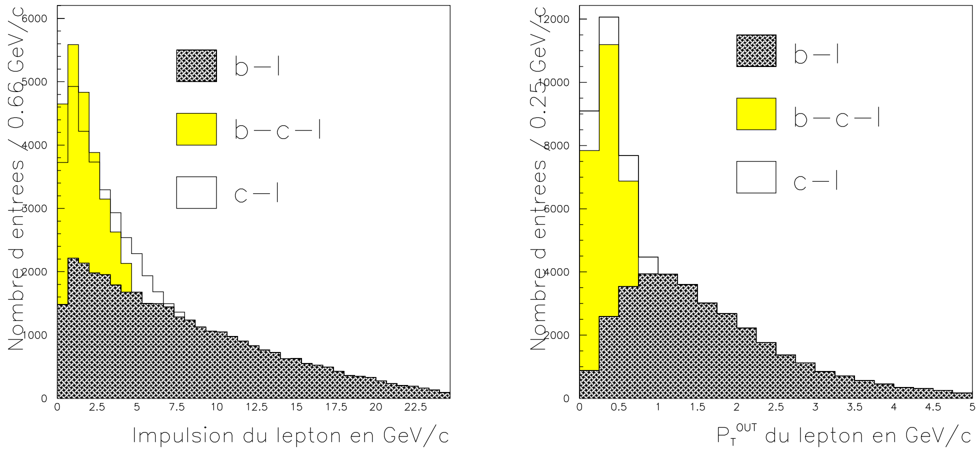
FIG. 2.1 – *Les quantités mesurées pour étudier les oscillations des B^0 en fonction du temps au LEP.*

2.1.2 Etiquetage de l'oscillation

Les diverses méthodes d'étiquetage du méson enrichissent différemment un lot en mésons B_d^0 ou B_s^0. On distingue les méthodes semi-exclusives qui ont une meilleure efficacité de sélection pour les B_s^0 ou les B_d^0 que pour les autres hadrons beaux. Ces méthodes sont limitées actuellement par l'erreur statistique, mais les effets systématiques sont moins importants que dans les études inclusives.

Les méthodes d'étiquetage

Un moyen d'enrichir en événements beaux est d'étiqueter la nature du méson B^0 par le lepton issu de la transistion $b \to c\ell\nu$. En effet, le lepton du quark b a des caractéristiques cinématiques le différenciant des autres leptons (primaires ou issus de la transistion $c \to s\ell\nu$). Au LEP, son impulsion est en moyenne plus élevée, ainsi que son impulsion transverse à l'axe du jet (voir figure 2.2).



(a) Spectre de l'impulsion des leptons.

(b) Spectre de l'impulsion transverse à l'axe du jet des leptons.

FIG. 2.2 – *Spectre d'impulsion de leptons simulés issus des transitions $b \to \ell\nu X$, $b \to c \to \ell\nu X$ et $c \to \ell\nu X$, quel que soit l'état final considéré pour les désintégrations des hadrons beaux et charmés.*

La charge de ce lepton a le même signe que celui de la charge du quark b. Ce lepton étiquette le hadron dont il est issu au moment de sa désintégration, ou l'autre hadron au moment de sa production, en supposant que le hadron dont il est issu n'ait pas oscillé. L'oscillation d'un méson B^0 peut être caractérisée par la présence de deux leptons de même charge (voir figure 2.3).

Aucun des hadrons beaux n'est particulièrement favorisé par la sélection de la paire de leptons, cette méthode permet ainsi d'étudier à la fois les oscillations des mésons B_d^0 et B_s^0.

L'étiquetage par le lepton peut aussi n'être utilisé que pour déterminer la na-

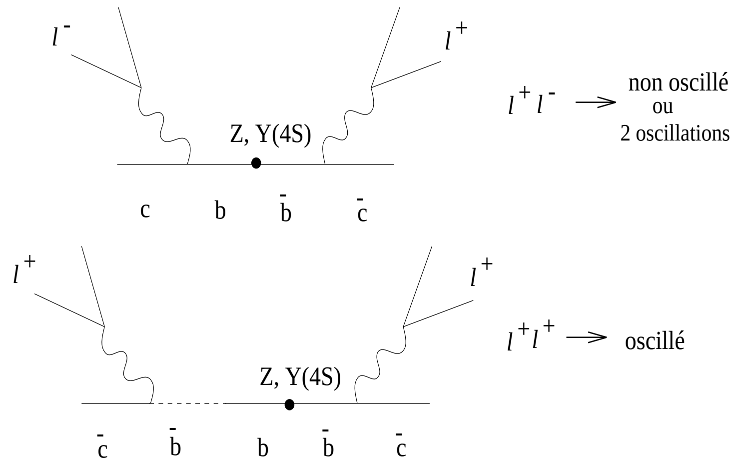


FIG. 2.3 – *La présence de deux leptons portant la même charge signe l'oscillation de l'un des mésons B^0.*

ture de l'un des hadrons, un autre indicateur étant utilisé pour le deuxième hadron beau. Les principales méthodes d'étiquetage répertoriées sont les suivantes :

– Reconstruire le D^{*+} pour étiqueter le méson se désintégrant. Le D^{*+} produit dans un événement beau est essentiellement issu de la désintégration du $\bar{B}_d^0$ par le diagramme de la figure 2.4. Cette méthode enrichit le lot d'événements sélectionnés en B_d^0 et les oscillations des B_s^0 ne peuvent pas être étudiées dans ce canal. Le lepton issu de la désintégration $B_d^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+X^0$ peut être ajouté au D^* de manière à mieux reconstruire le temps de vol du B_d^0 et à augmenter la proportion de B_d^0 dans le lot. Pour augmenter le nombre d'événements sélectionnés, le D^* peut aussi être reconstruit inclusivement dans le canal $D^{*+}\ell^- \rightarrow (D^0\pi_*^+)\ell^-$ en sélectionnant des paires $\pi_*^+\ell^-$.

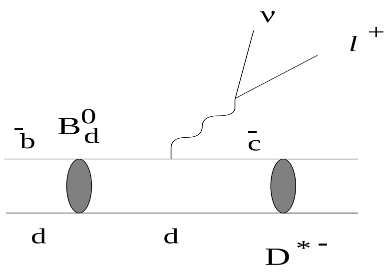


FIG. 2.4 – *La présence d'un D^* de charge négative signe un B_d^0 au moment de sa désintégration.*

- De la même façon, la reconstruction de mésons D_s ou de paires $D_s^+\ell^-$ enrichit un lot en mésons B_s^0 et les oscillations des B_d^0 ne peuvent plus être étudiées. Une reconstruction plus inclusive peut aussi être réalisée dans le canal de désintégration $D_s^+\ell^- \to (\phi X)\ell^-$, en sélectionnant des paires $\phi\ell$.

- Le kaon secondaire permet de signer la charge du quark beau par la transition $b \to c \to s$ (voir figure 2.5). Comme dans le cas du lepton, il étiquette le hadron dont il est issu à la désintégration ou l'autre hadron au moment de sa production.

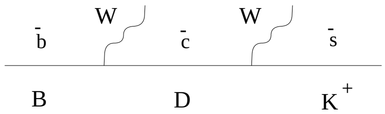


FIG. 2.5 – *Un K^+ secondaire étiquette un hadron beau contenant un quark $\bar{b}$ au moment de sa désintégration.*

- Au LEP où la production des hadrons beaux est accompagnée par la production d'autres particules primaires, le kaon primaire a une charge corrélée au méson B_s^0 produit dans le même hémisphère, avec lequel il partage la paire de quark $s\bar{s}$ (figure 2.6). Cet étiquetage reste indépendant de l'oscillation du méson B_s^0. Ce n'est pas le cas des autres méthodes d'étiquetage du méson produit car elles utilisent les particules issues de la désintégration du deuxième hadron, qui a pu osciller avant de se désintégrer.

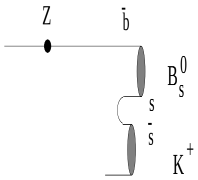


FIG. 2.6 – *Un K^+ primaire étiquette un méson B_s^0 produit.*

- La méthode de la charge du jet, qui sera étudiée en détail dans le § 4.6, permet de déterminer la charge du quark beau constituant le hadron produit dans le même hémisphère. La charge du jet Q_{jet} est définie par :

$$Q_{jet} = \frac{\sum_i q_i P^{\kappa}_{//i}}{\sum_i P^{\kappa}_{//i}} \qquad (2.3)$$

où la somme est faite sur toutes les particules i de l'hémisphère, $P_{//}$ est la composante longitudinale de l'impulsion (par exemple la projection de l'impulsion sur l'axe du jet) et κ est un exposant dont la valeur est choisie entre 0.5 et 1. La charge du jet est distribuée entre -1 et +1 et est majoritairement du même signe que la charge du quark beau produit dans le même hémisphère. La charge du jet est généralement calculée dans l'hémisphère opposé au méson produit à étiqueter, ce qui permet d'être insensible à l'oscillation de ce dernier.

– Enfin DELPHI a étudié le mélange des mésons B^0 en utilisant les corrélations $\Lambda^0\ell$ [2]. Les Λ^0 sont entre autres produits dans des événements beaux, par la désintégration des baryons Λ_b ou des mésons beaux. Le lepton étiquette la nature du hadron beau se désintégrant, le Λ^0 de l'hémisphère opposé étiquette sa nature au moment de la production. L'oscillation d'un méson B^0 est caractérisée par la présence de paires $\Lambda^0\ell^-$ ou $\bar{\Lambda}^0\ell^+$.

En utilisant les kaons ou les leptons il est possible d'étudier simultanément les oscillations des mésons B_d^0 et B_s^0, avec une statistique élevée mais une fraction de mésons B^0 faible. DELPHI, profitant de la bonne identification des kaons par le RICH, a réalisé une mesure de Δm_d [3] utilisant les kaons pour étiqueter le hadron se désintégrant, en combinaison avec d'autres indicateurs : lepton et charge du jet pour le hadron produit, et lepton pour le hadron au moment de sa désintégration.

Performances de ces étiquetages

Les ordres de grandeur typiques des méthodes utilisées pour l'étiquetage du méson produit sont les suivants au LEP :

Méthode d'étiquetage	Efficacité	Pureté
lepton	10 %	80 %
charge du jet	100 %	63 %

où l'efficacité désigne la proportion de B^0 étiquetés, la pureté correspond à la proportion d'étiquetages corrects des mésons sélectionnés, enfin le lepton désigne le muon ou l'électron.

2.1.3 Reconstruction du temps de vol au LEP

Le temps de vol t_{B^0} du B^0 est reconstruit à partir des mesures de son impulsion P_{B^0} et de sa distance de vol L_{B^0} :

$$t_{B^0} = \frac{m_{B^0} L_{B^0}}{P_{B^0} c} \tag{2.4}$$

Au LEP, le méson B^0 a une impulsion moyenne de 30 GeV/c et se désintègre après un vol d'environ 2.5 mm dans le tube à vide. Sa distance de vol est déduite par extrapolation des trajectoires des particules stables chargées issues de sa désintégration, dont le passage est repéré dans les détecteurs de reconstruction des trajectoires. La multiplicité finale des produits de désintégration du B^0 est de l'ordre de 5 traces chargées. Le B^0 se désintègre majoritairement en un méson charmé par la transition $b \to c$, dont la distance de vol est de plusieurs centaines de microns.

Le point de production du méson beau correspond au point d'interaction des faisceaux, ou vertex primaire, dont la reconstruction sera exposée dans le § 3.2.1. Le point de désintégration du méson est ensuite cherché, par des algorithmes qui diffèrent avec la méthode d'étiquetage choisie pour le méson se désintégrant.

Canal $D\ell$

Lorsque le B^0 est reconstruit de façon semi-exclusive en des canaux semileptoniques, le méson charmé est totalement reconstruit et sa trace est ajustée en un point avec la trace du lepton, donnant ainsi directement le vertex de désintégration du B^0. Dans le cas du D^*, le π issu de sa désintégration n'est généralement pas utilisé dans l'ajustement à cause de sa très faible énergie. Les traces chargées composant le D^0 sont ajustées en un point, sa quadri-impulsion est reconstruite puis ajustée avec le lepton au point de désintégration du B_d^0 (voir figure 2.7). Le méson π issu de la désintégration du D^* sera dans la suite appelé π_*.

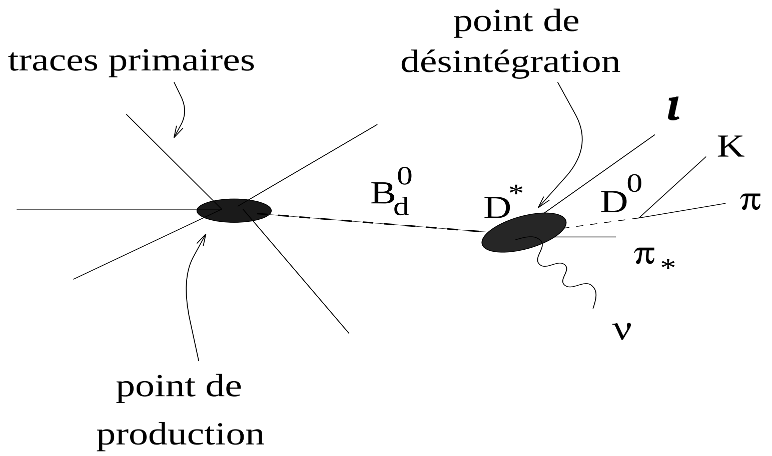


FIG. 2.7 – *Reconstruction de la distance de vol du B_d^0 dans le canal de désintégration $\bar{B}_d^0 \to D^{*+}\ell^-\nu X^0$ suivi de $D^{*+} \to D^0\pi_*^+$. Le point de désintégration du méson B_d^0 est obtenu en ajustant en un point la trace reconstruite du D^0 avec la trace du lepton. Son point de production est obtenu en ajustant en un point les traces primaires de l'événement.*

Canal D

Lorsque le lepton n'est pas sélectionné, des algorithmes de recherche des traces secondaires sont développés, utilisant les caractéristiques topologiques (rapidité) et les contraintes cinématiques (masse du B^0, énergie du faisceau). Les traces sélectionnées sont ensuite ajustées en un point avec la trace du méson charmé reconstruit. Nous verrons dans le § 6.2.2 qu'un biais est introduit lors de la sélection par erreur de traces primaires, et la résolution atteinte est moins bonne que dans les canaux $D\ell$.

Etiquetage par le lepton

Enfin lorsque l'étiquetage du méson se désintégrant est donné par la charge du lepton, un algorithme de recherche des traces tertiaires appartenant au vertex de désintégration du méson charmé est développé. Le D est ainsi reconstruit inclusivement, puis ajusté avec la trace du lepton au point de désintégration du B^0.

L'impulsion est reconstruite à partir des traces sélectionnées pour ajuster le point de désintégration du B^0. Des corrections déterminées dans les événements simulés sont faites pour tenir compte de l'énergie du neutrino manquant dans les canaux de désintégration semi-leptonique.

Quelques ordres de grandeur au LEP

Les meilleures résolutions sur la distance de vol et l'impulsion sont bien-sûr atteintes lorsque plusieurs particules chargées produites au vertex de désintégration du B^0 sont connues, c'est-à-dire dans les canaux $D\ell$. Les ordres de grandeur obtenus au LEP sont les suivants :

Canal	Résolution sur l'impulsion en %	Résolution sur la distance de vol
lepton	20	50 % à 400 μm
D_s, D^*	15	35 % à 200 μm
$D_s\ell$, $D^*\ell$	7.5	75 % à 280 μm

Le pourcentage indiqué dans la deuxième colonne du tableau correspond à la proportion de mésons B^0 dont la distance de vol est reconstruite avec cette résolution. La période d'oscillation des B_s^0 étant inférieure à 1 ps, sa mesure nécessite une très bonne résolution sur le temps de vol, donc sur l'impulsion et la distance de vol. La résolution est moins cruciale pour étudier les oscillations du B_d^0 dont la période d'oscillation est de l'ordre de 13 ps.

2.2 Les études intégrées en temps

Nous allons passer en revue les études intégrées en temps des oscillations des B^0, qui ont été ou sont encore menées auprès de plusieurs accélérateurs :

- par la collaboration UA1 sur l'acccélérateur $p\bar{p}$ SPS, avec une énergie dans le centre de masse de 546 GeV,
- avec les accélérateurs fonctionnant à l'énergie de l'$\Upsilon(4S)$ (10.6 GeV) : ARGUS sur DORIS et CLEO sur CESR,
- par les collaborations D0 et CDF sur l'accélérateur $p\bar{p}$ TEVATRON avec une énergie dans le centre de masse de 1800 GeV,
- et enfin par les collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL au LEP (91 GeV).

Les quantités physiques accessibles ne sont pas les mêmes aux différents accélérateurs.

2.2.1 Les mesures à l'$\Upsilon(4S)$

Les accélérateurs DORIS et CESR fonctionnent avec des faisceaux e^+e^- dont l'énergie dans le centre de masse est ajustée à la masse de l'$\Upsilon(4S)$. Cette énergie permet de produire des B^+ et des B_d^0 presque au repos, avec une impulsion d'environ 300 MeV/c seulement. Elle est insuffisante pour produire en plus d'autres particules primaires, pour donner de l'impulsion aux mésons beaux, ou encore pour produire des baryons beaux ou des mésons B_s^0 dont les masses sont trop élevées. Les événements beaux se distinguent des autres saveurs à l'$\Upsilon(4S)$ par leur topologie sphérique. Dans le cas des saveurs plus légères, il y a assez d'énergie pour donner de l'impulsion aux baryons produits et créer d'autres particules primaires, d'où la formation de jets.

L'$\Upsilon(4S)$ se désintègre dans l'onde p en mésons $B_d^0\bar{B}_d^0$ ou en B^+B^- dans des états cohérents car aucune autre particule primaire n'est produite. Cela signifie que les deux mésons sont corrélés jusqu'à la désintégration de l'un d'eux. Avant la première désintégration, l'oscillation de l'un est liée à l'oscillation de l'autre. Seules des mesures intégrées en temps peuvent être faites à l'$\Upsilon(4S)$ puisque les B sont produits au repos. De plus, les B_s^0 n'étant pas produits, c'est χ_d qui est accessible. La première mesure de χ_d a été faite par la collaboration ARGUS [4] en 1987 par trois analyses : dileptons, un lepton et un B^0 reconstruit, et enfin un événement où les deux B^0 sont entièrement reconstruits.

Le principe de la mesure repose sur le dénombrement des événements ayant oscillé. Dans les premières analyses menées à l'$\Upsilon(4S)$, ces événements étaient caractérisés par deux leptons de même signe. La quantité mesurée est le rapport R défini par :

$$R = \frac{N^{++} + N^{--}}{N^{++} + N^{--} + N^{-+}} \tag{2.5}$$

où N^{++} et N^{--} (respectivement N^{+-}) correspondent aux nombres de paires de leptons de même signe (respectivement de signe opposé). Avec les notations :

- χ_d = fraction de B_d^0 ayant oscillé,
- $f_{B_d^0}$ et f_{B^+} = proportions relatives de B_d^0 et B^+ produits à l'$\Upsilon(4S)$,
- R_d et R_+ = rapports d'embranchement semileptonique des B_d^0 et des B^+.

on obtient la relation suivante entre χ_d et la quantité R mesurée à l'$\Upsilon(4S)$ où les états produits sont cohérents :

$$R = \frac{\chi_d f_{B_d^0} R_d^2}{f_{B_d^0} R_d^2 + f_{B^+} R_+^2} \tag{2.6}$$

Cette relation est mise sous la forme suivante :

$$\chi_d = (1 + \lambda) R \tag{2.7}$$

avec la définition de λ :

$$\lambda = \frac{f_{B^+} R_+^2}{f_{B_d^0} R_d^2} \tag{2.8}$$

En supposant que les largeurs partielles de désintégration semileptonique des B^+ sont égales à celles des B_d^0, ce paramètre devient :

$$\lambda = \frac{f_{B^+} \tau_{B^+}^2}{f_{B_d^0} \tau_{B_d^0}^2} = 1.1 \pm 0.2 \quad [5] \tag{2.9}$$

D'autres méthodes permettant de caractériser les oscillations ont été développées ensuite : D^*/ℓ et D^*/kaon, mais l'erreur statistique de ces analyses semi-exclusives est élevée. Elle a été réduite dans des analyses reconstruisant inclusivement le D^* dans le canal de désintégration $D^0\pi_*$ en sélectionnant des candidats π_*. La moyenne mondiale des mesures réalisées à l'$\Upsilon(4S)$ est [6] :

$$\chi_d = 0.167 \pm 0.025 \tag{2.10}$$

Ce qui implique pour la fréquence d'oscillation des B_d^0, en utilisant la valeur expérimentale du temps de vie $\tau_{B_d^0} = 1.57 \pm 0.05$ ps [7] :

$$\Delta m_d = 0.451 \pm 0.051(\chi_d) \pm 0.014(\tau_{B_d^0})\ \mathrm{ps}^{-1} \tag{2.11}$$

2.2.2 Les mesures à haute énergie

La situation à haute énergie est très différente de celle décrite pour l'$\Upsilon(4S)$. L'énergie est suffisante pour produire tous les mésons et baryons beaux, leur donner une impulsion permettant d'observer une distance de vol significative et produire en plus d'autres particules primaires. Ce dernier point implique que les deux quarks beaux produits sont décorrélés et peuvent s'habiller indépendament en hadrons différents.

Les probabilités d'oscillation intégrées en temps des mésons B_d^0 ou B_s^0 ne sont pas accessibles individuellement. La quantité $\bar{\chi}$ mesurée pour la proportion d'événements ayant oscillé combine les oscillations des mésons B_d^0 et B_s^0 en tenant compte de leur fraction relative α et β :

$$\bar{\chi} = \alpha\chi_d + \beta\chi_s \tag{2.12}$$

La toute première observation des oscillations des mésons beaux a été faite dans l'expérience UA1 [8] en 1987. Les valeurs moyennes de $\bar{\chi}$ mesurées aux différents accélérateurs sont données dans la figure 2.8.

La méthode la plus précise actuellement est celle basée sur la sélection d'une paire de leptons de même charge. Les autres études réalisées ont utilisé les corrélations charge du jet/lepton et Λ^0/lepton. Les fractions relatives α et β de B_d^0 et B_s^0 dépendent des analyses.

Les études dilepton

L'efficacité et la pureté de l'étiquetage de la nature du méson beau par des leptons sont identiques pour les mésons B_d^0 et B_s^0. La probabilité $\bar{\chi}$ qu'un méson B^0 oscille s'écrit alors :

$$\bar{\chi} = f_d\chi_d + f_s\chi_s \tag{2.13}$$

où f_d et f_s sont les proportions respectives de mésons B_d^0 et B_s^0 produits à haute énergie. La proportion mesurée d'événements pour lesquels une oscillation est observée par les corrélations $\ell^\pm\ell^\pm$ est :

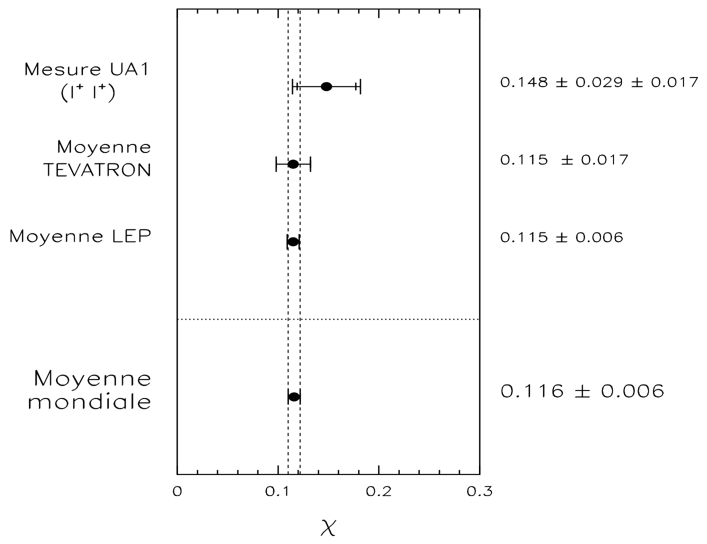


FIG. 2.8 – *Valeurs moyennes [6] de $\bar{\chi}$ mesurées aux différents accélérateurs.*

$$R \simeq 2\bar{\chi}(1-\bar{\chi}) \tag{2.14}$$

où R est le rapport défini par l'équation 2.5. L'égalité entre le nombre d'oscillation et le nombre d'événements R comportant deux leptons de même charge n'est pas exacte à cause des leptons sélectionnés par erreur provenant de la transition $c \to s$, qui ont le signe opposé à celui de la transition $b \to c$, des leptons primaires ou des faux leptons.

Les analyses utilisant la méthode de la charge du jet

Dans d'autres analyses, le lepton étiquetant le méson produit est remplacé par la charge du jet calculée dans l'hémisphère opposé au méson étudié (voir équation 2.3). L'étiquetage par la charge du jet est légèrement plus performant dans le cas des B_d^0 que dans celui des B_s^0. Cet effet est dû au canal principal de désintégration du B_d^0 qui est :

$$B_d^0 \to D^{*-}X^+ \to (\bar{D}^0\pi_*^-)X^+ \tag{2.15}$$

Le π_*^-, dont la charge est opposée à la charge du quark beau $\bar{b}$ étiqueté, contribue très peu à la valeur de la charge du jet car son impulsion est faible, de l'ordre de 2 GeV/c en moyenne. Les particules portant la même charge que le quark étiqueté ont alors plus de poids. Ceci n'est pas le cas pour le B_s^0, car le D_s^{*-} se désintègre en $D_s^-\gamma$ et le γ n'occasionne aucune charge manquante.

La situation est donc différente par rapport au cas des dileptons, un terme correctif C est introduit pour tenir compte de la sensibilité différente de la charge du jet lorsqu'un méson B_d^0 ou B_s^0 est produit :

$$\bar{\chi} = f_d\chi_d + C f_s\chi_s \tag{2.16}$$

Ce terme correctif dépend de l'algorithme choisi pour la charge du jet, il varie de 0.7 à 0.9 selon la valeur de l'exposant κ.

2.2.3 Mesures annexes

Les mesures à haute énergie ne permettent pas de mesurer les paramètres de mélange individuels χ_d et χ_s, mais la combinaison de la mesure de $\bar{\chi}$ avec les résultats obtenus à l'$\Upsilon(4S)$ apporte de l'information.

Contrainte sur x_s

En combinant les valeurs mesurées de f_s, f_d, $\bar{\chi}$ et χ_d, une contrainte est obtenue sur x_s [9] :

$$x_s > 0.9 \tag{2.17}$$

Cette mesure indirecte n'apporte pas de contrainte forte sur la fréquence d'oscillation des B_s^0.

Taux de production des différents mésons

Les proportions relatives des différents mésons produits au LEP et au TEVATRON à partir d'un quark beau, déduites [10] à partir des mesures suivantes :

- la mesure à haute énergie de $\bar{\chi}$,
- la mesure à l'$\Upsilon(4S)$ de χ_d,
- la limite expérimentale sur le mélange des mésons B_s^0 qui induit un mélange χ_s proche de 50 % (voir figure 1.2),
- la mesure de la probabilité qu'un quark b se hadronise en un baryon : $f_{baryon} = 0.116 \pm 0.032$, déduite de l'étude de la production de Λ_c dans les jets de charme,
- et enfin l'hypothèse $f_d + f_u + f_s + f_{baryon} = 1$,

sont :

$$
\begin{aligned}
f_s &= 0.102 \pm 0.023 \\
f_d = f_u &= 0.391 \pm 0.032
\end{aligned}
\tag{2.18}
$$

2.3 Les études en fonction du temps

L'étude de la dépendance temporelle des oscillations est très récente, les fréquences d'oscillation étaient déterminées jusqu'en 1994 uniquement à partir des mesures du mélange intégré en temps. L'oscillation des B_s^0 est cependant proche de la saturation ($\chi_s = 50\%$, voir figure 1.2) et pour être sensible à Δm_s il est nécessaire d'étudier la dépendance temporelle. Les mesures de Δm se font au LEP et au TEVATRON où les mésons beaux sont produits avec une impulsion suffisament grande pour que l'on puisse mesurer leur temps de vol.

L'étude temporelle permet en outre de séparer les oscillations rapides des B_s^0 des oscillations plus lentes des B_d^0. Les deux fréquences étant bien différentes, elles peuvent être étudiées séparément lors de la même analyse, contrairement à la mesure à haute énergie du mélange intégré en temps.

Difficultés pour étudier les oscillations en fonction du temps

Les effets rendant l'étude temporelle des oscillations difficile sont les suivants :

- Nous montrerons au § 4.6.3 que les erreurs d'étiquetage de l'oscillation du méson beau atténuent l'amplitude du signal d'oscillation par un facteur $(2P-1)\sqrt{\epsilon}$. P désigne ici la pureté de l'étiquetage, c'est-à-dire la fraction d'étiquetages corrects, et ϵ correspond à l'efficacité des sélections.

- D'autre part, la résolution σ_t sur le temps de vol reconstruit entraîne également une atténuation de l'amplitude des oscillations, par un facteur que l'on peut approximer par :

$$
\exp\left[-\frac{(\sigma_t \Delta m_q)^2}{2}\right] \tag{2.19}
$$

L'atténuation de l'amplitude des oscillations par les erreurs d'étiquetage est identique pour les mésons B_d^0 et B_s^0, contrairement à l'effet de la résolution en temps de vol. La visibilité des oscillations contraint la résolution à être au maximum de l'ordre de :

$$
\sigma_t \lesssim \frac{1}{\Delta m_q} \simeq 1 \text{ période} \tag{2.20}
$$

La résolution en temps de vol nécessaire pour étudier les oscillations des B_d^0 est d'environ 2 ps, elle est par contre un facteur beaucoup plus critique dans le cas des B_s^0.

L'autre facteur pénalisant la mesure de Δm_s est la proportion relative de mésons B_d^0 et B_s^0 produits à haute énergie, qui est respectivement d'environ 4 pour 1 (voir équation 2.18).

Nous allons maintenant présenter les études des oscillations en fonction du temps. La fréquence des oscillations des mésons B_d^0 est mesurée tandis que seules des limites inférieures sont actuellement obtenues expérimentalement pour Δm_s.

2.3.1 Oscillations du méson B_d^0

Les mesures de Δm_d ont été réalisées en utilisant des méthodes inclusives : dileptons, lepton/charge du jet et combinaison des étiquetages par le lepton, la charge du jet et le kaon, ainsi que par une méthode semi-exclusive : D^* / charge du jet. La figure 2.9 résume les mesures moyennes de Δm_d obtenues aux différents accélérateurs.

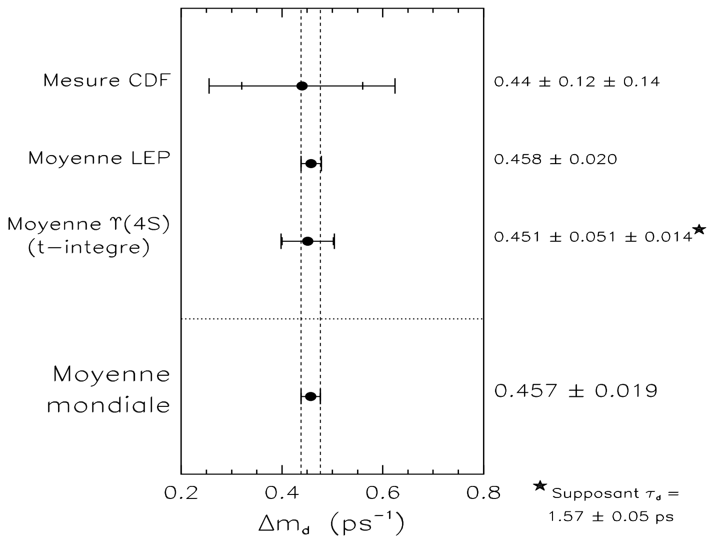


FIG. 2.9 – *Mesures moyennes de Δm_d [6].*

Les moyennes des mesures réalisées à haute énergie par le LEP et le TEVATRON sont bien compatibles avec la valeur de Δm_d déduite des mesures intégrées en temps réalisées à l'$\Upsilon(4S)$ (cf. équation 2.11). La moyenne mondiale [6] obtenue à partir de toutes ces mesures est :

$$\Delta m_d = 0.457 \pm 0.019 \text{ ps}^{-1} \tag{2.21}$$

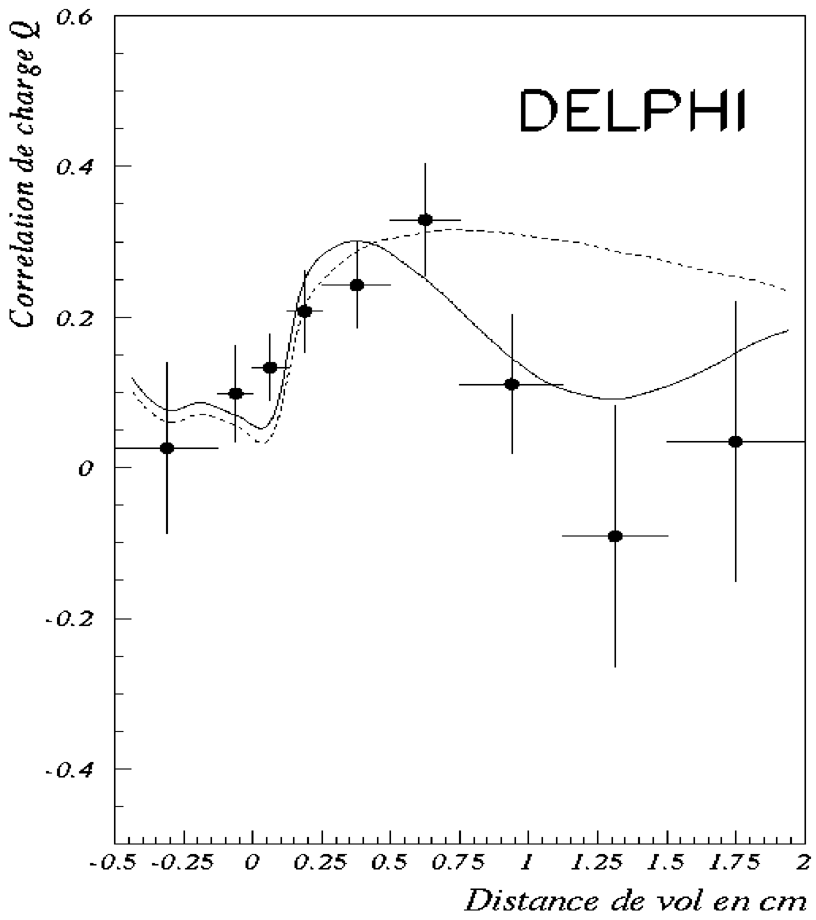


FIG. 2.10 – *Corrélation de charge Q en fonction de la distance de vol du D^0 en cm. Les points avec les barres d'erreur correspondent aux données, la courbe en trait plein correspond à l'ajustement réalisé en fixant $\Delta m_d = 0.50$ ps^{-1} et la courbe en pointillés correspond au cas sans oscillation.*

La figure 2.10 montre la fonction de corrélation de charge $Q(t)$ en fonction du temps de vol du méson B_d^0, définie par :

$$Q(t) = \frac{N^{++,--} - N^{+-}}{N^{++,--} + N^{+-}}(t) \tag{2.22}$$

obtenue dans l'analyse charge du jet/D^* de DELPHI [11]. Si le méson B_d^0 sélectionné n'a pas oscillé, la charge du jet et la charge du D^* reconstruit doivent être de même signe. Un tel événement contribue au nombre $N^{++,--}$ de mésons n'ayant pas oscillé, alors que N^{+-} correspond aux événements pour lesquels on a observé une oscillation. La mesure de la fréquence d'oscillation réalisée dans cette analyse à partir de 1.7 millions d'événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ enregistrés par DELPHI de 1991 à 1993 est $\Delta m_d = 0.50 \pm 0.12(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.})\ \text{ps}^{-1}$.

2.3.2 Oscillations du méson B_s^0

Le modèle standard prédit une fréquence élevée pour les oscillations des mésons B_s^0 [12] :

$$\begin{aligned} \Delta m_s &= (13.1 \pm 2.8)\ \frac{f_{B_s^0}^2 \mathcal{B}_{B_s^0}}{(230\text{MeV})^2} \\ x_s &= (20.7 \pm 4.5)\ \frac{f_{B_s^0}^2 \mathcal{B}_{B_s^0}}{(230\text{MeV})^2} \end{aligned} \tag{2.23}$$

où $f_{B_s^0}$ et $\mathcal{B}_{B_s^0}$ sont la constante de désintégration et le paramètre $\mathcal{B}$ présentés dans le § 1.5.2. Un ajustement des derniers résultats expérimentaux obtenus dans le secteur du mélange des quarks par l'interaction faible chargée donne comme valeur la plus probable [12] $x_s = \tau_{B_s^0}\Delta m_s \simeq 20$ (ce qui correspond à $\Delta m_s \simeq 13\ \text{ps}^{-1}$), et les limites qui en découlent sont :

$$\begin{aligned} 7.5 \ \leq \ &\Delta m_s\,(\text{ps}^{-1}) \ \leq \ 18.7 \\ 11.7 \ \leq \ &\quad x_s \quad \ \leq \ 29.7 \end{aligned} \tag{2.24}$$

La limite inférieure de cette prédiction théorique est corroborée par les résultats expérimentaux obtenus au LEP. Ces derniers sont cependant moins contraignants pour l'instant que les prédictions théoriques. Les analyses réalisées ont utilisé les corrélations charge du jet/lepton, lepton/lepton, charge du jet/$D_s\ell$ et enfin charge du jet/lepton/kaon. Les méthodes inclusives souffrent d'un énorme bruit de fond non B_s^0. L'étude charge du jet/lepton/kaon [9] menée par la collaboration ALEPH, permet d'augmenter la fraction de B_s^0 à environ 35 %, contre seulement 10 % en dileptons. Quant au canal exclusif $D_s\ell$, sa pureté en B_s^0 atteint 80 %.

Aucune mesure de la fréquence Δm_s n'a pu être réalisée pour l'instant, seules des limites inférieures ont été déterminées. Les études réalisées utilisent majoritairement des reconstructions inclusives du méson B_s^0 en sélectionnant le lepton issu de sa désintégration. Mais la limite la plus élevée a été obtenue très récemment par ALEPH dans son analyse semi-exclusive charge du jet/$D_s\ell$ [14] : $\Delta m_s > 6.6\ \mathrm{ps}^{-1}$.

2.3.3 Détermination d'une contrainte sur Δm_s

La dépendance temporelle de l'asymétrie (équation 2.1) ou de la fraction de B_s^0 ayant oscillé est ajustée par une méthode de maximum de vraisemblance pour déterminer Δm_s. Actuellement aucune mesure de Δm_s n'a été obtenue, et différentes conventions sont utilisées pour définir la limite inférieure déterminée expérimentalement pour la fréquence d'oscillation.

Si la fréquence Δm_s est accessible à la mesure, on doit observer un minimum Δm_0 bien marqué pour la fonction $-\ln \mathcal{L}$, où $\mathcal{L}$ est la fonction de vraisemblance. Dans le voisinage du minimum de $-\ln \mathcal{L}$, la fonction de vraisemblance est parabolique. Les limites inférieure et supérieure correspondant au niveau de 95 % de confiance (95 % C.L.) pour la mesure Δm_0 sont obtenues pour $-\ln \mathcal{L}(\Delta m_0)+1.92$ (voir figure 2.11).

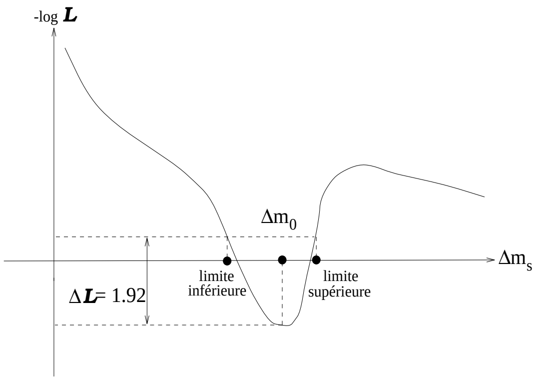
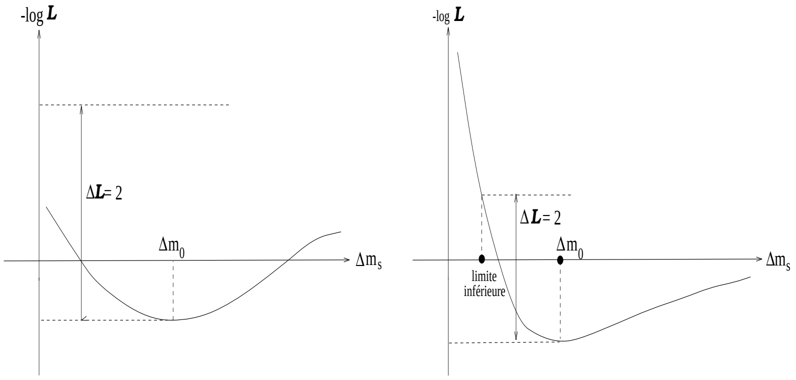


FIG. 2.11 – *Mesure de Δm_s.*

Le problème est le suivant : comment définir la limite à 95 % C.L. lorsqu'aucun minimum marqué n'est mis en évidence ? Une méthode développée par les collaborations du LEP utilise un lot d'expériences fictives, également appelées simulations-jouet. Ce sont en fait des simulations rapides réalisées avec le même nombre d'événements que dans l'analyse des données, la même résolution en temps, la même fraction d'erreurs d'étiquetage de l'oscillation et la même proportion de bruit de fond. Un grand nombre de simulations-jouet est généré pour chaque valeur de Δm_s, et la différence :

$$\Delta\mathcal{L} = -\ln \mathcal{L}(\Delta m_0) + \ln \mathcal{L}(\Delta m_g) \qquad (2.25)$$

est considérée. Les notations Δm_0 et Δm_g désignent respectivement la fréquence correspondant au minimum de la fonction de vraisemblance, et la fréquence générée. Il est observé que $\Delta\mathcal{L} = 2$ permet de déterminer une limite inférieure de Δm_s en donnant une valeur plus élevée que la fréquence générée pour au plus 5 % des expériences. L'erreur statistique peut donc être définie par la valeur de Δm_s obtenue en ajoutant 2 unités à partir du minimum de $-\ln\mathcal{L}$. La figure 2.12 expose des situations pour lesquelles aucune mesure de Δm_s n'est obtenue.



(a) Aucune limite n'est obtenue pour Δm_s.

(b) Seule une limite inférieur est déterminée pour Δm_s.

FIG. 2.12 – *La limite statistique est obtenue en ajoutant 2 unités à partir du minimum Δm_0 de $-\ln\mathcal{L}$.*

Cependant ajouter 2 unités au minimum ne donne pas réellement la limite 95 % C.L., cela peut aussi correspondre par exemple à une limite à 98 %. Pour avoir strictement la limite à 95 % C.L., la valeur $\Delta\mathcal{L}$ permettant de ne mettre une limite supérieure à la fréquence générée que pour 5 % des simulations-jouet est reportée sur la courbe du maximum de vraisemblance des données pour chaque fréquence Δm_s générée. La limite à 95 % C.L. est donnée par l'intersection des deux courbes. La figure 2.13 résume cette méthode des simulations-jouet.

Combinaison de plusieurs analyses

Les méthodes que nous venons de décrire pour déterminer la limite inférieure sur Δm_s posent un problème lorsqu'il s'agit de combiner les résultats de plusieurs analyses.

Une nouvelle manière de déterminer la limite, appelée la méthode de l'amplitude, a été développée par la collaboration ALEPH. Cette méthode permet d'additionner facilement tous les résultats. Son principe consiste à remplacer le terme $\cos\Delta m_s t$ dans la fonction de vraisemblance de l'équation 2.2 par :

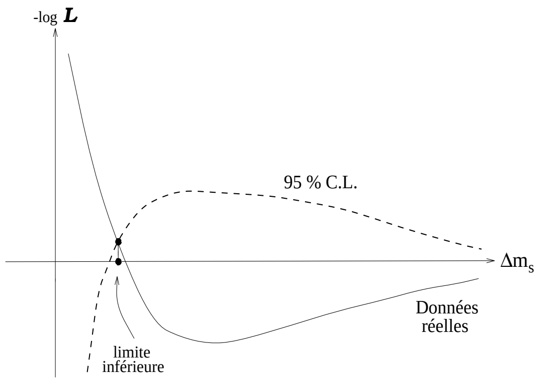


FIG. 2.13 – *La limite à 95 % C.L. est donnée par l'intersection de la fonction de vraisemblance de la simulation-jouet avec celle des données.*

$$\mathcal{A} \cos \Delta m_s t \tag{2.26}$$

où $\mathcal{A}$ est le terme d'amplitude. Pour chaque valeur de Δm_s, l'amplitude $\mathcal{A}$ minimisant $-\ln \mathcal{L}$ est déterminée. Ses propriétés sont les suivantes : si aucune oscillation n'est observée, $\mathcal{A} = 0$, tandis que $\mathcal{A}$ tend vers 1 lorsque la distribution temporelle étudiée devient compatible avec une oscillation à la fréquence Δm_s. La dépendance de $-\ln \mathcal{L}$ en $\mathcal{A}$ est parabolique et l'erreur $\sigma(\mathcal{A})$ faite sur $\mathcal{A}$ est gaussienne. La limite à 95 % C.L. est obtenue lorsque :

$$\mathcal{A} \pm 1.645 \times \sigma(\mathcal{A}) \tag{2.27}$$

est compatible avec 1. La figure 2.14 illustre la méthode de l'amplitude. La limite à 95 % C.L. est immédiatement visible, ainsi que la sensibilité aux oscillations dans les différents domaines de fréquence.

2.4 Conclusion

La fréquence Δm_d des oscillations des mésons B_d^0 est maintenant très bien mesurée. L'erreur relative de la mesure obtenue par le LEP est inférieure à 5 %. Une seule mesure de Δm_d a été réalisée pour l'instant au TEVATRON par l'expérience CDF. Par ailleurs le mélange intégré en temps étudié à l'$\Upsilon(4S)$ permet aussi de déduire cette fréquence, et la valeur ainsi mesurée est en bon accord avec les résultats obtenus à haute énergie.

Quant à la fréquence d'oscillation des mésons B_s^0, seules des limites inférieures ont été expérimentalement déterminées et cette mesure est très attendue. Toutes les études des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ ont été réalisées au LEP uniquement.

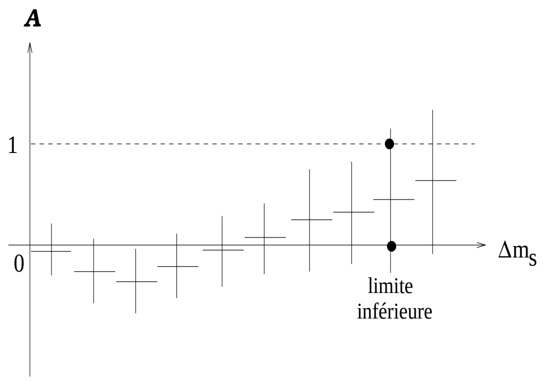


FIG. 2.14 – *La méthode de l'amplitude. Les barres d'erreur représentées sont* $1.645 \times \sigma(\mathcal{A})$

Nous avons vu dans ce chapitre que les méthodes de sélection des mésons B^0 dans des canaux de désintégration semi-exclusifs bénéficiaient d'une bonne résolution temporelle car plusieurs particules issues de la désintégration du B^0 sont connues. Le bruit de fond non-B_s^0 ou non-B_d^0 est en outre plus faible que dans les méthodes inclusives, mais le nombre de candidats sélectionnés reste faible. Ces études ne permettent pas d'étudier les oscillations des mésons B_d^0 et B_s^0 avec les mêmes canaux.

2.5 Plan de l'analyse

Le travail exposé dans ce mémoire de thèse a débuté fin 1993, alors qu'il n'y avait encore aucun résultat expérimental pour Δm_s. Nous avons choisi d'étudier les oscillations par des méthodes semi-exclusives en reconstruisant les mésons D_s issus de la désintégration du B_s^0. Avec les données enregistrées par DELPHI entre 1991 à 1994, nous avons à notre disposition 3.2 millions de Z se désintégrant en quarks. Avec cette statistique, les méthodes semi-exclusives deviennent compétitives avec les méthodes inclusives et permettent en outre de limiter les erreurs systématiques. En effet, la reconstruction des mésons D_s fait apparaître un pic de masse et le bruit de fond combinatoire peut être étudié directement dans les données en utilisant les ailes de ce pic de masse. Dans les analyses dileptons ou lepton/charge du jet, le bruit de fond doit être étudié avec des événements simulés, ce qui induit des incertitudes systématiques plus importantes.

Deux analyses ont été réalisées : la première utilise la désintégration du méson B_s^0 en D_sX, dans la seconde le lepton est ajouté au D_s pour reconstruire le B_s^0 dans le canal $D_s^-\ell^+X^0$. La nature du B_s^0 produit est déduite du signe de la charge du jet, celle du B_s^0 au moment de la désintégration est obtenue grâce à la charge du D_s reconstruit.

L'étude en D_sX a permis de bien comprendre les points sensibles de l'analyse. L'expérience acquise lors de cette étude a conduit à utiliser le canal $D_s^- \ell^+ X^0$ pour enrichir en B_s^0, augmenter la puissance de l'étiquetage de l'oscillation et améliorer la résolution temporelle.

Il est montré dans ce mémoire que l'algorithme de charge du jet est amélioré lorsque l'information des deux hémisphères est utilisée mais que cela induit une sensibilité à l'oscillation du B_s^0 étiqueté. Dans le canal D_sX, ce problème est réglé en fixant à 0 l'exposant κ dans l'algorithme 2.3 de la charge du jet de l'hémisphère du B_s^0 étiqueté. Le méson étiqueté étant neutre, les particules issues de sa désintégration ne contribuent pas à la valeur de la charge du jet. Dans l'analyse $D_s^- \ell^+ X^0$, toutes les particules chargées issues de la désintégration du B_s^0 sont connues. Elles ne sont pas utilisées pour le calcul de la charge du jet, ce qui permet de choisir un exposant non nul. La pureté et l'efficacité obtenues dans ce cas pour la charge du jet sont bien meilleures que dans l'analyse D_sX.

D'autre part, pour estimer l'impulsion du B_s^0 et reconstruire sa distance de vol dans l'analyse D_sX, un algorithme de sélection de particules secondaires est développé. La résolution atteinte sur le temps de vol est détériorée à cause de la sélection par erreur de particules primaires. La situation est beaucoup plus simple dans le canal $D_s^- \ell^+ X^0$ où seuls le neutrino et éventuellement un photon (ou un π^0) manquent dans la reconstruction semi-exclusive du B_s^0.

A partir des outils développés pour les deux canaux, les courbes temporelles des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ sont reconstruites avec les événements D_s et $D_s\ell$ sélectionnés. L'ajustement de ces distributions temporelles est réalisé par une méthode de maximum de vraisemblance. La convention utilisée pour déterminer la limite inférieure sur la fréquence d'oscillation est d'ajouter 2 unités à partir du minimum de $-\ln \mathcal{L}$.

Bibliographie

[1] P. Abreu *et al.*, DELPHI coll., Phys. Lett. **B 324** (1994) 500.
Yannick Arnoud, Thèse de doctorat de l'Université Paris XI-Orsay (1995).

[2] P. Abreu *et al.*, DELPHI coll., Phys. Lett. **B 332** (1994) 488.

[3] Laurent Brillault, Thèse de doctorat de l'Université Paris VI-Denis Diderot (1995).

[4] ARGUS coll., Phys. Lett. **B 192** (1987) 245.

[5] R. Aleksan, contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995.
P.S. Wells, contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995.

[6] M.-C. Lemaire, contribution à la conférence "Production and decay of hyperons, charm and beauty hadrons", Strasbourg, Sept. 1995.

[7] S. Komamiya, contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995.

[8] UA1 coll., Phys. Lett. **B 186** (1987) 247.
Erratum Phys. Lett. **B 197** (1987) 565.

[9] R. Forty, contribution à "the Xth Rochester conference on HEP", Glasgow 1994.

[10] P. Abreu *et al.*, DELPHI coll., CERN-PPE/0140, janvier 1996.

[11] P. Abreu *et al.*, DELPHI coll., Phys. Lett. **B 338** (1994) 409.

[12] A. Ali et D. London, Preprint DESY 95-148, UdeM-GPP-TH-95-32.

[13] ALEPH coll., contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995, réf. 0410.

[14] D. Buskulic *et al.*, ALEPH coll., CERN-PPE/96-30, mars 1996.

Deuxième partie

DEVELOPPEMENT DES OUTILS D'ANALYSE

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré au dispositif expérimental ayant permis l'étude menée dans cette thèse. La première partie est une description rapide de l'accélérateur et des paramètres le caractérisant. La deuxième partie traite du détecteur ayant enregistré les données analysées, avec une présentation générale puis une description plus détaillée des sous-détecteurs de reconstruction des trajectoires et d'identification des particules servant directement dans notre analyse.

3.1 L'accélérateur LEP

DELPHI est l'une des quatre collaborations qui enregistrent des données auprès de l'accélérateur LEP [1], l'anneau de collision e^+e^- de 27 km de circonférence situé au CERN près de Genève.

Le LEP a fonctionné de 1989 à octobre 1995 avec une énergie dans le centre de masse proche du pic de masse du boson Z. L'énergie a été augmentée fin 1995 jusqu'à 140 GeV et devrait atteindre 192 GeV (projet LEP II) en 1998. Les données analysées dans cette thèse sont celles enregistrées de 1991 à 1994, ce qui correspond à environ 3.2 millions de Z s'étant désintégrés en hadrons.

La luminosité $\mathcal{L}$ du faisceau est définie par :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma}\frac{dN}{dt} \tag{3.1}$$

où σ désigne la section efficace de la collision et dN/dt est le nombre d'événements produits par unité de temps. L'unité est donc le cm^{-2}s^{-1}. Cette luminosité s'exprime en fonction des grandeurs caractérisant le faisceau :

$$\mathcal{L} = \frac{\nu N_{e^-} N_{e^+} N_{bunch}}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{3.2}$$

1. LEP : Large Electron Positron collider

- N_{e^-} et N_{e^+} correspondent au nombre d'électrons et de positrons dans les paquets de chaque faisceau, de l'ordre de 1.7×10^{12} par paquet ;
- N_{bunch} est le nombre de paquets dans un faisceau (voir ci-après) ;
- ν est la fréquence de révolution du faisceau dans le tunnel du LEP, elle est de 10.8 kHz ;
- et enfin $\sigma_x \simeq 150\,\mu$m et $\sigma_y \simeq 10\,\mu$m sont les tailles transverses du faisceau. La section du faisceau n'est pas circulaire mais aplatie, ce qui est une conséquence naturelle du rayonnement synchrotron qui a lieu dans le plan horizontal du LEP. Le cercle étant l'ellipse maximisant la surface pour un périmètre donné, un faisceau aplati augmente la luminosité. La forme elliptique du faisceau est finalement gardée.

Plusieurs configurations de paquets ont été utilisées pour le faisceau :

- jusqu'en 1992 les électrons étaient regroupés en 4 trains d'un paquet chacun. Cela correspondait à un croisement toutes les 22.5 μs.
- à partir de fin 1992 et jusqu'en 1994, la plus forte luminosité a pu être atteinte : 2.4×10^{31} cm^{-2}s^{-1}, par le bretzel de 8 paquets. Les croisements avaient lieu toutes les 11.25 μs. Mais cette configuration s'est avérée incompatible avec les hautes énergies de LEP II.
- Depuis fin 1995 les électrons sont regroupés en 4 trains de 3 paquets. Les paquets d'un train se croisent toutes les 247 ns et les trains sont espacés de 22.5 μs.

3.2 Le détecteur DELPHI

Une description détaillée de DELPHI, dont l'acronyme signifie "DEtector with Lepton Photon and Hadron Identification", est donnée dans [1]. Les derniers développement du détecteur sont décrits dans [2]. Nous allons uniquement décrire dans cette partie les sous-détecteurs qui ont été directement utilisés pour notre analyse : les détecteurs de reconstruction des trajectoires des particules chargées comme le VD, l'ID, la TPC et l'OD, les détecteurs permettant d'identifier les hadrons comme le RICH et la TPC et enfin le calorimètre électromagnétique et les chambres à μ pour identifier les leptons.

Le détecteur DELPHI est un ensemble cylindrique de plusieurs sous-détecteurs, fermé par deux bouchons de manière à avoir une couverture angulaire proche de 4π. Une vue d'ensemble est donnée sur la figure 3.1. Ses particularités par rapport aux autres expériences LEP sont une détermination précise de la position des vertex et l'utilisation de l'effet Čerenkov pour identifier les particules.

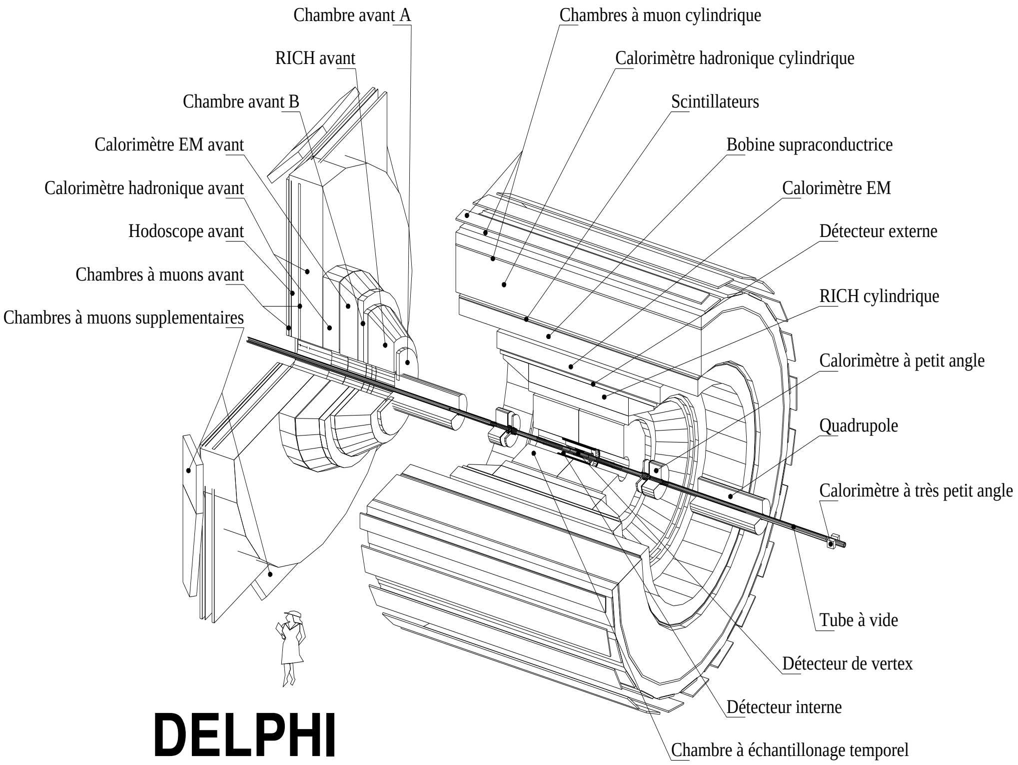


FIG. 3.1 – *Vue générale du détecteur DELPHI.*

Le système de coordonnées de DELPHI

Un référentiel de coordonnées cylindriques est utilisé pour décrire DELPHI : l'axe z est le long du faisceau suivant la direction des e^-, l'angle θ est l'angle polaire et l'angle ϕ est l'angle azimutal dans le plan transverse au faisceau.

En coordonnées cartésiennes l'axe x est horizontal et pointe vers le centre de l'anneau de collision, l'axe y est vertical de façon à former un référentiel direct xyz.

Enfin, lorsqu'on se place dans le plan transverse au faisceau, c'est-à-dire le plan xy, on utilise les coordonnées polaires $R\theta\phi$ où $R = \sqrt{x^2+y^2}$. Ce plan transverse est aussi le plan $R-\phi$.

3.2.1 La reconstruction des trajectoires

La bobine supraconductrice de DELPHI produit un champ magnétique de 1.2 T courbant les trajectoires des particules chargées. Elle est placée juste après le dernier détecteur de reconstruction des trajectoires qui est le détecteur externe. A partir de l'interaction entre une particule chargée et les détecteurs, ses points de passage sont déterminés ainsi que la courbure de sa trajectoire. Connaissant la valeur du champ magnétique on en déduit ensuite son impulsion.

La reconstruction des trajectoires est assurée par plusieurs détecteurs indépendants, comme nous allons le voir. Nous citerons les performances de chacun de ces détecteurs puis les résolutions globales atteintes sur la reconstruction des trajectoires.

Pour n'utiliser que des traces bien reconstruites et s'assurer qu'elles viennent de la désintégration d'un Z, nous demanderons systématiquement que les traces sélectionnées dans notre étude soient vues dans le VD. Ce critère limite l'acceptance à la partie cylindrique de DELPHI, c'est pourquoi nous ne parlerons pas des sous-détecteurs *bouchons* participant à la reconstruction des trajectoires : les chambres avant A et B (FCA et FCB).

Le détecteur de microvertex

Le détecteur de microvertex de DELPHI (VD) permet d'obtenir des points de passage des particules chargées très proches du point d'interaction. Son rôle va être très important pour l'étude des hadrons beaux, car il permet de reconstruire avec précision leur vertex de désintégration à partir de leurs produits de désintégration.

Il est composé de détecteurs en silicium disposés sur trois couches cylindriques et concentriques autour du tube à vide. Ces trois couches mesurent 300 μm d'épaisseur et sont situées à 6.3, 9.0 et 10.9 cm du faisceau. Chacune est composée de 96 plaquettes dont le recouvrement en ϕ est de l'ordre de 10 % (figure 3.2).

Ces plaquettes sont équipés de bandes de lecture parallèles à l'axe z, permettant d'avoir une information en $R-\phi$. Depuis 1994 les couches intérieure et extérieure sont de plus équipées de bandes de lecture perpendiculaires à l'axe z de manière a déterminer la coordonnée z (figure 3.3). L'angle polaire minimal de détection dans le VD à partir de 1994 est de 25^0 pour la couche interne, 36^0 pour la couche intermédiaire et 43^0 pour l'externe.

Une particule traversant la couche de silicium créé des paires électrons-trous. Sous l'action d'un champ électrique, les trous dérivent vers les bandes de lecture dopées p^+ et les électrons dérivent vers l'autre côté dopé n^+.

La résolution en $R-\phi$ est voisine de 7 μm. Elle est inférieure à l'espacement entre deux diodes car la collecte des trous se fait en moyenne sur 3 diodes et la position de la trace est obtenue par le barycentre. La coordonnée z est mesurée depuis l'installation des bandes de lecture perpendiculaires au faisceau en 1994, sa résolution est de 20 μm/sinθ.

La chambre à échantillonage temporel

Nous n'évoquerons ici que la reconstruction des trajectoires par la chambre à échantillonage temporel (TPC), qui est le détecteur principal pour cette fonction.

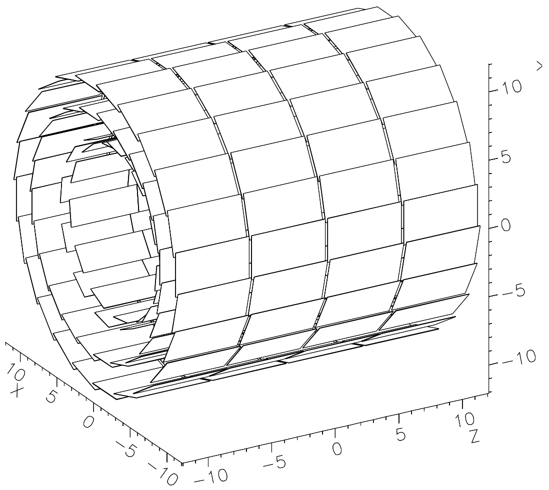


FIG. 3.2 – *Vue en perspective du détecteur de microvertex de DELPHI.*

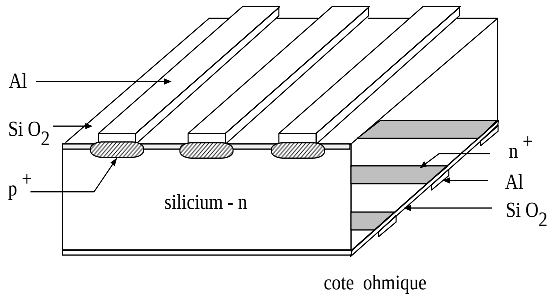


FIG. 3.3 – *Coupe d'un module du VD. Il est équipé de bandes de lecture parallèles et perpendiculaires à l'axe z, de manière à mesurer les coordonnées $R-\phi$ et z d'une trace au voisinage de la zone d'interaction.*

Son rôle dans l'identification des particules est expliqué plus loin.

Il s'agit d'un cylindre dont les rayons intérieur et extérieur sont respectivement de 0.3 m et 1.2 m, et mesurant 3.4 m de long. La longueur de dérive est de 2×1.3 m. Les deux extrémités du cylindre sont fermées par deux couvercles comportant des chambres de lectures. Une vue en perspective de la TPC est donnée par la figure 3.4.

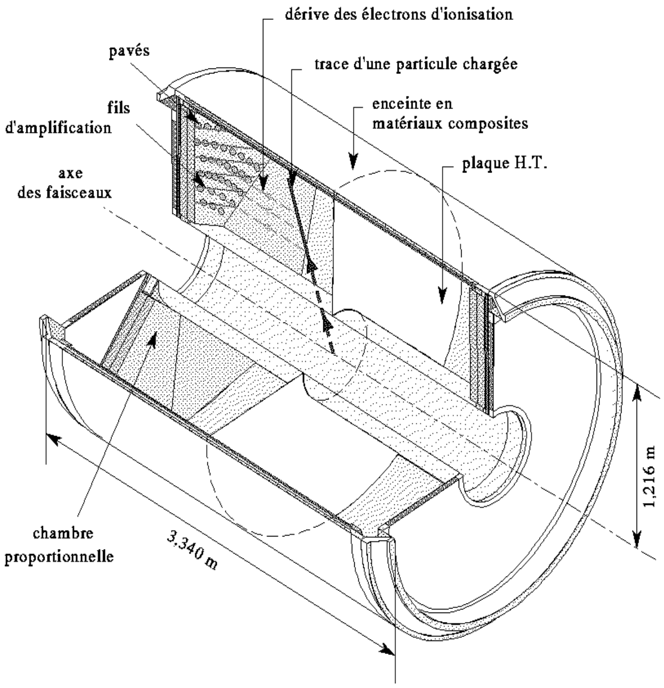


FIG. 3.4 – *Vue en perspective de la chambre à échantillonage temporel.*

Le cylindre est coupé en deux en son milieu par une plaque de Haute Tension de -25 kV produisant un champ électrique de 180 V.cm^{-1} pour la dérive des charges. L'homogénéïté de ce champ est assurée par des anneaux conducteurs collés sur les faces internes du cylindre et reliés entre eux par des résistances, de manière à obtenir un dégradé de potentiel depuis les -25 kV du milieu de la TPC jusqu'à 0 V sur les couvercles. Le volume est rempli d'un mélange de gaz de 80 % d'argon et 20 % de méthane. L'argon joue le rôle du gaz ionisant et le méthane a pour fonction d'absorber les photons rayonnés par les électrons pour qu'il n'aillent pas créer une ionisation parasite.

Un couvercle est constitué de 6 secteurs comportant chacun 192 fils sensibles et 16 rangées de pavés cathodiques. La rangée la plus proche du faisceau comprend 64 pavés contre 144 pavés pour la plus extérieure (voir figure 3.5). Il y a des zones inefficaces entre les pavés de deux secteurs adjacents, qui affectent 4 % d'un couvercle.

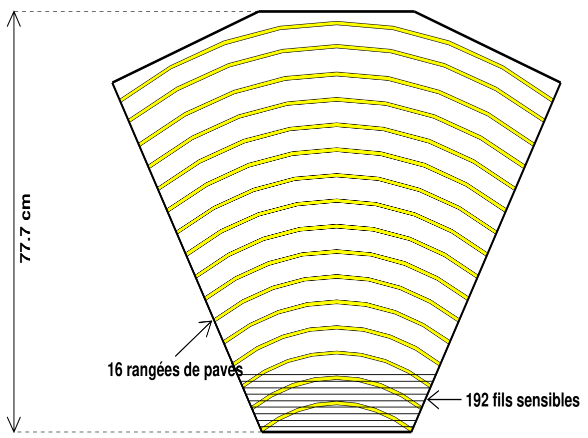


FIG. 3.5 – *Schéma de l'un des 6 secteurs constituant un couvercle de la TPC.*

Lors du passage d'une particule chargée dans le gaz ionisant, environ 70 électrons primaires sont créées par cm. Les électrons dérivent sous l'action du champ $\overrightarrow{E}$ vers le couvercle correspondant à leur moitié de TPC. Ils arrivent au voisinage des fils où règne un champ intense dû à l'effet de pointe et sont accélérés. Ils acquièrent alors assez d'énergie pour créer de nouveaux électrons. Ces derniers sont à leur tour accélérés et le cycle recommence par formation d'une avalanche au voisinage des fils anodiques. Ils se multiplient ainsi par un facteur 20 000 et sont immédiatement absorbés par les fils. Les ions positifs créés dérivent beaucoup plus lentement vers la plaque de H.T. centrale et leur déplacement induit un signal sur les fils anodiques et sur le pavé cathodique situé derrière. Ce signal est amplifié puis digitisé et le temps de dérive des électrons en est déduit.

Les signaux recueillis sur les pavés permettent de mesurer la coordonnée z de la trace à partir du temps de dérive avec une résolution de 900 μm. La vitesse de dérive est calibrée en envoyant des faisceaux lasers qui ionisent le gaz en un point de coordonnée z connue. L'erreur relative sur cette vitesse est de l'ordre de 0.2×10^{-3}. La position dans le plan $R - \phi$ est donnée par la position des pavés touchés sur le secteur avec une résolution de 230 μm. Le nombre de points par trace en R peut aller jusqu'à 16 (nombre de rangées de pavés). Il est possible de distinguer deux traces dans la TPC dès qu'elles sont séparées d'environ 1 cm.

Les détecteurs interne (ID) et externe (OD)

Ces deux détecteurs ont les mêmes fonctions :

- ils permettent d'extrapoler les traces depuis le VD et la TPC vers les autres détecteurs,

- leur réponse rapide les fait participer au déclenchement dès le premier niveau par une comparaison des signaux des deux détecteurs,

- enfin l'ensemble ID-OD permet de couvrir les zones inefficaces de la TPC.

Nous allons rapidement exposer le principe de la reconstruction des trajectoires par chacun de ces détecteurs.

∗ <u>Le détecteur interne :</u>

L'ID est placé juste après le VD et permet d'extrapoler le bout de trace reconstruit dans le VD aux informations des autres détecteurs de traces situés plus à l'extérieur. Il est constitué de deux parties concentriques :

- la première est une chambre à dérive remplie de CO_2. Elle est sectionnée en 24 secteurs en ϕ, chaque secteur étant instrumenté en sa médiane de 24 fils parallèles à z. Le champ de dérive est approximativement normal à la médiane et de module proportionnel à R. On obtient une mesure en $R-\phi$ avec une résolution de 50 μm sur l'élément de trace, mais il n'est pas possible de distinguer la droite de la gauche des fils.

- La deuxième partie est plus extérieure, il s'agit de 5 couches concentriques de chambres proportionnelles multifils. Chaque couche comporte 192 fils parallèles à l'axe du faisceau et 192 bandes cathodiques concentriques à l'axe du faisceau. La réponse des fils permet de résoudre l'ambiguïté gauche-droite de la chambre à dérive et les bandes cathodiques donnent l'information en z avec une résolution variant de 0.5 mm à 1 mm suivant θ. Ces couches de chambres proportionnelles multifils ont été remplacées en 1995 par des pailles en mylar aluminisé au centre duquel est placé un fil de lecture. La coordonnée z n'est donc plus mesurée mais cette perte est largement compensée par deux avantages : la matière est réduite et l'acceptance en θ est augmentée.

∗ <u>Le détecteur externe :</u>

Cet ensemble est situé après le RICH à un rayon élevé (198 cm $< R <$ 208 cm) pour augmenter le bras de levier sur la trajectoire. Il permet ainsi de pallier à la petite taille de la TPC, le choix du RICH ayant limité la place disponible. L'OD est constitué de 24 modules azimutaux correspondant aux 24 modules de l'ID. Chaque module comporte 5 couches de 29 tubes à dérive parallèles à l'axe du faisceau. Chaque couche donne une information dans le plan $R-\phi$, 3 d'entre elles fournissent en plus des points en z déterminés à partir du temps d'arrivée du signal sur les fils. Les résolutions obtenues sont de 100 μm en $R-\phi$ et de 3.5 cm en z.

L'alignement des détecteurs

L'alignement des détecteurs se fait en utilisant les données enregistrées et consiste en la connaissance de leur localisation dans l'espace. Chaque détecteur procède dans un premier temps à un alignement intrinsèque de ses modules entre eux, puis il faut aligner les différents détecteurs les uns par rapport aux autres. On utilise des événements $Z \to \mu^+\mu^-$ car les deux muons sont émis dos-à-dos avec chacun une énergie de 45.6 GeV. Ils traversent tout le détecteur avec une courbure faible.

C'est l'OD qui est choisi comme référence pour sa bonne stabilité et la bonne connaissance de la position de ses fils (à 30 μm près). Dans une première étape l'alignement en $R-\phi$ est obtenu en établissant la correspondance entre les morceaux de trajectoires reconstruits dans le VD et l'OD. Puis les éléments de trace de la TPC et de l'ID sont alignés sur ces trajectoires.

Après alignement de la partie cylindrique, les segments de trace reconstruits dans la TPC à bas angle polaire sont extrapolés vers les chambres FCA et FCB qui sont alignées avec la partie centrale.

Résolutions finales

En utilisant les bouts de trace reconstruits par les quatre détecteurs que nous venons de décrire, puis en tenant compte de l'alignement des différentes parties et des corrections, les résolutions obtenues sur les paramètres d'une particule chargée passant dans la partie cylindrique de DELPHI sont les suivantes :

$*$ <u>Mesure de l'impulsion :</u>

Dans les données il est possible de déterminer la résolution sur la mesure de l'impulsion des dimuons car leur énergie est connue (45.6 GeV). Le résultat obtenu dans la partie cylindrique est :

$$\sigma\left(\frac{1}{p}\right) = 0.57 \times 10^{-3}\,(\mathrm{GeV/c})^{-1} \tag{3.3}$$

Cela correspond à une dépendance linéaire en impulsion de $\sigma(p)/p$. Ce résultat est ensuite extrapolé aux événements hadroniques réels contenant des traces d'impulsion quelconque par une étude utilisant les événements simulés. La résolution moyenne est de l'ordre de 1 %. Elle se détériore un peu à basse impulsion (en dessous de 3 GeV/c) à cause de la diffusion multiple, ainsi qu'à très haute impulsion à cause de la faible courbure de la trajectoire.

$*$ <u>Paramètre d'impact :</u>

Le paramètre d'impact (IP) est défini comme étant la distance minimale de la trajectoire d'une particule chargée au vertex primaire dans le plan $R-\phi$

perpendiculaire au faisceau. Il est positif si le produit scalaire entre le vecteur allant du vertex primaire à la trajectoire et la direction du jet auquel appartient la particule est positif, négatif dans le cas contraire.

Ce sont encore une fois des dimuons qui sont utilisés pour obtenir la résolution sur l'IP. Dans de tels événements la diffusion multiple est négligeable car les μ sont très énergiques, et il n'y a pas de vertex secondaires. Les résultats obtenus depuis 1994 sont les suivants :

$$\begin{aligned} \sigma(\mathrm{IP\ en\ } R-\phi) &= 20\ \mu\mathrm{m} \\ \sigma(\mathrm{IP\ en\ } z) &= 34\ \mu\mathrm{m} \end{aligned}$$

La résolution en z est donnée pour une incidence normale, il y a une très forte dépendance en θ. Ces résultats sont ensuite extrapolés par une étude sur des données très enrichies en quarks légers, toujours de manière à ne pas avoir de vertex secondaires. Il faut ajouter aux résolutions obtenues avec des dimuons un terme tenant compte de la dégradation entraînée par la diffusion multiple.

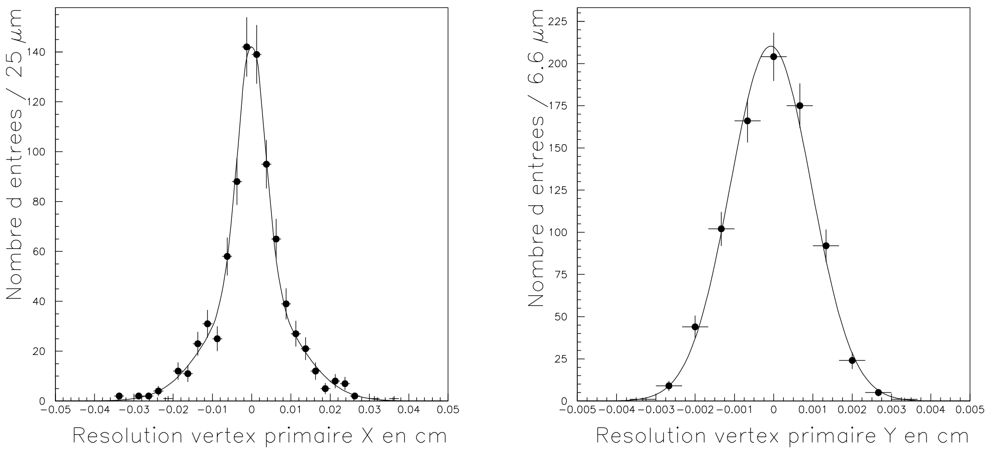
Reconstruction du vertex primaire

Le point d'annihilation de l'électron avec le positron, ou vertex primaire, est reconstruit en utilisant la contrainte de position du faisceau, qui a un écart quadratique moyen de 150 μm suivant l'axe x, 10 μm en y et de l'ordre de 1 cm en z. Les traces choisies comme étant primaires, d'après leur position par rapport au faisceau obtenue grâce au détecteur de vertex, sont ajustées en un point suivant une méthode itérative. A chaque itération, la trace ayant la plus grande contribution au χ^2 de l'ajustement est éliminée jusqu'à l'obtention d'un χ^2 raisonnable. Un algorithme de reconstruction du vertex primaire est fourni dans DELPHI [3].

Les traces qui détériorent la reconstruction du vertex primaire sont essentiellement les produits de désintégration de mésons ayant volé, celles produites après interaction avec la matière du détecteur et les traces associées par erreur à des signaux dans le VD. Ainsi, les résultats sont un peu meilleurs dans le cas des quarks légers que dans celui des quarks lourds où sont produits des mésons ayant un temps de vie important. La résolution est définie par :

$$\text{Résolution} = \sigma(X_{\mathrm{vrai}} - X_{\mathrm{est}}) \tag{3.4}$$

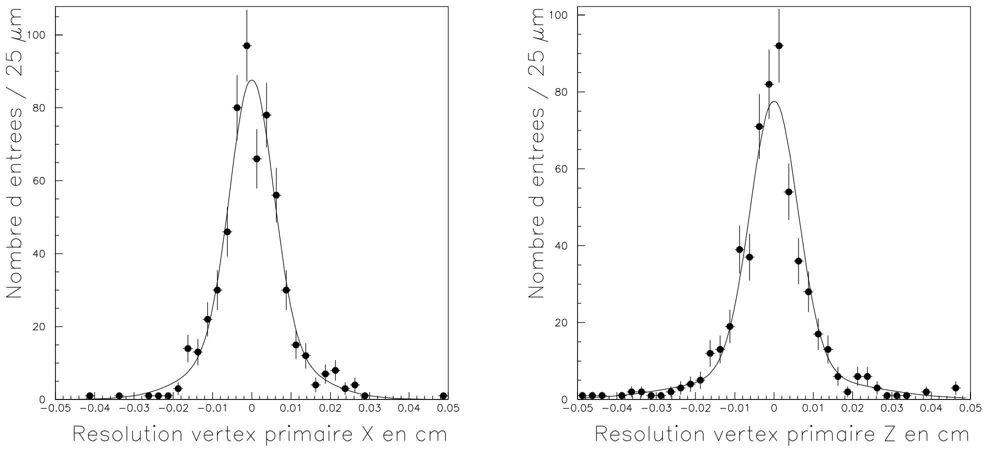
où X_{vrai} est connu dans les événements simulés. La figure 3.6 montre les résolutions obtenues sur le vertex primaire pour les années 1991 à 1993 dans le cas d'événements $Z \to b\bar{b}$. L'ajustement du vertex primaire est fait uniquement dans le plan transverse au faisceau xy. En y, la résolution est complètement dominée par la taille du faisceau, de 10 μm. La résolution en x est reproduite par



(a) Résolution sur le vertex primaire suivant l'axe des x.

(b) Résolution sur le vertex primaire suivant l'axe des y.

FIG. 3.6 – *Résolutions obtenues sur le vertex primaire dans le plan xy transverse au faisceau pour des événements beaux. Ces résolutions correspondent aux années de prise de données de 1991 à 1993 pour lesquelles la coordonnée z n'était pas mesurée. En y la résolution correspond à la taille du faisceau.*



(a) Résolution sur le vertex primaire suivant l'axe des x.

(b) Résolution sur le vertex primaire suivant l'axe des z.

FIG. 3.7 – *Résolutions obtenues sur le vertex primaire d'événements beaux à partir de 1994.*

deux gaussiennes :

direction	aire en %	σ(vertex) en μm
x	43	35
x	57	109

Jusqu'à la fin 1993 le VD n'était pas équipé de bandes de lecture transverses à l'axe du faisceau. La résolution obtenue suivant la direction z est donc très médiocre. La stratégie consiste alors à reconstruire les distances à deux dimensions seulement, dans le plan $R-\phi$ perpendiculaire au faisceau. Depuis 1994 la mesure en z est disponible. Pour 1994 les résultats sont (figure 3.7) :

direction	aire en %	σ(vertex) en μm
x	74	58
x	26	136
z	77	61
z	23	207

3.2.2 L'identification des hadrons

Dans DELPHI l'identification des hadrons chargés se fait dans la TPC qui mesure la perte d'énergie de la particule, ainsi que dans le RICH qui mesure l'angle des photons émis par effet Čerenkov lors du passage de la particule. Les particules identifiables par ces deux détecteurs sont les particules stables chargées : électrons, muons, pions, kaons et protons.

Par la perte d'énergie dans la TPC

Lors de son passage dans le volume de la TPC, une particule chargée perd de l'énergie par des collisions inélastiques avec les électrons des atomes du gaz. La formule de Bethe et Bloch montre que la perte linéïque d'énergie (dE/dx) d'une particule la caractérise à vitesse donnée :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi \mathcal{N} r_e^2 m_e c^2 \, \rho \, \frac{Z}{A} \, \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta^2}{2} \right] \tag{3.5}$$

- $z = qe$ est la charge de la particule incidente, et $\beta = p/E$, $\gamma = E/m$,
- $2\pi \mathcal{N} r_e^2 m_e c^2 = 0.1535$ MeV.cm.^{2}g^{-1},
- E_{max} représente l'énergie maximale pouvant être transférée du point de vue cinématique dans chaque collision,

- Z et A sont le nombre atomique et le nombre de masse des noyaux du milieu traversé,
- ρ est sa densité et $\mathcal{N}$ est le nombre d'Avogadro,
- I est la valeur moyenne du potentiel d'ionisation,
- m_e est la masse de l'électron et r_e son rayon classique,
- enfin δ traduit l'effet d'écran propre au milieu traversé.

A impulsion fixée, le dE/dx ne dépend que de la masse de la particule. Les courbes de perte linéïque d'énergie en fonction de l'impulsion (figure 3.8) font apparaître un minimum à peu près identique quelle que soit la particule incidente et le milieu ionisant à densité donnée. Il s'agit du minimum d'ionisation, qui vaut environ 2 MeV.g.$^{-1}$cm^2. Le minimum d'ionisation de l'électron est différent de celui des autres particules car dans son cas la collision a lieu entre deux particules de masse égale.

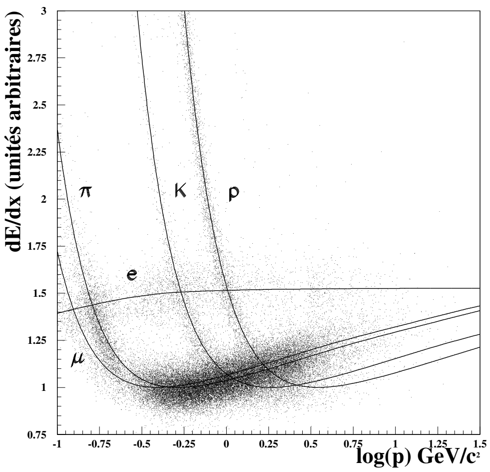


FIG. 3.8 – *Courbes théoriques et points expérimentaux du dE/dx de chaque particule en fonction de l'impulsion.*

La figure 3.8 fait apparaître différentes régions : lorsque l'impulsion de la particule croît, la perte d'énergie linéïque décroît en $1/\beta^2$ jusqu'au minimum d'ionisation. L'effet relativiste augmente ensuite légèrement la perte d'énergie (croissance logarithmique), puis le dE/dx atteint un plateau, appelé le plateau de Fermi, qui est dû au phénomène d'écrantage du champ électrique de la particule incidente tel qu'il est vu par les électrons atomiques, par des effets de polarisation des atomes.

En connaissant le nombre d'électrons arrachés au milieu on peut mesurer l'énergie perdue par unité de longueur. Ces électrons sont collectés après avalanche par les 192 fils sensibles situés sur les couvercles de la TPC. En pratique, l'impulsion est mesurée dans les détecteurs de reconstruction de trajectoires, puis le dE/dx est calculé à partir de la mesure par les fils sensibles.

La grandeur que nous allons utiliser dans notre analyse pour séparer les différentes hypothèses de masse sera le nombre d'écarts standards du dE/dx mesuré par rapport à la valeur prédite pour une hypothèse donnée. Cette grandeur est appelée un *pull*. Par exemple la variable pullK traduit l'écart du dE/dx mesuré pour une particule à la valeur théorique calculée pour un kaon de même impulsion :

$$\text{pullK} = \frac{(\text{dE/dx})_{mesure} - (\text{dE/dx})_{kaon}}{\text{erreur sur la mesure}} \tag{3.6}$$

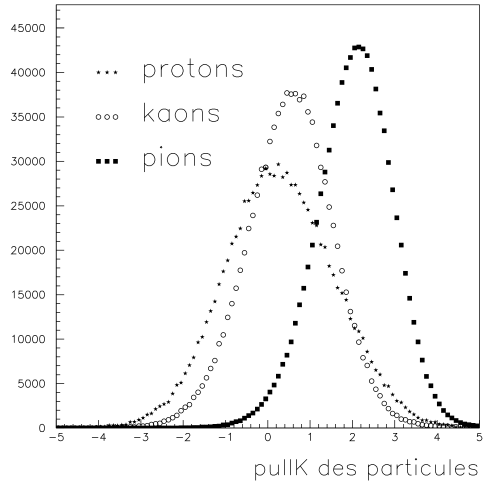


FIG. 3.9 – *Distribution de la variable pullK pour des kaons, des pions et des protons simulés de plus de 1.5 GeV/c avec au moins 30 fils touchés pour le calcul du dE/dx. La normalisation relative des trois distributions est arbitraire.*

Pour des vrais kaons, la distribution de pullK doit être une gaussienne centrée en 0 et de largeur 1. La figure 3.9 représente cette distribution pour des kaons, des pions et des protons simulés. Nous avons demandé une impulsion supérieure à 1.5 GeV/c comme ce sera le cas dans notre analyse, et un minimum de 30 fils touchés pour le caclul du dE/dx. Cette figure montre qu'il est difficile de séparer les kaons des protons par le dE/dx, mais il est possible d'enrichir en kaons et rejeter les pions, par exemple.

En pratique, beaucoup de problèmes compliqués apparaissent, notament dans le calcul de la valeur théorique du dE/dx et dans l'ajustement des événements simulés aux données [4]. En fait la particule incidente a une très grande probabilité de perdre une faible quantité d'énergie en traversant le milieu. Par contre la section efficace de transfert d'une quantité d'énergie E importante par rapport aux énergies de liaison des électrons aux atomes décroit en $1/E^2$. L'énergie perdue par la particule est distribuée selon une courbe de Landau, présentant une très longue queue correspondant aux grands transferts d'énergie. Cette queue est tronquée pour calculer la perte d'énergie la plus problable car elle est sujette à de grandes fluctuations statistiques qui induisent des variations dans le calcul de la valeur moyenne du dE/dx.

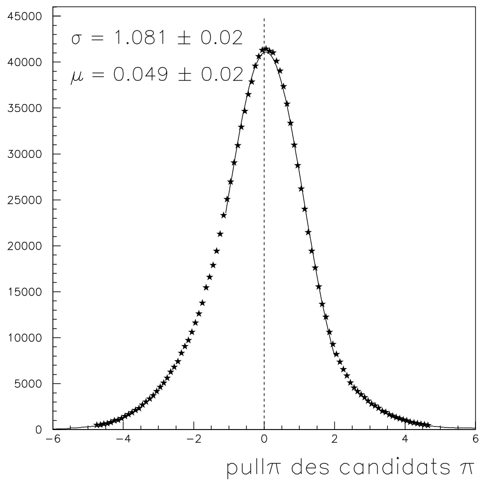


FIG. 3.10 – *Distribution de la variable pullπ dans les données pour toutes les particules ayant une impulsion supérieure à 1.5 GeV/c et au moins 30 fils touchés pour le calcul du dE/dx.*

La figure 3.10 montre la distribution de pullπ obtenue dans les données pour toutes les particules chargées (impulsion supérieure à 1.5 GeV/c et au minimum 30 fils touchés pour le caclul du dE/dx). La population des pions étant bien plus importante que celles des autres particules, cette distribution devrait être une gaussienne centrée en 0 et de largeur 1 si l'on exclu les queues gauche, peuplées par les kaons et les protons, et droite, due aux électrons. Nous l'avons ajustée dans la partie centrale par une gaussienne de largeur $\sigma = 1.081 \pm 0.02$ et de moyenne $\mu = 0.049 \pm 0.02$. Ces paramètres dépendent en outre des tranches d'impulsion considérées.

Par la mesure de l'angle Čerenkov

Une particule chargée traversant un milieu avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu émet des photons suivant un cône vers l'avant : c'est l'effet Čerenkov. L'axe de ce cône de lumière est la trajectoire de la particule et son demi-angle au sommet ne dépend que de l'indice n du milieu et de la vitesse de la particule :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \tag{3.7}$$

Pour pouvoir identifier la particule, il faut mesurer d'une part son impulsion et d'autre part l'angle d'émission des photons θ_c, appelé angle Čerenkov. Nous verrons cependant que l'absence d'émission de photons est aussi une source d'information.

Le détecteur à effet Čerenkov (RICH) de DELPHI est composé d'une partie cylindrique (BRICH) et de deux parties bouchons (FRICH). Nous allons décrire la partie cylindrique ($40^o < \theta < 140^o$) qui est celle utilisée dans notre analyse. Il s'agit d'un volume cylindrique de rayon 123 cm < R < 197 cm et de 3.5 m de long, séparé en son milieu par une cloison dans le plan xy. Un demi-BRICH est composé de 24 modules azimutaux, chaque module comporte un radiateur liquide, un radiateur gazeux avec ses 6 miroirs focalisant et un tube à dérive avec sa chambre à détection (voir figure 3.11).

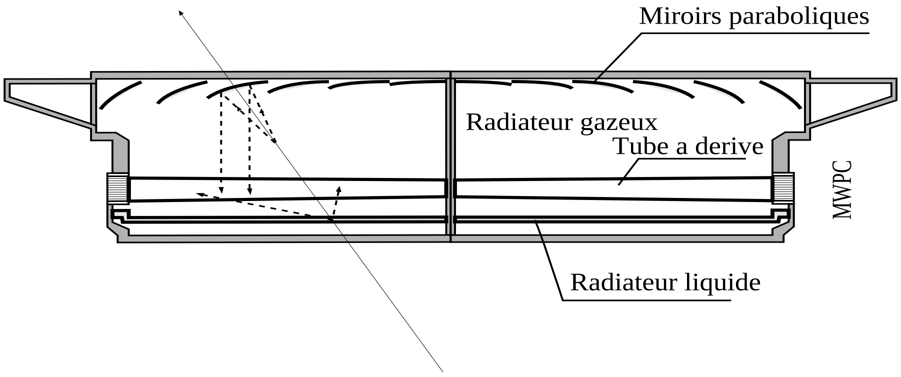


FIG. 3.11 – *Schéma d'un (double) module du BRICH de DELPHI.*

Le radiateur liquide a une épaisseur de 1 cm. Il contient du C_6F_{14} dont l'indice de réfraction vaut $n = 1.283$ pour la gamme d'énergie des photons considérée. Les photons sont émis dans toute la gamme de longueur d'onde, mais ne sont transmis par les radiateurs que dans l'UV, avec une efficacité variant de 50 % à

100 % pour le liquide. Le liquide est retenu dans des plaques de quartz elles aussi transparentes dans l'UV, transmettant 80 % à 90 % des photons.

Le cône de lumière se dirige vers le tube à dérive situé à 12 cm du radiateur liquide. Ce tube est rempli d'un gaz de dérive (75 % de méthane + 25 % d'éthane) et d'un gaz photo-ionisant à l'état de traces, le TMAE[2] qui convertit les photons en électrons. L'intersection du cône avec le milieu photo-ionisant produit un anneau de photoélectrons. Cet anneau a une certaine épaisseur, correspondant à l'épaisseur du cône induite par l'épaisseur du radiateur liquide.

Les photoélectrons dérivent ensuite sous l'action d'un champ parallèle au faisceau vers une chambre proportionnelle multifils située à l'extrêmité du tube à dérive. Le principe de détection de cette chambre est similaire à celui des chambres de la TPC décrit au début de ce chapitre. Le tube à dérive s'élargit en direction des chambres pour éviter l'absorption des photoélectrons dans les parois.

Le radiateur gazeux est beaucoup plus épais que le liquide (40 cm) pour compenser le faible nombre de photons rayonnés. En effet, le nombre de photons varie en $\sin^2\theta_c$, qui dépend de l'indice n (voir équation 3.7). Le gaz utilisé est du C_5F_{12} maintenu à une température de 40^o, d'indice $n = 1.00172$. Ce milieu permet de transmettre 90 % des photons émis. Pour s'affranchir de l'incertitude introduite par la forte épaisseur du radiateur gazeux, les photons émis sont focalisés par des miroirs paraboliques disposés suivant la longueur du module, et réfléchis perpendiculairement à la surface du tube à dérive. Ainsi le signal d'ionisation de la particule est décalé par rapport à l'axe du cône détecté. Le tube à dérive d'un module est commun aux deux radiateurs.

Les courbes théoriques représentant la dépendance de l'angle Čerenkov en fonction de l'impulsion des particules pour les différentes hypothèses de masse et les mesures expérimentales de l'angle sont représentées sur les figures 3.12 et 3.13, pour les deux radiateurs.

Les deux radiateurs d'indice différents permettent de couvrir un large domaine d'impulsion. En effet, deux effets limitent la possibilité d'identifier une particule pour un indice de réfraction donné :

– si la particule a une impulsion trop faible, elle se trouve en dessous du seuil d'émission de lumière donné par :

$$\beta_{seuil} = \frac{1}{n} \tag{3.8}$$

– si la particule a une impulsion trop élevée il y a saturation de l'angle :

$$\cos\theta_c \rightarrow \frac{1}{n} \quad si \ \beta \rightarrow 1 \tag{3.9}$$

Dans un milieu d'indice donné, il est d'autant plus difficile de séparer les différentes particules que $\cos\theta_c \rightarrow 1/n$.

2. TMAE : Tétrakis diMéthyl Amine Ethylène

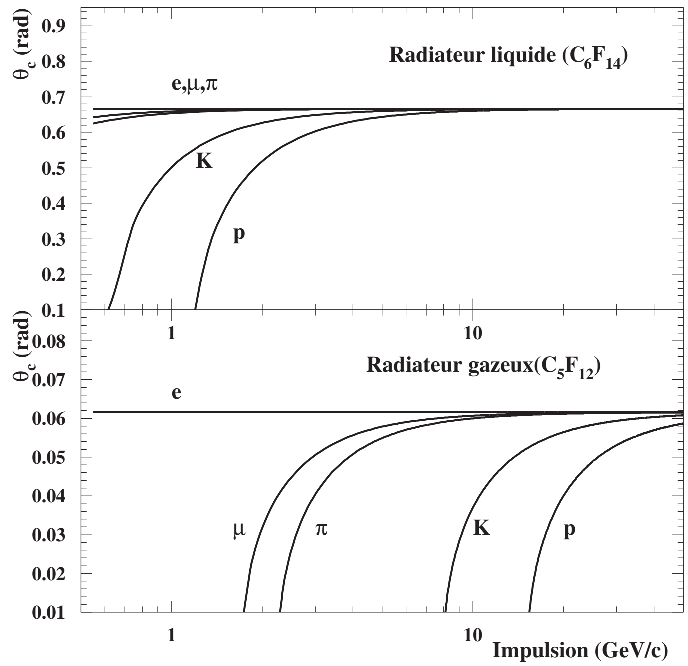
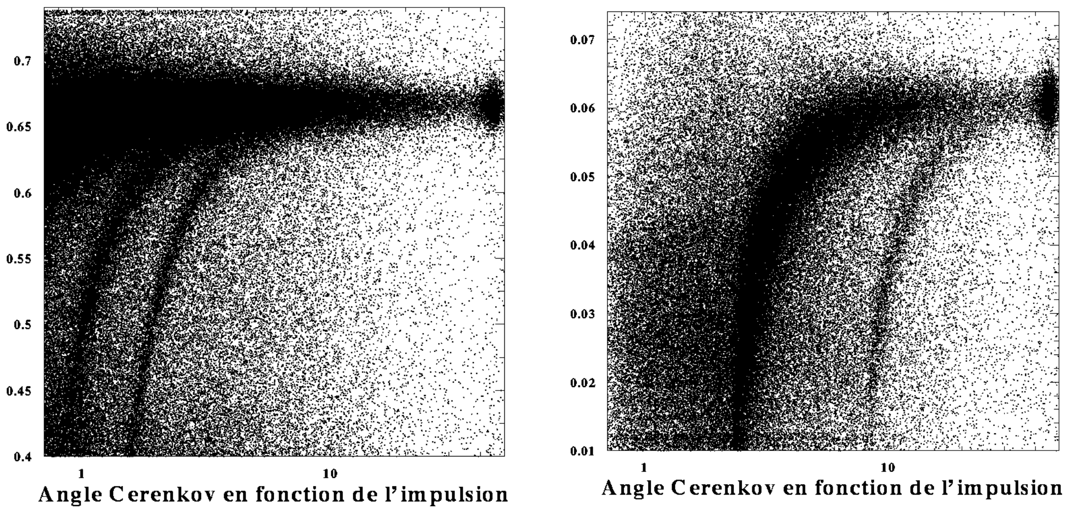


FIG. 3.12 – *Dépendance de l'angle Čerenkov en fonction de l'impulsion des particules pour les différentes hypothèses de masse.*



(a) Dans le radiateur liquide.

(b) Dans le radiateur gazeux.

FIG. 3.13 – *Mesures expérimentales des angles Čerenkov dans les deux radiateurs.*

Le radiateur liquide a un indice assez élevé pour permettre un seuil bas d'émission des photons, mais l'angle atteint vite la saturation. C'est le gaz qui prend le relais pour l'identification aux hautes impulsions.

La reconstruction ou l'absence d'un anneau de photoélectrons associé à chacun des deux radiateurs sont des indications exploitables pour identifier la particule. A partir de la mesure de l'impulsion et de la constatation que la particule n'a pas produit de cône, il est possible d'éliminer certaines des hypothèses de masse. C'est le mode *veto*, permettant de séparer les protons et les kaons, des pions, muons et électrons.

Dans le tableau suivant sont indiqués les domaines d'impulsion pour lesquels l'absence ou la reconstruction d'un anneau permet d'éliminer des hypothèses de masse :

Séparation	liquide (bande)	gaz (veto)	gaz (bande)
K/π	0.7 - 5 GeV/c	2.5 - 8.5 GeV/c	8.5 - 21 GeV/c
K/p	0.7 - 7.5 GeV/c	8.5 - 16 GeV/c	16 - 25 GeV/c
p/π	1.5 - 7.5 GeV/c	2.5 - 16 GeV/c	16 - 25 GeV/c

Les valeurs données pour les impulsions sont approximatives car elles dépendent de la pureté et de l'efficacité d'identification voulues.

Un algorithme d'identification des particules par le RICH est disponible au sein de la collaboration [5]. Les critères de sélection utilisent le nombre de photoélectrons associés à la trace et la valeur de θ_c. Le signal observé est associé à une hypothèse de masse parmi les cinq possibilités (e, μ, K, p, π) et une probabilité est construite par une méthode de maximum de vraissemblance. La réponse de l'algorithme est sous forme d'un mot pouvant prendre cinq états, par exemple pour l'hypothèse kaon :

- pas d'information disponible,
- trace incompatible avec l'hypothèse kaon ou proton,
- kaon identifié par des critères d'identification *faibles*, *standards*, ou *forts*.

La description de ces critères est faite dans [5], où sont aussi données la pureté et l'efficacité atteintes selon le critère. Par exemple, pour des particules vues dans l'OD, lorsque les deux radiateurs du RICH sont disponibles, les résultats du critère kaon *standard* donnent comme ordre de grandeur pour le BRICH :

Mode	liquide (bande)	gaz (veto)	gaz (bande)
Efficacité d'identifier le K	75 %	50 %	90 %
Facteur de réjection des π	30	15	10

3.2.3 L'identification des leptons

La faible masse des leptons les rend en pratique difficilement identifiables par le RICH ou la TPC. Les muons ayant environ la même masse que les pions, ils ne sont pas distingués des π. Dans le RICH par exemple, la séparation des muons et des pions n'est possible qu'au seuil des pions dans le radiateur gazeux, pour une impulsion de l'ordre de 2.5 GeV/c (voir figure 3.12). Quant aux électrons, ils ne sont plus identifiables par le RICH au-delà de 2.5 GeV/c (figure 3.12). L'identification des muons est assurée par les chambres à μ et la signature d'un électron se fait en combinant l'information de la TPC avec celle du calorimètre électromagnétique.

Par les chambres à muons

L'identification des muons se fait dans les chambres à μ qui est le détecteur le plus externe de DELPHI. Elle utilise le fait que les muons sont très pénétrants et traversent une grande profondeur de matière avant d'être absorbés.

La couverture cylindrique des chambres à μ dans la partie centrale ($52^o < \theta < 128^o$) se fait par trois couches comprenant en tout 1372 chambres à dérive. La première couche est insérée dans la culasse de l'aimant après 90 cm de fer du calorimètre hadronique. Les deux autres couches sont situées à l'extérieur de l'aimant après 20 cm de fer supplémentaires et elles sont disposées en quinconce de manière à se recouvrir. Selon son angle d'incidence, une particule va ainsi traverser 1 à 3 chambres.

Les électrons produits par ionisation au passage d'une particule dérivent vers le milieu de la chambre où ils sont collectés sur un fil d'anode. Ce signal permet de connaître la position en $R-\phi$ de la trace avec une résolution de 1 mm à partir de la mesure du temps de dérive des électrons. Quant à la coordonnée z, elle est déduite des deux temps mesurés aux deux extrêmités d'une ligne de retard. La résolution atteinte en z est de l'ordre du cm.

Un algorithme d'identification des muons est fourni dans DELPHI [6]. La plupart des hadrons sont stoppés dans le calorimètre hadronique alors que tous les muons de plus de 2 GeV/c sont censés le traverser sans être absorbés. L'identification d'un μ est basée sur le nombre de chambres à μ touchées et sur la comparaison des paramètres des trajectoires mesurés dans les détecteurs de traces puis extrapolés vers les chambres à μ, avec les coups enregistrés dans ces chambres. Par exemple les particules produites par l'interaction d'un π^+ dans la matière avant les chambres à μ n'ont pas de segments de trace leur correspondant dans les détecteurs centraux. Dans ce cas, la trace observée dans la chambre à μ est décalée et déviée par rapport aux segments reconstruits dans les détecteurs centraux. La réponse de l'algorithme d'identification est sous la forme d'un mot pouvant prendre cinq états :

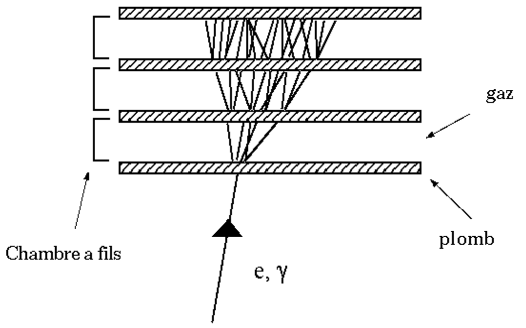
- trace incompatible avec l'hypothèse muon,
- muon identifié par des critères *très faibles*, *faibles*, *standards* ou *forts*.

Ces critères sont décrits dans [6]. Par exemple, l'efficacité de sélectionner un muon avec le critère *faible* est de 92.2 % pour un lot de $Z \to \mu^+\mu^-$, avec une efficacité de réjection de 98.6 % des hadrons (déterminé à partir d'un lot de $Z \to \tau^+\tau^-$ avec $\tau \to 3\pi\nu_\tau$).

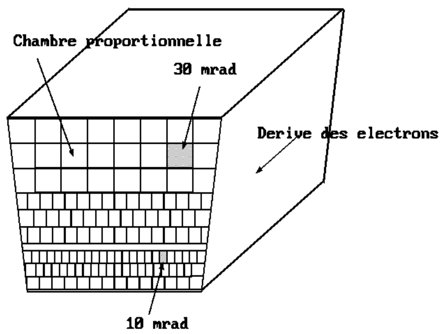
Par le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (HPC pour High density Projection Chamber) assure l'identification des électrons pour $43^o < \theta < 137^o$. Il est sectionné en 6 anneaux suivant z, chaque anneau comportant 24 modules azimutaux. Un module est constitué de 41 couches de plomb séparées par des couches de 8 mm d'un mélange de gaz composé d'argon et de méthane (cf. figure 3.14). La profondeur de plomb traversé par une particule représente 18 longueurs de radiation X_0.

Un électron traversant le matériau absorbant y développe une gerbe de particules par interaction électromagnétique. Les particules ainsi créées ionisent le gaz et les charges d'ionisation dérivent suivant z vers un plan de fils et de pavés cathodiques situé à l'extrémité du module. Le principe de détection des charges d'ionisation est le même que dans la TPC.



(a) Gerbe électromagnétique développée lors du passage d'un électron ou d'un photon dans le matériau absorbant de la HPC.



(b) Vue schématique d'un module de la HPC.

FIG. 3.14 – *Le calorimètre électromagnétique.*

La HPC permet de reconstruire la gerbe dans les trois dimensions grâce à l'information recueillie sur les 9 rangées de pavés cathodiques et de mesurer son énergie à partir de l'amplitude des signaux recueillis sur les fils. La granularité est de 1^o en ϕ et 4 mm suivant z, et la résolution sur l'énergie de la gerbe électromagnétique est de :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{32\%}{\sqrt{E}} \oplus 4.3\% \quad \text{avec } E \text{ en GeV} \tag{3.10}$$

L'identification d'un électron est basée sur les mesures de la TPC et de la HPC qui sont indépendantes et complémentaires. Les critères permettant de signer un électron sont les suivants :

- Un électron est caractérisé par $E/P \simeq 1$, où E est l'énergie de l'électron mesurée dans la HPC et P son impulsion mesurée dans les détecteurs de reconstruction des trajectoires.
- La forme longitudinale de la gerbe est comparée à la forme attendue pour un électron.
- La perte linéïque d'énergie dans la TPC d'un électron de plus de 2 GeV/c est plus élevée que celle d'une autre particule de même impulsion.

Pour reconstruire les D_s-lepton dans notre analyse nous ne voulons pas sélectionner les électrons issus de processus de conversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ou de la désintégration d'un π^0. La matière avant la HPC représente $0.8X_0/\sin\theta$ et 40 % des photons se sont convertis avant d'atteindre le calorimètre. Un algorithme d'identification des électrons et de reconstruction des électrons de conversion est fourni par DELPHI.

Par exemple l'efficacité de sélectionner un électron de plus de 3 GeV/c dans un jet hadronique avec le critère *faible* est de 85 % avec une probabilité de se tromper de 1.6 % (d'après l'étude d'un lot de $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$).

3.2.4 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement a deux buts : désencombrer le système d'acquisition et n'enregistrer que les événements intéressants. En effet, seul un croisement de faisceaux sur 10 000 environ produit un boson Z. Le déclenchement de DELPHI est à 4 niveaux de plus en plus sélectifs, organisés en deux parties :

- la première étape (T_1 et T_2) est synchrone avec le croisement des faisceaux (BCO pour Beam Cross Over). La décision de rejet de l'événement est prise au niveau des détecteurs.
- la seconde étape (T_3 et T_4) est asynchrone, elle est le résultat d'un premier traitement des données.

• T_1 donne sa réponse dans les 3 μs après le BCO. Il fait intervenir les détecteurs à réponse rapide comme l'ID, l'OD, les FCA et FCB, les calorimètres, les chambres à μ cylindriques, les compteurs de temps de vol (TOF et HOF) et les luminomètres (STIC et VSAT). Il est basé sur la recherche grossière de traces et la mesure de l'énergie dans les calorimètres. Dans le cas d'une réponse négative de T_1, la remise à zéro des détecteurs est très rapide et permet le traitement de la collision suivante.

• T_2 donne une réponse dans les 39 μs après le BCO en utilisant l'information de détecteurs à temps de dérive comme la TPC, la HPC et les chambres à μ avant, en plus de l'information des détecteurs cités pour T_1. La réponse est positive pour environ 1 % des réponses positives T_1 et entraîne la perte de la collision suivante. A la fin de cette étape du déclenchement il reste encore 80 % de fond, constitué essentiellement de rayons cosmiques ou d'interactions entre un électron du faisceau et le gaz résiduel.

• Le déclenchement de T_3 se fait en ligne grâce à un programme d'analyse primaire des données collectées par chaque détecteur. Sa durée est de l'ordre de 30 ms. Il garde environ la moitié des réponses positives T_2.

• Le dernier niveau de déclenchement rejette encore de l'ordre de la moitié des événements gardés par T_3 et nécessite quelques centaines de ms. Il procède à une première reconstruction des trajectoires à partir des données brutes.

L'efficacité finale du déclenchement de DELPHI pour les Z s'étant désintégrés en hadrons ou en leptons est supérieure à 99.9 % dans l'acceptance angulaire $20^0 < \theta < 160^0$.

3.2.5 L'acquisition des données

Chaque fois que les quatre niveaux du système de déclenchement donnent une réponse positive, il faut transférer les données. Le système d'acquisition de DELPHI est capable de lire 200 000 canaux électroniques, et ce jusqu'à 20 fois par seconde.

Les signaux électriques en provenance de chaque détecteur sont numérisés et dirigés vers des mémoires tampons. Ces mémoires tampons sont très rapidement vidées et remises à zéro à chaque réponse négative de T_1 ou T_2, de façon à pouvoir traiter la collision suivante. Dans le cas contraire, leur contenu est acheminé vers une mémoire globale. C'est à ce moment que les systèmes de déclenchement de troisième et quatrième niveau vont intervenir et analyser le contenu de cette mémoire. S'il est finalement décidé de garder l'événement, les données brutes de la mémoire globale sont copiées sur disque puis enregistrées sur bande magnétique.

Bibliographie

[1] P. Aarnio *et al.*, DELPHI coll., Nucl. Inst. Meth. **A 303** (1991) 233.

[2] P. Abreu *et al.*, DELPHI coll., CERN-PPE/95-194, 1995, to be submitted to Nucl. Inst. Meth.

[3] DELPHI coll., G.V. Borisov, note interne, 08-1994.

[4] Laurent Chevalier, Thèse de doctorat de l'Université de Paris XI Orsay (1992).

[5] C. Bourdarios, contribution à : XXVII International Conference on High Energy Physics, Glasgow, Ecosse, 20-27 juillet 1994.

DELPHI 94-112 PHYS 429.

[6] DELPHI 95-140 PHYS 565.

Chapitre 4

Etiquetage du méson B_s^0 produit

Disposant d'un candidat B_s^0, nous voulons connaître la charge du quark b le constituant au moment de sa production. Le présent chapitre expose l'étude qui a été réalisée pour trouver un indicateur de cette charge. L'idée de départ était d'utiliser des kaons pour profiter de la bonne identification des mésons par le RICH de DELPHI. Cependant l'efficacité des étiquetages mis au point est faible. La méthode finalement choisie est la charge du jet, et la majeure partie de ce chapitre lui est consacrée.

4.1 Production du méson B_s^0 au LEP

Dans un premier temps nous allons étudier le mode de production du B_s^0 afin de déterminer si d'autres particules produites dans l'événement ont gardé la mémoire de la nature de ce méson. Puis nous verrons comment utiliser cette information pour étiqueter le B_s^0 produit.

4.1.1 Les mécanismes de production des quarks b

La désintégration du boson Z

Les données utilisées pour notre étude ont été collectées à une énergie voisine de 91 GeV. La création de hadrons à la suite de l'annihilation e^+e^- à cette énergie passe par la production puis la désintégration d'un boson Z en une paire de quark-antiquark. Les désintégrations hadroniques du Z représentent environ 70 % de ses désintégrations. Notre intérêt se portera plus particulièrement sur la production d'une paire de quarks b. La fraction de paires $b\bar{b}$ est mesurée par les expériences au LEP et SLD [1] :

$$\frac{\Gamma(Z \to b\bar{b})}{\Gamma(Z \to q\bar{q})} = 0.2216 \pm 0.0017 \tag{4.1}$$

De 1991 à 1994 DELPHI a enregistré 3.2 millions de Z s'étant désintégrés en hadrons, nous disposons donc de l'ordre de 700 000 paires de quarks b pour étudier les oscillations.

Le rayonnement d'un gluon et sa désintégration

Des paires de quarks additionnelles peuvent être créées à partir de gluons rayonnés par l'un des deux quarks initiaux. Outre le fait que ce processus radiatif est d'ordre supérieur, la production de quarks b est défavorisée par leur masse élevée. Il en va de même, dans une moindre mesure, pour les quarks c qui sont moins lourds que les b. Les hadrons beaux sont donc constitués dans la plupart des cas à partir d'un quark initial.

Différents calculs prédisent le taux de production de paires de quarks b ou c par rayonnement de gluons. Des calculs exacts à l'ordre du logarithme dominant, combinés à des techniques de resommation logarithmique à l'ordre suivant [2] prédisent à la masse du Z :

$$\begin{aligned} \frac{N_{gluons \to c\bar{c}}}{N_{Z \to q\bar{q}}} &\simeq 1.3\ \% \\ \frac{N_{gluons \to b\bar{b}}}{N_{Z \to q\bar{q}}} &\simeq 0.2\ \% \end{aligned} \tag{4.2}$$

Ainsi 8 % des paires de quarks c et 0.8 % des paires de quarks b sont produites par un gluon rayonné.

Les mesures expérimentales d'OPAL [3] confirment ces prédictions théoriques. Une première analyse est basée sur la reconstruction du méson D^* en utilisant le canal de désintégration $D^{*+} \to D^0\pi^+$ suivi de $D^0 \to K^-\pi^+$. A partir de différentes coupures basées sur l'énergie emportée par le D^*, la présence d'un lepton, la topologie des événements et l'information du temps de vie, on distingue les différentes origines des D^* reconstruits : $Z \to c\bar{c} \to D^*$, $Z \to b\bar{b} \to c\bar{c} \to D^*$, $g \to c\bar{c} \to D^*$ et enfin $g \to b\bar{b} \to c\bar{c} \to D^*$. Dans une deuxième analyse, des événements présentant une topologie à trois jets sont selectionnés. Le jet le moins énergique est supposé être le jet gluonique et la présence d'un lepton est exigée pour étiqueter sa saveur. Le résultat expérimental final pour la production de paires de quarks lourds par des gluons est :

$$\begin{aligned} \frac{N_{gluons \to c\bar{c}}}{N_{Z \to q\bar{q}}} &= 2.38 \pm 0.48\ \% \\ \frac{N_{gluons \to b\bar{b}}}{N_{Z \to q\bar{q}}} &= 0.30 \pm 0.12\ \% \end{aligned} \tag{4.3}$$

Ce résultat est la première mesure expérimentale confirmant la production non nulle mais faible de saveurs lourdes lors de la hadronisation dans les collisions e^+e^-.

4.1.2 Hadronisation

Il n'a jamais été observé de quarks à l'état libre. Ce phénomène est appelé le confinement. Par contre l'annihilation d'une paire e^+e^- entraîne la création d'une multitude de hadrons sous forme de jets. Ce phénomène est décrit théoriquement par la ChromoDynamique Quantique QCD. Dans cette théorie, chaque quark porte une couleur ou une anti-couleur alors que les particules physiques sont des objets sans couleurs ou "blancs". La particule portant la force (le gluon), porte aussi la charge (la couleur), contrairement à l'électrodynamique quantique. Il existe trois couleurs et leur trois anti-couleurs correspondantes. Le blanc s'obtient de deux manières :

- en superposant toutes les couleurs. On obtient ainsi des baryons, formés de trois quarks de couleurs différentes ;
- en ajoutant son anti-couleur à une couleur, on forme ainsi les mésons.

Puisque chaque quark produit est coloré, il va devoir "s'habiller", c'est-à-dire s'attacher à d'autres quarks de façon à créer un objet blanc. Cette phase s'appelle la fragmentation, ou encore la hadronisation car il y a formation de hadrons à partir du quark. Ces autres quarks sont, quant à eux, créés par paires $q\bar{q}$ grâce à l'énergie apparaissant lors de l'éloignement des deux quarks initiaux. Ce processus est non perturbatif car il fait intervenir des faibles moments transférés. L'augmentation de la force de couplage κ entre deux quarks avec la distance est modélisée par un potentiel de la forme :

$$V(r) = \frac{-a}{r} + \kappa\, r \quad \text{avec } \kappa > 0 \tag{4.4}$$

La figure 4.1 résume les différentes phases menant à la création des hadrons au LEP.

4.1.3 Le méson B_s^0

Nous avons vu jusqu'ici le processus $e^+e^- \to Z \to b\bar{b} \to h_b h_{\bar{b}} + X$ où h_b désigne un hadron beau. Pour produire un B_s^0, le quark se liant au quark b initial doit être un quark s. Ce quark étant plus lourd que les quarks u et d produits lors de la hadronisation, il y a plus souvent production d'un méson B_d^0 ou B^+ que d'un méson B_s^0. La fréquence observée pour la production de ces trois mésons beaux respecte la hiérarchie des masses des quarks u, d et s :

$$B^+/B_d^0/B_s^0 \simeq 4/4/1 \tag{4.5}$$

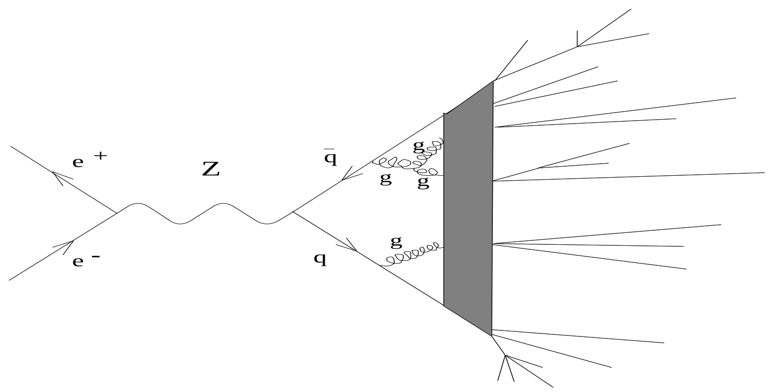


FIG. 4.1 – *Création de hadrons à l'énergie de LEP I. Le boson Z se désintègre en une paire de quark-antiquark, il y a par ailleurs création possible d'autres paires $q\bar{q}$ à partir de gluons rayonnés par les partons. Ces quarks s'habillent ensuite en hadrons grâce à l'énergie disponible lors de l'éloignement des quarks initiaux. La partie grisée représente la phase non perturbative qui est l'habillage des quarks.*

Les mésons B^+ et B_d^0 sont abondamment produits depuis leur mise en évidence en 1980 et leurs caractéristiques sont bien connues. L'existence du méson B_s^0 a été confirmée dans un premier temps par des effets indirects. Ainsi, l'expérience UA1 [4] observait plus de dileptons de même signe caractérisant les oscillations des B^0 que les expériences à l'$\Upsilon(4S)$, car le B_s^0 n'est pas produit dans ces dernières. Les premières reconstructions semi-exclusives ont été faites à partir de 1991 par les expériences LEP [5]. L'étude du méson B_s^0 est donc très récente et en plein développement.

Les mesures des taux relatifs de production des différents hadrons beaux sont entachées d'une grande incertitude. Leur mesure est présentée dans le § 2.2.3 (équations 2.18), les ordres de grandeur utilisés dans la simulation sont les suivants :

$$\begin{array}{rcl} R(b \to b\bar{d}) & \simeq & 40\,\% \\ R(b \to b\bar{u}) & \simeq & 40\,\% \\ R(b \to b\bar{s}) & \simeq & 12\,\% \\ R(b \to \text{baryons}) & \simeq & 8\,\% \end{array} \tag{4.6}$$

L'habillage du quark b par un quark $\bar{s}$ peut former un B_s^{**0} qui se désintègre en méson beau non étrange, un $B_s^{*0} \to B_s^0$ ou un B_s^0 (en négligeant les autres états comme par exemple les $B^{'}$). La fraction de B_s^0 est de l'ordre de 10 %.

A partir des 700 000 paires $b\bar{b}$, nous disposons donc pour étudier les oscillations de $0.1 \times 2 \times 700000 \simeq 140000$ mésons B_s^0 produits.

4.2 Simulation de la production des hadrons

L'usage d'événements simulés permet de mettre au point les analyses en physique des particules. Cette simulation consiste en la génération de particules suivie de leur désintégration et enfin par leur passage dans le détecteur. L'intérêt est de déterminer la réponse du détecteur (c'est-à-dire ce que l'on observe) pour un processus dont nous connaissons tout : l'origine et la nature de chaque particule, leur charge, leur impulsion, ainsi que ces mêmes caractéristiques après avoir été reconstruites dans le détecteur. Deux principaux problèmes apparaissent pour générer ces particules :

- le grand nombre de particules (plusieurs dizaines) présentes dans l'état final. Le nombre de degrés de liberté est trop grand pour permettre des calculs exacts du processus total.

- la compréhension limitée de QCD non perturbative, nécessaire lors de la phase de création des hadrons à partir des quarks.

Différents modèles phénoménologiques sont utilisés pour la simulation. Nous exposons dans la suite ceux adaptés à LEP et utilisés par la collaboration DELPHI.

• La première étape est l'annihilation d'une paire e^+e^- en un boson Z qui se désintègre en une paire $q\bar{q}$. Ces quarks initiaux peuvent ensuite rayonner des gluons, lesquels produisent à leur tour des partons (quarks ou gluons). Cette étape, bien que perturbative, pose un problème lié au grand nombre de partons possibles dans l'état final. Le modèle utilisé est celui des *gerbes partoniques* [6], qui permet le calcul pour un grand nombre de partons finals. Il est basé sur le calcul des probabilités de transition $q \to qg$, $g \to gg$ et $g \to q\bar{q}$ données par les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi.

• La deuxième étape est celle de la hadronisation des partons en hadrons singulets de couleur, qui est non perturbative. Le groupe de Lund a développé un modèle appelé *fragmentation de la corde*, qui est celui utilisé par DELPHI au travers du programme de simulation Monte-Carlo JETSET 7.3 [7]. Le point de départ est le confinement des quarks aux grandes distances. Ce phénomène est illustré par un tube de flux de couleur tendu entre q et $\bar{q}$ appelé *corde*. Un quark est représenté par une extrêmité de la corde. Lorsque les deux quarks s'éloignent, l'énergie de la corde augmente jusqu'à ce qu'elle soit suffisante pour créer une nouvelle paire de quarks en cassant la corde. Ainsi, chaque hadron est formé par le quark d'une coupure de corde et l'antiquark de la coupure adjacente. Quant aux baryons, ils sont formés par un quark et un "diquark". Si l'énergie de la corde est suffisante, il peut y avoir création d'une paire de diquark-antidiquark.

La figure 4.2 illustre la création de hadrons dans le modèle de fragmentation de la corde.

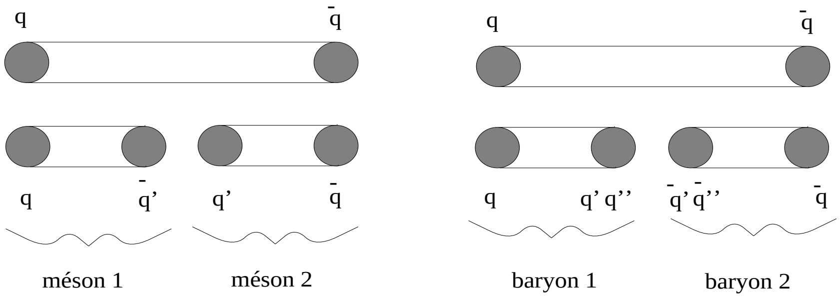


FIG. 4.2 – *Création de mésons et de baryons dans le modèle de fragmentation de la corde.*

Fraction d'énergie-impulsion emportée par le hadron

La fraction d'énergie emportée par le hadron contenant le quark primaire est une fonction croissante de la masse de ce quark. Cette fraction d'énergie est appelée x_E :

$$x_E = \frac{E_{hadron}}{E_{faisceau}} \tag{4.7}$$

Une autre variable est aussi utilisée, il s'agit de la variable z invariante de Lorentz :

$$z = \frac{(E + P_{//})_{hadron}}{(E + P_{//})_{quark}} \tag{4.8}$$

Ces deux quantités sont très voisines. Elles diffèrent cependant lorsque le quark initial rayonne un gluon avant de se hadroniser. La grandeur physique directement mesurable est x_E puisque nous connaissons l'énergie du faisceau, tandis que z est la variable utilisée pour modéliser le processus de hadronisation. Des modèles ont été développés pour reproduire la distribution de x_E observée dans les données. Pour les quarks légers u, d, et s, la fonction symétrique de fragmentation de Lund [8] est utilisée :

$$f(z) = \frac{1}{z}(1-z)^a \exp\left(\frac{-b(m^2 + {p_\perp}^2)}{z}\right) \tag{4.9}$$

L'accord avec les données est obtenu pour les valeurs $a \simeq 0.5$ et $b \simeq 0.9\mathrm{GeV}^{-2}$.

Cette fonction ne donne pas des résultats satisfaisants dans le cas des quarks b et c, dont le spectre d'énergie modélisé est trop dur. A partir d'un calcul perturbatif en mécanique quantique, Peterson *et al.* [9] obtiennent de meilleurs résultats pour les quarks lourds. Le quark lourd initial Q provenant directement de la désintégration du Z se fragmente en un hadron $Q\bar{q}$ et un quark léger q. Ils aboutissent à la fonction de fragmentation :

$$f(z) = \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z})^2} \tag{4.10}$$

où $\epsilon_Q = (m_q/m_Q)^2$. L'accord avec les données est obtenu pour [10] $\epsilon_b = (2.25 \pm 0.75) \times 10^{-3}$ et $\epsilon_c = (3.96 \pm 1.00) \times 10^{-2}$, mais ces valeurs dépendent des autres paramètres utilisés pour simuler les événements. La différence induite par le quark léger q est négligeable au premier ordre et la fonction de fragmentation est la même pour tous les mésons beaux. La figure 4.3 représente la fonction de fragmentation modélisée à partir de ces deux fonctions.

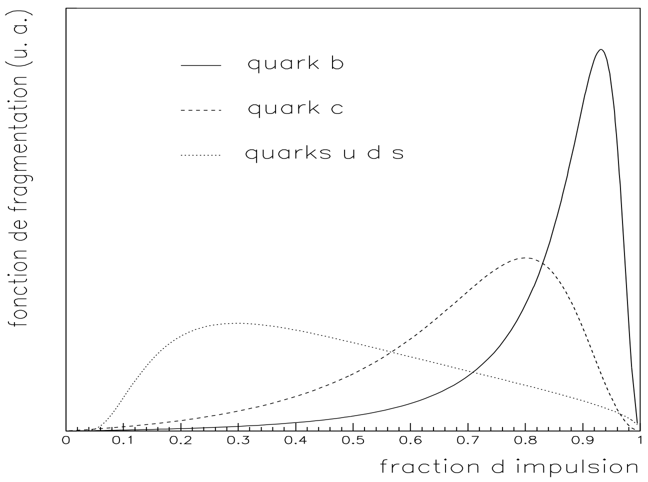


FIG. 4.3 – *Fonction de fragmentation des différentes saveurs de quarks : plus le quark primaire est lourd, plus l'énergie moyenne du hadron qui le contient est élevée.*

4.3 Comment étiqueter le méson B_s^0 produit ?

Tout au long de ce chapitre nous faisons l'hypothèse que nous disposons d'un lot de mésons B_s^0 à étiqueter. La sélection de tels événements sera abordée dans le chapitre suivant. L'étiquetage du B désigne la détermination de la charge du quark b le constituant. Il utilise les corrélations entre les charges des autres particules créées dans l'événement avec la charge du quark à étiqueter. Nous nous intéressons ici à l'étiquetage du B_s^0 à la production.

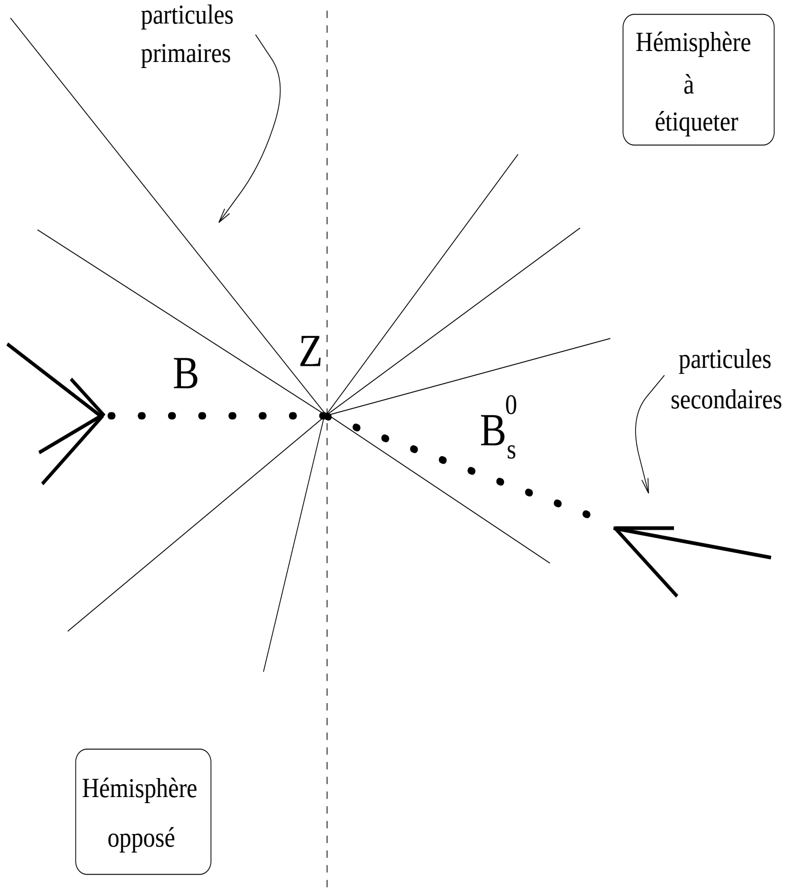


FIG. 4.4 – *Particules de l'état final pouvant être utilisées pour étiqueter le B^0 produit. Nous pouvons distinguer différentes familles de particules : les particules primaires ou secondaires, de l'hémisphère du méson à étiqueter ou de l'hémisphère opposé.*

La figure 4.4 illustre les différentes sources d'information utilisables : l'information portée par les particules de l'hémisphère opposé au méson à étiqueter, celle des particules du même hémisphère, ou enfin des particules de tout l'événement. On peut aussi distinguer les particules primaires, c'est-à-dire celles ayant été créées durant le processus de hadronisation du quark b, et les particules secondaires provenant de la désintégration du hadron beau. Pour choisir entre les différentes stratégies il faudra tenir compte de leur efficacité, dépendant souvent du dispositif expérimental.

Dans la suite il sera souvent question d'hémisphère du méson à étiqueter et d'hémisphère opposé. Ces deux hémisphères sont séparés par un plan orthogonal à l'axe $\overrightarrow{T}$ de la poussée de l'événement, défini par l'axe privilégié suivant lequel les impulsion vectorielles des particules sont alignées :

$$\overrightarrow{T} = \max \sum_i \overrightarrow{P_{//i}} \tag{4.11}$$

Conséquences de l'oscillation du B^0

La dépendance de l'étiquetage en fonction de l'oscillation d'un éventuel méson B^0 est plus ou moins importante selon la stratégie utilisée :

- **En utilisant uniquement l'information des particules primaires, on s'affranchit de toute oscillation.** Les particules primaires sont produites au moment de la hadronisation et leur charge est donc uniquement corrélée au signe de la charge du quark b composant le hadron produit. Le fait que ce hadron oscille ou non par la suite ne change pas leur charge.

- **S'il y a des particules secondaires de l'hémisphère opposé, la dépendance sera faible.** Ces particules ont des charges corrélées au signe de la charge du quark b composant le hadron se désintégrant. Il y a donc une dépendance en fonction de l'oscillation du méson de l'hémisphère opposé. L'effet est cependant faible car il faut que le hadron opposé soit un méson beau neutre. La fraction des événements beaux à étiqueter qui sont affectés par l'oscillation dans l'hémisphère opposé est :

$$\begin{array}{ccccccccc} & P(b \to B_s^0) & \times & P(B_s^0 \to \bar{B}_s^0) & + & P(b \to B_d^0) & \times & P(B_d^0 \to \bar{B}_d^0) \\ \simeq & 0.1 & \times & 0.5 & + & 0.4 & \times & 0.2 \end{array}$$

  ce qui correspond à 13 % des cas.

- **S'il y a des particules secondaires de l'hémisphère étiqueté, la dépendance en fonction de l'oscillation sera forte.** Comme dans le cas précédent, la pureté de l'étiquetage dépend de l'oscillation du méson. Dans ce cas les particules secondaires sont toujours produites par un B_s^0, dont la probabilité d'osciller est proche de 50 %. La dépendance en fonction de l'oscillation est donc beaucoup plus forte.

Ces diverses approches pour étiqueter la nature du B^0 produit ont été étudiées. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'étiquetage par le kaon primaire accompagnant la production d'un B_s^0, mais nous avons rapidement choisi d'arrêter cette étude étant donné la faible efficacité de cette méthode. Nous avons alors étudié l'information des particules issues de la désintégration du hadron beau opposé, mais sans obtenir de résultats satisfaisants.

Dans la suite de ce chapitre, nous résumons brièvement les résultats obtenus pour ces deux méthodes d'étiquetage. Nous détaillons ensuite l'étude faite de la méthode de la charge du jet qui a été choisie pour notre analyse.

4.4 Utilisation du kaon primaire de l'hémisphère étiqueté

Principe

Le méson B_s^0 est créé par habillage d'un quark b provenant de la désintégration du boson Z. Il partage une paire de quarks $s\bar{s}$ avec un autre méson, ou plus rarement avec un baryon. Cette particule sera appelée par la suite le méson *corrélé*. Ce dernier va être formé du quark s et d'un quark léger : u et d essentiellement, mais aussi s dans 1 cas sur 7. Il s'agit donc le plus souvent d'un kaon, et lorsqu'il est chargé, le signe de sa charge est corrélé au signe de la charge du quark b contenu dans le B_s^0. Nous désignerons aussi par *corrélés* les kaons provenant de la désintégration du K^* ou du ϕ partageant la paire de quarks $s\bar{s}$ avec le B_s^0. La figure 4.5 représente la corrélation entre la charge du K et la nature du B_s^0 produit.

Lorsque le kaon corrélé est produit par un ϕ, les deux signes de charge sont présents. La probabilité de se tromper est alors de 50 %. Les kaons corrélés neutres et chargés sont équiprobablement créés, nous pouvons donc étiqueter au maximum la moitié des mésons B_s^0 produits. L'efficacité de l'étiquetage est aussi réduite par la probabilité de créer un baryon pour partager la paire de quarks $s\bar{s}$ avec le B_s^0, mais elle est faible.

L'étiquetage par un kaon primaire enrichit en B_s^0 par rapport aux autres mésons beaux. En effet, la présence du kaon nécessite la création d'une paire $s\bar{s}$, qui est plus rare que $u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$. En tenant compte des taux de production f_q de chaque méson B_q donnés par les relations 4.6, on conclut que ce kaon sera “voisin” de manière équiprobable d'un B_s^0, d'un B_d^0 ou d'un B^+. Il faut avoir une bonne connaissance de la composition du lot étiqueté car le kaon primaire étiquette avec la charge opposée les mésons B_d^0 et B^+ et le B_s^0 (voir figure 4.6).

Résultats

Les possibilités d'étiquetage par le kaon primaire sont étudiées sur les événements simulés uniquement, en supposant une identification parfaite des particules. Les kaons considérés ayant une impulsion moyenne d'environ 2.5 GeV/c (voir figure 4.7), le radiateur liquide du RICH est nécessaire pour les identifier. La statistique disponible avec le RICH-liquide étant trop faible au moment où a

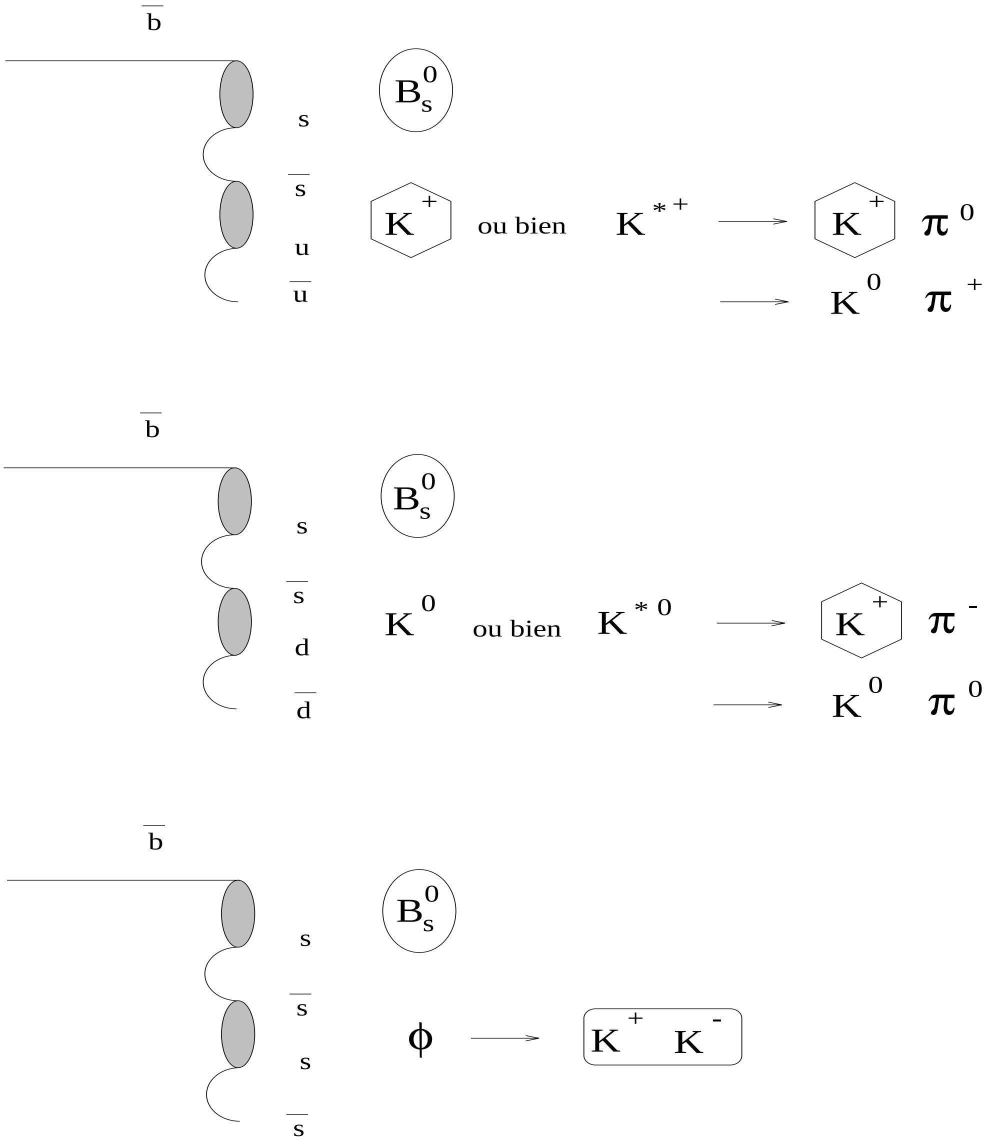


FIG. 4.5 – *Le méson chargé partageant une paire de quarks $s\bar{s}$ avec le B_s^0 a une charge corrélée à la nature du quark b contenu dans le B_s^0. Un B_s^0 est généralement accompagné d'un K^+.*

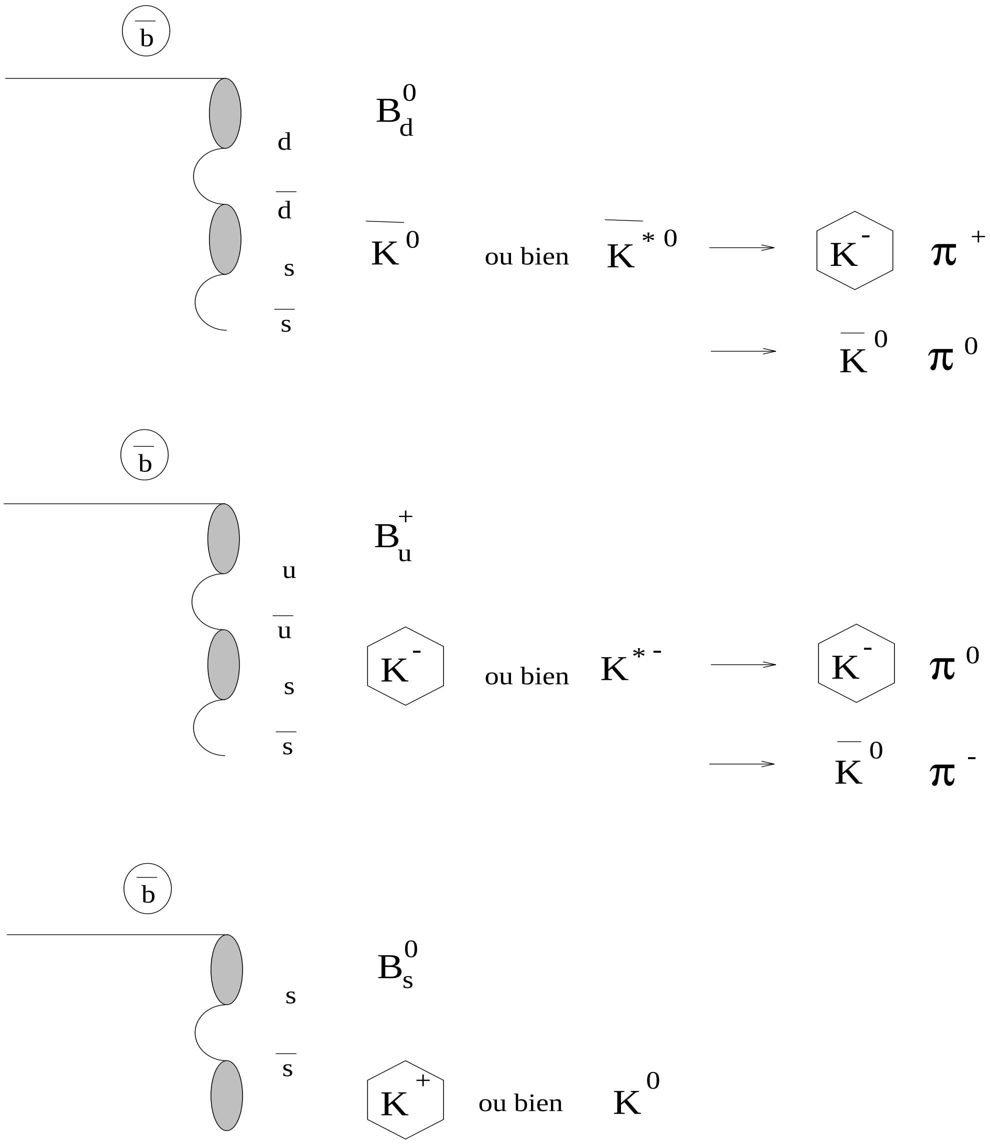


FIG. 4.6 – *Corrélation de charge entre les différents mésons beaux et le kaon primaire. Le quark $\bar{b}$ est étiqueté par un K^- si ce quark s'est hadronisé en mésons B_d^0 ou B^+, alors qu'il est étiqueté par un K^+ s'il s'est hadronisé en B_s^0.*

été menée cette étude, les résultats obtenus au niveau du générateur n'ont pas été testés dans les données.

En sélectionnant le kaon chargé le plus énergique de l'hémisphère du B_s^0 tel que l'angle entre la ligne de vol du B_s^0 et le kaon soit inférieur à 0.8 rad, la pureté de l'étiquetage est de 84.8 ± 0.8 % pour une efficacité de 48.0 ± 1.0 % (les erreurs sont dues à la statistique Monte-Carlo étudiée). La pureté correspond au nombre de B_s^0 étiquetés pour lesquels la réponse de l'étiquetage est exacte, par rapport à tous les B_s^0 étiquetés ; l'efficacité correspond à la fraction de B_s^0 pouvant être étiquetés. Les kaons venant d'un ϕ induisent 3 % de mauvais étiquetages. Les kaons issus de la désintégration du B_s^0 sont rejetés car nous supposons avoir reconstruit le méson B_s^0. Nous verrons dans le chapitre suivant que c'est le cas lorsque l'on reconstruit le $D_s^+\ell^-$.

La pureté de l'étiquetage augmente avec l'énergie du B_s^0. En effet, plus le B_s^0 est énergique, moins il reste d'énergie pour les particules de la hadronisation et la multiplicité de l'hémisphère du B_s^0 baisse. L'amélioration observée est cependant faible : la pureté est de 88 % pour une énergie minimale du B_s^0 de 30 GeV/c par exemple.

Pour éliminer des mauvais étiquetages, nous avons utilisé le fait qu'en présence d'un B_s^0, la charge totale en kaons de l'hémisphère est majoritairement positive, et négative dans le cas d'un $\bar{B}_s^0$. L'étiquetage par la charge en kaons de l'hémisphère permet d'atteindre une pureté de 85.4 ± 0.8 % pour une efficacité de 66.1 ± 0.8 %. Une charge nulle en kaons de l'hémisphère ne permet pas de décider de la nature du B_s^0. En exigeant concordance des deux étiquetages, kaon et charge en kaons, la pureté est de 90.6 ± 0.7 % pour une efficacité de 38.6 ± 0.7 %.

Ces résultats sont obtenus pour une identification parfaite et seront donc délavés lorsqu'il faudra identifier les kaons et tenir compte de la réponse du détecteur. La faible efficacité de cette méthode nous a conduit à l'abandonner.

4.5 Utilisation des particules secondaires de l'hémisphère opposé

Principe

Nous avons aussi étudié des méthodes basées sur des kaons plus énergiques, identifiables par le RICH-gazeux ou la TPC. C'est le cas des kaons de l'hémisphère opposé issus de la cascade $b \to c \to s$, dont l'impulsion moyenne est d'environ 5.5 GeV/c. La figure 4.7 montre le spectre d'impulsion des kaons primaires et secondaires.

Les particules secondaires sont corrélées au méson se désintégrant dans le même hémisphère ou au méson produit dans l'hémisphère opposé. La figure 4.8

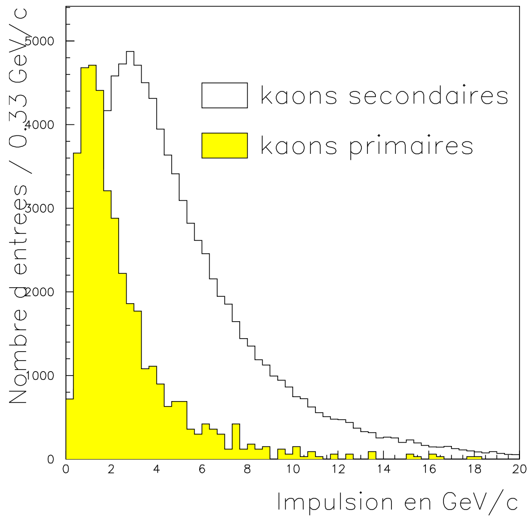


FIG. 4.7 – *Comparaison du spectre d'impulsion des kaons primaires et secondaires (la normalisation des deux distributions est arbitraire).*

montre qu'un antiméson $\bar{B}^0$ produit est corrélé avec un K^+ opposé. Contrairement à l'étiquetage par le kaon primaire, les mésons B_s^0 ou B_d^0 sont étiquetés par le même signe de charge du kaon.

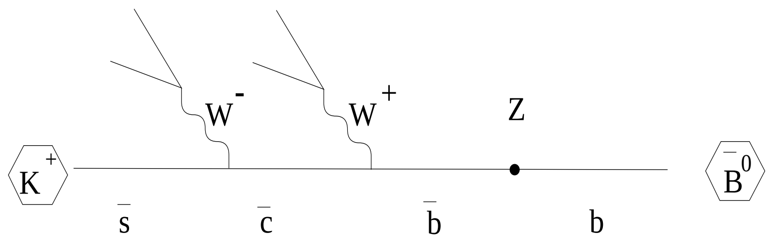


FIG. 4.8 – *Corrélation de charge entre le méson beau et le kaon secondaire opposé.*

Les principales sources de mauvais étiquetages sont : le kaon secondaire issu d'un $\phi \to K^+K^-$, la désintégration du méson B en deux mésons D et l'oscillation du méson opposé.

Résultats

Jusqu'à des impulsions de l'ordre de 3 GeV/c, l'identification des kaons nécéssite la partie liquide du RICH, nous nous plaçons donc au-delà de 3 GeV/c. Cette étude a été faite dans les événements simulés uniquement. Dans un premier temps nous supposons identifier parfaitement les particules pour avoir une idée de l'effet de la nature de la particule utilisée.

La trace la plus énergique de plus de 3 GeV/c dans l'hémisphère opposé au méson B^0 est sélectionnée. Son signe est comparé à celui du quark primaire contenu dans le méson produit. Les résultats obtenus vont dépendre des fréquences d'oscillation : les paramètres de l'oscillation utilisés sont $x_d = 0.7$ et $x_s = 10$. Les résultats sont résumés dans le tableau suivant, les erreurs indiquées sont les erreurs statistiques :

Nature de la particule	Pureté en %
kaon	72.6 ± 1.0
proton	54.1 ± 2.2
pion	55.4 ± 0.8

L'étiquetage d'un hadron B^0 contenant un antiquark $\bar{b}$ se fait par un π^-, un K^- ou un proton. La même charge de proton et de kaon n'étiquette donc pas la même charge de quark. Ce phénomène est gênant car il est impossible de séparer les kaons des protons entre 3 et 9 GeV/c, domaine d'impulsion où le RICH fonctionne en veto contre les pions (cf. § 3.2.2).

La conclusion est qu'il faut identifier le kaon car les autres traces ne portent quasiment pas d'information. Nous appelons un kaon une trace identifiée (voir le § 3.2.2 pour les définitions) :

- de façon au moins *standard* par le RICH,

- ou ayant $-4 < \text{pullK} < 1$ dans la TPC.

Pour améliorer l'efficacité lorsque la trace la plus énergique n'est pas identifiée en tant que kaon, la deuxième trace la plus énergique est sélectionnée s'il s'agit d'un kaon. Cela ne détériore pas la pureté :

Identification	Pureté en %	Efficacité en %
kaon	62.6 ± 1.1	19.7 ± 0.4
kaon (1^{ere} ou 2^{eme} la plus énergique)	62.0 ± 0.9	31.8 ± 0.5
non identifiée	59.6 ± 0.5	90.2 ± 0.3

Le fait de ne plus supposer une identification parfaite des kaons entraîne une diminution nette de la pureté. Le lot des candidats kaons est pollué par les pions et les protons en proportions équivalentes. La probabilité qu'un pion soit identifié comme kaon est faible, mais il y a beaucoup de pions, tandis que nous identifions une grande fraction des protons en kaons, mais la population des protons est petite.

Le résultat obtenu sans identifier la particule est cohérent avec les résultats obtenus avec une identification parfaite des particules. Le rapport pion/kaon observé dans les événements simulés pour la particule la plus énergique entre 3 et 25 GeV/c est d'environ 3. La pureté attendue est alors de :

pureté(kaon)	$\times$	population(kaon)	$+$	pureté(pion)	$\times$	popu.(pion)
72.6 %	$\times$	25 %	$+$	55.4 %	$\times$	75 %

c'est-à-dire de l'ordre de 60 %.

Les deux méthodes étudiées jusqu'à présent ne nous ont pas satisfaites à cause de leur faible efficacité. Nous allons maintenant exposer la méthode de la charge du jet qui sera finalement utilisée pour notre analyse.

4.6 La méthode de la charge du jet

4.6.1 Base physique de la charge du jet

La constatation à la base de la méthode de la charge du jet est que les particules portant la même charge que le quark b primaire du même hémisphère ont une énergie en moyenne plus élevée que celles portant la charge opposée. En effet, considérons les deux ensembles de particules produites :

- **Les particules issues de la désintégration du méson B :** La figure 4.8 montre que deux groupes de particules issues de la désintégration du méson B sur trois ont la même charge que le quark b primaire : celle de la cascade $b \to c$ et celle créée en bout de chaîne avec le quark s. Les particules issues de la désintégration d'un méson B sont en moyenne plus énergiques que celles créées lors de la hadronisation. La figure 4.7 illustre ce phénomène en comparant le spectre d'impulsion du kaon primaire partageant la paire de quarks $s\bar{s}$ avec le méson B_s^0, au spectre d'impulsion du kaon issu de la désintégration d'un méson B.

- **Les particules créées lors de la hadronisation :** Le hadron formé à partir du quark b primaire emporte la quasi-totalité de l'énergie disponible dans le centre de masse (voir figure 4.3). La fraction d'énergie portée par les particules diminue au fûr et à mesure de la fragmentation de la corde. Or la première (au sens de la fragmentation de la corde) particule chargée créée porte la même charge que le quark b primaire (voir figure 4.9). De manière générale, les particules portant la même charge que le b primaire sont en moyenne plus énergiques que celles de charge opposée.

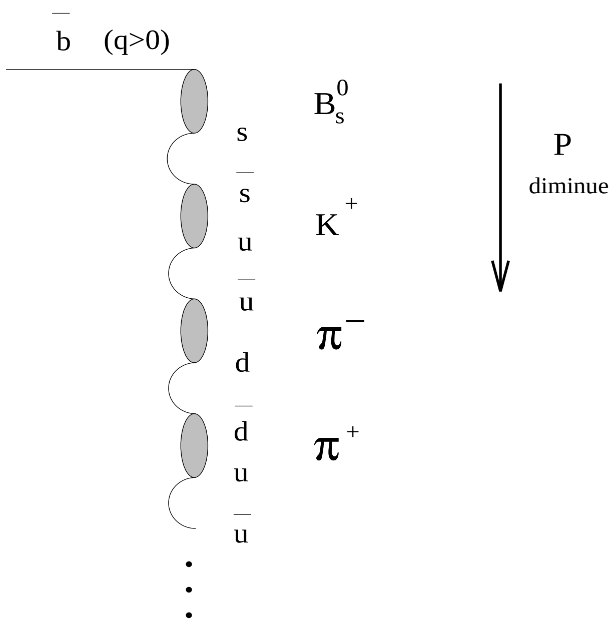


FIG. 4.9 – *Exemple de distribution des charges égales et opposées à celle du quark b primaire suivant l'impulsion.*

4.6.2 Définition de la charge du jet

La charge du jet classique est définie par :

$$Q_{jet} = \frac{\sum_i q_i \, P_{//_i}{}^{\kappa}}{\sum_i P_{//_i}{}^{\kappa}} \tag{4.12}$$

où $P_{//}$ est l'impulsion longitudinale de la particule chargée i, q est sa charge et κ est un exposant donnant plus ou moins de poids aux traces selon qu'elles aient été produites "au début" de la hadronisation ou avec un rang de fragmentation plus élevé, c'est-à-dire avec une impulsion plus faible. L'impulsion longitudinale peut être calculée par rapport à l'axe de la poussée de l'événement, à l'axe de sphéricité ou encore par rapport à l'axe du jet auquel appartient la trace. Nous avons adopté la première définition après avoir vérifié que cela ne changeait pas la puissance de l'étiquetage. La somme se fait sur toutes les particules i chargées de l'hémisphère opposé au méson B_s^0 à étiqueter, ce qui permet d'être insensible à l'oscillation de ce B_s^0. Toute l'étude sur la charge du jet et la charge combinée dont nous parlerons par la suite a été faite en utilisant simplement les hémisphères car aucune amélioration n'a été constatée en reconstruisant les jets.

La distribution de la charge du jet calculée dans l'hémisphère opposé à un antiméson $\bar{B}^0$ avec un lot d'événements simulés est représentée sur la figure 4.10. La distribution de cette variable a une moyenne légèrement positive. Les particules ont gardé la mémoire de la charge du quark primaire, puisque le quark opposé à un antiméson $\bar{B}^0$ est un antiquark $\bar{b}$, de charge positive. Les résultats obtenus pour les B^0 sont symétriques.

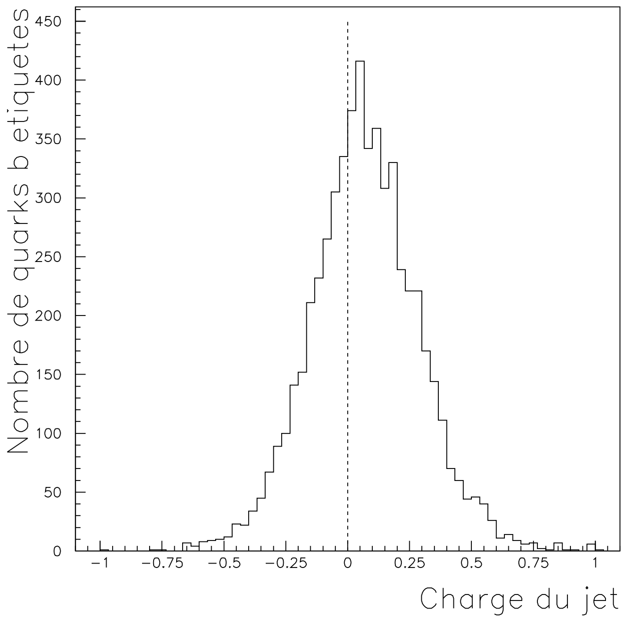


FIG. 4.10 – *Distribution de la charge du jet calculée à partir des particules opposées à un antiméson $\bar{B}^0$, ici avec un exposant $\kappa = 0.5$.*

4.6.3 Optimisation de la charge du jet

La figure 4.10 montre que la probabilité de se tromper de signe pour le méson produit est d'autant plus élevée que la valeur de la charge du jet est proche de 0. Il semble possible d'améliorer encore la pureté en rejetant les valeurs proches de 0, en exigeant que :

$$|Q_{jet}| > Q_0 \tag{4.13}$$

Il faut donc déterminer la coupure Q_0 et l'exposant κ donnant le meilleur compromis pureté-efficacité. Pour déterminer la quantité à optimiser pour obtenir le meilleur compromis pureté-efficacité, nous allons chercher la relation entre l'amplitude théorique de l'oscillation et l'amplitude expérimentale lorsque l'effet de l'étiquetage est pris en compte.

Effet de l'étiquetage de l'oscillation sur le signal d'oscillation

En théorie le signal d'oscillation a trois composantes :

$$
\begin{aligned}
F_{osc}(t) &= \text{nombre de mésons } B_s^0 \text{ ayant oscillé en fonction du temps} \\
F_{nosc}(t) &= \text{nombre de mésons } B_s^0 \text{ n'ayant pas oscillé en fonction du temps} \\
\text{Fond} &= \text{toutes les contributions autres que les mésons } B_s^0
\end{aligned}
$$

En supposant, pour simplifier, que le fond simule une oscillation dans 50 % des cas, l'amplitude des oscillations est proportionnelle à :

$$\frac{F_{osc}(t) - F_{nosc}(t)}{F_{osc}(t) + F_{nosc}(t) + \text{Fond}} \tag{4.14}$$

En pratique, il faut tenir compte de notre capacité à bien étiqueter l'oscillation. En effet, nous observerons une oscillation lorsque le méson B^0 a effectivement oscillé et que nous l'avons bien étiqueté, mais aussi dans le cas où il n'a pas oscillé et que nous nous sommes trompés. Ainsi, dans le cas où tout est parfaitement connu à part la nature du méson produit, on obtient en pratique un signal délavé par la pureté $\mathcal{P}$ désignant la proportion de bonnes réponses de la charge du jet :

$$
\begin{aligned}
F'_{osc}(t) &= \mathcal{P}F_{osc}(t) + (1-\mathcal{P})F_{nosc}(t) \\
F'_{nosc}(t) &= (1-\mathcal{P})F_{osc}(t) + \mathcal{P}F_{nosc}(t)
\end{aligned} \tag{4.15}
$$

et la fonction de corrélation de charge 4.14 devient :

$$(2\mathcal{P}-1)\,\frac{F_{osc}(t) - F_{nosc}(t)}{F_{osc}(t) + F_{nosc}(t) + \text{Fond}} \tag{4.16}$$

Finalement :

$$
\begin{aligned}
\text{signal} &\propto \quad 2\mathcal{P}-1 \\
\text{erreur} &\propto \frac{1}{\sqrt{N}} \propto \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}
\end{aligned} \tag{4.17}
$$

où l'efficacité ϵ désigne la fraction d'événements étiquetés par la charge du jet. Pour optimiser cet étiquetage, nous allons maximiser la fonction F définie par :

$$F = \frac{\text{signal}}{\text{erreur}} \propto (2\mathcal{P} - 1)\sqrt{\epsilon} \tag{4.18}$$

On retrouve le fait qu'un étiquetage ayant une pureté de 50 % n'apporte aucune information.

Pour maximiser la fonction 4.18, les deux paramètres libres de l'algorithme 4.12 sont ajustés par la méthode du maximum de vraissemblance :

- l'exposant κ pondérant les impulsions dans le calcul de la charge du jet,
- et la coupure Q_0 sur la charge du jet permettant de rejeter les candidats étiquetés avec une charge du jet ayant une valeur proche de 0. La probabilité de s'être trompé sur la nature du B_s^0 produit est en effet plus élevée pour ces candidats que dans le cas de grandes valeurs de la charge du jet.

Choix de l'exposant κ

Lorsque la charge du jet n'est pas tronquée ($Q_0 = 0$), l'efficacité de l'étiquetage est de 100 % et cela revient au même de maximiser la pureté $\mathcal{P}$ ou la fonction F donnée par l'expression 4.18. La figure 4.11 montre l'évolution de la pureté de la charge du jet en fonction de l'exposant κ. La pureté présente un plateau en son maximum, pour des valeurs de l'exposant au voisinage de 0.5, qui est la valeur que nous avons choisie.

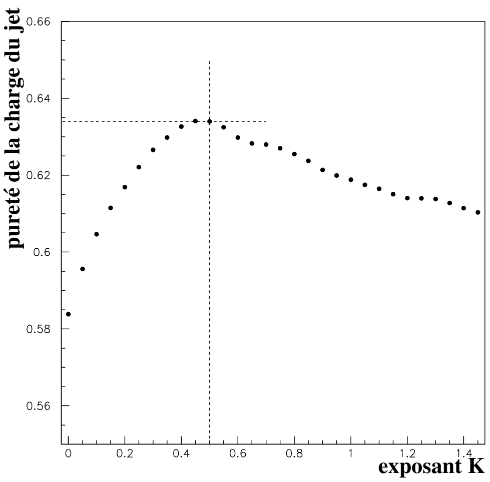


FIG. 4.11 – *Evolution de la pureté de la charge du jet en fonction de l'exposant κ.*

Une charge du jet négative étiquette un anti-quark $\bar{b}$ dans l'hémisphère opposé, avec une probabilité de ne pas se tromper de $63.4 \pm 0.7(\text{stat.})\,\%$, correspondant à la pureté de l'étiquetage. Pour l'instant, la charge de jet est calculable pour tous les événements car aucune coupure Q_0 n'est faite.

Choix de la coupure Q_0

Lorsque les deux paramètres κ et Q_0 sont laissés libres nous obtenons :

$$\begin{aligned} \kappa &= 0.5 \\ Q_0 &= 0.077 \end{aligned} \tag{4.19}$$

La figure 4.12 montre la dépendance de la fonction F avec la coupure Q_0 lorsque κ est fixé à 0.5. La fonction F est normalisée à 1 pour la charge du jet non tronquée qui sera par la suite la référence :

$$F = \frac{(2\mathcal{P}-1)\sqrt{\epsilon}}{(2\mathcal{P}_0-1)\sqrt{\epsilon_0}} = \frac{(2\mathcal{P}-1)\sqrt{\epsilon}}{2\times 0.634-1} \tag{4.20}$$

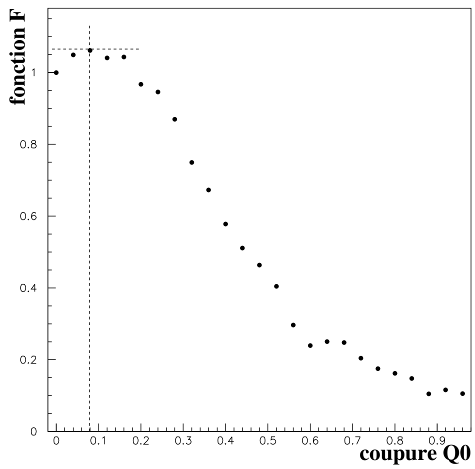


FIG. 4.12 – *Gain en pureté-efficacité obtenu en rejetant les valeurs centrales de la charge du jet. La référence à 1 correspond à la charge du jet non tronquée avec un exposant $\kappa = 0.5$. L'exposant κ est gardé fixe ici.*

La coupure Q_0 sur la charge du jet entraîne un gain d'information de 7.5 % (le gain est calculé par F défini dans l'équation 4.20). La pureté est de 67 % et l'efficacité de 70.5 % avec cette coupure.

Conclusion

La charge du jet permet de déterminer la nature des mésons B produits avec les puretés et les efficacités suivantes :

coupure Q_0	exposant κ	Pureté en %	Efficacité en %	Gain
non	0.5	63.4	100	1
0.077	0.5	67	70.5	1.07

De toutes les méthodes d'étiquetage que nous avons étudiées, la charge du jet est la plus satisfaisante pour l'instant car elle a une bonne efficacité. Cependant, au vu de ces résultats, il est important d'améliorer encore cette méthode d'étiquetage. En effet, le rapport signal/fond étant délavé par le facteur $(2\mathcal{P}-1)\sqrt{\epsilon}$, on voit au mieux 29 % du signal d'oscillation en rejetant les valeurs centrales de la charge du jet.

4.6.4 Validité des résultats obtenus avec les événements simulés

Avant d'essayer d'améliorer l'information fournie par la charge du jet en étudiant les événements simulés, vérifions que les résultats obtenus sont cohérents avec ce qui est observé dans les données.

Phénomènes limitant la charge du jet

L'identification de la charge du quark originel est diluée à chaque fois qu'une particule chargée produite lors de la collision est perdue ou mal reconstruite. Deux processus sont essentiellement responsables de la perte d'information :

- La mauvaise reconstruction des trajectoires : par exemple lorsque la particule est très énergique et a par conséquent un rayon de courbure faible, il est plus difficile de mesurer son impulsion et sa charge. Des traces sont en outre perdues dans des zones inefficaces du détecteur.

- Certaines particules chargées interagissent avec la matière du détecteur avant d'être vues dans la TPC. L'effet de ces interactions est étudié plus loin.

Il existe donc une limite supérieure pour la pureté de l'étiquetage obtenue avec la charge du jet. A partir d'événements générés et sans prendre en compte la réponse du détecteur, la pureté de la charge du jet est de 68.5 ± 0.5 %, à comparer aux 63.4 ± 0.7 % obtenus après reconstruction des trajectoires.

Effet de l'interaction avec la matière du détecteur

La distribution de la charge du jet de tout un événement devrait être centrée à 0 si la charge d'un jet b était bien symétrique à celle d'un jet $\bar{b}$. En fait, un décalage de la moyenne de 0.023 ± 0.004(stat) est observé dans les données pour la charge du jet dans l'hémisphère opposé avec $\kappa = 0.5$.

Ce décalage est attribué aux interactions nucléaires des particules chargées avec les noyaux composant la matière des détecteurs, entraînant un excès de charges positives observées dans l'état final. Cet excès est montré sur la figure 4.13 pour les données, il est surtout présent aux faibles impulsions.

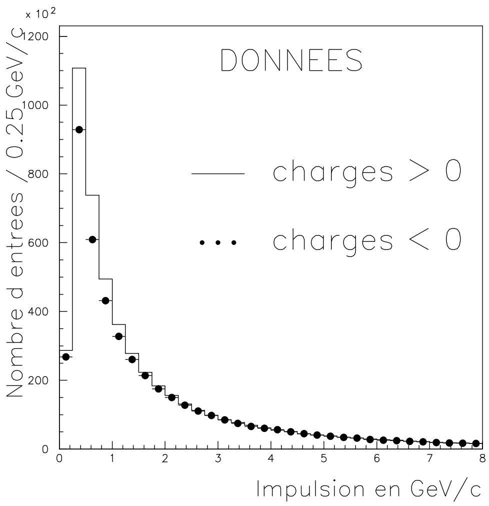


FIG. 4.13 – *Les particules peuvent interagir avec la matière du détecteur, ce qui entraîne un excès de charges positives à faible impulsion observé dans les données.*

Ce biais peut être pris en compte en décalant la valeur calculée de la charge du jet de 0.023. Mais cet écart doit être vérifié à chaque redéfinition de l'algorithme de la charge du jet. Une meilleure correction de ce décalage global est réalisée en pondérant directement la charge du jet par l'excès de charges positives en fonction de l'impulsion. La charge du jet corrigée devient :

$$Q_{jet} = \frac{\sum_i^{q<0} q_i \, {P_{//}}_i^{\kappa}}{\sum_i^{q<0} {P_{//}}_i^{\kappa}} + \frac{\sum_i^{q>0} q_i \, \gamma(P) \, {P_{//}}_i^{\kappa}}{\sum_i^{q>0} \gamma(P) \, {P_{//}}_i^{\kappa}} \tag{4.21}$$

avec la pondération $\gamma(P)$ de l'excès de charges positives :

$$\gamma(P) = \frac{\text{charges négatives}}{\text{charges positives}}(P) \tag{4.22}$$

Cette correction est indépendante de l'algorithme choisi pour la charge du jet, et notament de l'exposant κ.

Comparaison événements simulés-données

L'excès de charges positives est bien simulé comme le montre la figure 4.14. La même correction $\gamma(P)$ est donc appliquée dans les données et dans la simulation.

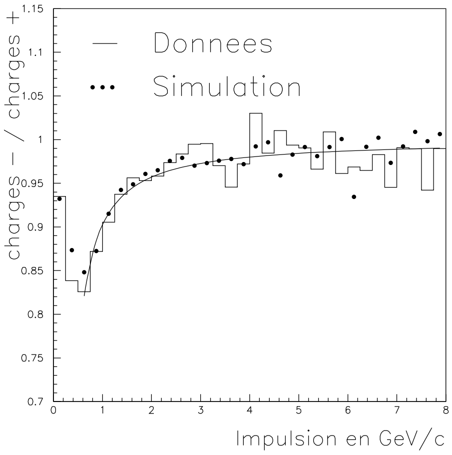


FIG. 4.14 – *Le rapport des charges négatives aux charges positives est bien reproduit par la simulation. L'ajustement a été fait par un polynôme en* $\frac{1}{P}$.

Le rapport $\gamma(P)$ est modélisé par la fonction :

$$\gamma(P) = 1 - \frac{0.05}{P} - \frac{0.04}{P^2} \tag{4.23}$$

La figure 4.15 montre que la distribution de la charge d'un jet issu de la désintégration hadronique des bosons Z dans les événements simulés reproduit bien celle obtenue avec les données.

Contrôle de la pureté de l'étiquetage

Nous devons connaître la pureté de l'étiquetage par la charge du jet pour notre analyse. Comme celle-ci n'est pas déterminable dans les données directement, il faut contrôler les résultats obtenus par la simulation.

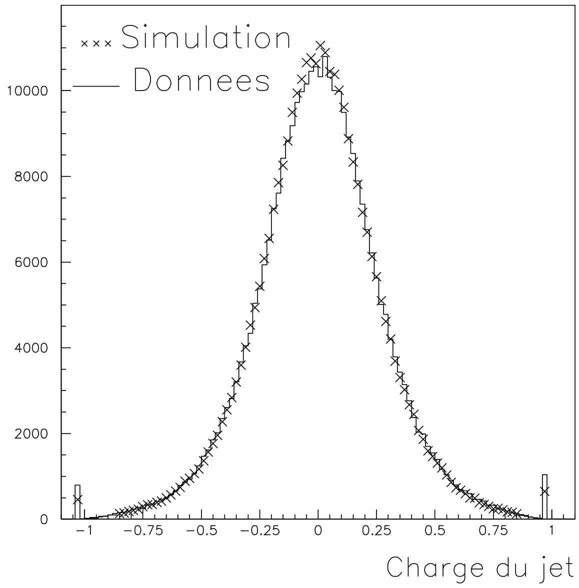


FIG. 4.15 – *Comparaison de la charge du jet calculée pour des bosons Z s'étant désintégrés en hadrons dans les données et dans les événements simulés.*

Si l'étiquetage du méson produit était parfait, le calcul des deux charges du jet dans les deux hémisphères donnerait toujours des signes opposés : signe($Q_{jet}(1)$) = - signe($Q_{jet}(2)$). En tenant compte de la pureté de l'étiquetage, des signes différents dans les deux hémisphères sont obtenus dans trois cas :

- lorsque nous avons déterminé le bon signe des deux côtés,
- lorsque nous nous sommes trompés de signe dans les deux hémisphères,
- enfin lorsqu'il y a eu oscillation d'un méson beau. Mais ce processus est aussi simulé dans les événements Monte-Carlo.

En notant $\mathcal{P}$ la pureté et $P_{\neq}$ la proportion de signes opposés, ceci se traduit par :

$$\mathcal{P}^2 + (1 - \mathcal{P})^2 = P_{\neq} \tag{4.24}$$

La corrélation entre les deux hémisphères est négligée ici. En résolvant ce trinôme du second degré, nous pouvons remonter à la pureté $\mathcal{P}$. Les résultats obtenus sont les suivants, où les erreurs indiquées sont les erreurs statistiques :

Pureté $\mathcal{P}$ en %	Type d'événements
65.8 ± 0.2	réels $q\bar{q}$
65.8 ± 0.2	simulés $q\bar{q}$
66.3 ± 0.4	réels $q\bar{q}$ enrichies en b
66.0 ± 0.3	simulés $b\bar{b}$
66.7 ± 0.2	simulés u, d ou s
62.7 ± 0.2	simulés $c\bar{c}$

Les données $q\bar{q}$ ont été enrichies en événements beaux en coupant sur la probabilité que l'événement ne contienne pas de quark beau, d'après la méthode des paramètres d'impact expliquée dans le § 5.2.2. Cette coupure induit une pureté en $b\bar{b}$ de 92 %, pour une efficacité de sélection des quarks légers $\epsilon_{uds} = 0.18$ % pour uds et $\epsilon_c = 1$ % en $c\bar{c}$ [11].

L'accord observé entre les données et les événements simulés est très bon. La pureté obtenue pour les événements $b\bar{b}$ (66 %) est différente de celle obtenue en cherchant un méson B^0 et en calculant la charge du jet de l'hémisphère opposé (63.5 %). Ceci s'explique par la corrélation entre les deux hémisphères lorsqu'on compare les deux signes, qui n'est pas prise en compte dans la relation 4.24.

4.6.5 Information des particules secondaires

Pour améliorer l'étiquetage, nous avons essayé d'utiliser simultanément les différentes informations discutées dans ce chapitre. En confrontant par exemple les étiquetages donnés par le kaon secondaire lorsqu'il est là et la charge du jet, nous espérons améliorer la pureté tout en gardant une très bonne efficacité grâce à la charge du jet qui est toujours calculable. Il faut pour cela que les différentes méthodes d'étiquetage utilisées ne soient pas trop fortement corrélées.

Comparaison des réponses des étiquetages

Que se passe-t-il lorsqu'une particule secondaire identifiée en tant que kaon ne donne pas le même étiquetage que la charge du jet ? Le tableau ci-dessous montre que les deux méthodes donnent le même étiquetage dans 74 % des cas. Lorsque les réponses diffèrent, il y a autant de probabilité de se tromper en utilisant le kaon K que la charge du jet Q_{jet}.

étiquetage	bon par Q_{jet}	mauvais par Q_{jet}
bon par K secondaire	50 %	13 %
mauvais par K secondaire	13 %	24 %

En ne gardant que les événements où les deux étiquetages sont présents, la pureté est de l'ordre de 68 %, mais l'efficacité est trop faible. La conclusion est qu'il n'y a pas d'intérêt à utiliser les deux étiquetages en les combinant simplement de cette manière.

Charge du jet à exposant variable

Nous avons construit une charge du jet donnant plus de poids à une ou plusieurs particules secondaires opposées. L'algorithme d'étiquetage E proposé est le suivant :

$$E = \frac{\sum_i^{\text{opposé}} q_i \, P_{//i}^{\,0.5+\mathcal{F}_K\kappa_K+\mathcal{F}_p\kappa_p}}{\sum_i^{\text{opposé}} P_{//i}^{\,0.5+\mathcal{F}_K\kappa_K+\mathcal{F}_p\kappa_p}} \tag{4.25}$$

Les facteurs $\mathcal{F}_K$ et $\mathcal{F}_p$ sont des fonctions croissantes de la fiabilité en l'identification du kaon et du proton. Dans un premier temps, nous supposons une identification parfaite et fixons $\mathcal{F}_K = \mathcal{F}_p = 1$. Les protons et les kaons étiquettant la même charge de quark b avec une charge opposée, il faut donner un poids opposé aux protons : $\kappa_K > 0$ et $\kappa_p < 0$. Lorsque la particule opposée la plus énergique i est un proton $\kappa_K = 0$ et lorsque c'est un kaon $\kappa_p = 0$.

Un optimum est obtenu pour $\kappa_K = 0.5$ lorsqu'un kaon est trouvé et $\kappa_p = -1.5$ pour un proton. Si l'on ne sélectionne que la particule la plus énergique, la pureté de l'étiquetage est de 70.7 ± 0.3 % pour une efficacité de 100 %. La pureté atteint 73.8 ± 0.3 % en donnant un poids à tous les kaons et tous les protons de l'hémisphère opposé.

Ces résultats supposent une identification parfaite des kaons et des protons. Ceci n'est pas possible car le RICH fonctionne en mode veto-pion dans le domaine d'impulsion considéré (voir le § 3.2.2). Lorsqu'un proton est pris pour un kaon, c'est-à-dire $\kappa_K = \kappa_p = 0.5$, la pureté descend à 66 %. Pour pouvoir profiter de l'information des kaons de cette façon il faudrait mieux séparer les kaons des protons. Le gain d'information est en outre contrabalancé par la difficulté de bien reproduire l'identification des particules dans les événements simulés, ce qui entraîne des erreurs systématiques mal maîtrisées.

4.6.6 La charge combinée

Pour améliorer l'étiquetage nous avons également essayé d'utiliser l'information de l'hémisphère du B à étiqueter. De manière générale, le quark primaire produit dans un hémisphère peut être étiqueté par une charge combinée Q_{comb} de la forme :

$$Q_{comb} = (1-\alpha)\,\frac{\displaystyle\sum_i^{\text{opposé}} q_i\, P_{//i}^{\kappa_{opp}}}{\displaystyle\sum_i^{\text{opposé}} P_{//i}^{\kappa_{opp}}} - \alpha\,\frac{\displaystyle\sum_j^{\text{étiqueté}} q_j\, P_{//j}^{\kappa_{eti}}}{\displaystyle\sum_j^{\text{étiqueté}} P_{//j}^{\kappa_{eti}}} \tag{4.26}$$

Il faut soustraire les charges de l'hémisphère opposé et du même hémisphère car elles étiquettent le quark de charge opposée l'une de l'autre. Les différents paramètres permettant d'optimiser Q_{comb} sont :

- κ_{opp} = exposant pour l'hémisphère opposé,
- κ_{eti} = exposant pour l'hémisphère à étiqueter,
- α = poids relatif donné à l'information des deux hémisphères,
- Q_0 = coupure sur les valeurs centrales de la charge du jet.

Ces quatre paramètres libres de l'algorithme de la charge combinée sont déterminés en maximisant la fonction 4.18 déjà présentée.

Première possibilité : en fixant $\kappa_{eti} = 0$

Pour rester indépendant de l'oscillation du méson étiqueté, κ_{eti} est fixé à 0 (idée proposée initialement par OPAL [12]). Cela revient simplement à faire la somme normalisée des charges du côté du B^0 à étiqueter. Ce méson étant neutre, les particules chargées issues de sa désintégration ont une somme des charges nulle et ne contribuent pas à Q_{comb}. L'étude des événements simulés a confirmé l'indépendance, dans la limite des erreurs statistiques, de la pureté en fonction de l'oscillation. Des différences induites par l'efficacité de reconstruction des trajectoires peuvent cependant exister dans les données.

Deuxième possibilité : κ_{eti} est un paramètre libre de l'ajustement

Dans ce cas les puretés diffèrent selon que le B^0 ait ou non oscillé. La fonction optimisant la charge combinée lorsque celle-ci est tronquée n'est plus strictement celle donnée par l'équation 4.18, mais une fonction plus compliquée. Ainsi, les paramètres κ_{eti}, κ_{opp}, Q_0 et α choisis dans le cas $\kappa_{eti} \neq 0$ ne sont pas rigoureusement ceux optimisant l'étiquetage.

4.6.7 Comparaison des différents algorithmes de charge combinée

Le tableau suivant résume les résultats obtenus par les différentes méthodes de charge combinée (les erreurs indiquées sont les erreurs statistiques) :

Exposant κ_{opp}	0.5	0.5	0.5	0.5
Exposant κ_{eti}	0	0	0.5	0.5
Poids α	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Coupure Q_0	non	0.077	non	0.056
Efficacité en %	100	62.6 ± 0.7	100	74.6 ± 0.6
Pureté oscillé en %	63.5 ± 0.7	69.3 ± 0.8	54 ± 1.5	61.5 ± 1.8
non oscillé en %	64.7 ± 0.7	70.7 ± 0.8	75 ± 0.7	79 ± 0.8
Gain en %	8	20.4	$\times$	$\times$

Le gain est défini par l'équation 4.20.

La pureté du lot ayant oscillé est trop médiocre pour le B_s^0 qui oscille très vite. Nous utiliserons alors la charge combinée tronquée avec $\kappa_{eti} = 0$, dont les performances ont été portées dans la deuxième colonne du tableau précédent. En tenant compte des populations relatives des mésons ayant ou non oscillé dans les événements simulés utilisées ici, la pureté obtenue pour la méthode choisie est de 70.4 ± 0.8 %.

Nous verrons dans le chapitre suivant que le signe du méson D_s issu de la désintégration du B_s^0 sera utilisé pour étiqueter celui-ci lors de sa désintégration. L'étude de la charge du jet a été faite sur des événements à topologie équivalente à celle traitée dans cette analyse : soit des événements simulés $B_s^0 \to D_s^- X$ avec les canaux de désintégration $D_s^- \to \phi\pi^- \to (K^+K^-)\pi^-$ et $D_s^- \to K^{*0}K^- \to (K^+\pi^-)K^-$ soit des $B_d^0 \to D^{*-}X$ suivi de $D^{*-} \to D^0\pi^-$ avec $D^0 \to \pi^-K^+$.

4.6.8 La charge combinée dans le canal $D_s^+\ell^-$

Outre la reconstruction du D_s issu de la désintégration du B_s^0, nous utiliserons dans notre analyse un deuxième canal pour l'étiquetage du B_s^0 se désintégrant : le $B_s^0 \to D_s^-\ell^+X^0$, en reconstruisant des paires $D_s^\pm\ell^\mp$. X^0 désigne le neutrino accompagnant le lepton, et le photon lorsqu'il y a eu création d'un D_s^{*-}. Dans cette analyse toutes les particules chargées issues de la désintégration du B_s^0 sont identifiées car le $D_s^-\ell^+$ est entièrement reconstruit. La charge du jet est alors calculée dans les deux hémisphères avec un exposant K_{eti} non nul, mais en excluant directement du calcul de la charge du jet les traces issues du D_s et la trace du lepton. On est ainsi strictement indépendant de l'oscillation du B_s^0 étiqueté. L'algorithme utilisé est :

$$Q_{D_s\ell} = 0.8 \times \frac{\sum_i^{\text{opposé}} q_i \, {P_{//}}_i^{0.5}}{\sum_i^{\text{opposé}} {P_{//}}_i^{0.5}} - 0.2 \times \frac{\sum_j^{\text{étiqueté}} q_j \, {P_{//}}_j^{0.9}}{\sum_j^{\text{étiqueté}} {P_{//}}_j^{0.9}} \tag{4.27}$$

Le poids relatif des deux hémisphères et les deux exposants utilisés ont été choisi de manière à maximiser la pureté de l'étiquetage. Les résultats obtenus sont les suivants :

$$\begin{aligned} \text{Efficacité} &= 100\,\% \\ \text{Pureté} &= 70.4 \pm 1.9\,\% \end{aligned} \tag{4.28}$$

La pureté atteinte est bonne sans avoir à rejeter des événements par une coupure Q_0 (cf. § 4.6.3), ce qui est crucial dans le canal $D_s^+\ell^-$ où la statistique sera faible.

4.6.9 Conclusion

De manière générale, la méthode de la charge du jet est une bonne base d'étiquetage. Elle est en effet bien plus efficace que les méthodes nécessitant d'identifier les particules, pour des puretés équivalentes.

Les algorithmes choisis pour l'étiquetage du méson B_s^0 produit ont été adaptés aux méthodes qui seront utilisées pour déterminer la nature du B_s^0 se désintégrant. Dans une première analyse, nous utiliserons le D_s pour déduire la nature du B_s^0 au moment de sa désintégration. L'étiquetage doit être insensible à l'oscillation de ce B_s^0 et avoir une bonne pureté. Nous utiliserons alors la charge combinée tronquée, avec un exposant nul du côté du B_s^0 de manière à éliminer la contribution des particules issues de sa désintégration. Ses performances sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Efficacité} &= 62.6 \pm 0.7\,\% \\ \text{Pureté} &= 70.4 \pm 0.8\,\% \end{aligned} \tag{4.29}$$

Dans une deuxième analyse, nous utiliserons le $D_s^+\ell^-$ issu de la désintégration du B_s^0 pour en déduire sa nature au moment de la désintégration. Dans ce cas les particules chargées du B_s^0 sont connues et nous ne les utilisons pas pour calculer la charge combinée. La pureté moyenne atteinte sur l'étiquetage de la nature du méson B_s^0 produit est comparable à la précédente, mais cette fois tous les candidats B_s^0 peuvent être étiquetés :

$$\begin{aligned} \text{Efficacité} &= 100\,\% \\ \text{Pureté} &= 70.4 \pm 1.9\,\% \end{aligned} \tag{4.30}$$

Un point crucial de cette méthode d'étiquetage sera la fiabilité des résultats obtenus dans la simulation. Outre les comparaisons que nous avons faites des résultats obtenus avec les événements simulés et avec les données en ce qui concerne la charge du jet opposé au méson étiqueté, des méthodes de charge du jet ou de charge combinée ont été validées par d'autres analyses faites dans DELPHI :

- Pour la mesure de la fréquence des oscillations des mésons B_d^0 par le canal exclusif $B_d^0 \to D^{*-}X^+$ [13], la charge combinée est calculée dans les deux hémisphères avec un exposant nul du côté étiqueté, pour déterminer la nature du méson B_d^0 produit. Les puretés de la charge combinée de chaque contribution au lot de D^* sont déterminées avec les événements simulés. L'ajustement de la distribution temporelle est ensuite réalisé en laissant deux paramètres libres dans la fonction de vraisemblance : la fréquence Δm_d d'oscillation des B_d^0 et la pureté de l'une des contributions. Les valeurs ajustées dans les données sont en accord avec celles déterminées dans la simulation.
- Par ailleurs, l'asymétrie avant-arrière dans le processus $e^+e^- \to Z \to b\bar{b}$ a été mesurée [14] suivant deux méthodes différentes : la première analyse utilise un lepton de grande impulsion transverse à l'axe du jet pour enrichir le lot en événements beaux et déterminer la charge du quark b produit dans le même hémisphère ; la deuxième analyse enrichit le lot en événements beaux par la méthode des paramètres d'impact déjà citée [11] et la charge du jet pour déterminer la charge du quark b produit. Les deux analyses donnent des résultats compatibles, ce qui valide la méthode de la charge du jet. D'autre part, le lot de lepton de la première analyse est utilisé pour vérifier la pureté de l'étiquetage par la charge du jet, et les résultats obtenus sont compatibles avec ceux déterminés dans la simulation.

Bibliographie

[1] LEP coll., CERN-PPE/95-172 (1995).

[2] M.H Seymour, Nucl. Phys. **B436** (1995) 163.

[3] R. Akers *et al.*, OPAL coll., CERN-PPE/95-058.

[4] UA1 coll., Phys. Lett. **B 186** (1987) 247.

[5] D. Buskulic *et al.*, ALEPH coll., Phys. Lett. **B294** (1992) 145.
P. Abreu *et al.*, DELPHI coll., Phys. Lett. **B289** (1992) 199.
P.D. Acton *et al.*, OPAL coll., Phys. Lett. **B295** (1992) 357.

[6] T. Sjöstrand, Int. Journal of Modern Phys. **A**, Vol. 3, No. 4, (1988) 751.

[7] T. Sjöstrand et M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. **46** (1987) 367.

[8] R.D. Field et R.P. Feynman, Nucl. Phys., **B136** (1978) 1.

[9] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt et P.M. Zerwas, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[10] DELPHI coll., contribution à la conférence EPS-HEP 95, Bruxelles, 1995, Réf. EPS0557.

[11] DELPHI coll., G.V. Borisov, note interne 08-1994.

[12] R. Akers *et al.*, OPAL coll., CERN-PPE/94-43.

[13] P. Abreu *et al.*, DELPHI coll., Phys. Lett. **B338** (1994) 409.

[14] P. Abreu *et al.*, DELPHI coll., CERN-PPE/Paper0130.

Chapitre 5

Etiquetage du méson B_s^0 se désintégrant

Nous avons défini la méthode permettant de connaître la charge du quark b constituant un méson B_s^0 au moment de sa production. Pour déterminer si ce méson a oscillé, il faut ensuite connaître sa nature au moment de sa désintégration. Dans ce chapitre nous allons chercher un indicateur de la charge du quark b au moment de la désintégration du méson.

La première partie du chapitre est consacrée au principe de l'étiquetage du méson B_s^0 se désintégrant en un méson D_s reconstruit dans les canaux $\phi\pi$ ou $K^{*0}K$. Dans une deuxième partie, le lepton est ajouté au méson D_s de manière à reconstruire semi-exclusivement le B_s^0 dans le mode $D_s\ell X$.

5.1 Choix de la méthode

Les indicateurs de la charge du quark constituant le méson B^0 au moment de sa désintégration ont été exposées au § 2.1.2. Pour être sensible à la nature du méson se désintégrant, il faut utiliser les particules issues de sa désintégration, comme par exemple le kaon secondaire de la transition $b \to c \to s$ dans le même hémisphère. Mais ce kaon est produit équiprobablement par tous les hadrons beaux. De plus le bruit de fond constitué par les autres saveurs de quarks est grand. Le lepton issu de la cascade $b \to c$ permet lui aussi d'étiqueter le quark b. Il enrichit bien le lot en événements beaux, contrairement au kaon, mais il ne privilégie pas non plus le B_s^0 par rapport aux autres mésons beaux.

Nous avons choisi de reconstruire le méson D_s issu de la désintégration d'un méson B car il permet d'enrichir le lot des événements sélectionnés en B_s^0. Ce choix élimine par contre la possibilité d'effectuer dans la même analyse une mesure de la fréquence d'oscillation du B_d^0. Cette méthode est dite exclusive, contrairement à la méthode de la charge du jet utilisée pour étiqueter le méson produit.

5.1.1 Principe de l'étiquetage par le D_s.

La figure 5.1 montre que la charge du méson D_s issu de la désintégration du B_s^0 est corrélé à la charge du quark contenu dans le méson B_s^0 au moment de sa désintégration.

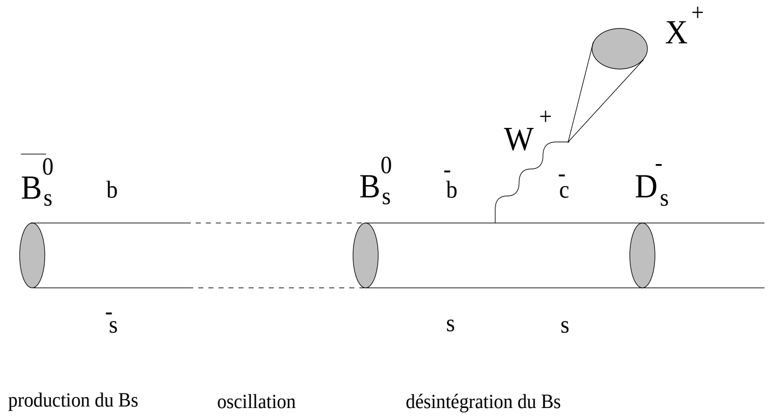


FIG. 5.1 – *Le D_s issu de la désintégration du B_s^0 a une charge corrélée à celle du quark beau formant le B_s^0 au moment où celui-ci se désintègre.*

Une source possible de mauvais étiquetage vient de la désintégration $B_s^0 \to D_s^+ X^-$ où le D_s^+ n'est pas produit par la cascade $b \to c$ mais par le boson W. Ce D_s porte le mauvais signe de charge pour notre étiquetage. Ce canal de désintégration a un rapport d'embranchement mal connu, estimé de l'ordre de 9 %. Le rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \to D_s^+ D_s^-$ est d'environ 6 %, mais dans ce cas on n'a que 50 % de probabilité de se tromper de D_s, donc de signe. D'autre part tout le bruit de fond combinatoire de la reconstruction du D_s pourra simuler un méson B_s^0 ayant oscillé.

5.1.2 Stratégie

Le bruit de fond de notre étude est de deux sortes :

- d'une part le bruit de fond combinatoire,
- mais aussi des vrais D_s n'ayant pas pour origine un B_s^0.

En effet le D_s peut être produit directement dans un événement charmé ou par une cascade dans un événement beau. Tous les D_s n'ayant pas pour origine un B_s^0 vont constituer le bruit de fond pour l'étude des oscillations. Par exemple les D_s peuvent être issus de la désintégration des mésons B_d^0 ou B^+ (voir figure 5.2). Le problème est qu'il n'y a pas de différence claire au niveau de la reconstruction du D_s permettant d'éliminer ceux produits par le B_d^0 et le B^+ tout en sélectionnant ceux issus du B_s^0.

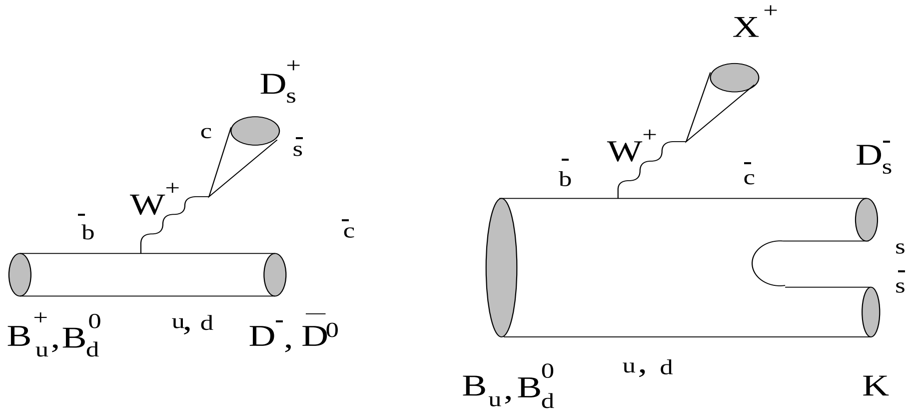


FIG. 5.2 – *Principaux modes de production du méson D_s par les mésons B_d^0 et B^+. Le mode de production par le boson W est plus important que celui par la cascade $b \to c$.*

En considérant [1] :

- $f_d = f_u = 0.391 \pm 0.032$ pour la proportion relative de mésons B_d^0 et B^+ produits au LEP,
- $BR(B_d^0,\ B^+ \to D_s^+ X) \times BR(D_s^+ \to \phi\pi^+) = (3.66 \pm 0.22) \times 10^{-3}$
- et $BR(\bar{b} \to B_s^0 \to D_s^- X^+) \times BR(D_s^- \to \phi\pi^-) = (0.39 \pm 0.09) \times 10^{-2}$,

nous nous attendons à observer dans le lot final de D_s reconstruits :

$$\frac{B_s^0 \to D_s}{B_d^0 \text{ ou } B^+ \to D_s} = 1.4 \pm 0.4 \qquad (5.1)$$

Le problème avec cette reconstruction inclusive du B_s^0 est le niveau du bruit de fond. C'est pourquoi, pour enrichir sensiblement le lot à la fois en événements beaux et en mésons B_s^0, nous ajouterons ensuite au D_s le lepton issu de la cascade $b \to c$. Ce lepton est en effet issu du même boson W qui est à l'origine des mésons D_s produits par des B_d^0 ou B^+ (cf. figure 5.2). Ces modes de production sont alors quasiment éliminés. Un autre avantage est que la reconstruction du temps de vol du B_s^0 et l'estimation de son impulsion seront améliorées puisque nous connaîtrons plus de particules issues de sa désintégration. *A priori*, très peu de candidats $D_s\ell$ sont attendus car le rapport d'embranchement semi-leptonique des B n'est que de l'ordre de 20 % [1] pour les deux leptons (électrons et muons).

En résumé, nous avons étudié les oscillations du B_s^0 sous deux angles différents :

- en utilisant les D_s avec lesquels nous attendons un grand bruit de fond,
- en utilisant les $D_s\ell$, grâce auxquels nous aurons une très bonne résolution temporelle, peu de fond, mais moins d'événements sélectionnés.

5.1.3 Modes de désintégration du D_s.

Pour choisir les modes de désintégration du D_s que nous allons reconstruire, il faut tenir compte des caractéristiques du détecteur DELPHI. En particulier la reconstruction des particules neutres n'étant pas un point fort, les canaux de désintégration faisant intervenir des particules chargées en faible multiplicité et bénéficiant de rapports d'embranchement importants sont privilégiés.

Les canaux retenus pour le D_s sont :

$$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+ \rightarrow (K^+K^-)\pi^+$$

$$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+ \rightarrow (K^-\pi^+)K^+$$

Le premier mode a un rapport d'embranchement de $(0.035 \pm 0.004) \times (0.49 \pm 0.09)$ [2] et sa reconstruction est facilitée par la largeur Γ très faible (4 MeV/c^2) de la résonnance ϕ. Quant au deuxième mode, son rapport d'embranchement est de $(0.033 \pm 0.005) \times \frac{2}{3}$ [2] mais la résonnance K^{*0} est large : $\Gamma = 50\,\mathrm{MeV}/c^2$. Pour ce dernier cas nous ne pourrons pas appliquer des coupures très sévères sur la masse invariante des deux particules candidates formant le K^{*0}. Le bruit de fond combinatoire attendu est donc bien plus important que dans le mode en $\phi\pi$.

5.2 Reconstruction du D_s en $\phi\pi$ et en $K^{*0}K$

Dans cette partie nous exposons les critères de sélection permettant de reconstruire le mésons D_s dans les deux canaux $\phi\pi$ et $K^{*0}K$. L'analyse est faite conjointement dans les données et les événements simulés afin d'étudier sur ces derniers la nature des candidats sélectionnés.

5.2.1 Critères de sélection

Les caractéristiques cinématiques et topologiques du signal ont été comparées à celles des sources de bruit de fond pour déterminer les critères de sélection à appliquer.

Sélection des événements hadroniques

Avant toute recherche de mésons D_s, la première étape consiste à sélectionner les événements venant de la désintégration du boson Z en paires $q\bar{q}$. La topologie de tels événements est en effet caractéristique lorsqu'on la compare à celle des autres événements possibles : désintégration du Z en paires de leptons $\ell^+\ell^-$, événements $\gamma\gamma \to q\bar{q}$, collision entre un électron du faisceau et le gaz résiduel dans le tube à vide ou encore passage d'un rayon cosmique.

Un minimum de 5 particules chargées dans l'événement est exigé pour définir une désintégration en hadrons, et la somme des modules de leur impulsion doit être supérieure à 12 % de l'énergie disponible initialement. D'après les événements simulés, cette sélection a une efficacité de 95.74 ± 0.02(stat.)%. Cette sélection est appliquée aux 3.2 millions de désintégrations hadroniques du Z enregistrées par DELPHI de 1991 à 1994. Nous disposons finalement d'un lot de 3.045 millions d'événements $Z \to q\bar{q}$.

Sélection des traces

Pour reconstruire le D_s nous sélectionnons simultanément trois traces ayant la somme des charges égale à ± 1. Afin de nous assurer de la bonne qualité de ces traces, nous exigeons qu'elles satisfassent aux critères suivants :

- Le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire doit être inférieur à 4 cm dans le plan $R - \phi$ transverse au faisceau et inférieur à 10 cm dans le plan z du faisceau. Ceci permet de rejeter des traces ne provenant pas de la désintégration du Z et les segments de trace d'une particule ayant une trajectoire hélicoïdale "s'enroulant très rapidement", qui n'ont pas été associés entre eux.
- Leur impulsion doit être comprise entre 0.5 GeV/c et l'énergie du faisceau.
- Chacune des trois traces formant le D_s doit être associée avec au moins un signal dans une couche du VD. Ce critère de sélection nous restreint dans la région angulaire $37^0 < \theta < 143^0$ du détecteur, mais elle permet par ailleurs de rejeter des traces mal mesurées ou provenant d'interactions secondaires.

Ajustement en un point

Avec ces trois traces sélectionnées, il y a *a priori* deux configurations pouvant former un méson neutre (le ϕ ou le K^{*0}). Pour une configuration donnée, nous appelons la troisième trace la particule célibataire.

Les résonances ne volent pas car leur désintégration sont gouvernées par l'interaction forte et leur temps de vie est très court. Les trois traces du D_s viennent alors d'un même point qui est le vertex de désintégration du D_s. Un ajustement est fait dans l'espace à trois dimensions et la probabilité du χ^2 à trois degrés de liberté est calculée avec les trois traces. On observe une accumulation d'événements à faible probabilité du χ^2, qui est essentiellement due à des traces ne provenant pas du vertex, ou faussement associées avec des signaux dans le VD. Demander une probabilité minimale pour le χ^2 a une efficacité plus grande sur le signal que sur le fond combinatoire. Cependant, la puissance de cette coupure est amoindrie par une estimation difficile des erreurs sur les paramètres des traces dans certains sous-détecteurs, ainsi que par la difficulté de bien reproduire la distribution de cette probabilité dans les événements simulés.

Pour reconstruire le D_s^+ en $K^{*0}K^+$, seules les combinaisons de trois traces pouvant s'ajuster en un seul point avec une probabilité du χ^2 supérieure à 10 % sont gardées. Par contre, aucune coupure sur cette probabilité n'est faite pour le canal $\phi\pi$. En effet, la masse du ϕ n'est supérieur à la somme des masses des deux kaons que d'une trentaine de MeV/c^2, ce qui limite beaucoup l'angle d'ouverture entre les deux traces formant le ϕ. Les deux traces sont souvent mal séparées, presque parallèles et difficilement ajustables en un point avec la troisième trace.

Coupures cinématiques

Nous appliquons les critères de sélection suivants :

$*$ Impulsions :

Les traces issues de la désintégration d'un méson lourd sont en moyenne plus énergiques que celles formées lors de la hadronisation. Pour réduire le fond combinatoire, nous demandons :

- $P_{K,\pi} > 1.5$ GeV/c pour les particules formant le ϕ ou le K^{*0},
- $P_{\pi,K} > 3$ GeV/c pour la particule célibataire accompagnant le ϕ ou le K^{*0},
- $P_{K^*} > 6$ GeV/c,
- et enfin $P_{D_s} > 7$ GeV/c.

$*$ Masses :

Nous pouvons sélectionner une région étroite autour de la masse nominale du ϕ, mais ce n'est pas le cas pour le K^{*0} qui est plus large. C'est pourquoi nous sommes en général obligés de couper plus sévèrement sur les autres quantités physiques, de manière à réduire le bruit de fond dans le canal K^{*0} K^+.

- La masse invariante de la combinaison des deux traces de charges opposées avec l'hypothèse de masse kaon-kaon doit être comprise entre 1.0134 GeV/c^2 et 1.0254 GeV/c^2 pour le canal $\phi\pi$.

– La masse invariante de la combinaison des deux traces de charges opposées avec l'hypothèse de masse kaon-pion doit être comprise entre 0.84 GeV/c^2 et 0.94 GeV/c^2 pour le canal K^{*0} K^+.

∗ Distributions angulaires :

Le D_s ayant un spin 0, la distribution angulaire de ses produits de désintégration est isotrope, il n'y a pas d'axe privilégié. Ce résultat est démontré de façon détaillée dans l'annexe A. La distribution du cosinus de l'angle α^* entre le ϕ (resp. le K^*) et la ligne de vol du D_s dans le référentiel de repos du D_s doit alors être plate pour le ϕ (resp. le K^*) issu du D_s. L'angle α^* est représenté sur la figure 5.3.

La figure 5.4 obtenue avec des D_s reconstruits à partir d'événements $Z \to q\bar{q}$ simulés illustre la désintégration isotrope du D_s. On observe une nette baisse de l'efficacité de reconstruction du D_s pour cos α^* = 1, c'est-à-dire lorsque le ϕ emmène la quasi-totalité de l'énergie du D_s. Cet effet a plusieurs causes :

– La coupure sur l'impulsion des trois traces n'a pas une efficacité constante en fonction de l'angle.

– Les deux traces formant le ϕ sont énergiques, la trace célibataire qu'il faut leur ajouter pour former un candidat D_s doit être peu énergique et la probabilité de la sélectionner est faible.

– L'angle d'ouverture des deux traces formant le ϕ est faible et les deux traces sont mal séparées. Cet angle est d'autant plus faible que le ϕ est énergique, c'est-à-dire que cos α^* est proche de 1.

Quant au fond combinatoire, il présente une distribution fortement piquée vers cos α^* = -1. Ce phénomène est dû à la nature du fond, qui est essentiellement constitué de combinaisons de traces primaires, créées lors de la hadronisation. Ces traces sont caractérisées par des faibles impulsions et des faibles impulsions transverses par rapport à l'axe de la poussée qui est proche de la direction du D_s.

Un deuxième angle intervient dans la désintégration suivante (mêmes résultats pour la désintégration du $K^{*0} \to K\pi$) :

$$\phi(\text{spin } 1) \to K^+(\text{spin } 0) + K^-(\text{spin } 0)$$

Le calcul de la distribution angulaire des produits de désintégration d'une particule de spin 1 en deux particules de spin 0, lorsqu'elle est issue de la désintégration du D_s discutée précédemment, est présenté dans l'annexe A. Le cosinus

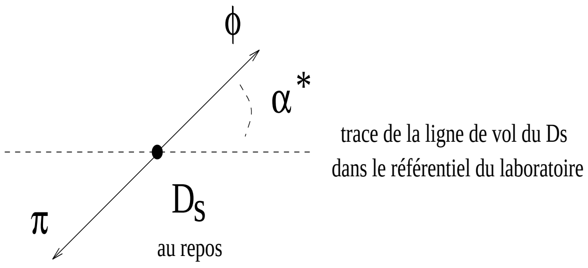


FIG. 5.3 – *Angle α^* entre le ϕ dans le référentiel de repos du D_s et la ligne de vol du D_s dans le référentiel du laboratoire.*

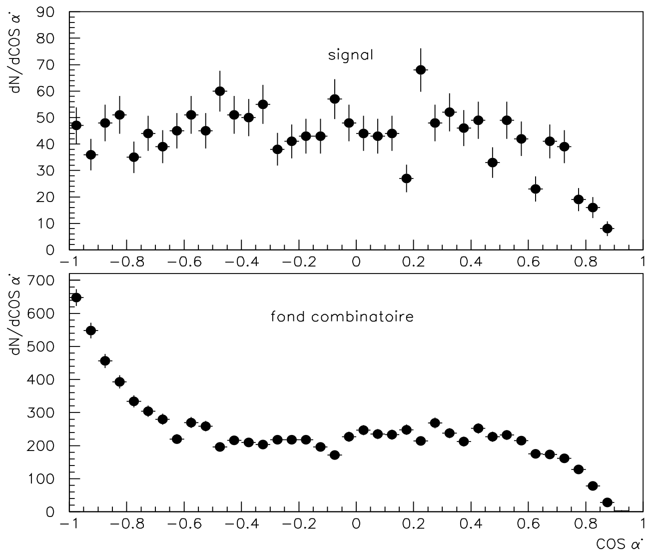


FIG. 5.4 – *Distribution angulaire du ϕ dans le référentiel de repos du D_s par rapport à la ligne de vol du D_s dans le référentiel du laboratoire. La distribution attendue est plate pour le signal, alors qu'elle est piquée vers cos α^* = -1 pour le bruit de fond combinatoire.*

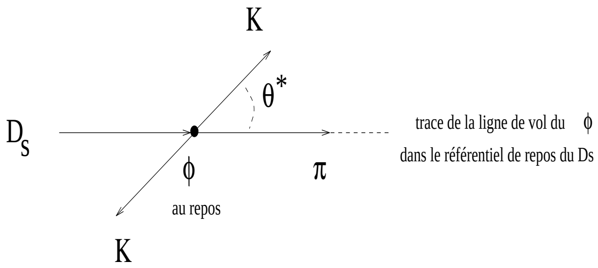


FIG. 5.5 – *Angle θ^* entre l'un des K issus de la désintégration du ϕ, et le π issu de la désintégration du D_s, dans le référentiel de repos du ϕ.*

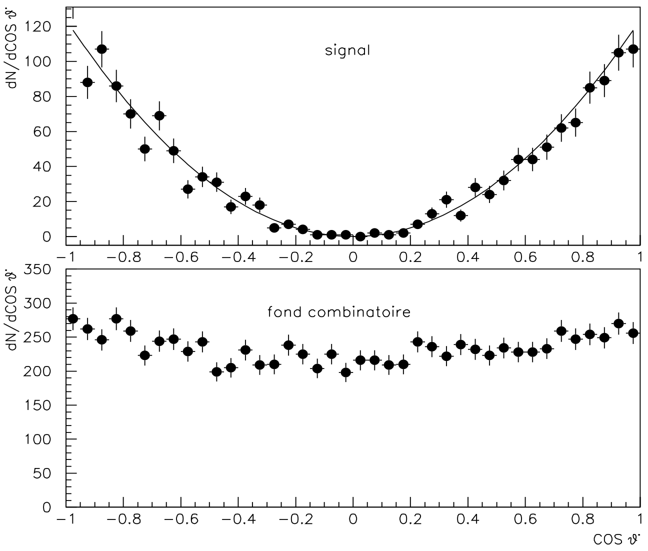


FIG. 5.6 – *Distribution angulaire du π par rapport au K dans le référentiel de repos du ϕ. Le signal présente une distribution en $\cos^2\theta^*$ (ajustée par la fonction en traits pleins), alors que le bruit de fond est isotrope.*

de l'angle θ^* entre l'un des produits de désintégration du ϕ et la ligne de vol du π dans le référentiel de repos du ϕ varie en $\cos^2\theta^*$. La figure 5.5 définit l'angle θ^* ; les distributions de $\cos\theta^*$ correspondant au signal et au bruit de fond combinatoire sont présentées sur la figure 5.6.

Les distributions des angles α^* et θ^* étant bien différentes dans le cas du signal et du bruit de fond combinatoire, nous exigeons :

- $|\cos\theta^*| > 0.6$ (resp. 0.7) en $\phi\pi$ (resp. en $K^{*0}K$),
- $|\cos\alpha^*| < 0.8$ (resp. 0.6) en $\phi\pi$ (resp. en $K^{*0}K$).

Identification des mésons

Le bruit de fond combinatoire a été réduit en utilisant les détecteurs de DELPHI permettant d'identifier les mésons. La population des pions étant plus grande que celle des kaons dans le domaine d'impulsion considérée, nous avons identifié les kaons. Une particule est identifiée en kaon :

- par le RICH si le critère d'identification en kaon est au moins *faible*,
- par la TPC si pull$\pi < -0.1$,
- les candidats pour lesquels aucune identification n'est disponible sont rejetés.

Les définitions des termes utilisés ici ont été données dans le § 3.2.2.

Dans le cas du canal $\phi\pi$, les deux traces du ϕ doivent être identifiées en kaon par au moins l'un des deux détecteurs (RICH ou TPC).

Pour le canal $K^{*0}K$, la situation est différente car les D_s peuvent être contaminés par des reflexions du D^+. En effet, le D^+ a un rapport d'embranchement de 1.5 % dans le mode $\bar{K}^{*0}\pi^+ \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$. Lorsque les trois traces issues du D^+ se désintégrant dans ce canal sont sélectionnées et que la masse du kaon est assignée au pion célibataire, la masse invariante des trois traces peut tomber dans le domaine de masse du D_s. Pour éliminer les reflexions dans le canal $K^{*0}K$, nous exigeons que la trace célibataire soit identifiée en kaon. Nous demandons par ailleurs que le candidat kaon formant la résonance K^{*0} soit identifié en kaon, mais les candidats pour lesquels il n'y a pas d'information sont gardés.

Dans le canal $\phi\pi$, il y a aussi une reflexion possible, lorsque la masse du kaon est donnée au π formant le $\bar{K}^{*0}$ du D^+. Cependant la probabilité que la masse invariante KK obtenue tombe dans le domaine de masse du ϕ est très faible car ce dernier est très étroit.

5.2.2 Etiquetage des événements beaux

Les événements beaux ont des caractéristiques topologiques et en énergie les différenciant des autres saveurs. Ceci permet d'enrichir un lot en événements beaux. Deux méthodes permettant de rejeter des événements u, d, s et c ont été testées :

- Les D_s produits directement par un événement charmé emportent une plus grande fraction X_E de l'énergie du faisceau que ceux créés par une cascade $b \to c \to D_s^+$. Une coupure supérieure sur X_E permet d'enrichir le lot en D_s venant de la cascade.
- Les hadrons beaux ont un grand temps de vie par rapport aux hadrons légers et la distribution des paramètres d'impact des traces d'un événement beau diffère de celle d'un événement avec un quark primaire plus léger.

Nous avons comparé l'enrichissement et l'efficacité obtenus en utilisant ces deux méthodes, ce qui a conduit à choisir l'étiquetage basé sur les paramètres d'impact mis à disposition par la collaboration DELPHI.

Principe de l'étiquetage par le paramètre d'impact

Le paramètre d'impact (IP) et son signe ont été définis dans le § 3.2.1. La particularité d'un événement contenant des hadrons beaux par rapport à une désintégration du Z en quarks légers tient aux grands paramètres d'impact de leurs produits de désintégration (voir figure 5.7). La distribution de l'IP des produits de désintégration des hadrons beaux est majoritairement positive, alors que celle des traces des événements u, d et s est une gaussienne de moyenne nulle, correspondant à la résolution du détecteur. Les IP négatifs sont essentiellement dûs à des particules primaires, ou bien à des erreurs de reconstruction du vertex primaire ou de la direction du jet.

Profitant de la bonne résolution du VD de DELPHI, un outil permettant d'enrichir en événements beaux a été mis au point dans la collaboration [3]. L'IP des traces est utilisé comme unique variable discriminante entre les événements beaux et les autres saveurs et une probabilité que l'événement ne contienne pas de quark b est construite. Cette probabilité étant continue, le choix est laissé à l'utilisateur du compromis pureté/efficacité nécessaire à son analyse.

L'utilisation de cet étiquetage introduit-elle un biais ?

Couper sur la probabilité que l'événement ne contienne pas de quark b revient à couper sur la distribution des paramètres d'impact. Les événements avec des IP faibles sont éliminés. L'efficacité sera d'autant meilleure que les mésons beaux auront volé loin. Or nous verrons dans le prochaine chapitre que les petits vols

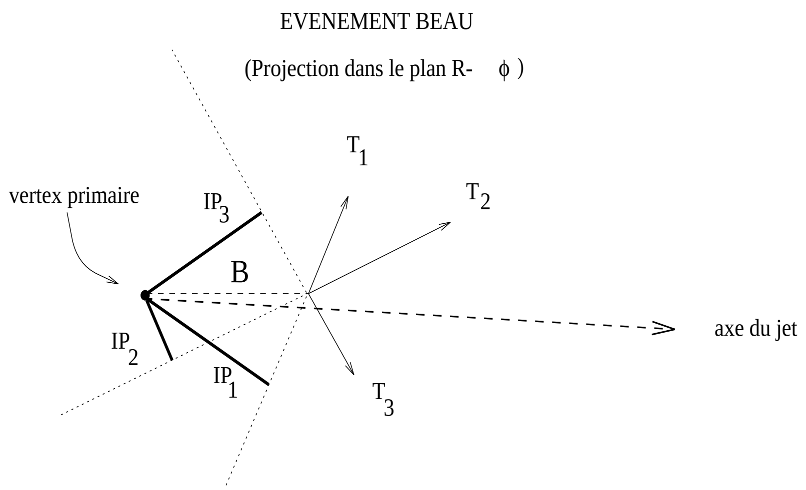


FIG. 5.7 – *Les traces T_1, T_2 et T_3 issues de la désintégration du hadron beau B ont des paramètres d'impact IP grands et positifs.*

du B_s^0 sont importants pour l'étude des oscillations car la résolution temporelle se détériore avec le temps.

La solution consiste alors à ne pas utiliser les traces de l'hémisphère du B_s^0. L'étiquetage dans un seul hémisphère est bien-sûr moins efficace que celui utilisant toute l'information de l'événement, mais aucun biais n'est introduit.

Choix de la coupure sur la probabilité qu'un événement ne contienne pas de quark b

Cet étiquetage permet de bien éliminer les quarks légers, mais il est moins performant pour séparer la beauté du charme. En effet, certains hadrons charmés ont aussi un temps de vie long et produisent en se désintégrant des particules dont les traces ne passent pas par le vertex primaire.

L'enrichissement en événements beaux améliore les résultats si :

$$\frac{N_{B_s^0}}{\sqrt{N_{udsc} + N_{b\neq B_s^0}}} < \frac{\epsilon_b N_{B_s^0}}{\sqrt{\epsilon_{fond} N_{udsc} + \epsilon_b N_{b\neq B_s^0}}} \tag{5.2}$$

avec les notations suivantes :

- $N_{B_s^0}$ est le nombre de B_s^0 sélectionnés avant enrichissement,
- $N_{b\neq B_s^0}$ est le nombre de hadrons beaux non B_s^0 sélectionnés avant enrichissement,
- N_{udsc} est le nombre d'événements non beaux sélectionnés avant enrichissement,

- ϵ_b est l'efficacité de sélection des événements beaux. Nous avons vérifié qu'elle était indépendante du méson beau considéré dans la limite des erreurs statistiques ;

- et enfin ϵ_{fond} est l'efficacité de sélection d'un événement non beau.

Le gain G est défini par la relation :

$$G = \frac{\epsilon_b \sqrt{N_{udsc} + N_{b \neq B_s^0}}}{\sqrt{\epsilon_{fond} N_{udsc} + \epsilon_b N_{b \neq B_s^0}}} \tag{5.3}$$

Ce gain a été étudié sur les événements simulés en utilisant les différentes contributions au lot de candidats D_s reconstruits avec nos critères de sélection. Les résultats dépendent des paramètres de la simulation, surtout des paramètres de la fragmentation de Peterson, mais il s'agit seulement d'obtenir un critère de comparaison des différentes méthodes et coupures pour faire notre choix.

Le meilleur gain obtenu avec la coupure en X_E est de 5 % en demandant $X_E < 0.4$, alors qu'il est de 20 % avec la méthode des IP en demandant que la probabilité que l'événement ne contienne pas de quark b soit inférieure à 0.1. C'est cette dernière coupure que nous appliquerons pour reconstruire le D_s dans le mode K^*K, et une coupure à 0.2 pour $\phi\pi$.

La coupure en X_E donne des résultats moins bons car elle ne rejette pas les événements uds, elle permet surtout de séparer le charme de la beauté. En effet, le fond combinatoire uds est très piqué à basses impulsions, donc aux faibles X_E. Rejetter aussi les événements à faible X_E diminue cependant beaucoup l'efficacité de sélection des D_s. De même, aucune amélioration du gain n'a pu être obtenue en combinant les deux méthodes.

5.2.3 Résultats

La figure 5.8 représente la masse invariante des D_s reconstruits dans les données 1991 à 1994. Avec les critères de sélection que nous venons d'énumérer nous reconstruisons dans la fenêtre de masse $M_{D_s} \pm 2\sigma$:

- 195 ± 22 D_s en $\phi\pi$ pour un fond combinatoire estimé à 180 combinaisons,

- 88 ± 21 D_s en K^*K pour un fond combinatoire estimé à 174 combinaisons.

L'ajustement des signaux a été réalisé en utilisant une gaussienne pour le pic de masse et l'exponentielle d'un polynôme du second degré pour le bruit de fond combinatoire. Dans le canal $\phi\pi$ nous voyons apparaître un pic de D^+, que nous avons ajusté avec une gaussienne de même largeur que le D_s.

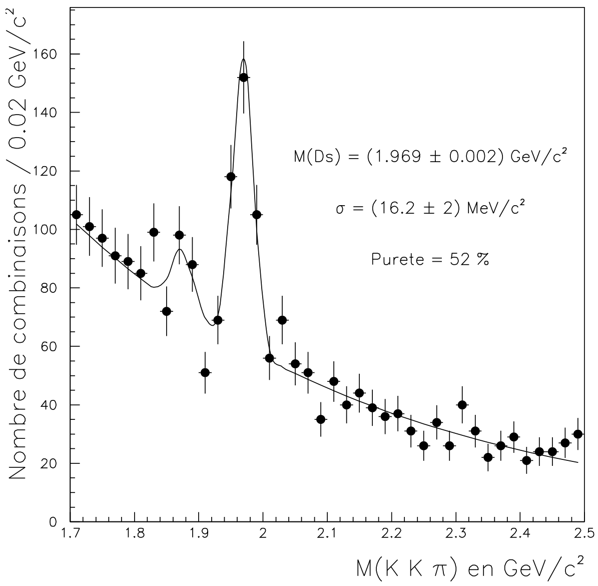


FIG. 5.8 – *198 D_s ont été reconstruits pour étudier les oscillations du B_s^0 dans le canal $\phi\pi$ avec les 3.2 millions de Z accumulés de 1991 à 1994. Le rapport du signal au bruit est d'environ 1. On observe le pic de D^+ à la masse de 1.87 GeV/c^2.*

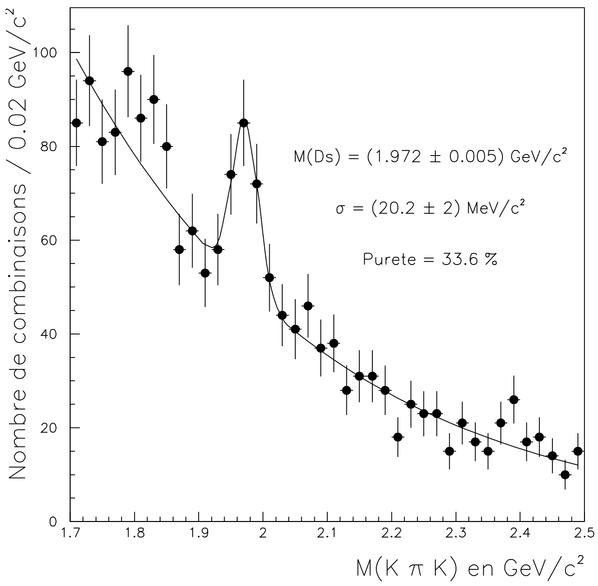


FIG. 5.9 – *88 D_s ont été reconstruits dans le canal $K^{*0}K^+$ avec les 3.2 millions de Z accumulés de 1991 à 1994.*

Nous n'utiliserons que le canal de désintégration du D_s en $\phi\pi$ pour l'étude des oscillations du B_s^0. Aucune coupure en distance de vol n'a été faite de manière à garder une efficacité de reconstruction du D_s constante en fonction du vol du B_s^0. Une telle coupure aurait permis d'améliorer le rapport signal sur bruit. Pour éliminer le fond nous avons alors dû appliquer des critères de sélection sévères, ce qui diminue l'efficacité de reconstruction des D_s.

5.2.4 Accord entre événements simulés et données

Il sera important de bien connaître la composition du lot de D_s dans notre analyse. Les différentes contributions ont en effet des puretés et des efficacités différentes pour la charge combinée ainsi que des distributions de temps de vol très distinctes. Cette composition est déterminée en reconstruisant le D_s de la même façon avec les données et avec les événements simulés afin de déterminer les différentes contributions au lot de D_s dans ces dernières. Le choix de cette méthode pose le problème de la validité du Monte-Carlo utilisé. Nous avons donc comparé l'effet de chaque coupure utilisée pour reconstruire le D_s dans les données à celui obtenu dans les événements simulés, en faisant toutes les coupures pour reconstruire le D_s excepté la coupure étudiée.

Les périodes de fonctionnement du RICH gazeux et liquide ont été reproduites dans les événements simulés utilisés en repondérant l'efficacité simulée pour le RICH. Cette dernière étant meilleure que dans la réalité, nous avons éliminé aléatoirement la quantité d'information du RICH nécessaire pour obtenir l'efficacité observée dans les données.

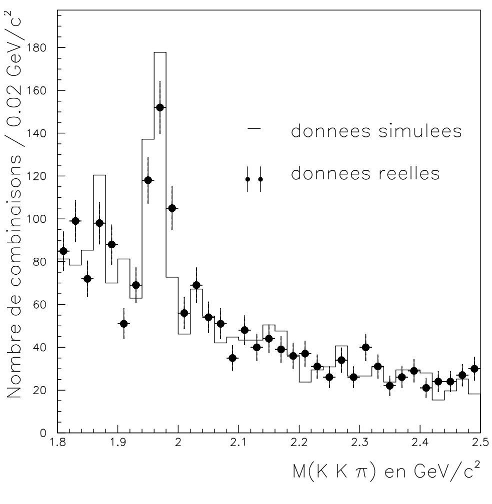


FIG. 5.10 – *Comparaison du signal de D_s en $\phi\pi$ obtenu avec les données avec le signal obtenu avec les événements simulés.*

La figure 5.10 montre que la compatibilité des résultats obtenus entre les événements simulés après correction des critères d'identification et les données est acceptable pour déterminer les contaminations.

Le D_s reconstruit dans le canal $\phi\pi$ à partir des événements simulés est montré sur la figure 5.11. Le nombre de désintégrations hadroniques du Z étudiées a été renormalisé à celui utilisé dans les données. La largeur du pic de masse du D_s simulé est plus étroite que celle du pic reconstruit dans les données, et le rapport signal/fond est meilleur : la pureté est estimée dans les données à $52.0 \pm 2.6\%$ contre $64.5 \pm 2.9\%$ pour la simulation. Cette différence est due à des rapports d'embranchement mal connus utilisés dans la simulation, par exemple $B_s \rightarrow D_s X$.

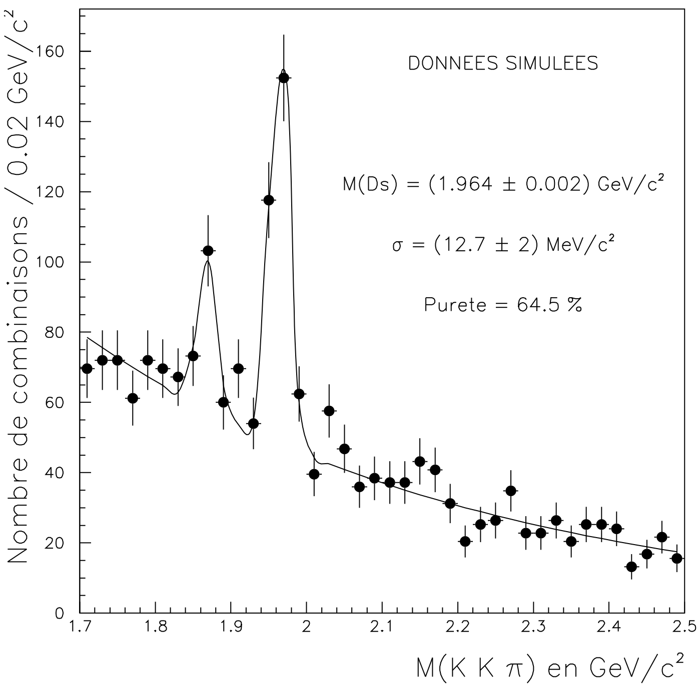


FIG. 5.11 – *Signal de D_s reconstruit à partir des événements simulés.*

5.2.5 Etude des différents bruits de fond

La composition du lot de D_s est déterminée à partir de l'analyse des événements simulés. La différence des puretés observées dans la simulation et dans les données est prise en compte en corrigeant les contaminations par le rapport des deux puretés. Nous avons par ailleurs vérifié que l'ajustement de la forme du signal reproduisait bien la pureté observée dans les événements simulés :

- la pureté est déterminée à $64.5 \pm 2.9\%$ par l'ajustement dans la simulation de la forme du pic et du fond par une gaussienne et l'exponentielle d'un polynôme du second degré,
- elle est en réalité de $62.1 \pm 3.4\%$ d'après l'information des D_s générés.

Les différentes contributions estimées pour le lot de D_s en $\phi\pi$ dans la fenêtre de masse $M_{D_s} \pm 2\sigma$ sont les suivantes, les erreurs indiquées sont les erreurs statistiques :

Signal = 52 %	B_s^0	$19.6 \pm 2.8\%$
	B_d^0	$12.8 \pm 2.3\%$
	B^+	$9.4 \pm 2.0\%$
	baryons beaux	$1.7 \pm 0.9\%$
	$c\bar{c} \to D_s$	$8.5 \pm 2.0\%$
Fond combinatoire	$b\bar{b}$	$26.7 \pm 3.1\%$
	$c\bar{c}$	$5.3 \pm 1.6\%$
	uds	$16.0 \pm 2.5\%$

D'après ces résultats, le nombre de B_s^0 sélectionnés avec les candidats D_s reconstruits en $\phi\pi$ de 1991 à 1994 est estimé à 74 ± 11.

5.3 Caractérisation de l'oscillation par la charge combinée et le D_s

En comparant le signe donné par la charge combinée à celui de la charge du D_s nous déterminons s'il s'agit d'un B_s^0 qui a ou non oscillé. La figure 5.12 représente la corrélation entre les deux signes dans le cas où les étiquetages sont parfaits et que le B_s^0 n'a pas oscillé.

Les candidats pour lesquels la charge du D_s reconstruit est de même signe que la charge combinée seront classés dans les événements n'ayant pas oscillé, les autres seront étiquetés comme ayant oscillé.

Tout ce qui n'est pas B_d^0 ou B_s^0 n'oscille pas mais peut simuler une oscillation à cause des corrélations entre la charge du D_s ou, dans le cas du bruit de fond combinatoire, du pseudo D_s, et la charge combinée. Il est nécessaire de bien estimer cette corrélation si elle existe.

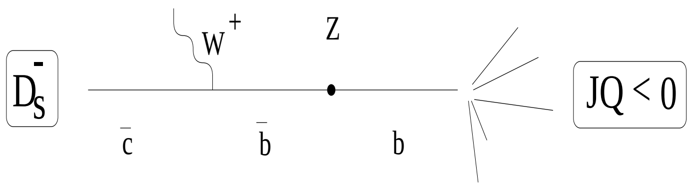


FIG. 5.12 – *Dans le cas où le méson B_s^0 n'oscille pas, la corrélation de charge entre le signe de la charge du jet JQ et celui du D_s est* $\mathbf{JQ} \times \mathbf{q_{D_s}} > \mathbf{0}$ *(en supposant que JQ donne le bon étiquetage).*

5.3.1 Cas des $b \to D_s$

La pureté et l'efficacité de la charge combinée étiquetant la nature du méson beau produit sont présentées dans le § 4.6.9. Ces valeurs sont valables dans le cas d'un vrai D_s venant d'un B_s^0 ou d'un B_d^0 car les particules issues du méson neutre ne contribuent pas à la valeur de la charge combinée. Ces mêmes chiffres seront appliqués en première approximation au cas du B^+.

Par contre nous avons vu que les D_s issus de la désintégration du B_s^0 provenaient essentiellement de la cascade $b-c$, tandis que ceux issus de la désintégration d'un B_d^0 ou d'un B^+ provenaient essentiellement du boson W (se reporter aux figures 5.1 et 5.2). Un D_s^+ étiquette un antiquark $\bar{b}$ lorsqu'il vient d'un B_d^0 ou d'un B^+, alors qu'il étiquette le plus souvent un quark b lorsqu'il vient d'un B_s^0.

5.3.2 Cas des $c \to D_s$

En ce qui concerne les mésons D_s produits directement par un Z se désintégrant en quarks charmés, la corrélation des charges est aussi opposée à celle observée pour le B_s^0, comme l'illustre la figure 5.13.

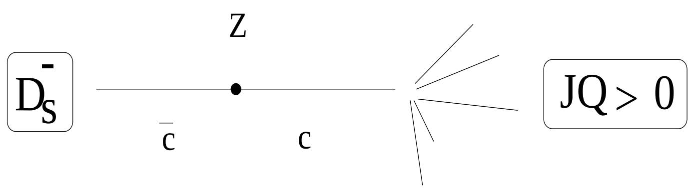


FIG. 5.13 – *La corrélation de charge entre le signe de la charge du jet JQ et celui du D_s dans les événements $c \to D_s^+$ est $JQ \times q_{D_s} < 0$. Cette contribution va plutôt simuler une oscillation.*

Comme dans le cas des événements $Z \to b\bar{b}$, la charge du jet a un signe reflétant statistiquement la nature du quark c primaire du même hémisphère. Par contre le quark c s'habille en hadrons n'oscillant pas, il n'y a donc aucun délavement de l'information par l'oscillation du méson opposé. En étiquetant le quark c avec la charge du jet classique ($\kappa_{opp} = 0.5$), la pureté est de $59.1 \pm 0.2\,\%$. Il n'est pas étonnant que l'algorithme de charge du jet utilisé soit plus puissant pour étiqueter des saveurs belles que pour les autres saveurs parce qu'un grand poids est donné aux particules de forte impulsion longitudinale.

La tendance à simuler une oscillation S de cette contribution a été étudiée en reconstruisant les D_s à partir de événements simulés $Z \to c\bar{c}$. Pour la charge combinée tronquée avec $K_{eti} = 0$ on obtient :

$$\begin{aligned} \text{Efficacité} &= 64.4 \pm 0.5\,\% \\ \text{Simulation}\, S &= 64.3 \pm 0.7\,\% \end{aligned} \tag{5.4}$$

5.3.3 Le bruit de fond combinatoire

Nous avons vérifié que le fond combinatoire présentait autant de pseudos D_s^+ que de pseudos D_s^-, saveur par saveur dans les événements simulés, puis globalement dans les données. Nous avons ensuite étudié la corrélation entre les signes de la charge combinée et de celle du pseudo D_s :

- directement dans les données (R. D.), en utilisant les ailes du pic de masse du D_s,
- puis dans les événements simulés $Z \to q\bar{q}$ (M.-C.) pour comparer les résultats avec ceux obtenus dans les données.

La figure 5.8 montre que l'aile gauche et l'aile droite du pic de masse du D_s ne sont pas équivalentes. L'aile gauche est composée de fond combinatoire, mais aussi de contributions de plusieurs mésons charmés : essentiellement des D^+, dont le pic de masse est visible, ainsi que des canaux de désintégration du D_s comportant des π^0 non reconstruits (par exemple $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$, de rapport d'embranchement 8 ± 4 % [2]). Nous avons par contre vérifié avec les événements simulés que les combinaisons de masse reconstruites dans l'aile droite ($M_{D_s} > 2.10$ GeV/c^2) ont des origines équivalentes à celles observées pour le fond combinatoire sous le pic.

Les résultats des corrélations entre les signes du fond combinatoire et la charge combinée sont les suivants (charge combinée tronquée avec $\kappa_{eti} = 0$) :

$$\begin{aligned}
\text{Efficacité} &= 60.3 \pm 0.6\,\% \quad \text{(M.-C.)} \\
&= 61.3 \pm 0.7\,\% \quad \text{(R. D.)} \\
\text{Simulation } S &= 52.8 \pm 0.8\,\% \quad \text{(M.-C.)} \\
&= 53.0 \pm 0.9\,\% \quad \text{(R. D.)}
\end{aligned} \tag{5.5}$$

Le fond simule donc une oscillation dans un tout petit peu plus de la moitié des cas, et les résultats de la simulation sont bien compatibles avec ceux issus directement des données. Cette tendance à simuler une oscillation est favorisée par les coupures pour reconstruire le D_s. En effet, une impulsion minimale est exigée pour les traces candidates, ce qui amène à sélectionner trois traces de charge totale plus souvent du même signe que le quark primaire du même hémisphère. C'est le même principe que la charge du jet : les traces gardant la mémoire de la charge du quark initial sont en moyenne plus énergiques que celles portant la charge opposée.

5.4 Le D_s-lepton

Une fois le D_s reconstruit, il est intéressant de lui ajouter le lepton de la cascade $b \to c$ (voir la figure 5.14). Cela permet d'une part de mieux reconstruire le temps de vol du B_s^0 comme nous le verrons dans le prochain chapitre, d'autre part de rejeter une grande partie du bruit de fond.

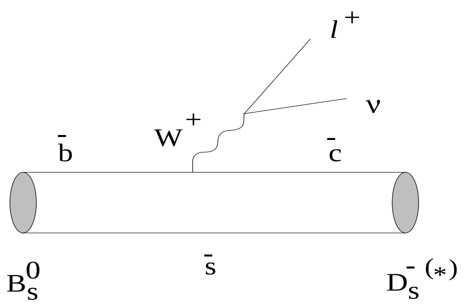


FIG. 5.14 – *Le B_s^0 est reconstruit de manière semi-exclusive dans le canal $B_s^0 \to D_s^- \ell^+ X^0$. Le X^0 désigne le neutrino et, dans le cas où il y a eu création d'un D_s^{*-}, le γ (ou le π^0) et le neutrino.*

Le neutrino accompagnant le lepton n'est pas visible, il s'agit donc d'une reconstruction semi-exclusive du B_s^0. Lorsque le méson charmé créé est un D_s^{*-}, il se désintègre majoritairement [2, 4] dans les canaux $D_s^{*-} \to D_s^- \gamma$ et $D_s^{*-} \to D_s^- \pi^0$. Les résonances d'ordre supérieur (comme le D_s^{**}) se désintègrent en un méson D non étrange et un kaon.

5.4.1 Reconstruction du D_s-lepton

Les événements hadroniques et les traces sont sélectionnés à partir des variables déjà énumérés pour le D_s. Les événements sont rejetés si la probabilité que l'hémisphère opposé ne contienne pas de quark b est supérieure à 0.3.

Critères de sélection propres au D_s

Les coupures sont faites sur les mêmes grandeurs physiques que pour reconstruire le D_s seul, mais dans des limites différentes. Ces coupures sont les suivantes :

- $P_{K,\pi} > 1$ GeV/c pour les trois particules formant le D_s ;
- $P_\phi > 3.5$ GeV/c et $P_{K^{*+}} > 6$ GeV/c ;
- $|\cos\theta^*| > 0.4$ (resp. 0.7) en $\phi\pi$ (resp. K^{*0} K) ;
- $|\cos\alpha^*| < 0.8$ pour les deux canaux ;
- au moins deux des trois particules formant le D_s ont donné au moins un signal dans le VD ;
- les fenêtres de masse des résonances sont $1.01\,\mathrm{GeV/c^2} < M_\phi < 1.028\,\mathrm{GeV/c^2}$ et $0.842\,\mathrm{GeV/c^2} < M_{K^{*+}} < 0.942\,\mathrm{GeV/c^2}$;
- les deux traces formant le ϕ doivent être identifiées en kaon avec les mêmes critères que pour reconstruire le D_s, mais les traces n'ayant aucune information permettant de les identifier (ni TPC ni RICH) sont gardées.

Pour éliminer les reflexions du D^+ dans le canal K^{*0} K, une identification en kaon est exigée pour le kaon célibataire, par la TPC ou le RICH. Les critères d'identification utilisés dépendent de la masse de la reflexion. La distribution en masse d'un lot de $D_s\ell$ simulés lorsque la masse du π est donnée au candidat kaon célibataire est représentée sur la figure 5.15. Lorsque cette masse est éloignée d'au moins 2σ de la masse nominale du D^+, le candidat est rejeté si le kaon célibataire n'est pas compatible avec une identification en kaon, mais il est gardé lorsqu'aucune identification n'est possible. Par contre, dans la fenêtre de masse du D^+, le candidat est aussi rejeté lorsqu'aucune identification n'est possible.

Critères de sélection propres au lepton

Le lepton de la cascade $b \to c$ porte une charge opposée à celle du D_s reconstruit. Tous les leptons ayant une identification au moins *faible* en muon par les chambres à μ ou en électron par le calorimètre électromagnétique et la TPC sont sélectionnés. L'identification des leptons a été présentée dans le § 3.2.3.

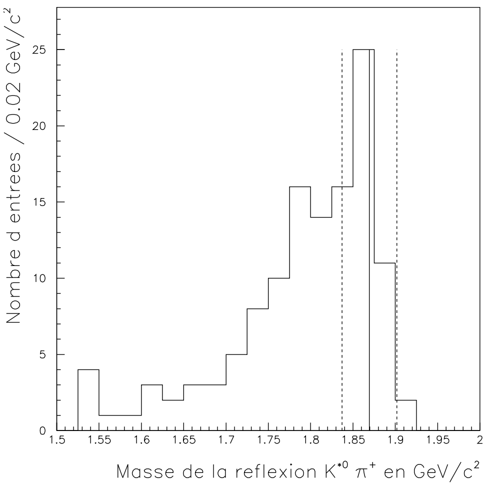


FIG. 5.15 – *Distribution en masse d'un lot de D_s-lepton simulés lorsque la masse du π est donnée au kaon célibataire. Le trait plein correspond à la masse du D^+, les deux traits en pointillés correspondent à $\pm 2\,\sigma$ autour de la masse nominale.*

Une fois un candidat lepton sélectionné, nous appliquons les critères de sélection suivants :

- $P > 3$ GeV/c pour le lepton ;
- le lepton doit être associé avec au moins un signal dans le VD ;
- $P_\perp^{out} > 1$ (resp. 1.1) GeV/c pour le lepton dans le canal $\phi\pi$ (resp. $\bar{K}^{*0}K^+$).

Les spectres d'impulsion et d'impulsion transverse $P_\perp^{out}$ de leptons simulés sont montrés sur la figure 2.2 du § 2 pour des leptons issus de $b \to \ell\nu X$, $b \to c \to \ell\nu X$ et $c \to \ell\nu X$. $P_\perp^{out}$ est l'impulsion transverse à la direction du jet auquel appartient le lepton. La direction du jet du lepton est déterminée avec toutes les particules neutres et chargées associées au jet excepté le lepton lui-même. Les jets sont reconstruits suivant l'algorithme de Jade [5] avec la coupure y en masse :

$$y = \frac{\text{masse maximale du jet}}{\text{masse visible de l'événement}} = 0.05 \tag{5.6}$$

En moyenne 2.6 jets par événement sont ainsi reconstruits dans les données, dont 68 % de 2 jets.

Critères de sélection concernant l'ensemble D_s-lepton

Nous pouvons enfin appliquer des sélections propres à l'ensemble $D_s^+\ell^-$:

- Le B_s^0 a une impulsion moyenne de l'ordre de 30 GeV/c au LEP. Il manque le neutrino pour reconstruire totalement le B_s^0, mais demander une impulsion minimale rejette beaucoup de fond combinatoire. Nous coupons sur l'impulsion reconstruite $|\overrightarrow{P}_{D_s^+} + \overrightarrow{P}_{\ell^-}| > 20$ GeV/c.

- Nous coupons aussi sur la masse invariante du couple $D_s^+\ell^-$: 3 GeV/c^2 < $M_{D_s^+\ell^-}$ < 5.5 GeV/c^2. Le fond combinatoire a une distribution de masse invariante très piquée vers 2.5 GeV/c^2.

5.4.2 Résultats

Avec les critères de sélection énumérés précédemment, nous reconstruisons dans la fenêtre de masse $M_{D_s} \pm 2\sigma$:

- 41 ± 8 D_s^+ dans le canal $\phi\pi$, avec un fond estimé à 6,

- 28 ± 9 D_s^+ dans le canal $\bar{K}^{*0}K^+$, avec un fond estimé à 26.

Les masses invariantes pour chacun des canaux et pour la somme sont montrées sur la figure 5.16. Le résultat pour la somme des deux canaux est :

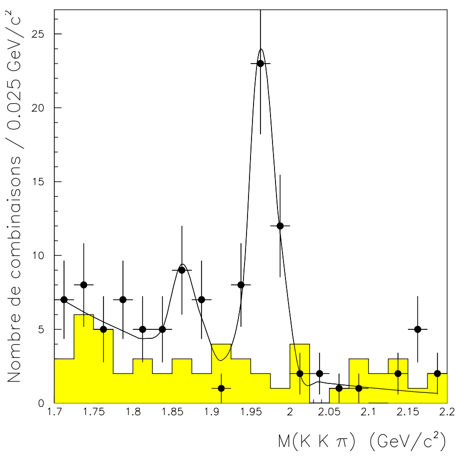
- 67 ± 11 D_s^+ dans le pic pour un fond estimé à 33 combinaisons

- $M_{D_s} = 1.967 \pm 0.003$ GeV/c^2

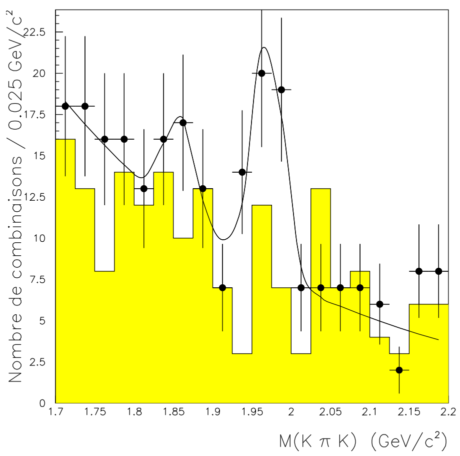
- largeur du pic = 18.3 ± 2.2 MeV/c^2

Un pic de masse de 21 ± 9 combinaisons apparaît à la masse de 1.864 ± 0.010 GeV/c^2, qui correspond au D^+. L'ajustement est obtenu en utilisant une gaussienne de même largeur pour pour le pic de D_s et celui de D^+, et l'exponentielle d'un polynôme du second degré pour le fond. Nous voyons sur la figure 5.16 que les combinaisons $D_s^\pm\ell^\pm$ de même signe ne font apparaître aucun signal.

Le fait d'avoir rajouté le lepton a divisé le nombre de D_s reconstruits par un facteur 4 environ, ce qui correspond au rapport d'embranchement semi-leptonique des hadrons beaux qui est de l'ordre de 10 % pour chacun des deux leptons (électron et muon).



(a) Masse invariante $\phi\pi$ après corrélation avec un lepton de signe opposé au D_s reconstruit.



(b) Masse invariante $K^{*0}K$ après corrélation avec un lepton de signe opposé au D_s reconstruit.

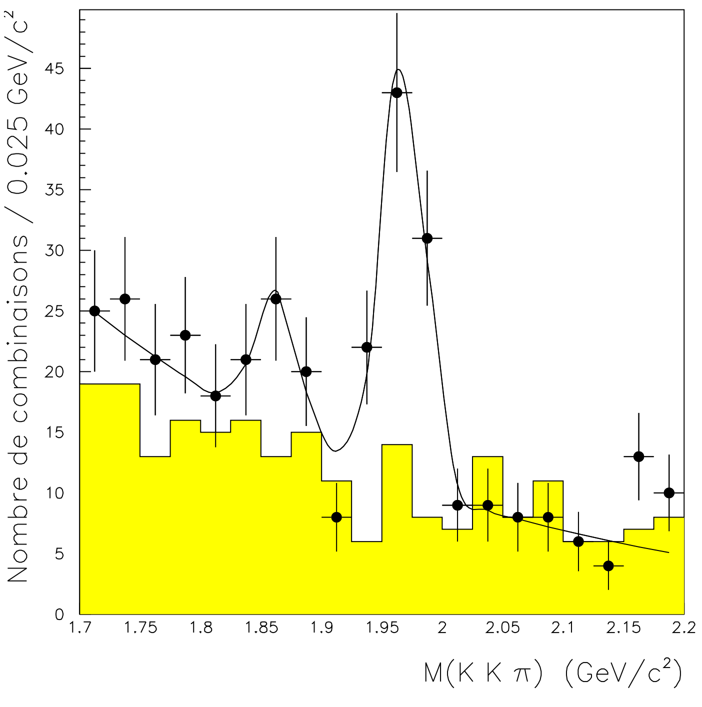


FIG. 5.16 – *$D_s^+\ell^-$ reconstruits dans les canaux $\phi\pi$ et $K^{*0}K$ avec les 3.2 millions de Z accumulés de 1991 à 1994. Les combinaisons de même signe sont représentées en grisé.*

5.4.3 Nature des événements sélectionnés

Les groupes qu'il est important de séparer sont ceux susceptibles d'avoir des corrélations de signe différentes entre la charge du jet et les D_s, ainsi que ceux pour lesquels la résolution sur la reconstruction du vertex de désintégration du hadron beau sera différente.

Les paramètres concernant le bruit de fond combinatoire qui seront utilisés dans l'ajustement de la courbe d'oscillation en fonction du temps sont directement déterminés dans l'aile droite du pic de masse des D_s reconstruits dans les données.

Composition du signal $D_s^+\ell^-$

Les D_s reconstruits sont tous produits dans des événements beaux. La sélection du lepton de charge opposée à la charge du D_s a permis d'éliminer totalement tous les D_s produits directement dans des événements $Z \to c\bar{c}$.

Deux sources contribuent au pic de D_s^+ :

- les $B_s^0 \to D_s^-\ell^+$,
- mais aussi les canaux $B_d^0 \to D_s^+D^-$ et $B^+ \to D_s^+\bar{D}^0$ où le méson D non étrange se désintègre semi-leptoniquement. Comme le montre la figure 5.17, le lepton issu du quark c a un signe opposé au D_s et nous pouvons sélectionner par erreur un couple $D_s^+\ell^-$ venant d'un B_d^0 ou d'un B^+.

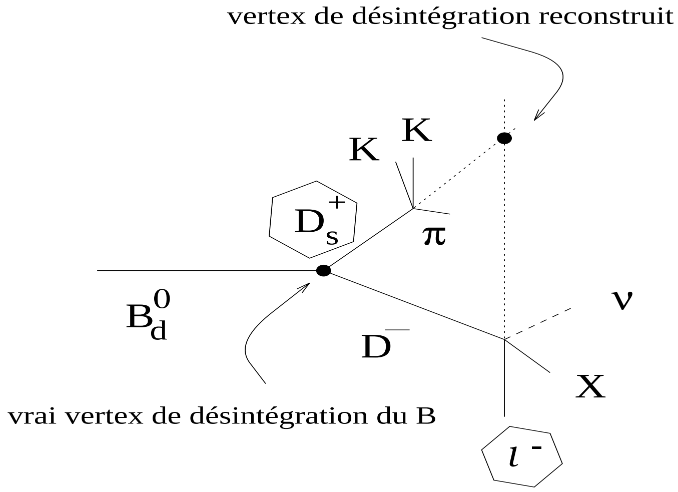


FIG. 5.17 – *Une combinaison $D_s^+\ell^-$ peut être sélectionnée, issue d'un B_d^0 ou d'un B^+ se désintégrant en D_sD, le D non étrange s'étant désintégré semi-leptoniquement.*

La contribution du canal $B_s \to D_s D_s$ est d'environ 1 %, avec une probabilité de 50 % de reconstruire le D_s de mauvais signe, et nous la négligeons.

Nous négligeons [6, 7] aussi la contribution B_d^0, $B^+ \to D_s^- K \ell^+ \nu X$. Ce mode de production, dont le diagramme est montré sur la figure 5.2, n'a pas encore été observé et seules des limites supérieures sur sa contribution peuvent être obtenues.

Nous allons estimer les proportions relatives de ces origines au signal de D_s. Pour cela, nous raisonnons avec le canal de désintégration en $\phi\pi$, en supposant qu'un produit de désintégration du D non étrange de la contribution $B_{u,d} \to D_s D$ est sélectionné en tant que lepton.

La proportion relative $P_{D_s\ell}$ de D_s issus de $B_s \to D_s \ell$ à considérer s'écrit, pour $\ell =$ (électron, muon) :

$$P_{D_s\ell} \;=\; 2 \times BR(\bar{b} \to B_s^0 \to D_s^- \ell^+ X^0) \times BR(D_s^- \to \phi\pi^-) \times \epsilon_{\text{sél.},1} \tag{5.7}$$

avec les valeurs suivantes :

- $BR(\bar{b} \to B_s^0 \to D_s^- \ell^+ X^0) \times BR(D_s^- \to \phi\pi^-) = (3.1 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ pour un lepton ℓ [1] ;
- l'efficacité de sélection des événements $B_s^0 \to D_s \ell$ a été estimée sur des événements simulés : $\epsilon_{\text{sél.},1} = 10.8 \pm 0.5$ %.

Nous obtenons pour la relation 5.7 : $P_{D_s\ell} = (6.7 \pm 1.1) \times 10^{-5}$.

La proportion relative P_{D_sD} de D_s issus de $B \to D_s^+ D$ s'écrit :

$$P_{D_sD} = (f_d + f_u) \times BR(B \to D_s^+ D) \times BR(D_s^+ \to \phi\pi^+) \times \epsilon_{\text{sél.},2} \tag{5.8}$$

avec les valeurs suivantes :

- $f_d = f_u = 0.391 \pm 0.032$ [1] ;
- $BR(B \to D_s^+ D) = 0.050 \pm 0.009$ [2] ;
- $BR(D_s^+ \to \phi\pi^+) = 0.035 \pm 0.004$ [2] ;
- l'efficacité de sélection des événements $B_{u,d} \to D_s D$ a été estimée par une étude sur des événements simulés dédiés à ces canaux : $\epsilon_{\text{sél.},2} = 0.19 \pm 0.06$%.

Nous obtenons pour la relation 5.8 : $P_{D_sD} = (2.6 \pm 1.0) \times 10^{-6}$.

En conclusion, le pic de D_s est composé de :

- 96.3 ± 2.0 % de $B_s \to D_s \ell$,

- 3.7 ± 2.0 % de $B_{d,u} \to D_s D$.

Avec le lot de $D_s\ell$ que nous avons reconstruits, nous disposons donc de l'ordre de 65 mésons B_s^0 pour l'étude des oscillations.

Nombre attendu de $D_s^-\ell^+$

Le nombre $N_{D_s\ell}$ de combinaisons $D_s^-\ell^+$ que nous devrions avoir sélectionnées peut être calculé en utilisant ces efficacités de sélection déterminées dans les événements simulés. Pour le canal $\phi\pi$:

$$\begin{aligned} N_{D_s\ell} &= 2 \times N(Z \to q\bar{q}) \times \frac{\Gamma(Z \to b\bar{b})}{\Gamma(Z \to q\bar{q})} \times 2 \times BR(\bar{b} \to B_s^0 \to D_s^-\ell^+X^0) \\ &\quad \times BR(D_s^- \to \phi\pi^-) \times BR(\phi \to K^+K^-) \end{aligned} \tag{5.9}$$

avec les valeurs suivantes pour les différents termes :

- $N(Z \to q\bar{q}) = 3.044 \times 10^6$ Z sélectionnés à partir des données enregistrées de 1991 à 1994 ;
- $\Gamma(Z \to b\bar{b})/\Gamma(Z \to q\bar{q}) = 0.2216 \pm 0.0017$ [8] ;
- $BR(\bar{b} \to B_s^0 \to D_s^-\ell^+X^0) \times BR(D_s^- \to \phi\pi^-) = (3.1 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ pour un lepton ℓ [1] ;
- $BR(\phi \to K^+K^-) = 0.491 \pm 0.009$ [2] ;
- et enfin $\epsilon_{\text{sél.},1} = 10.8 \pm 0.5$ %.

ce qui correspond à 44 ± 8 $\phi\pi\ell$ attendus, à comparer aux 41 ± 8 reconstruits.

Pour le canal K^*K, l'efficacité de sélection a aussi été déterminée sur la simulation :

$$\epsilon_{\text{sélection}}(B_s \to D_s\ell \to K^{*0}K\ell \to (K^+\pi^-)K^-\ell^+) = 3.5 \pm 0.3\% \tag{5.10}$$

En faisant le même calcul appliqué au canal K^*K, nous obtenons 19 ± 5 candidats à comparer aux 28 ± 9 reconstruits.

Contribution du fond non D_s

La contribution du fond combinatoire sera directement déterminée dans les données. Les événements simulés ont néanmoins été étudiés pour avoir une idée de la nature de ce fond, mais cette étude est uniquement qualitative. Elle a ensuite permis de mieux déterminer les fonctions d'ajustement des distributions temporelles du fond et de vérifier la cohérence des valeurs obtenues pour la simulation d'une oscillation par le fond. D'après les événements simulés, les contributions au fond combinatoire sont :

origine du fond	proportion
u, d et s	$4.3 \pm 1.4\%$
$c\bar{c}$	$4.7 \pm 1.5\%$
$b\bar{b}$	$91.0 \pm 1.3\%$

Si les traces formant les mauvais candidats correspondent à du vrai bruit de fond combinatoire, les proportions des différentes origines du fond $b\bar{b}$ doivent suivre les proportions de production des différents hadrons. Ceci est bien vérifié par les événements simulés dans la limite des erreurs statistiques, c'est-à-dire que le fond beau est composé de :

40 %	B^+
40 %	B_d^0
10 %	B_s^0
10 %	baryons beaux

Identification des leptons

Pour savoir s'il est intéressant d'appliquer une coupure dépendant du critère de sélection avec lequel le lepton est identifié (critère *fort*, *standard* ou *faible*), nous allons comparer ces critères directement dans les données pour le fond combinatoire et le signal de $D_s\ell$. Les proportions de leptons identifiés suivant chacun des trois critères sont déterminées d'une part pour les candidats dans la fenêtre de masse $M_{D_s} \pm 2\sigma$ et d'autre part pour les candidats du fond combinatoire de l'aile droite du pic de masse. A partir des rapports signal/bruit de chaque canal, nous en déduisons les proportions correspondant aux vrais D_s seuls et au fond combinatoire.

Pour les $D_s\ell$ reconstruits dans les données, les proportions de leptons sélectionnés suivant chaque critère d'identification sont les suivantes :

Canal	e^-	μ^-	faible	standard	fort	erreur stat.
$\phi\pi$	58 %	42 %	14.6 %	8.1 %	77.3 %	$\simeq 6$ %
$K^{*0}K$	54.2%	45.8%	17.4%	7.4%	75.3%	$\simeq 5$ %

Pour le fond combinatoire dans les données, les proportions sont les suivantes :

Canal	e^-	μ^-	faible	standard	fort	erreur stat.
$\phi\pi$	67 %	33 %	33 %	23 %	43 %	$\simeq$ 9 %
$K^{*0}K$	60 %	40 %	27 %	17 %	56 %	$\simeq$ 3.5 %

En rejetant par exemple les électrons *faibles*, 30 % du fond combinatoire est rejeté, mais nous perdrions plus de 15 % du signal et le rapport signal/$\sqrt{\text{bruit}}$ n'est pas amélioré. Nous avons finalement utilisé tous les leptons identifiés par le critère au moins *faible*.

5.5 Caractérisation de l'oscillation par la charge combinée et le $D_s^+\ell^-$

Comme nous l'avons fait pour l'étiquetage par la charge combinée et le D_s, la probabilité de simuler une oscillation du B_s^0 doit être déterminée pour chaque contribution aux événements sélectionnés.

5.5.1 Dans le cas du signal

Un B_s^0 est considéré comme ayant oscillé si la charge combinée et la charge du D_s ont le même signe. En ce qui concerne les D_s issus de B_d^0 et B^+, ils vont majoritairement contribuer à la courbe d'oscillation car la corrélation entre la charge du jet JQ et la charge du D_s induit $JQ \times q_{D_s} < 0$ comme le montre la figure 5.18. La pureté, c'est-à-dire la proportion d'étiquetages corrects, de cet étiquetage ne sera pas rigoureusement le même que dans le cas du B_s^0. En effet seule une partie des traces issues de leur désintégration seront éliminées du calcul de la charge combinée. Mais cette contribution à la courbe d'oscillation ne concerne que 2 % des candidats sélectionnés et la différence n'affecte que le côté étiqueté, dont le poids pour la charge combinée n'est que de 20 % (voir § 4.6.8). En première approximation nous utiliserons les chiffres obtenus pour le B_s^0.

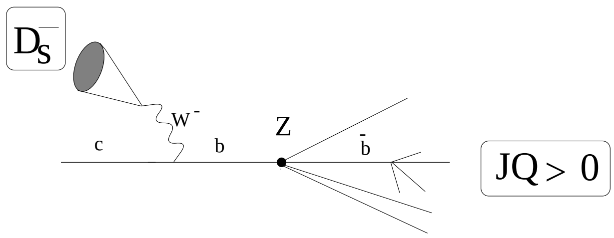


FIG. 5.18 – *Corrélation entre le signe de la charge du jet JQ et le D_s issu d'un B_d^0 ou d'un B^+.*

5.5.2 Dans le cas du fond combinatoire

En ce qui concerne le fond combinatoire, la situation est très différente du cas charge combinée-D_s parce que nous demandons que le lepton et le pseudo D_s soient de charges opposées. Si le candidat lepton est un vrai lepton, il y aura une forte corrélation de signe avec la charge du jet. Une étude qualitative de la nature du candidat lepton sélectionné a été faite dans les événements simulés pour le fond combinatoire.

Le fond $c\bar{c}$

Dans le fond $c\bar{c}$, le lepton sélectionné est :

- un faux lepton ou un lepton primaire dans 65.4 ± 6.6 % des cas.
- un lepton issu de la cascade $c-s$ dans 34.6 ± 6.6% des cas. Cette contribution simule une oscillation dans la limite de la pureté de la charge combinée d'un événement $c\bar{c}$.

Le fond $b\bar{b}$

L'origine des candidats leptons sélectionnés dans les événements $b\bar{b}$ en moyenne pour les deux canaux d'après les événements simulés est donnée dans le tableau suivant :

lepton sélectionné	fraction
faux lepton ou vrai lepton primaire	26.9 ± 1.9%
vrai lepton de $c \to s$	12.4 ± 1.4%
vrai lepton de $b \to c$	60.7 ± 2.1%

La charge combinée du fond combinatoire

La contribution totale de tout ce fond combinatoire est déterminée directement dans les données. Il faut savoir si ces événements vont simuler des B_s^0 ayant oscillé ou non. Les canaux $\phi\pi$ et K^*K sont considérés séparément. En utilisant les combinaisons de signe opposé pour le D_s et le lepton, dans l'aile droite du pic de masse des candidats $D_s\ell$ reconstruits dans les données, nous obtenons pour la charge combinée :

$$\begin{aligned} \text{canal } \phi\pi \ : \quad & S = 50.0 \pm 9.4 \ \% \\ \text{canal } K^*K \ : \quad & S = 39.3 \pm 3.5 \ \% \end{aligned} \tag{5.11}$$

où S désigne dans le cas du fond combinatoire la probabilité de simuler une oscillation, avec une efficacité d'étiquetage de 100 %.

Bibliographie

[1] P. Abreu *et al.*, DELPHI coll., CERN-PPE/0140, janvier 1996.

[2] L. Montanet *et al.*, Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994) 1173.

[3] DELPHI coll., G.V. Borisov, note interne, 08-1994.

[4] J. Gronberg *et al.*, CLEO coll., contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995, Réf. 0177.

[5] W. Bartel *et al.*, JADE coll., Z. Phys. **C33** (1986) 23.
W. Bethke *et al.*, JADE coll., Phys. Lett. **B213** (1988) 235.

[6] X. Fu *et al.*, CLEO coll., contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995, réf. 0169.

[7] E. Golowich, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène, J.-C. Raynal, Z. Phys. **C48** (1990) 89.

[8] LEP coll., CERN-PPE/95-172 (1995).

Chapitre 6

Estimation du temps de vol du méson B_s^0

Nous sommes maintenant capables de faire une sélection d'événements dont la fraction de B_s^0 et la composition du fond sont connues, et de déterminer s'ils ont ou non oscillé. Pour faire l'étude de la dépendance temporelle des oscillations, nous devons à présent reconstruire le temps de vol pendant lequel le B_s^0 a volé avant de se désintégrer. Nous verrons dans ce chapitre qu'il est plus difficile de reconstruire le temps de vol lorsque seul le D_s est reconstruit, la sélection du lepton apportant une contrainte supplémentaire.

6.1 Introduction

Pour connaître le temps pendant lequel le méson B_s^0 a volé avant de se désintégrer, nous mesurons expérimentalement sa distance de vol $L_{B_s^0}$ et son impulsion $P_{B_s^0}$. Le temps de vol $t_{B_s^0}$ se déduit ensuite par la relation :

$$t_{B_s^0} = \frac{m_{B_s^0}\, L_{B_s^0}}{P_{B_s^0}\, c} \tag{6.1}$$

Nous devons connaître la résolution sur le temps de vol du B_s^0 pour ajuster la courbe temporelle d'oscillation. En faisant l'approximation que les résolutions en distance de vol dL et en impulsion dP sont indépendantes, on écrit :

$$\left(\frac{dt}{t}\right)^2 = \left(\frac{dL}{L}\right)^2 + \left(\frac{dP}{P}\right)^2 \tag{6.2}$$

La résolution temporelle en fonction du temps est alors de la forme :

$$\sigma^2(t) = \left(\frac{m_{B_s^0}\, \sigma(L)}{P\, c}\right)^2 + t^2 \left(\frac{\sigma(P)}{P}\right)^2 \tag{6.3}$$

Pour obtenir une bonne résolution temporelle, il faut donc minimiser :

- $\sigma(P)/P$ pour l'impulsion

- et $\sigma(L)/P$ pour la distance de vol. Cette quantité est plus pertinente que $\sigma(L)$ directement. En effet, prenons l'exemple de deux particules énergétiques issues de la désintégration du B_s^0 : leur angle d'ouverture va avoir tendance à être faible et l'ajustement en un point de ces deux traces va être entaché d'une erreur plus grande que dans le cas de deux traces bien séparées.

La période d'oscillation du B_d^0 est de l'ordre de 13 ps, alors qu'elle est inférieure à 1.1 ps dans le cas du B_s^0. Il en résulte que l'étude des oscillations du B_s^0 nécessite une résolution sur le temps de vol bien meilleure que les analyses des oscillations du B_d^0. La résolution temporelle atténue en effet l'amplitude des oscillations par le facteur :

$$\exp\left[-\frac{(\sigma_t \Delta m_q)^2}{2}\right] \tag{6.4}$$

La visibilité des oscillations contraint la résolution à être au maximum de l'ordre de :

$$\sigma_t \lesssim \frac{1}{\Delta m_q} \simeq 1 \text{ période} \tag{6.5}$$

Cette résolution temporelle se détériore rapidement avec le temps puisqu'elle est de la forme $\sigma^2(t) = a + bt^2$. Il est important de ne pas couper les faibles temps de vol du méson B_s^0 car c'est là que la sensibilité aux oscillations est la plus grande.

6.2 Le canal $D_s X$

A partir de l'ajustement des trois traces $KK\pi$ formant le D_s, l'impulsion et le point de désintégration du D_s sont reconstruits, ainsi que leurs erreurs respectives. D'autre part, le point de production du B_s^0 est connu, il s'agit du vertex primaire présenté au § 3.2.1. Mais il manque les autres particules issues de la désintégration du B_s^0 pour déterminer son impulsion et sa distance de vol (voir figure 6.1).

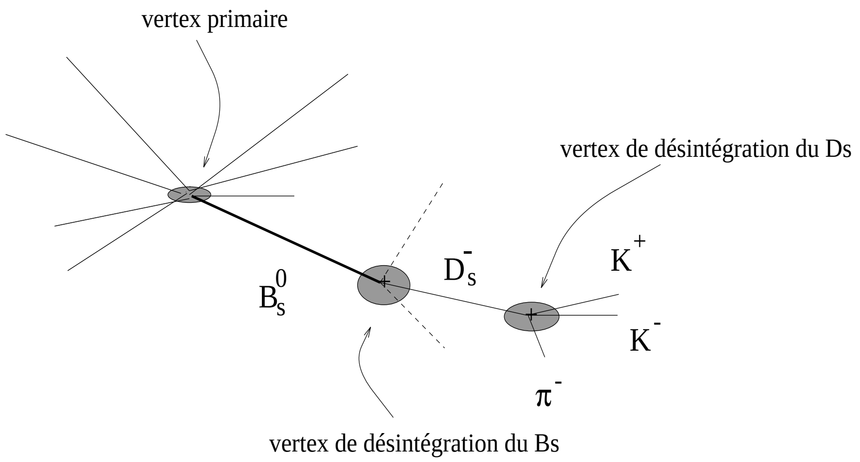


FIG. 6.1 – *Le vertex de désintégration du D_s, sa direction et le vertex primaire sont reconstruits. Mais pour mesurer la distance de vol du B_s^0, nous avons besoin d'information supplémentaire.*

6.2.1 Estimation de l'impulsion du B_s^0

Nous avons étudié un premier estimateur rudimentaire de l'impulsion du B_s^0 pour avoir une idée des résolutions atteintes. De l'information a été ajoutée dans un deuxième temps pour améliorer cet estimateur.

La valeur de l'impulsion du B_s^0 dépend de l'énergie de la collision, et les impulsions des produits de désintégration du B_s^0 dépendent de l'impulsion du B_s^0. C'est à partir de ces grandeurs physiques que l'impulsion du méson est estimée.

Impulsion moyenne

Une première approximation de l'impulsion du B_s^0 peut être obtenue simplement par l'impulsion moyenne observée au LEP, qui est de l'ordre de $0.7 \times E_f$ où E_f désigne l'énergie du faisceau. Cela correspond à une impulsion moyenne de 30 GeV/c. La figure 6.2 montre la résolution relative obtenue avec cette méthode. Elle est définie comme étant :

$$\text{Résolution} = \sigma\left(\frac{P_{B_s^0} - 0.7 \times E_f}{P_{B_s^0}}\right) \tag{6.6}$$

Cette résolution est déterminée pour les D_s reconstruits dans les événements simulés avec les mêmes critères de sélection que ceux utilisés pour l'étude des oscillations dans les données.

La distribution de la résolution n'est pas du tout gaussienne. La résolution est de l'ordre de 30 % sur l'impulsion du B_s^0.

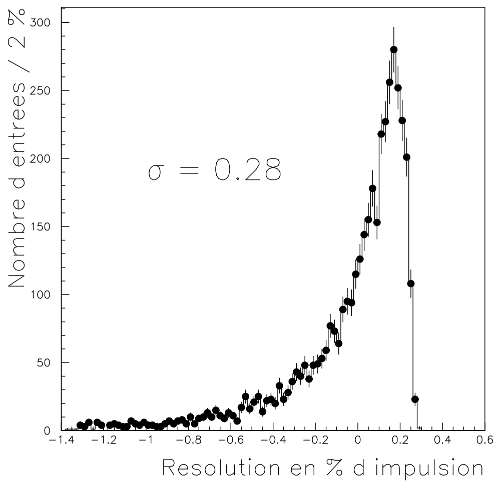


FIG. 6.2 – *La résolution obtenue sur l'estimation de l'impulsion du* B_s^0 *par sa valeur moyenne* $0.7 \times E_f$ *est de l'ordre de 30 %.*

Cette approximation par l'impulsion moyenne est utilisée dans certaines analyses étudiant les oscillations du B_d^0, comme par exemple dans l'analyse charge du jet/D^* de DELPHI [1], présentée dans le § 2.3.1. La résolution temporelle de cette analyse est de 0.4 ps, ce qui est insuffisant pour étudier les oscillations du méson B_s^0 (voir équation 6.5).

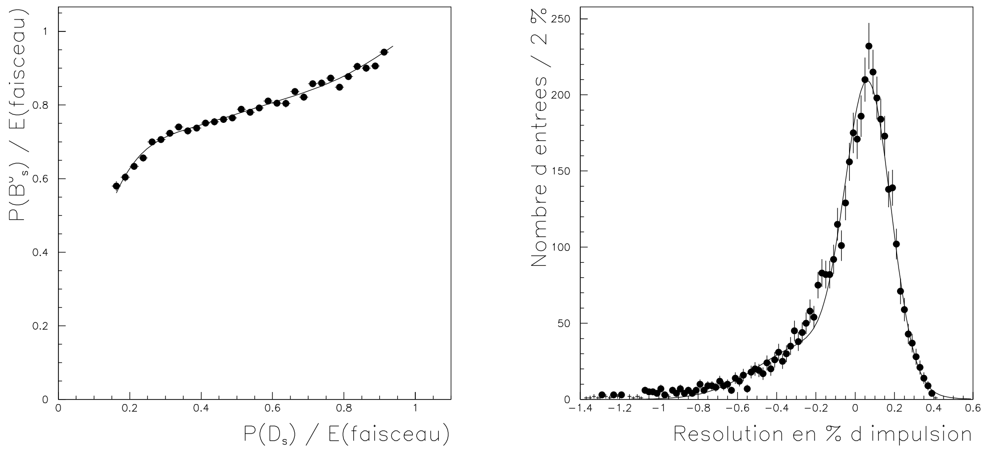
Estimation à partir de l'impulsion du D_s reconstruit

Nous avons aussi à notre disposition l'information de l'impulsion d'un des produits de désintégration du B_s^0, celle du D_s reconstruit. La figure 6.3 représente l'impulsion moyenne du B_s^0 en fonction de l'impulsion du D_s reconstruit. Cette distribution est ajustée par un polynôme de degré 5 en $\frac{P_{D_s}}{E_f}$, avec cinq paramètres libres A_i :

$$\begin{aligned} \frac{P_{\text{estimé}}}{E_f} &= 1 + A_1\left(\frac{P_{D_s}}{E_f} - 1\right) + A_2\left(\frac{P_{D_s}}{E_f} - 1\right)^2 \\ &\quad +\ldots + A_5\left(\frac{P_{D_s}}{E_f} - 1\right)^5 \end{aligned} \tag{6.7}$$

L'estimateur reste valable lorsque E_f varie et donne la bonne condition limite : $P_{B_s^0} \to E_f$ si l'impulsion reconstruite pour le D_s est proche de l'énergie maximale disponible E_f. La résolution relative obtenue, montrée sur la figure 6.3, est définie comme suit :

$$\text{Résolution} = \sigma\left(\frac{P_{B_s^0} - P_{\text{estimé}}}{P_{B_s^0}}\right) \tag{6.8}$$



(a) Ajustement par un polynôme de degré 5 de la distribution de $P_{B_s^0}$ moyen en fonction de P_{D_s} reconstruit.

(b) Résolution sur l'impulsion du B_s^0.

FIG. 6.3 – *Estimation de l'impulsion du méson B_s^0 à partir de celle du D_s reconstruit.*

Sa distribution est ajustée par deux gaussiennes et les résultats sont les suivants :

% d'événements	69.8 %	30.2 %
Résolution en % d'impulsion	11.6 %	26.3 %
Biais en % d'impulsion	6.7 %	- 22.6 %

Le biais traduit le fait que les gaussiennes ne sont pas centrées en 0. Aucune erreur sur les grandeurs déterminées n'est indiquée ici car ces résultats ne seront pas utilisés pour la mesure des oscillations. Ce qui va en effet importer est la résolution temporelle. De plus, la résolution moyenne sur l'impulsion est seulement d'environ 17 % par cette méthode. Nous allons encore l'améliorer.

En cherchant les autres produits de désintégration du B_s^0

Nous avons pour l'instant utilisé l'information disponible après avoir reconstruit le D_s. Pour améliorer encore la résolution sur l'impulsion du B_s^0, il faut

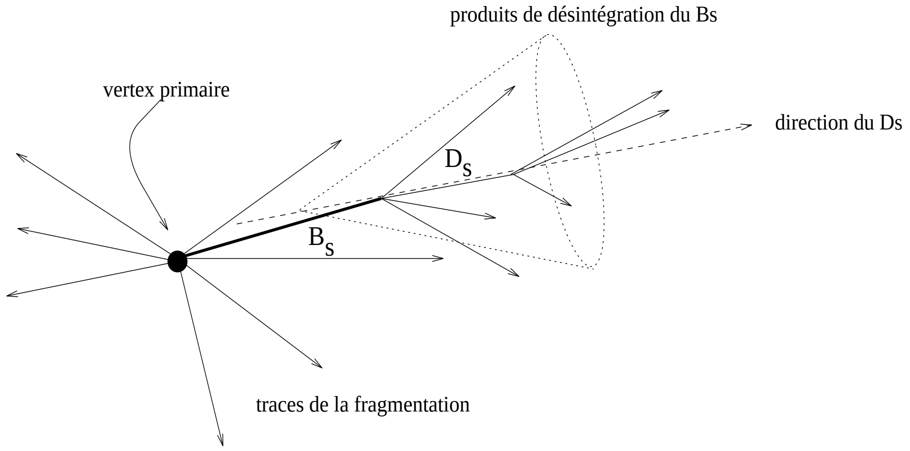


FIG. 6.4 – *Recherche des particules issues de la désintégration du B_s^0 dans un cône autour du D_s.*

trouver les autres produits de désintégration du B_s^0 et ajouter leur impulsion à celle du D_s (cf. figure 6.1).

Après avoir reconstruit la direction de vol du D_s, nous sélectionnons toutes les particules ayant une impulsion $P > 0.2$ GeV/c dans un cône d'angle au sommet de 25^0 autour de la direction du D_s (voir figure 6.4). La direction du D_s étant proche de celle du B_s^0, nous espérons enrichir en particules issues de la désintégration du B_s^0 par rapport aux particules primaires.

La masse invariante et l'impulsion totale du D_s et de la particule la plus énergique du cône sont ensuite calculées. La masse du pion est assignée à cette particule si elle est chargée, une masse nulle est utilisée si elle est neutre. Le processus est itéré. Tant que la masse invariante reste inférieure à la masse du B_s^0, la particule suivante du cône par ordre d'impulsion décroissante est ajoutée. A la fin de l'algorithme de sélection des particules du cône nous avons une valeur de la masse invariante M_{rec} et une impulsion totale $P_{\mathrm{rec}} = |\overrightarrow{P}_{D_s} + \overrightarrow{P}_{particules}|$. Les cas $P_{\mathrm{rec}} > E_f$ sont rejetés, ce qui correspond à 0.6 % des cas. Dans 2.8 % des cas, aucune particule satisfaisant les critères de sélection n'est trouvée dans le cône. Dans ces deux cas, la paramétrisation de l'impulsion du B_s^0 en fonction de celle du D_s présentée dans le paragraphe précédent (équation 6.7) est utilisée.

C'est à partir de M_{rec} et P_{rec} qu'un estimateur P_{est} de l'impulsion du B_s^0 est construit. Les conditions limites qu'il faut retrouver sont les suivantes :

- $P_{B_s^0} \to E_f$ si $P_{\mathrm{rec}} \to E_f$,
- P_{rec} est d'autant plus proche de la vraie impulsion du B_s^0 que la masse invariante calculée M_{rec} est proche de la masse nominale du B_s^0.

A partir de ces considérations, nous avons choisi d'étendre la paramétrisation donnée par l'équation 6.7 en introduisant une dépendance des paramètres A_i avec M_{rec} :

$$\frac{P_{\mathrm{est}}}{E_f} = 1 + \sum_{i=1}^{5} A_i(M_{\mathrm{rec}}) \left(\frac{P_{\mathrm{rec}}}{E_f} - 1 \right)^i \tag{6.9}$$

avec les paramètres $A_i(M_{\mathrm{rec}})$ définis par :

$$\begin{aligned} A_1(M_{\mathrm{rec}}) &= 1 + a_1(M_{\mathrm{rec}} - M_{B_s^0}) + b_1(M_{\mathrm{rec}} - M_{B_s^0})^2 \\ A_{i\neq 1}(M_{\mathrm{rec}}) &= a_i(M_{\mathrm{rec}} - M_{B_s^0}) + b_i(M_{\mathrm{rec}} - M_{B_s^0})^2 \end{aligned} \tag{6.10}$$

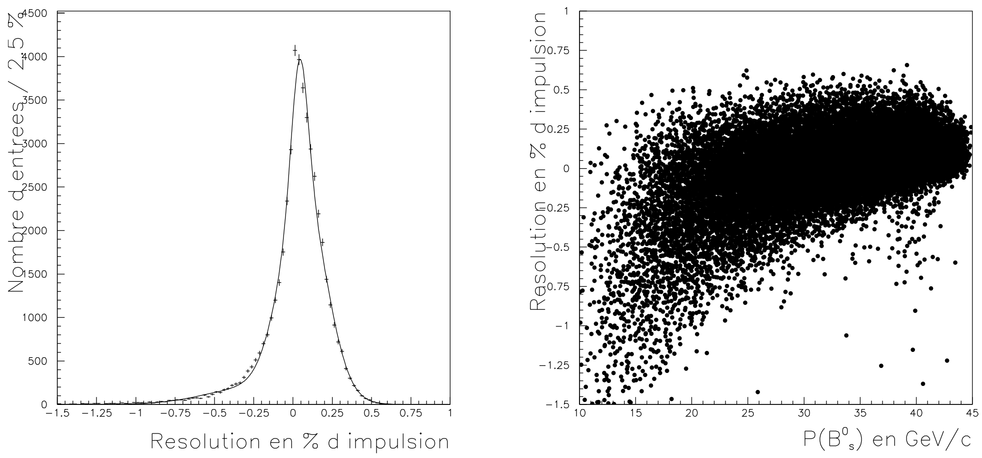
Les 10 paramètres libres a_i, b_i de l'estimateur sont déterminés par une fonction de vraissemblance, en minimisant :

$$\sum \left(\frac{P_{B_s^0} - P_{\mathrm{est}}}{P_{B_s^0}} \right)^2 \tag{6.11}$$

La résolution relative obtenue avec cet estimateur, définie par la relation 6.8, est montrée sur la figure 6.5. Elle a été estimée à partir d'un lot d'événements simulés indépendants de celui qui a servi à déterminer les 10 paramètres de l'ajustement. La distribution de la résolution relative est reproduite par un ajustement à trois gaussiennes :

aire en %	$\sigma(P)$ en %	biais en %
17.6	5.1	5.5
69.7	14.5	8.1
12.7	30.3	- 20.8

La résolution moyenne sur l'impulsion est de 14.8 %. Contrairement à ce qui était attendu, nous n'avons observé aucune détérioration de la résolution avec la fraction de particules neutres utilisées pour construire l'estimateur. Par contre, la figure 6.5 montre que l'impulsion des mésons B_s^0 énergétiques est mieux reconstruite. Aux faibles impulsions un biais est introduit et nous avons tendance à surestimer l'impulsion du B_s^0 en sélectionnant par erreur des particules primaires dans le cône.



(a) Résolution sur l'impulsion du B_s^0 en % d'impulsion.

(b) Dépendance en fonction de l'impulsion du B_s^0 de la résolution sur l'impulsion du B_s^0.

FIG. 6.5 – *Résolution sur l'impulsion du B_s^0 lorsqu'elle est estimée à partir des impulsions du D_s et des particules situées dans un cône autour du D_s.*

6.2.2 Estimation de la distance de vol du B_s^0

Le point de production du B_s^0 est aussi le point d'interaction du faisceau, ou vertex primaire. La résolution obtenue sur sa reconstruction a été déterminée au § 3.2.1. Il faut ensuite reconstruire le point de désintégration du B_s^0. Nous allons reprendre l'algorithme mis au point pour estimer son impulsion, en ajustant les particules du cône avec la trace reconstruite du D_s pour obtenir le vertex secondaire.

Nous ajustons dans un premier temps toutes les traces chargées du cône ayant une impulsion supérieure à 500 MeV/c, avec la trace reconstruite du D_s. La contribution de chaque trace au χ^2 de l'ajustement est calculée. La trace de χ^2 maximum est éliminée si ce χ^2 est supérieur à 6, puis nous recommençons la recherche d'un vertex commun entre les N-1 traces restantes et le D_s. L'itération prend fin lorsqu'il n'y a plus aucune trace dans le cône à rajouter au D_s ou lorsque toutes les traces ont un $\chi^2 < 6$. Le choix du χ^2 maximal autorisé de 6 permet d'obtenir un bon compromis entre la résolution atteinte sur le vertex et l'efficacité de reconstruction du vertex. En augmentant le χ^2 maximal, l'efficacité est améliorée mais la résolution se détériore. Nous reconstruisons un vertex secondaire du B_s^0 pour 83 % des D_s reconstruits.

Une fois les positions des vertex de production et de désintégration du B_s^0

reconstruites, il faut en déduire sa distance de vol. La distance de vol D_{xy} est calculée dans le plan transverse uniquement, car la précision est meilleure. Le vol à trois dimensions L_{est} est ensuite déduit par une relation de Thalès :

$$L_{\mathrm{est}} = \frac{D_{xy}}{\cos\theta} \tag{6.12}$$

où l'angle θ est l'angle entre la direction du méson B_s^0 et son impulsion dans le plan transverse xy (voir figure 6.6).

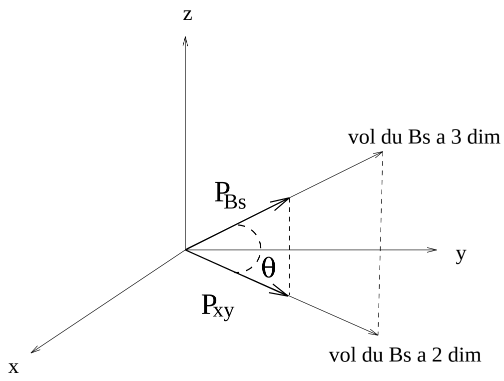


FIG. 6.6 – *La distance de vol du B_s^0 est calculée à deux dimensions dans le plan $R - \phi$ perpendiculaire au faisceau. La distance de vol à trois dimensions peut ensuite être déterminée si la direction de vol du B_s^0 est connue.*

Cette relation est vraie car le méson B_s^0 est neutre et sa trajectoire est droite. Comme le B_s^0 n'est pas reconstruit exclusivement, sa direction de vol n'est pas connue. Il faut alors trouver un estimateur de sa direction. Plusieurs axes de projection sont à considérer :

- la direction de la poussée, définie par l'équation 4.11. En effet, le B_s^0 emmenant la quasi-totalité de l'énergie du quark initial, sa direction est proche de celle de l'axe de la poussée (et aussi du jet).

- la direction du D_s, car le D_s emmène à son tour une bonne partie de l'énergie du B_s^0.

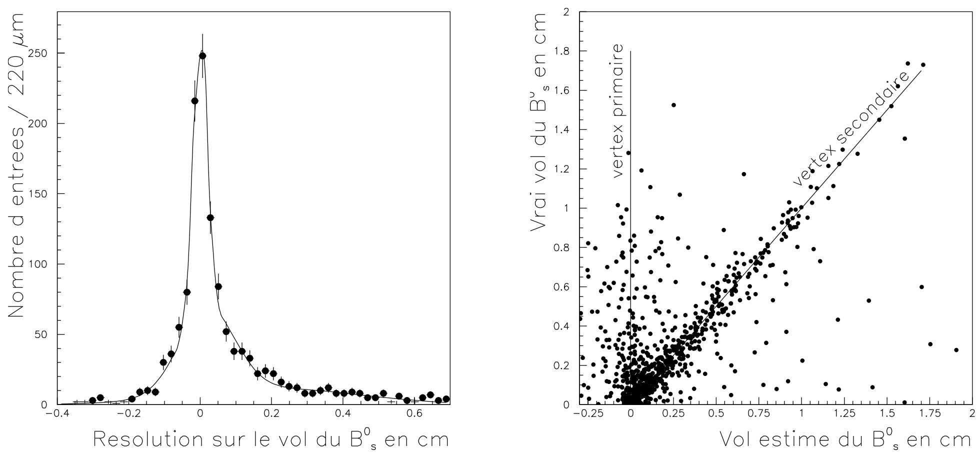
- et enfin la direction formée par le D_s et les traces choisies pour l'ajustement du vertex secondaire.

Nous avons choisi arbitrairement l'axe de la poussée comme axe de projection. La résolution atteinte sur le vol du B_s^0 est montrée sur la figure 6.7, elle est définie par :

$$\text{Résolution} = \sigma(L_{B_s^0} - L_{\text{est}}) \tag{6.13}$$

et reproduite par trois gaussiennes :

aire	σ(vol)	biais
34.0 %	197 μm	0
41.9 %	777 μm	190 μm
24.1 %	2.4 mm	1.8 mm



(a) Résolution sur le vol du B_s^0. La queue positive correspond aux vertex secondaires reconstruits au vertex primaire.

(b) Vrai vol du B_s^0 en fonction du vol reconstruit. Une grande partie des vertex sont bien reconstruits et distribués le long de la diagonale. Par contre les points distribués le long de la verticale correspondent à des vertex secondaires systématiquement reconstruits au vertex primaire.

FIG. 6.7 – *Vol reconstruit pour le B_s^0 après ajustement en un point de la trace du D_s et des traces sélectionnées dans le cône.*

Le point de désintégration du B_s^0 est reconstruit au vertex vertex primaire pour une fraction des événements, quelle que soit la distance de vol du B_s^0. C'est le cas lorsque des traces primaires sont choisies par erreur dans le cône, elles tirent l'ajustement vers le point de production primaire. La distance de vol reconstruite est nulle dans ce cas, comme le montre la figure 6.7.

6.2.3 Résolution temporelle

A partir de l'impulsion et du vol du B_s^0, son temps de vol $t_{\rm est}$ est obtenu par la relation :

$$t_{\rm est} \text{ en ps} = \frac{m_{B_s^0}(\text{GeV/c}^2) \times L_{\rm est}(\text{cm})}{P_{\rm est}(\text{GeV/c}) \times 0.02998(\text{cm/ps})} \tag{6.14}$$

La résolution sur le temps de vol du méson B_s^0 est définie par :

$$\text{Résolution} = \sigma(t_{B_s^0} - t_{\rm est}) \tag{6.15}$$

La figure 6.8 représente la dépendance temporelle de $t_{B_s^0} - t_{\rm est}$.

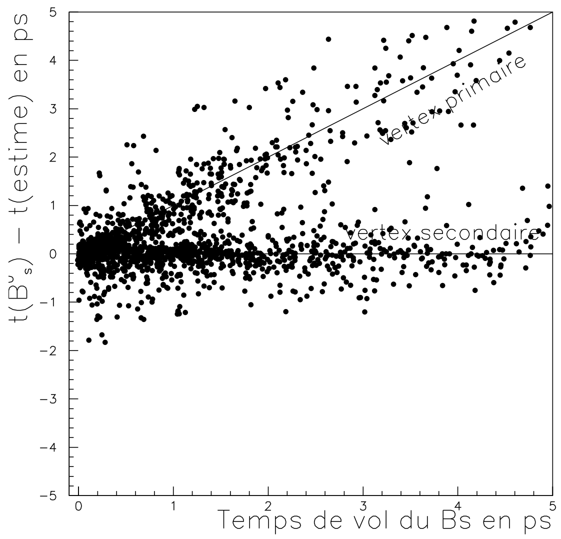


FIG. 6.8 – *Dépendance temporelle de $t_{B_s^0} - t_{est}$, où $t_{B_s^0}$ est le temps de vol du méson B_s^0 et t_{est} son estimateur.*

Pour la mesure des oscillations il est nécessaire de connaître la dépendance temporelle de cette résolution. La figure 6.8 montre qu'il faut tenir compte de deux populations différentes :

– les vertex bien reconstruits au vertex de désintégration du B_s^0, avec une résolution dont la forme est donnée par l'équation 6.3 :

$$\sigma_{v2} = \sqrt{\alpha_2^2 + \beta_2^2\, t^2} \tag{6.16}$$

– et les vertex systématiquement reconstruits au vertex primaire, avec également une résolution de la forme :

$$\sigma_{v1} = \sqrt{\alpha_1^2 + \beta_1^2\, t^2} \tag{6.17}$$

Le partage entre ces deux populations peut dépendre du temps : pour un temps t donné, la probabilité $P(t)$ que le vertex soit bien reconstruit est $P(t) = (P_0 + P_1 t)$, contre $(1 - P(t))$ pour que le point de désintégration du B_s^0 soit reconstruit au vertex primaire. Les six paramètres libres P_0, P_1, α_2, β_2, α_1 et β_1 permettant de modéliser la résolution temporelle en fonction du temps sont déterminées par une fonction de vraisemblance en minimisant :

$$\sum \left[P \, \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{v2}} \, e^{-\left(\frac{t_{B_s^0} - t_{\text{est}}}{\sigma_{v2}}\right)^2} + (1-P) \, \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{v1}} \, e^{-\left(\frac{t_{B_s^0}}{\sigma_{v1}}\right)^2} \right] \tag{6.18}$$

Aucune dépendance temporelle des proportions de vertex reconstruits au vertex primaire et au vertex secondaire n'est observée, ce qui se traduit par $P_1 = 0$. Les résultats de l'ajustement sont :

% d'événements $P(t)$	61.9 ± 1.6	38.1 ± 1.6
reconstruit au vertex	secondaire	primaire
α en ps	0.204 ± 0.012	0.728 ± 0.028
β	0.124 ± 0.009	0.117 ± 0.029

6.2.4 Distributions temporelles des bruits de fond

Il faut aussi connaître la distribution temporelle des différentes sources de bruit de fond pour ensuite pouvoir les soustraire de la courbe d'oscillation et en déduire la distribution temporelle des mésons B_s^0. Tout ce qui n'est pas issu d'un méson B_s^0 représente du fond dans cette analyse : les vrais D_s issus d'autres hadrons beaux, les vrais D_s issus du charme et tout le bruit de fond combinatoire des événements u, d, s, c, et b.

Les D_s issus de la désintégration de hadrons beaux

Pour les D_s reconstruits issus de la désintégration d'un hadron beau, la résolution temporelle est la même que pour les B_s^0. La forme en temps sera alors une exponentielle décroissant avec le temps de vie du hadron beau considéré, convoluée avec les deux gaussiennes dont nous venons de déterminer les largeurs en fonction du temps.

Les D_s produits directement dans des événements charmés

Des D_s ont été reconstruits suivant les critères de sélection exposés dans le § 5.2 avec des événements $Z \to c\bar{c}$ simulés. L'algorithme du cône est utilisé comme s'il s'agissait d'un D_s venant de la cascade $b \to c$, et un pseudo vertex secondaire de désintégration du B est reconstruit. La distribution obtenue pour le temps ainsi reconstruit est montré sur la figure 6.9.

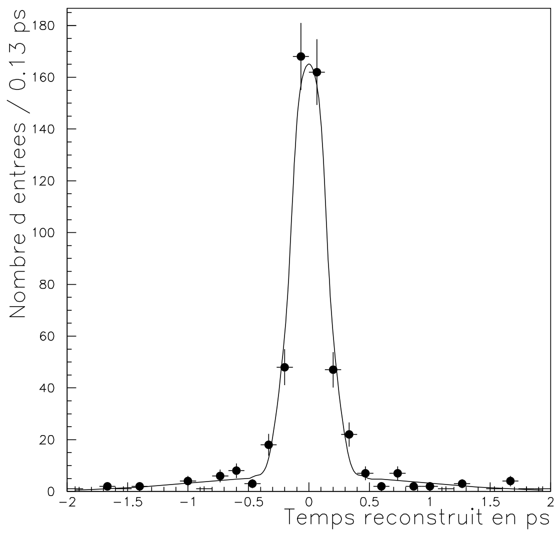


FIG. 6.9 – *Distribution du temps reconstruit avec l'algorithme du cône dans le cas d'événements $Z \to c\bar{c}$.*

Dans ces événements $c\bar{c}$, les traces secondaires sont issues de la désintégration du D_s et les traces sélectionnées dans le cône sont celles de particules primaires. L'ajustement se fait au point commun de production des traces du cône et du D_s, c'est-à-dire le vertex primaire. La distribution du temps reconstruit est reproduite par 2 gaussiennes centrées en 0 :

% d'événements	σ en ps
81.0 ± 1.7	0.132 ± 0.007
19.0 ± 1.7	0.88 ± 0.12

Le bruit de fond combinatoire

La contribution du bruit de fond combinatoire à la courbe en temps des oscillations est déterminée directement à partir des données, en utilisant l'aile droite du pic de masse du D_s. L'aile droite correspond aux candidats D_s reconstruits avec $M_{D_s} > 2.05$ GeV/c^2.

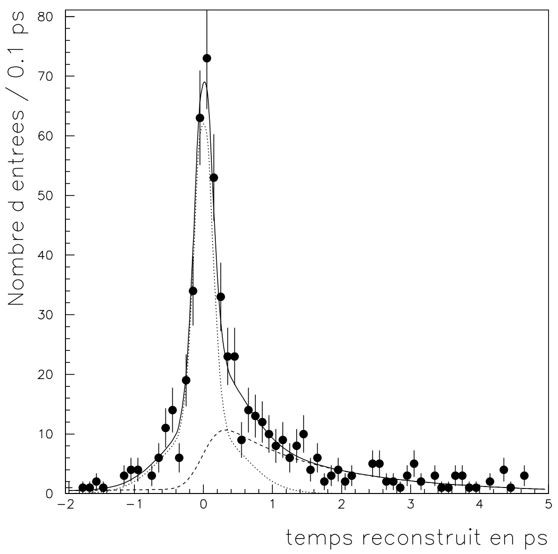


FIG. 6.10 – *Distribution du temps reconstruit avec l'algorithme du cône dans le cas du bruit de fond combinatoire. Cette distribution est déterminée directement dans les données à partir de l'aile droite du signal.*

L'ajustement de la distribution temporelle est représenté sur la figure 6.10, il est réalisé par deux gaussiennes convoluées à une exponentielle, plus deux gaussiennes :

$$R\ [R_t G_1 + (1 - R_t) G_2]\ \otimes\ e^{-\frac{t}{\tau}}\ +\ (1 - R)\ [R_G G_3 + (1 - R_G) G_4] \tag{6.19}$$

avec les paramètres :

- $R = 0.43 \pm 0.06$
- $R_t = 0.26 \pm 0.05$
- $\sigma_1 = 3 \pm 1$ ps
- $\sigma_2 = 0.2 \pm 0.1$ ps
- $\tau = 1.35 \pm 0.025$ ps
- $R_G = 0.47 \pm 0.07$
- $\sigma_3 = 0.54 \pm 0.07$ ps
- $\sigma_4 = 0.13 \pm 0.01$ ps

Nous observons qu'il faut une gaussienne large convoluée avec le temps de vie, pour décrire cette distribution temporelle. Ces événements de fond correspondent à des candidats D_s pour lesquels l'ajustement en un point des trois traces a donné un mauvais résultat. Ce fond n'est pas éliminé par nos critères de sélection car aucune coupure n'est appliquée sur le χ^2 de l'ajustement dans le canal $\phi\pi$ (voir le § 5.2.1).

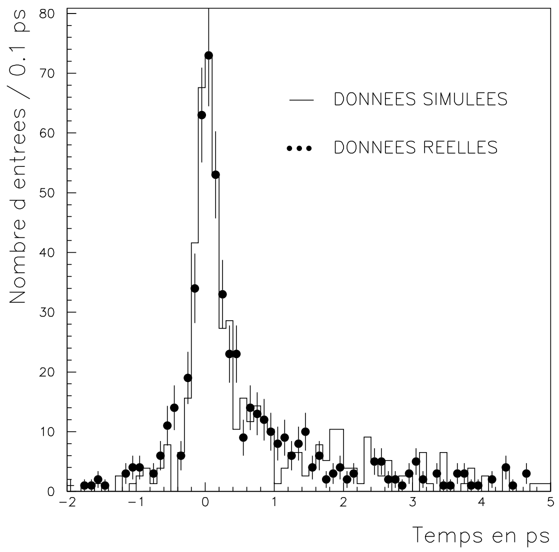


FIG. 6.11 – *Comparaison de la distribution temporelle du bruit de fond combinatoire dans les données et les événements simulés.*

Cette distribution temporelle obtenue dans les données pour le bruit de fond combinatoire des D_s est comparée sur la figure 6.11 à la même distribution obtenue dans les événements simulés étudiés dans le chapitre précédent. Nous observons que les formes temporelles se superposent bien.

6.3 Le canal $D_s\ell$

La reconstruction du temps de vol dans le canal $D_s^+\ell^-$ est plus facile car il ne manque que l'information du neutrino et éventuellement d'un photon pour avoir reconstruit totalement le B_s^0. Le vertex secondaire du B_s^0 est connu puisque deux des traces issues de sa désintégration sont connues.

6.3.1 Estimation de l'impulsion

Une première estimation de l'impulsion du B_s^0 a été obtenue à partir d'une paramétrisation de l'impulsion reconstruite pour le système $D_s^+\ell^-$, à la manière de celle exposée dans le § 6.2.1. La résolution ainsi obtenue sur l'impulsion est de 13 %. Cet estimateur a été amélioré en ajoutant toute l'information disponible non encore utilisée.

Dans un premier temps, l'énergie du B_s^0 est estimée à partir de l'énergie de la gerbe, c'est-à-dire des particules primaires créées lors de la hadronisation du quark beau initial. Les grandeurs mesurées, représentées sur la figure 6.12, sont les suivantes :

- E_{nonB} = énergie des particules neutres et chargées appartenant à l'hémisphère du B_s^0, en exceptant les traces formant le D_s et la trace du lepton ;
- E_f = énergie du faisceau ;
- M_{opp} = masse des particules neutres et chargées appartenant à l'hémisphère opposé au B_s^0 ;
- M_{coteB} = masse de toutes les particules neutres et chargées appartenant à l'hémisphère du B_s^0 ;
- $E_{coteB} = E_f + \dfrac{M^2_{coteB} - M^2_{opp}}{4E_f}$ pour une collision $e^+e^- \to \mathrm{jet1} + \mathrm{jet2}$.

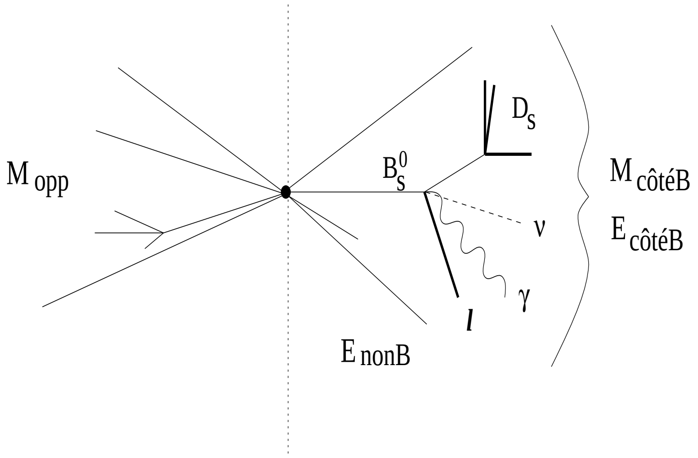


FIG. 6.12 – *Grandeurs mesurées pour estimer l'impulsion du B_s^0.*

Les énergies et les masses sont mesurées en donnant une masse nulle aux particules neutres et la masse du π aux particules chargées. L'énergie de la gerbe hadronique est paramétrisée par la forme :

$$E_{gerbe} = E_{coteB}\left(1 - a\, e^{-\frac{E_{nonB}}{b}}\right) \tag{6.20}$$

où les paramètres a et b sont ajustés dans les événements simulés pour différents intervalles de multiplicité de la gerbe. En effet, un B_s^0 très énergique est en moyenne accompagné d'une gerbe de faible multiplicité. Cette forme est choisie pour reproduire la dépendance observée dans les événements simulés entre la vraie énergie de la gerbe (qui est connue) et E_{nonB} mesurée. Cette dépendance, montrée sur la figure 6.13, est linéaire au départ, puis il y a une saturation car l'énergie de la gerbe ne peut pas être supérieure à E_{coteB}.

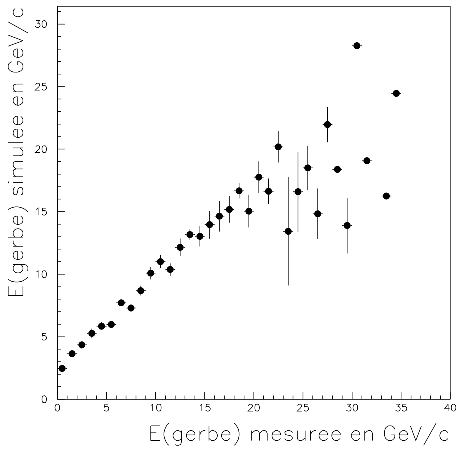


FIG. 6.13 – *Dépendance de l'énergie simulée de la gerbe en fonction de l'énergie reconstruite pour la gerbe.*

Les valeurs des paramètres a et b de l'expression 6.20, déterminées dans les événements simulés, sont les suivantes :

a	0.942	0.939	0.923	0.958
b (GeV)	79.7	71.5	66.6	43.9
multiplicité m	$m \leq 4$	$4 < m \leq 6$	$6 < m \leq 9$	$m > 9$

L'énergie mesurée E_{Bmes} pour le B_s^0 est déduite de la relation :

$$E_{Bmes} = E_{coteB} - E_{gerbe} \tag{6.21}$$

La résolution sur l'énergie du B est déterminée dans les événements simulés pour chaque intervalle de multiplicité de la gerbe, c'est la largeur σ_E de la distribution gaussienne $E_{Bvrai} - E_{Bmes}$:

multiplicité m	$m \leq 4$	$4 < m \leq 6$	$6 < m \leq 9$	$m > 9$
σ_E (GeV)	1.99	2.65	3.44	3.09

Contraintes cinématiques

La quantité E_{Bmes} obtenue ne constitue pas le meilleur estimateur. Il correspond en effet à une dispersion plus grande que la réalité pour les énergies possibles du B_s^0 lorsque la valeur E_{Bmes} est mesurée.

Les équations cinématiques de la désintégration $B_s^0 \to D_s\ell X$ dans les référentiels de repos R^* du B_s^0 et du laboratoire R_{labo} permettent d'écrire une relation entre l'énergie E_B du B_s^0, l'impulsion $P_{D_s\ell}$ et la masse $M_{D_s\ell}$ du système $D_s\ell$, la masse M_X du système de recul, la masse $M_{B_s^0}$ du méson B_s^0 et l'angle θ^* dans le référentiel R^* entre le système $D_s\ell$ et la ligne de vol du B_s^0 dans R_{labo} :

$$E_B = f(P_{D_s\ell}, M_{D_s\ell}, M_{B_s^0}, M_X, \cos\theta^*) \tag{6.22}$$

Cette expression est calculée dans l'annexe B, où nous montrons que E_B est solution d'un trinôme du second degré. Nous pouvons maintenant réduire le domaine Δ des énergies du B_s^0 aux énergies cinématiquement possibles avec les contraintes suivantes :

- $P_{D_s\ell}$ = impulsion reconstruite pour le système formé du D_s et du lepton sélectionnés,
- $0 \leq M_X \leq M_{B_s^0} - M_{D_s\ell}$
- et enfin $-1 \leq \cos\theta^* \leq 1$.

L'estimateur de l'énergie du B_s^0 est défini par :

$$E_{Best} = \frac{\displaystyle\int_\Delta E \, \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_E} \exp\left(\frac{E - E_{Bmes}}{\sqrt{2}\,\sigma_E}\right)^2 dE}{\displaystyle\int_\Delta \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_E} \exp\left(\frac{E - E_{Bmes}}{\sqrt{2}\,\sigma_E}\right)^2 dE} \tag{6.23}$$

La quantité E_{Best} correspond à la moyenne des énergies cinématiquement possibles pour le méson B_s^0 lorsqu'on a mesuré E_{Bmes}.

La résolution relative obtenue pour l'impulsion du B_s^0 est montrée sur la figure 6.14. Elle est reproduite par deux gaussiennes, la largeur moyenne est de 7.3 % :

aire en %	résolution en %	biais en %
40	3.5	0
60	9.8	-3

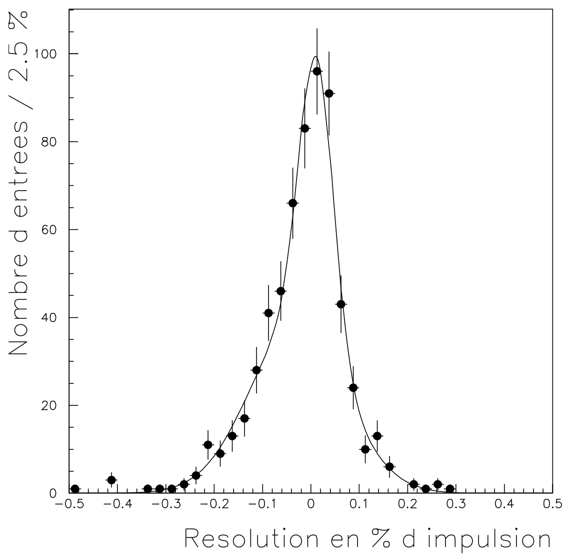


FIG. 6.14 – *Résolution sur l'impulsion du B_s^0 en %.*

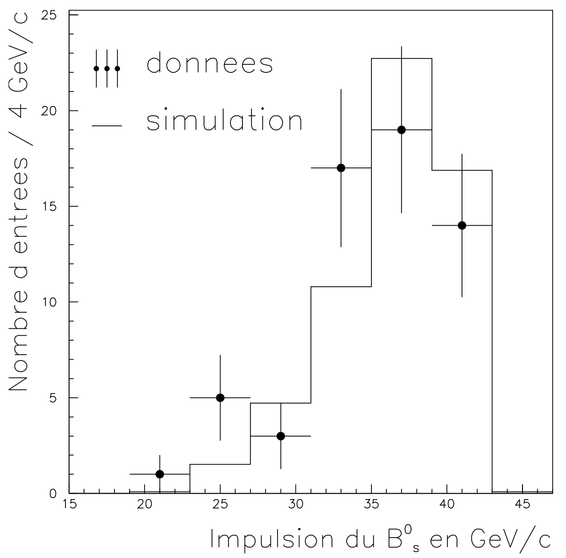


FIG. 6.15 – *Spectre de l'impulsion estimée pour le méson B_s^0 dans les données et les événements simulés.*

Validation de la simulation

La figure 6.15 compare les spectres de l'impulsion estimée du méson B_s^0 obtenus dans les données et dans les événements simulés :

- Les événements simulés sont des événements $B_s^0 \to D_s \ell X$ avec les canaux de désintégration $D_s \to \phi\pi$ et $D_s \to K^{*0}K$.
- Les données utilisées sont les événements $D_s\ell$ présentés dans le § 5.4.2, reconstruits dans la fenêtre de masse $M_{D_s} \pm 2\sigma$. Le spectre d'impulsion du bruit de fond combinatoire est estimé dans les données à partir des combinaisons de même signe $D_s^{\pm}\ell^{\pm}$ reconstruits dans la même fenêtre de masse. Leur contribution est ensuite retranchée du spectre d'impulsion des mésons B_s^0 dans les données pour ne considérer que le signal de D_s.

On observe que les événements simulés semblent être en accord avec les données. Le déplacement de la valeur moyenne de la distribution des données par rapport aux événements simulés est compatible avec 0 :

$$\text{données} = \text{simulation} - (1.3 \pm 0.6 \pm 1.4)\ \text{GeV/c} \tag{6.24}$$

La première erreur indiquée est statistique. La seconde erreur est due :

- aux événements de bruit de fond combinatoire non totalement éliminés dans les données. En effet, les combinaisons de mauvais signe $D_s^{\pm}\ell^{\pm}$ sont un peu moins nombreuses que les combinaisons de bruit de fond combinatoire sous le pic de masse (voir figure 5.16).
- aux événements B_d^0, $B^+ \to D_s^+ D$ présents dans les données mais pas dans les événements simulés.

Ces deux contributions ont une énergie majoritairement inférieure à 30 GeV/c (d'après l'étude des données simulées pour les B_d^0, $B^+ \to D_s^+ D$ et des combinaisons de mauvais signe dans les données pour le bruit de fond combinatoire).

6.3.2 Estimation de la distance de vol

Le point de désintégration du B_s^0 est simplement obtenu en ajustant en un même point le lepton et la trace reconstruite du D_s. Connaissant aussi le vertex primaire, le vol a deux dimensions est calculé, puis projeté sur l'axe de la poussée (voir le § 6.2.2).

La résolution obtenue sur la distance de vol du B_s^0 est reproduite par 2 gaussiennes. Elle est en moyenne de 630 μm pour les données enregistrées entre 1991 et 1993, elle s'améliore à 465 μm en 1994 avec la mesure de la coordonnée z par le détecteur de vertex (cf. § 3.2.1). L'effet de cette amélioration est surtout une augmentation de la proportion des vertex bien reconstruits (cf. figure 6.16) :

Aire en %	Résolution	Données
68	270 μm	1991-1993
32	1.4 mm	1991-1993
82	289 μm	1994
18	1.2 mm	1994

Aucun biais n'est observé, les deux gaussiennes sont bien centrées en 0.

Validation de la simulation

La figure 6.17 compare les spectres de la distance de vol reconstruite pour le méson B_s^0 dans les données et à partir d'événements simulés. Une coupure minimale en impulsion de 30 GeV/c est appliquée pour éliminer une grande partie du bruit de fond combinatoire, et seul le canal en $\phi\pi$ est utilisé car le signal est plus pur qu'en $K^{*0}K$. Les événements utilisés sont les mêmes que ceux utilisés pour la figure 6.15.

Nous observons que les données simulées reproduisent de façon satisfaisante les données.

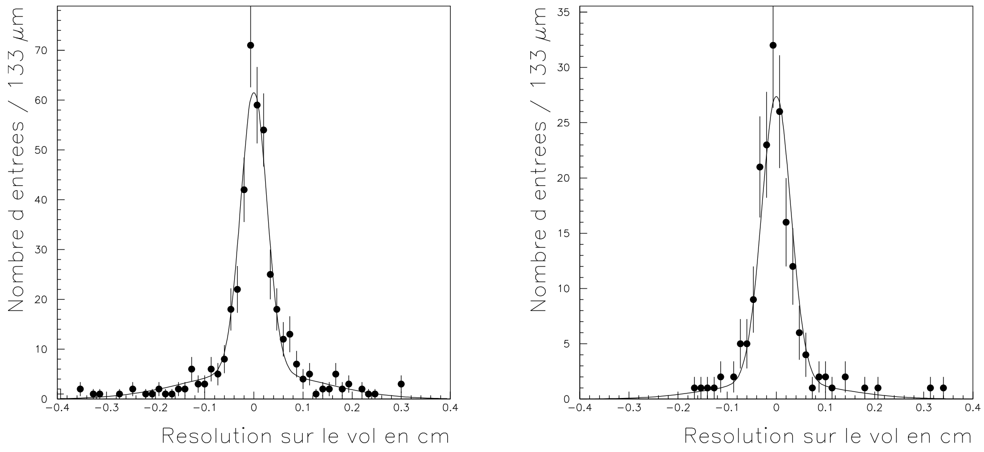
6.3.3 Résolution temporelle

A partir de la distance de vol et de l'impulsion reconstruites pour le B_s^0 nous obtenons son temps de vol par la relation 6.14. La résolution temporelle est reproduite par deux gaussiennes, une étroite et une large, dont les largeurs sont de la forme donnée par l'équation 6.3. Une fonction de vraisemblance est utilisée pour déterminer cette dépendance temporelle en minimisant :

$$\sum \left[P \, \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \, e^{-\left(\frac{t_{B_s^0} - t_{\rm est}}{\sigma_1(t)}\right)^2} + (1-P) \, \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2(t)} \, e^{-\left(\frac{t_{B_s^0} - t_{\rm est}}{\sigma_2}\right)^2} \right] \tag{6.25}$$

avec les définitions suivantes :

- $P = P_0 + P_1 t$ est la fraction des événements dont le temps de vol est reconstruit avec une bonne résolution. Ils contribuent à la gaussienne fine. Le partage entre la gaussienne fine $\sigma_1(t)$ et la gaussienne large $\sigma_2(t)$ peut évoluer au cours du temps.
- et $\sigma_i(t) = \sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2 t^2}$ avec $i = 1, 2$ sont les largeurs des deux gaussiennes décrivant la résolution temporelle en fonction du temps.



(a) Résolution en vol pour les données enregistrée entre 1991 et 1993.

(b) Résolution en vol pour les données enregistrée en 1994.

FIG. 6.16 – *Résolution en vol.*

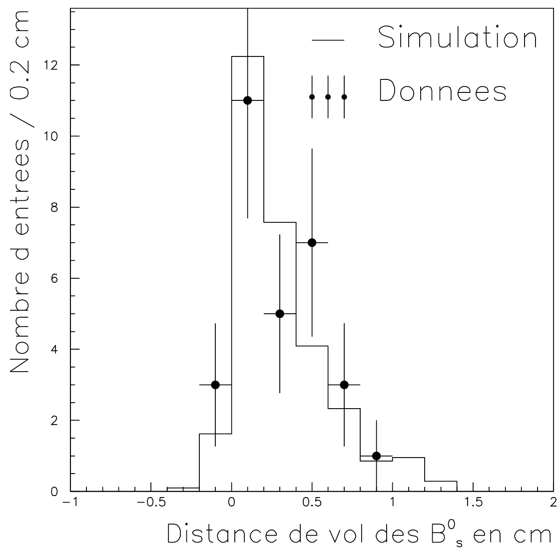


FIG. 6.17 – *Spectre de la distance de vol reconstruite pour le méson B_s^0 dans les données et les événements simulés.*

Le résultat de l'ajustement est que seule la gaussienne étroite a une largeur dépendant du temps, et la proportion relative des deux gaussiennes est indépendante du temps. En effet, les valeurs obtenues pour P_1 et β_2 sont compatibles avec 0. Elles sont par la suite fixée à 0 dans l'ajustement pour réduire le nombre de paramètres libres. Les résultats sont les suivants :

Paramètres	1991 à 1993	1994
P_0	$72.2 \pm 3.6\%$	$86.2 \pm 6.8\%$
P_1	0	0
α_1	0.14 ± 0.02 ps	0.14 ± 0.02 ps
β_1	0.068 ± 0.009	0.068 ± 0.009
α_2	0.75 ± 0.05 ps	0.68 ± 0.18 ps
β_2	0	0

Cette résolution temporelle est limitée ici par la résolution en distance de vol. Le terme dominant dans $\sigma(t)$ est en effet α_i, qui est dû à $\sigma(L)$, alors que $\sigma(P)$ intervient dans β_i (voir équation 6.3).

Les résultats obtenus sont bien cohérents avec les résolutions observées en distance de vol et en impulsion dans les § 6.3.1 et 6.3.2 :

- La gaussienne fine (α_1, β_1) est peuplée par les événements pour lesquels la distance de vol est bien reconstruite (environ 80 % des événements en moyenne de 1991 à 1994, cf. § 6.3.2). On retrouve les valeurs de α_1 et β_1 en considérant (cf. équation 6.3) :

$$\begin{aligned} \alpha &= < \frac{m_{B_s^0}\,\sigma(L)}{P\,c} > \\ \beta &= < \frac{\sigma(P)}{P} > \end{aligned} \tag{6.26}$$

  avec les valeurs : $m_{B_s^0} \simeq 5.4$ GeV/c^2, $\sigma(L) \simeq 280$ μm, $P \simeq 30$ GeV/c en moyenne pour un méson B, la vitesse de la lumière $c \simeq 2.99$ m/s et $\sigma(P)/P \simeq 7\,\%$.

- Quant à la seconde gaussienne, elle est peuplée par les événements pour laquelle la distance de vol est mal reconstruite (cf. § 6.3.2) : $\sigma(L) \simeq 1.2$ mm, ce qui donne bien $\alpha_2 \simeq 0.7$ ps.

6.3.4 Distribution temporelle du bruit de fond

La forme en temps du fond est déterminée directement dans les données en utilisant l'aile droite du pic de masse de D_s et les combinaisons de même signe $D_s^+\ell^+$ sous le pic de masse et dans l'aile gauche. L'aile droite correspond aux candidats D_s reconstruits avec $2.05\,\mathrm{GeV/c^2} < M_{D_s} < 2.2\,\mathrm{GeV/c^2}$. La distribution temporelle est ajustée par :

- une gaussienne, correspondant à la résolution obtenue lorsqu'une trace primaire est sélectionnée comme lepton, ou comme constituant du D_s,
- une gaussienne convoluée à une exponentielle, pour les traces secondaires issues de la désintégration d'un hadron beau.

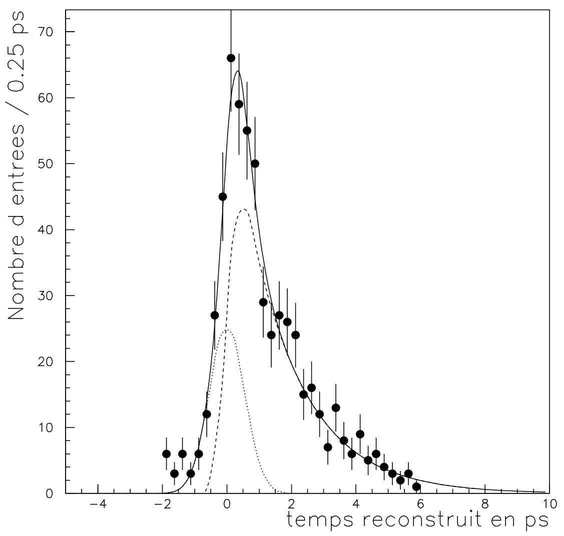


FIG. 6.18 – *Distribution du temps reconstruit pour les mauvaises combinaisons, déterminée directement dans les données à partir de l'aile droite du signal et des combinaisons de même signe $D_s^\pm\ell^\pm$. En pointillés sont représentées les composantes de l'ajustement de la distribution : une gaussienne et une gaussienne convoluée à une exponentielle.*

Cet ajustement est représenté sur la figure 6.18, la fonction utilisée est :

$$R\,\frac{1}{2\tau}\exp\left(\frac{\sigma_1^2}{2\tau^2}-\frac{t}{\tau}\right)\times\ \mathrm{erfc}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma_1}{\tau}-\frac{t}{\sigma_1}\right)\right] \\ +(1-R)\,\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2}\exp\left(\frac{-t^2}{2\sigma_2^2}\right) \qquad (6.27)$$

avec les paramètres suivants :

- $R = 0.75 \pm 0.04$
- $\sigma_1 = 0.29 \pm 0.08$ ps
- $\tau = 1.73 \pm 0.14$ ps
- $\sigma_2 = 0.55 \pm 0.07$ ps

Bibliographie

[1] P. Abreu *et al.*, DELPHI coll., Phys. Lett. **B 338** (1994) 409.

Troisième partie

ETUDE DE LA DEPENDANCE TEMPORELLE DES OSCILLATIONS $B_s^0 - \bar{B}_s^0$

Chapitre 7

Résultats

Ce chapitre est consacré à l'étude de la courbe d'oscillation obtenue à partir des outils présentés dans les § 4, 5 et 6. Le principe de l'analyse de la courbe d'oscillation en fonction du temps est présenté et les ingrédients nécessaires à la détermination de la fréquence d'oscillation sont répertoriés. La précision sur ces paramètres est discutée au moment de l'étude des erreurs systématiques.

L'étude de la courbe d'oscillation ne donne aucun résultat avec le canal D_s, mais permet de déterminer une limite inférieure sur la fréquence d'oscillation des mésons B_s^0 grâce au canal $D_s\ell$. Les erreurs systématiques sont évaluées, leurs effets sont très faibles dans ce canal car beaucoup de paramètres sont directement déterminés dans les données. Dans la dernière partie enfin, le temps de vie du méson B_s^0 est mesuré avec les événements $D_s\ell$, et une limite supérieure sur la différence de largeur entre les états physiques $B_{s,1}^0$, $B_{s,2}^0$ est obtenue.

7.1 Introduction

Les candidats D_s ou $D_s^+\ell^-$ reconstruits ayant une masse invariante dans la fenêtre $M_{D_s} \pm n\sigma$ sont sélectionnés. Ceux pour lesquels le produit entre la charge combinée Q_{comb} et la charge du D_s est telle que $Q_{comb} \times q_{D_s} < 0$ sont classés dans les événements ayant oscillé, les autres sont étiquetés non-oscillant. Les distributions temporelles de ces deux ensembles sont obtenues à partir de cet étiquetage et de la reconstruction du temps de vol.

7.1.1 Principe de l'étude temporelle des oscillations du B_s^0

Les distributions temporelles ainsi obtenues sont une convolution de la forme temporelle oscillante du B_s^0 donnée par les équations 1.37, avec la résolution sur le temps reconstruit, à laquelle s'additionnent les formes en temps du bruit de fond. Le paramètre inconnu est la fréquence d'oscillation Δm_s. Elle est mesurée par une méthode de vraisemblance en maximisant la probabilité d'observer l'ensemble des points obtenus dans les données. La fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ à maximiser est définie par le produit des probabilités $\mathcal{P}_i$ d'observer chaque événement i :

$$\mathcal{L}_{\Delta m_s} = \prod_{i=1}^{n_1} \mathcal{P}^{osc}(t_i, \Delta m_s) \prod_{j=1}^{n_2} \mathcal{P}^{n.osc}(t_j, \Delta m_s) \tag{7.1}$$

où une oscillation a été observée pour les n_1 candidats B_s^0, et aucune oscillation n'a été vue pour les n_2 candidats restants. Les probabilités de l'équation 7.1 sont de la forme :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}^{osc}(t, \Delta m_s) &= F_{B_s^0} \left[(1 - P_{Q_{comb}})\, \mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{non osc.}}(t, \Delta m_s) + P_{Q_{comb}}\, \mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{osc.}}(t, \Delta m_s) \right] \\
&\quad + (1 - F_{B_s^0})(1 - S_{\text{fond}})\, \mathcal{F}_{\text{fond}}(t) \\
\mathcal{P}^{n.osc}(t, \Delta m_s) &= F_{B_s^0} \left[P_{Q_{comb}}\, \mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{non osc.}}(t, \Delta m_s) + (1 - P_{Q_{comb}})\, \mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{osc.}}(t, \Delta m_s) \right] \\
&\quad + (1 - F_{B_s^0})\, S_{\text{fond}}\, \mathcal{F}_{\text{fond}}(t)
\end{aligned} \tag{7.2}$$

avec les définitions suivantes :

- $F_{B_s^0}$ est la fraction de mésons B_s^0 parmi les événements sélectionnés ;
- $P_{Q_{comb}}$ est la pureté de l'étiquetage du méson produit par la charge combinée ;
- S_{fond} est la proportion d'événements du bruit de fond qui simulent une oscillation par leur corrélation entre la charge combinée et la charge du pseudo D_s reconstruit ;
- $\mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{osc.}}(t, \Delta m_s)$ et $\mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{non osc.}}(t, \Delta m_s)$ sont les distributions temporelles des B_s^0 qui ont et n'ont pas oscillé, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{osc.}}(t, \Delta m_s) &= \frac{1}{2\tau}\, e^{-\frac{t}{\tau}}\, (1 - \cos\Delta m_s t) \otimes G(\sigma_t) \\
\mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{non osc.}}(t, \Delta m_s) &= \frac{1}{2\tau}\, e^{-\frac{t}{\tau}}\, (1 + \cos\Delta m_s t) \otimes G(\sigma_t)
\end{aligned} \tag{7.3}$$

  où $G(\sigma_t)$ symbolise les gaussiennes correspondant à la résolution temporelle, qui sont convoluées à la distribution temporelle théorique donnée par l'équation 1.37. Cette résolution temporelle a été déterminée dans le § 6, la largeur des gaussiennes est de la forme $\sigma_t^2 = a + bt^2$;

– et enfin $\mathcal{F}_{\text{fond}}(t)$ est la distribution temporelle du bruit de fond.

Le terme de “bruit de fond” s'applique à tous les événements sélectionnés qui ne contiennent pas de mésons B_s^0, c'est-à-dire le bruit de fond combinatoire, mais aussi les vrais D_s issus de la désintégration d'autres hadrons que les mésons B_s^0 et ceux produits directement dans des événements charmés. Les distributions temporelles et puretés de charge combinée vont être différentes pour chacune des composantes du bruit de fond.

A chaque valeur de Δm_s correspond une valeur de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}_{\Delta m_s}$.

Il est techniquement plus commode de minimiser l'opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$. La fréquence Δm_s d'oscillation la plus probable correspond au minimum de $-\ln \mathcal{L}$. Les études actuelles des oscillations des mésons B_s^0 n'ont pas encore mis en évidence de minimum de la fonction de vraisemblance et la fréquence d'oscillation n'est pas mesurée. Seules des limites inférieures sont obtenues expérimentalement. La convention utilisée dans notre analyse pour déterminer la limite inférieure de Δm_s avec un niveau de confiance de 95 % est d'ajouter 2 unités à partir du minimum de $-\ln \mathcal{L}$ (voir § 2.3.3).

7.1.2 Comparaison des analyses D_sX et $D_s\ell$

L'étude du premier canal en D_sX a conduit à ajouter le lepton à cette base pour améliorer l'analyse. Le tableau suivant compare les performances des deux études réalisées avec le canal de désintégration du D_s en $\phi\pi$, et en sélectionnant les événements dans la fenêtre de masse $M_{D_s} \pm 2\sigma$:

Analyse	D_sX	$D_s\ell X^0$
% de B_s^0	20	80
nombre de B_s^0	75	40
$< \sigma(P)/P >$ en %	14.8	7.3
aire en %	34 %	75 %
$< \sigma(vol) >$ en μm	200	280
efficacité de Q_{comb} en %	62.6	100
pureté de Q_{comb} en %	70.4	70.4

où Q_{comb} désigne l'algorithme de charge combinée utilisé dans chaque analyse. Outre la meilleure résolution temporelle et la plus grande fraction de B_s^0 dans le canal $D_s\ell X$, il faut noter plusieurs avantages dans cette analyse par rapport au canal D_sX :

- Dans l'analyse D_sX, 38 % des vertex de désintégration du méson B_s^0 sont reconstruits au vertex primaire quelle que soit la distance de vol du B_s^0, ce qui induit une forte dépendance en fonction du temps de la résolution temporelle (voir § 6.2.3). Cette dépendance est très faible dans l'analyse $D_s\ell X$ et la distance de vol du B_s^0 est bien reconstruite pour tous les événements (voir § 6.3.3).

- Le nombre de B_s^0 disponibles après le rejet des valeurs centrales de la charge combinée dans l'analyse D_sX est finalement identique au nombre de B_s^0 disponibles dans l'analyse $D_s\ell X$.
- La fraction de B_s^0 dans le signal est de 96 % pour le canal $D_s\ell X$ (voir § 5.4.3). Lorsque le D_s seul est reconstruit, il est issu de $c\bar{c}$, de B_d^0, de B_s^0 et de B^+ en proportions variant de 20 à 40 % des événements composant le pic de masse (voir § 5.2.5). La sélection du lepton permet de rejeter tout ces D_s parasites. Il y a donc plus de paramètres issus des événements simulés nécessaires à l'écriture de la fonction de vraisemblance dans le cas où le D_s seul est reconstruit que dans l'analyse $D_s\ell X$.

7.2 L'analyse D_sX

7.2.1 Ingrédients de l'ajustement

La fonction de vraisemblance ajustant les distributions temporelles obtenues dans l'analyse D_sX est un peu plus complexe que celle donnée par l'équation 7.2. Il faut tenir compte des différentes sources de bruit de fond et de l'efficacité de la charge combinée, dont les valeurs proches de 0 sont rejetées. La première partie de $\mathcal{P}^{osc}(t, \Delta m_s)$ de la fonction de vraisemblance 7.2 décrivant les mésons B_s^0 pour lesquels une oscillation a été observée s'écrit ici :

$$\begin{aligned}\epsilon_{Q_{comb}} \Big\{ & F_{B_s^0} \Big[P_{Q_{comb}} \mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{non osc.}}(t, \Delta m_s) + (1 - P_{Q_{comb}}) \mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{osc.}}(t, \Delta m_s) \Big] + \\ & F_{B_s^0 \to D_s^+} \Big[(1 - P_{Q_{comb}}) \mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{non osc.}}(t, \Delta m_s) + P_{Q_{comb}} \mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{osc.}}(t, \Delta m_s) \Big] \Big\}\end{aligned} \tag{7.4}$$

où $F_{B_s^0 \to D_s^+}$ désigne les D_s issus de $B_s^0 \to D_s^+ D_s^-$ pour lesquels on reconstruit le D_s de mauvais signe. La partie suivante de $\mathcal{P}^{osc}(t, \Delta m_s)$ décrivant le bruit de fond simulant une oscillation, peut être décomposée suivant chaque source de bruit de fond : combinatoire ou vrais mésons D_s parasites. La contribution des D_s issus de la désintégration d'un méson B_d^0 à la courbe de non-oscillation est de la forme :

$$F_{B_d^0}\, \epsilon_{Q_{comb}} \Big[(1 - P_{Q_{comb}}) \mathcal{F}_{B_d^0}^{\text{non osc.}}(t, \Delta m_d) + P_{Q_{comb}} \mathcal{F}_{B_d^0}^{\text{osc.}}(t, \Delta m_d) \Big] \tag{7.5}$$

où les distributions temporelles $\mathcal{F}^{\text{osc.}}_{B^0_d}(t,\Delta m_d)$ et $\mathcal{F}^{\text{non osc.}}_{B^0_d}(t,\Delta m_d)$ sont les fonctions données par les équations 7.3 en remplaçant Δm_s par la fréquence Δm_d d'oscillation des mésons B^0_d. La contribution des D_s produits par un méson B^+ s'écrit :

$$F_{B^+}\,\epsilon_{Q_{comb}}\,(1-P_{Q_{comb}})\,\frac{1}{\tau_B}\,\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_B}}\;\otimes\;G(\sigma_t) \tag{7.6}$$

La forme est la même pour les D_s produits par un baryon beau en remplaçant la proportion F_{B^+} par F_{Λ_b} et le temps de vie du méson beau τ_B par celui du baryon beau τ_{Λ_b}. La contribution à considérer pour les D_s produits directement dans des événements charmés est :

$$F_{c\to D_s}\;\epsilon_{c\bar{c}}\,S_{c\bar{c}}\,G(\sigma_{c\bar{c}}) \tag{7.7}$$

et enfin la contribution du bruit de fond combinatoire s'écrit :

$$F_{\text{comb}}\,\epsilon_{\text{comb}}\,S_{\text{comb}}\,\mathcal{F}_{\text{comb}}(t) \tag{7.8}$$

Il faut réécrire de la même façon la partie $\mathcal{P}^{n.osc}(t,\Delta m_s)$ de la fonction de vraisemblance décrivant les événements contribuant à la courbe de non-oscillation. Les ingrédients utilisés pour écrire la fonction de vraisemblance sont les suivants :

Proportions de D_s reconstruits pour chaque origine de D_s

Ces proportions ont été déterminées dans le § 5.2.5 pour la fenêtre de masse $M_{D_s}\pm 2\sigma$. Pour le signal : $F_{B^0_s}=0.166$ et $F_{B^0_s\to D^+_s}=0.03$ pour les $B^0_s\to D^+_sD^-_s$ où le D_s de mauvais signe est reconstruit.

Toutes les autres contributions représentent du bruit de fond : $F_{B^0_d}=F_{B^+}=0.111$ et $F_{\Lambda_b}=0.017$ pour les D_s issus des hadrons beaux, et $F_{c\to D_s}=0.085$ pour les D_s produits dans des événements charmés. Toutes ces quantités ont été déterminées dans les événements simulés. Par contre la proportion de fond combinatoire $F_{\text{comb}}=0.48$ a été déterminée directement dans les données.

Formes temporelles

Les distributions temporelles de chacune de ces contributions ont été présentées dans le chapitre 6 :

- La fréquence Δm_s d'oscillation des B^0_s est le paramètre libre de l'ajustement, celle des B^0_d est fixée à la valeur [1] de 0.46 ps^{-1}. La résolution temporelle $G(\sigma_t)$ est modélisée par deux gaussiennes de largeur dépendant du temps (voir § 6.2.3) qui ont été déterminées dans les événements simulés. Le temps de vie des mésons beaux est fixé à la valeur de $\tau_B=1.6$ ps [2], celui des baryons beaux à $\tau_{\Lambda_b}=1.2$ ps [2].

- La distribution temporelle $G(\sigma_{c\bar{c}})$ des événements $c \to D_s$ est aussi déterminée dans la simulation (§ 6.2.4), il s'agit de deux gaussiennes centrées en $t = 0$.

- Enfin la distribution temporelle $\mathcal{F}_{\mathrm{comb}}(t)$ du fond combinatoire est issue directement des données (§ 6.2.4), il s'agit de deux gaussiennes plus deux gaussiennes convoluées à une exponentielle.

Etiquetage de l'oscillation

La pureté $P_{Q_{comb}}$ et l'efficacité $\epsilon_{Q_{comb}}$ de la charge combinée ont été déterminées dans la simulation (voir équations 4.29) : $P_{Q_{comb}} = 0.704$ et $\epsilon_{Q_{comb}} = 0.626$.

La simulation $S_{c\bar{c}}$ d'une oscillation par les D_s du charme et l'efficacité $\epsilon_{c\bar{c}}$ ont été quantifiées dans la simulation (voir § 5.3.2), la simulation S_{comb} d'une oscillation par le fond combinatoire et l'efficacité ϵ_{comb} sont issues des données directement (§ 5.3.3).

En conclusion, les seuls paramètres déterminés directement dans les données sont ceux correspondant au bruit de fond combinatoire. Tous les autres sont issus d'études sur des événements simulés.

7.2.2 Ajustement des données

La fonction de vraisemblance obtenue avec les événements D_s reconstruits grâce aux données 1991-1994 est montré sur la figure 7.1. L'ordonnée correspond à la différence des logarithmes des fonctions de vraisemblance : $\ln \mathcal{L}_\infty - \ln \mathcal{L}_{\Delta m_s}$. L'indice ∞ désigne ici une valeur élevée de Δm_s, que nous avons fixée à $20\,\mathrm{ps}^{-1}$. Cette différence des logarithme est calculée de manière à normaliser la fonction de vraisemblance à 0 pour les grandes fréquences d'oscillation.

Les D_s utilisés ici sont ceux reconstruits dans le canal de désintégration en $\phi\pi$ (voir § 5.2), sélectionnés dans la fenêtre de masse $M_{D_s} \pm 2\sigma$. Ce lot est composé de 354 candidats (signal + bruit de fond combinatoire) avant la coupure sur les valeurs centrales de la charge combinée et la reconstruction du temps de vol. Le lot utilisé pour déterminer Δm_s est sélectionné avec un temps de vol tel que : $2\,\mathrm{ps} < t < 5\,\mathrm{ps}$. Il reste finalement 192 candidats, ce qui correspond à une quarantaine de B_s^0.

La limite statistique à 95 % de niveau de confiance est déterminée en ajoutant 2 unités à partir du minimum de la fonction de vraisemblance. Nous observons sur la figure 7.1 que ce lot de D_s ne permet pas de mesurer la fréquence d'oscillation des B_s^0 ni d'exclure des domaines de fréquence. Le minimum de la fonction de vraisemblance correspond à une fréquence nulle, ce qui signifie que le nombre d'événements pour lesquels une oscillation est observée est trop faible.

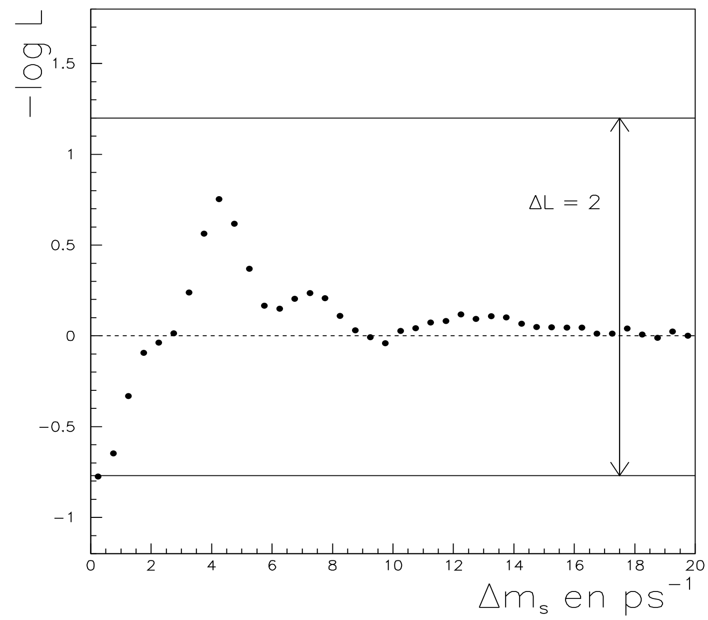
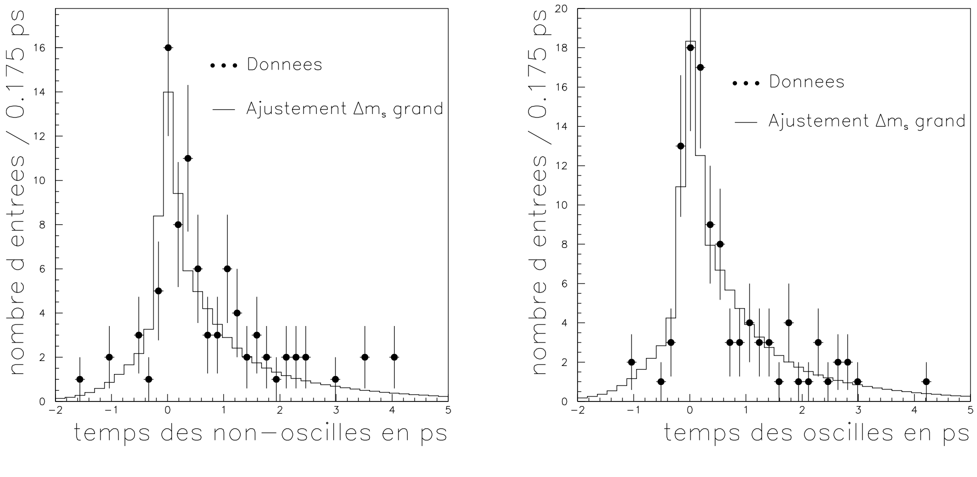


FIG. 7.1 – *Fonction de vraisemblance $\ln \mathcal{L}_\infty - \ln \mathcal{L}_{\Delta m_s}$ du lot de D_s reconstruits. La limite sur Δm_s correspondant au niveau de confiance de 95 % est obtenue en ajoutant 2 unités à partir du minimum de la fonction de vraisemblance. Aucune conclusion sur la valeur de la fréquence d'oscillation des B_s^0 n'est possible.*



(a) Evénements n'ayant pas oscillé.

(b) Evénements ayant oscillé.

FIG. 7.2 – *Ajustement de la distribution temporelle des D_s reconstruits dans les données 1991-1994 en supposant une fréquence d'oscillation Δm_s élevée.*

L'ajustement des distributions temporelles des candidats D_s, réalisé en supposant $\Delta m_s = 20\ \mathrm{ps}^{-1}$, est montré sur la figure 7.2. Il montre que la forme temporelle utilisée pour l'ajustement est correct.

7.2.3 Sensibilité aux oscillations

Pour se rendre compte de la sensibilité aux oscillations du méson B_s^0 dans cette analyse, on peut comparer les distributions temporelles attendues lorsque le B_s^0 oscille avec une fréquence élevée et lorsqu'il n'oscille pas. Ces distributions sont montrées sur la figure 7.3. Elles ont été obtenues avec des simulations-jouet (voir § 2.3.3). Cela consiste à engendrer aléatoirement les courbes d'oscillation et de non-oscillation avec le même nombre de D_s que ceux reconstruits dans les données pour cette analyse, la même résolution temporelle, la même performance de l'étiquetage par la charge combinée et le même bruit de fond. Cette figure montre que le signal d'oscillation est proportionnellement trop faible pour induire une différence entre les distributions temporelles avec ou sans oscillation.

Nous pouvons par ailleurs estimer la probabilité de ne pas avoir de mesure ni de limite sur Δm_s en générant un grand nombre de simulations-jouet et en comparant notre résultat à ceux obtenus dans ces expériences fictives. La limite mise sur Δm_s pour 1000 expériences fictives avec une valeur de Δm_s générée à $20\ \mathrm{ps}^{-1}$ est représentée sur la figure 7.4. La probabilité d'avoir notre résultat est de plus de 85 %.

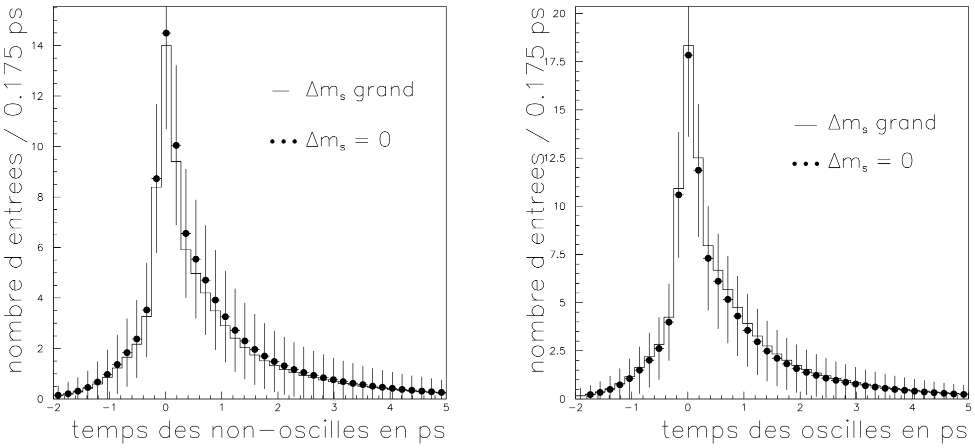
7.2.4 Effet de chaque grandeur mesurée

La fonction de vraisemblance obtenue avec des événements simulés idéaux, c'est-à-dire un lot pur de 40 B_s^0, le temps de vol parfaitement connu et un étiquetage parfait de l'oscillation, est montrée sur la figure 7.5 pour deux fréquences d'oscillation différentes : $\Delta m_s = 3\ \mathrm{ps}^{-1}$ et $\Delta m_s = 15\ \mathrm{ps}^{-1}$. Les figures suivantes (7.6 à 7.8) illustrent le délavement de ces mêmes fonctions de vraisemblance lorsque l'oscillation est caractérisée par la mesure de la charge combinée, lorsque le temps de vol est mesuré et enfin lorsque toutes les grandeurs sont mesurées et toutes les sources de bruit de fond sont simulées et ajoutées aux mésons B_s^0.

On observe que notre algorithme d'ajustement par la fonction de vraisemblance est correct et permet de mesurer la fréquence Δm_s quelle que soit sa valeur, lorsque l'étiquetage de l'oscillation et le temps de vol reconstruit sont parfaits. Les fluctuations statistiques de la fonction de vraisemblance sont importantes en raison du faible nombre de mésons B_s^0 étudiés.

Effet de l'étiquetage de l'oscillation

L'introduction de l'étiquetage de l'oscillation par la charge combinée réduit sensiblement la variation de la fonction de vraisemblance. Le puits correspondant



(a) Evénements n'ayant pas oscillé.

(b) Evénements ayant oscillé.

FIG. 7.3 – *Sensibilité de l'analyse à l'oscillation des mésons B_s^0. Ces courbes d'oscillation sont obtenues avec des simulations-jouet.*

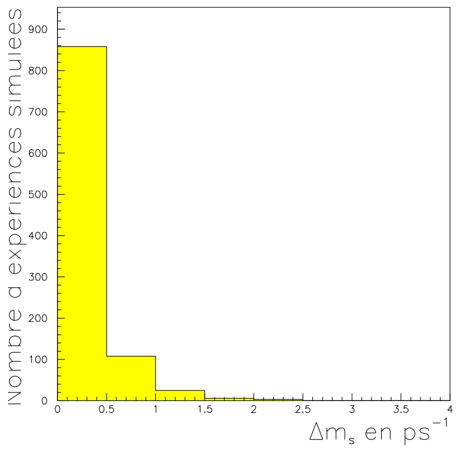
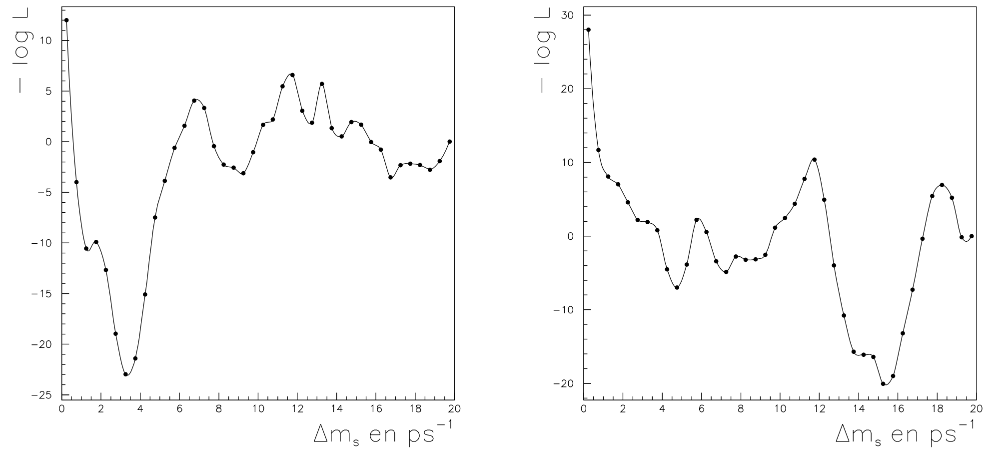
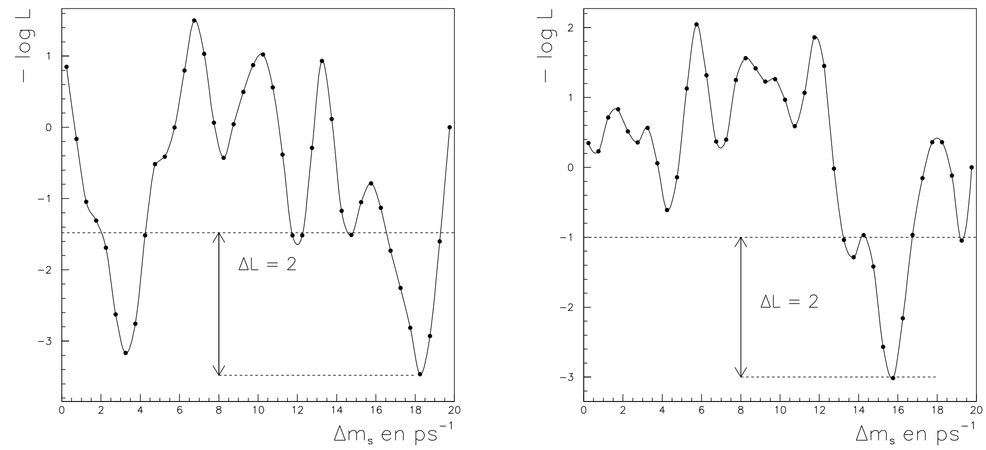


FIG. 7.4 – *Limites inférieures obtenues par 1000 analyses fictives dans le canal D_sX lorsque la fréquence Δm_s est générée à la valeur de $20\,ps^{-1}$, avec un nombre équivalent de D_s à celui de notre étude.*



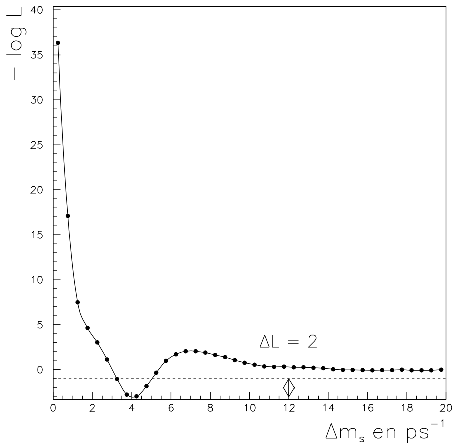
(a) Δm_s généré à la valeur de 3 ps^{-1}. (b) Δm_s généré à la valeur de 15 ps^{-1}.

FIG. 7.5 – *Expériences simulées avec environ 40 $B_s^0 \rightarrow D_s X$, sans aucun bruit de fond, une résolution temporelle et un étiquetage de l'oscillation parfaits.*

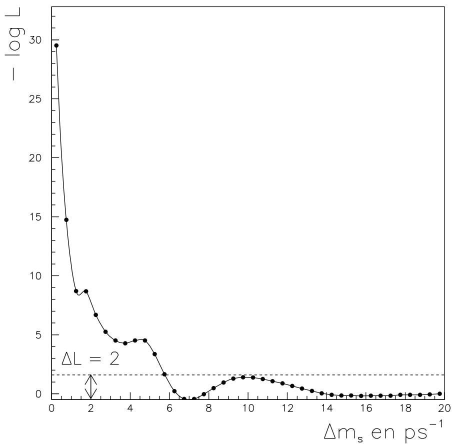


(a) Δm_s généré à la valeur de 3 ps^{-1}. (b) Δm_s généré à la valeur de 15 ps^{-1}.

FIG. 7.6 – *Même chose que pour les figures 7.5 mais avec la charge combinée mesurée.*

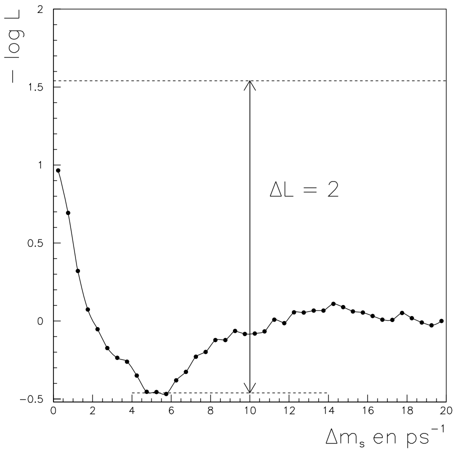


(a) Δm_s généré à la valeur de 3 ps^{-1}.

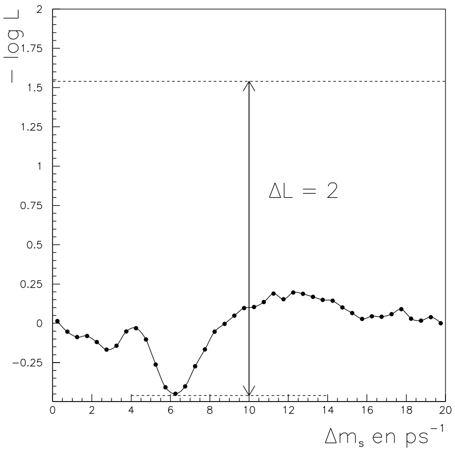


(b) Δm_s généré à la valeur de 15 ps^{-1}.

FIG. 7.7 – *Même chose que pour les figures 7.5 mais avec le temps reconstruit.*



(a) Δm_s généré à la valeur de 3 ps^{-1}.



(b) Δm_s généré à la valeur de 15 ps^{-1}.

FIG. 7.8 – *Avec le bruit de fond, le temps et la charge combinée mesurés.*

à la valeur générée de Δm_s est de même amplitude que les fluctuations statistiques (avec 40 mésons B_s^0). Les fluctuations du signal d'oscillation ne sont pas atténuées, mais le signal d'oscillation est globalement réduit par le facteur $(2P-1)\sqrt{\epsilon}$, où P désigne la proportion d'étiquetages corrects et ϵ la proportion d'étiquetages possibles. On observe bien cet effet sur la fonction de vraisemblance.

Effet de la résolution temporelle

L'effet de la mesure du temps de vol atténue le signal d'oscillation par le facteur :

$$\exp\left[\frac{(-\sigma_t \Delta m_s)^2}{2}\right] \tag{7.9}$$

On observe effectivement que les fluctuations de la fonction de vraisemblance sont lissées, et qu'il n'y a plus aucune sensibilité aux fréquences Δm_s élevées d'oscillation. Par contre l'hypothèse de mésons B_s^0 n'oscillant pas reste très largement exclue.

Conclusion

Lorsque toutes les quantités sont mesurées et que le bruit de fond combinatoire est pris en compte, plus aucune indication sur la valeur de Δm_s n'est obtenue.

Les facteurs limitant les résultats sont surtout la charge combinée qui atténue le signal d'oscillation et la faible proportion de mésons B_s^0 dans le lot étudié. Le signal d'oscillation étudié est trop faible.

7.2.5 Conclusion de l'analyse D_sX

L'analyse des données enregistrées dans DELPHI de 1991 à 1994 en reconstruisant des D_s en $\phi\pi$ n'a pas permis de mesurer la fréquence d'oscillation des mésons B_s^0 ni d'en exclure certaines valeurs. Le désavantage de cette méthode est le grand nombre de paramètres déterminés dans les événements simulés, ainsi que le bruit de fond important combiné à une faible fraction de B_s^0 sélectionnés.

Plutôt que d'ajouter à cette analyse le canal de désintégration en $K^{*0}K^+$ du D_s^+ qui permettrait de multiplier le lot de B_s^0 étudiés par environ un facteur 1.5 seulement (voir § 5.4.2), l'effort a été mis sur l'amélioration à apporter à cette base d'analyse en sélectionnant le lepton accompagnant le D_s dans les désintégrations semi-leptoniques du B_s^0. Les critères de sélection appliqués dans ce dernier canal favorisent le B_s^0 particulièrement, et rejettent les D_s parasites issus d'autres hadrons beaux ou d'événements charmés (voir § 5.4.3).

7.3 L'analyse D_s-lepton

7.3.1 Ingrédients de l'ajustement

Dans l'analyse $D_s \ell X$, les candidats ont trois origines : le lot sélectionné est constitué des événements $B_s^0 \to D_s$, des événements B_d^0, $B^+ \to D_s D$ et des combinaisons formant le bruit de fond combinatoire. (voir § 5.4.3). La fonction de vraisemblance est donc plus simple à écrire que dans l'analyse $D_s X$. Par exemple, la partie $\mathcal{P}^{osc}(t, \Delta m_s)$ de la fonction de vraisemblance 7.2 décrivant les candidats ayant oscillé s'écrit :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}^{osc}(t,\Delta m_s) \;=\;& F_{B_s^0}\left[\, P_{Q_{comb}}\,\mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{non osc.}}(t,\Delta m_s) \;+\; (1 \;-\; P_{Q_{comb}})\,\mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{osc.}}(t,\Delta m_s)\right] \\
&+ \frac{1}{2}\,F_{B_d^0,\,B^+\to D_s D}\left[(1 \;-\; P_{Q_{comb}})\,\left(\mathcal{F}_{B_d^0}^{\text{non osc.}}(t,\Delta m_d) \;+\; \mathcal{F}_{B^+}(t)\right)\right. \\
&\left. + P_{Q_{comb}}\,\mathcal{F}_{B_d^0}^{\text{osc.}}(t,\Delta m_d)\right] + F_{\text{comb}}\,S_{\text{comb}}\,\mathcal{F}_{\text{comb}}(t) \qquad (7.10)
\end{aligned}$$

où les distributions temporelles $\mathcal{F}_{B_s^0}(t, \Delta m_s)$ des mésons B_s^0 sont données par les équations 7.3, celles des mésons B_d^0 et B^+ sont :

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{B_d^0}^{\text{non osc.}}(t,\Delta m_d) &= \frac{1}{2\tau_B}\,e^{-\frac{t}{\tau_B}}\,(1+\cos\Delta m_d t)\otimes G(\sigma_{B_d^0,\,B^+\to D_s D}) \\
\mathcal{F}_{B_d^0}^{\text{osc.}}(t,\Delta m_d) &= \frac{1}{2\tau_B}\,e^{-\frac{t}{\tau_B}}\,(1-\cos\Delta m_d t)\otimes G(\sigma_{B_d^0,\,B^+\to D_s D}) \qquad (7.11) \\
\mathcal{F}_{B^+} &= \frac{1}{\tau_B}\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_B}}\otimes G(\sigma_{B_d^0,\,B^+\to D_s D})
\end{aligned}$$

Les paramètres nécessaires à l'écriture de cette fonction de vraisemblance sont les suivants :

Proportions de D_s reconstruits pour chaque origine de D_s

La proportion de fond combinatoire est issue des données directement. Pour une fenêtre de masse $M_{D_s} \pm 3\sigma$ (§ 5.4.2) on a :

$$\begin{aligned}
F_{\text{comb}} &= 18.0 \pm 5.7\% \quad \text{dans le canal en } \phi\pi \\
F_{\text{comb}} &= 53.6 \pm 6.6\% \quad \text{dans le canal en } K^*K
\end{aligned}$$

A partir des proportions relatives de B_s^0 et de $D_s^+ D$ dans le signal, déterminées dans la simulation, et du rapport signal/bruit ajusté dans les données, on a (cf. § 5.4.3) :

canal	$F_{B_s^0}$ en %	$F_{B_d^0,B^+\to D_sD}$ en %
$\phi\pi$	79.0	3.0
K^*K	44.7	1.7

Distributions temporelles

- La fréquence Δm_s d'oscillation des B_s^0 est le paramètre libre de l'ajustement, celle des B_d^0 est fixée à la valeur de 0.46 ps^{-1} [1]. La résolution temporelle est modélisée avec des événements simulés par deux gaussiennes de largeur dépendant du temps (voir § 6.2.3) qui ont été déterminées dans les événements simulés. Le temps de vie des mésons beaux est fixé à la valeur de $\tau_B = 1.6$ ps [2].

- L'impulsion des événements B_d^0, $B^+ \to D_s^+ D$ est sous-estimée car le méson non étrange n'est pas reconstruit. Leur résolution $G(\sigma_{B_d^0,B^+\to D_sD})$ a été modélisée par une gaussienne de largeur 1.1 ps.

- La distribution temporelle $\mathcal{F}_{\mathrm{comb}}(t)$ du bruit de fond combinatoire a été ajustée dans les données (§ 6.3.4).

Etiquetage de l'oscillation

Aucune coupure sur les valeurs de la charge du jet n'est appliquée dans le canal $D_s\ell X$ et l'efficacité de l'étiquetage est de 100 %. La pureté $P_{Q_{comb}}$ de la charge combinée est déterminée avec des événements simulés : $P_{Q_{comb}} = 0.704$ (voir équations 4.30). La simulation d'une oscillation S_{comb} par le bruit de fond combinatoire est quantifiée directement dans les données pour chaque canal de désintégration du D_s (voir équations 5.11).

En conclusion, le bruit de fond combinatoire est entièrement caractérisé dans les données. Les paramètres issus d'études simulées sont essentiellement la résolution temporelle des mésons B_s^0 et la pureté de leur charge combinée.

7.3.2 Ajustement des données

La figure 7.9 représente la fonction de vraisemblance obtenue pour les $D_s\ell$ reconstruits avec les données 1991-1994. Le lot de $D_s\ell$ utilisé ici est composé de 48 événements dans le canal de désintégration en $\phi\pi^+$ et 61 événements en $K^{*0}K^+$, sélectionnés dans la fenêtre de masse $M_{D_s} \pm 3\sigma$. Ce lot contient environ 65

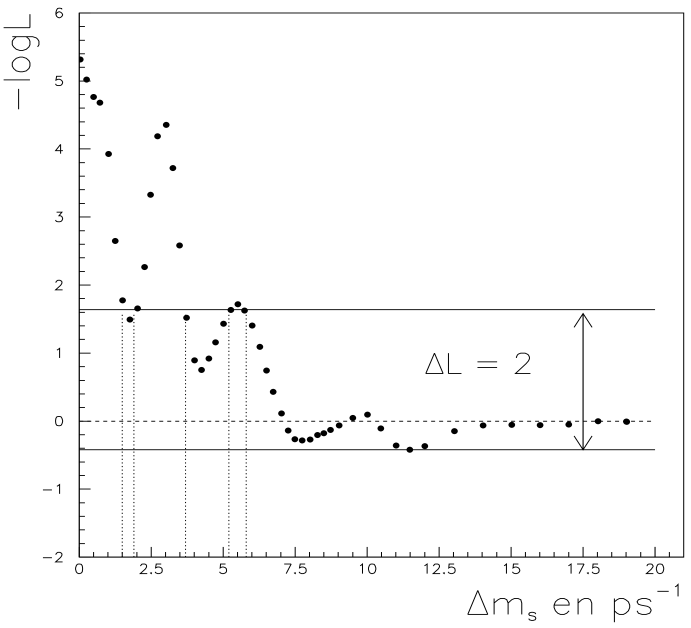


FIG. 7.9 – *Fonction de vraisemblance* $\ln \mathcal{L}_\infty - \ln \mathcal{L}_{\Delta m_s}$ *des données, pour l'analyse* $D_s \ell X$*. La limite statistique correspondant au niveau de confiance de 95 % est obtenue en ajoutant deux unités à partir du minimum de la fonction.*

mésons $B_s^0 \to D_s \ell$. La fonction de vraisemblance défavorise les faibles valeurs de Δm_s mais n'indique pas une valeur préférée de la fréquence. Néanmoins plusieurs domaines de fréquence sont exclus à 95 % C.L. d'après ce résultat :

– $\Delta m_s < 1.5$ ps^{-1}

– $\Delta m_s \in [1.9\,,\ 3.7]$ ps^{-1}

– $\Delta m_s \in [5.2\,,\ 5.8]$ ps^{-1}

Nous observons que la fonction de vraisemblance ne présente aucune sensibilité aux fréquences d'oscillation élevées au-delà de 14 ps^{-1}.

La probabilité d'avoir une première zone d'exclusion à $\Delta m_s = 1.5$ ps^{-1} est estimée par la méthode des simulations-jouet utilisée dans le § 7.2.3. Elle est de 20 %.

Ce résultat a été amélioré en tenant compte de la dépendance entre le rapport signal/bruit et la masse reconstruite du D_s, de manière à donner plus de poids aux bons candidats B_s^0. En effet, le rapport signal/bruit est d'autant meilleur que la masse reconstruite pour le D_s est proche de la moyenne de la gaussienne ajustant le signal dans les données. La paramétrisation utilisée est une gaussienne pour le

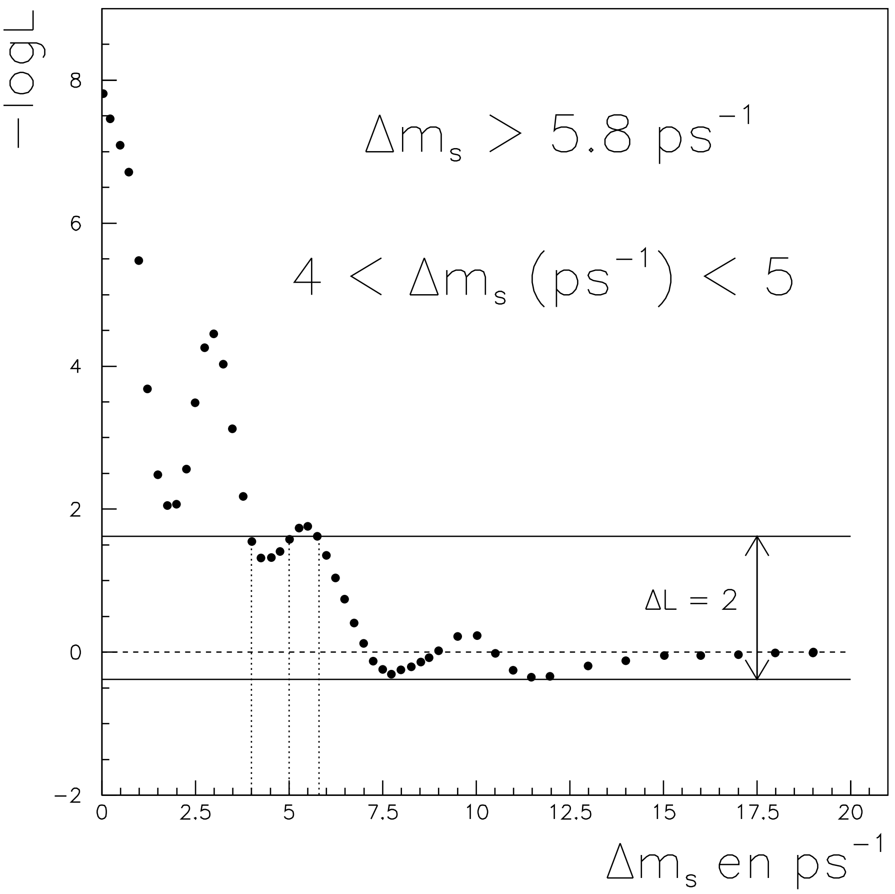


FIG. 7.10 – *Fonction de vraisemblance $\ln \mathcal{L}_\infty - \ln \mathcal{L}_{\Delta m_s}$ des données en ayant paramétrisé le rapport signal sur bruit des $D_s\ell$ en fonction de la masse reconstruite du D_s. La limite correspondant au niveau de confiance de 95 % est obtenue en ajoutant 2 unités à partir du minimum de la fonction.*

signal et un fond plat pour le bruit de fond combinatoire, avec les paramètres de l'ajustement du spectre en masse des $D_s\ell$ sélectionnés :

canal de désintégration du D_s^+	$\phi\pi^+$	$K^{*0}K^+$
masse nominale (GeV/c^2)	1.966 ± 0.003	1.970 ± 0.006
largeur (MeV/c^2)	16.1 ± 2.1	18.9 ± 4.8
signal/total en % dans $3\,\sigma$	82.0 ± 5.5	46.4 ± 6.8

La figure 7.10 montre que le nouvel ajustement est encore moins compatible avec une oscillation nulle, puisque l'amplitude de la fonction de vraisemblance est augmentée de plus de 2 unités au voisinage de $\Delta m_s = 0$. Le résultat est le suivant :

$$\begin{aligned} 4\,\mathrm{ps}^{-1} \;<\; \Delta m_s \;<\; 5\,\mathrm{ps}^{-1} \\ \Delta m_s \;>\; 5.8\,\mathrm{ps}^{-1} \end{aligned} \tag{7.12}$$

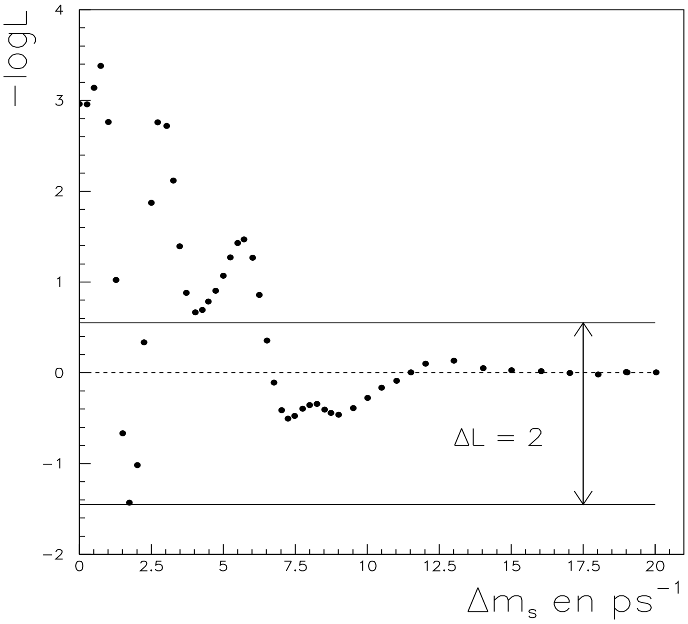
Le niveau de confiance de cette limite est de 95 %, pour l'instant aucune erreur systématique n'a été prise en compte. La probabilité d'avoir une première zone d'exclusion à $\Delta m_s = 4$ ps^{-1} est estimée à 3 % par la méthode des simulations-jouet.

La contribution de chaque canal de désintégration du D_s à cette limite est présenté sur la figure 7.11. La variation totale de la fonction de vraisemblance est de l'ordre de 5 unités dans chaque canal, et les deux canaux de désintégration permettent d'éliminer séparément l'hypothèse de mésons B_s^0 n'oscillant pas.

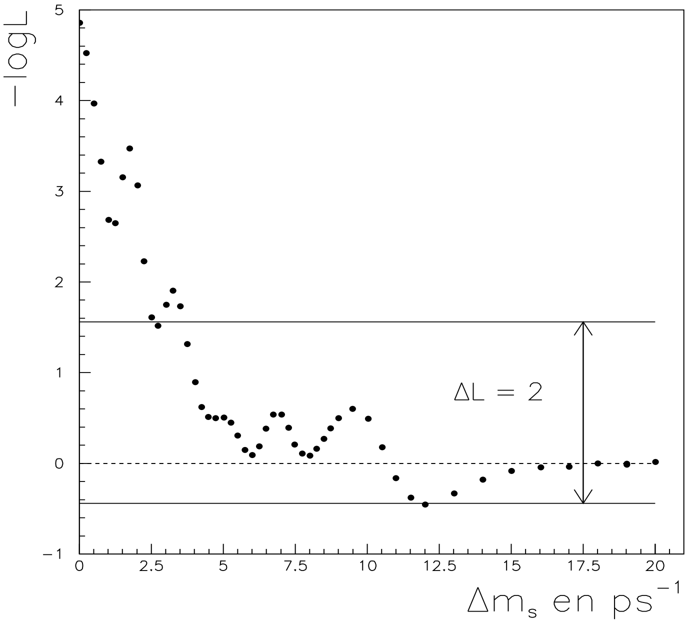
La figure 7.12 présente l'ajustement des courbes d'oscillation et de non-oscillation en fonction du temps pour une fréquence d'oscillation $\Delta m_s = 20\,\mathrm{ps}^{-1}$. L'ajustement temporel reproduit bien les courbes obtenues dans les données pour les événements ayant et n'ayant pas oscillé (c'est-à-dire classés comme tels d'après l'étiquetage). La différence entre les courbes d'événements ayant et n'ayant pas oscillé n'est pas très marquée parce que le nombre d'événements sélectionnés est faible.

7.3.3 Etude des erreurs systématiques

L'erreur sur la limite inférieure obtenue pour Δm_s comporte une composante systématique correspondant aux incertitudes ΔI sur les paramètres I utilisés pour écrire la fonction de vraisemblance. Ces paramètres sont ceux décrits dans

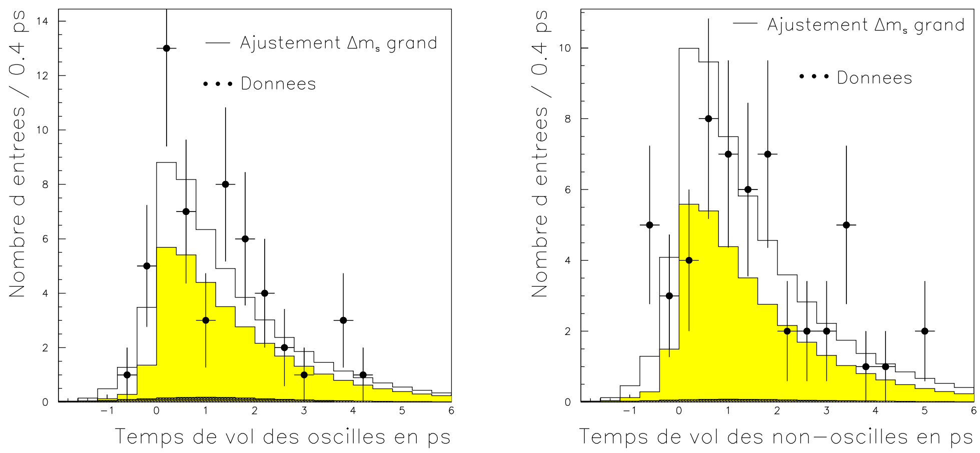


(a) Canal $\phi\pi$.



(b) Canal $K^{*0}K^{+}$.

FIG. 7.11 – *Fonctions de vraisemblance pour chaque canal de désintégration du D_s.*



(a) Evénements ayant oscillé. (b) Evénements n'ayant pas oscillé.

FIG. 7.12 – *Ajustement de la distribution temporelle des $D_s\ell$ reconstruits dans les données 1991-1994 en supposant une fréquence d'oscillation Δm_s élevée. En gris est indiquée la contribution des mésons B_s^0, en noir la contribution des B_d^0, $B^+ \to D_s^+ D$.*

le § 7.3.1, leurs valeurs et leurs erreurs sont les suivantes :

Paramètre	valeur centrale I	erreur ΔI
F_{comb} canal $\phi\pi$	0.180	0.057
F_{comb} canal K^*K	0.536	0.066
S_{comb} canal $\phi\pi$	0.500	0.094
S_{comb} canal K^*K	0.393	0.035
$F_{B_d^0,\, B^+ \to D_s D}$ dans le pic	0.037	0.020
$\sigma_{B_d^0,\, B^+ \to D_s D}$	1.1 ps	0.5 ps
$F_{B_s^0}$ dans le pic	0.963	0.020
$\tau_{B_s^0}$	1.6 ps	0.2 ps
$P_{Q_{comb}}$	0.704	0.030
$P(B_s^0)$	$P(B_s^0)$	1.5 GeV/c
σ_t	0.140 ps	0.025 ps

La valeur du temps de vie du méson B_s^0 a été variée de ± 0.2 ps sans induire aucune variation sur la fonction de vraisemblance normalisée à l'infini $\ln \mathcal{L}_\infty - \ln \mathcal{L}_{\Delta m_s}$.

Contribution du bruit de fond combinatoire

Tous les paramètres décrivant le bruit de fond combinatoire sont déterminés directement dans les données et l'erreur systématique due à ces paramètres correspond à leur erreur statistique.

Leur distribution temporelle est décrite dans le § 6.3.4. La corrélation entre les différents paramètres permettant d'ajuster cette distribution (largeur des gaussiennes, temps de vie et population des gaussiennes) a été négligée. La variation de la distribution temporelle du bruit de fond combinatoire a un effet négligeable devant l'effet de la pureté de la charge combinée.

Pureté de la charge combinée

La proportion d'étiquetages corrects avec la méthode de la charge combinée est obtenue à partir de la simulation. Dans le § 5, les vérifications faites pour comparer la charge du jet obtenue dans les données à celle obtenue avec des événements simulés montrent un bon accord données-simulation. Par contre nous n'avons pas validé dans les données l'amélioration de la pureté de 64 % avec la charge du jet opposé, à la pureté de 70.4 % en ajoutant la charge de la gerbe du côté du méson B_s^0. En effet, il faut avoir reconstruit le $D_s\ell$ pour pouvoir calculer la charge de la gerbe, ce qui limite trop la statistique pour procéder à des comparaisons données-simulation. C'est pourquoi nous avons laissé une erreur systématique assez importante (3 %) sur la valeur centrale de 70.4 %.

Résolution temporelle des mésons B_s^0

L'erreur sur l'impulsion $P(B_s^0)$ du méson B_s^0 est due au déplacement possible entre les distributions de l'impulsion reconstruite dans les données et les événements simulés (voir figure 6.15).

L'erreur sur σ_t indiquée dans le tableau est estimée à partir de la comparaison données-simulation des distributions du rapport entre le paramètre d'impact et son erreur [3]. Les paramètres des traces sont délavés dans la simulation de DELPHI de manière à reproduire les données. A partir de la résolution temporelle obtenue avant (0.11 ps) et après cette correction (0.14 ps), on estime qu'il peut rester une erreur résiduelle de 0.015 ps pour que les événements simulés reproduisent complètement les données. Cette erreur est ajoutée quadratiquement à l'erreur statistique de l'ajustement de la résolution temporelle dans la simulation, qui est de 0.02 ps (cf. § 6.3.3). L'erreur statistique de l'ajustement sur les autres paramètres (cf. § 6.3.3) permettant de modéliser la résolution temporelle est aussi prise en compte en négligeant la corrélation entre les paramètres.

Effet des erreurs systématiques

Toutes les erreurs systématiques sont prises en compte simultanément en ajustant 300 fois les données avec des valeurs différentes pour les ingrédients I de l'ajustement, dans la limite de leurs erreurs. Chacun des paramètres I de la fonction de vraisemblance est choisi aléatoirement suivant une loi gaussienne $I + G(0, \Delta I)$ autour de la valuer centrale I du paramètre, avec une largeur égale à son incertitude ΔI. La figure 7.14 montre les 300 fonctions de vraisemblance obtenues avec les 300 ensembles de valeurs des paramètres de l'ajustement.

La fonction de vraisemblance tenant compte des erreurs systématiques correspondant au niveau de confiance de 95 % est définie comme étant la courbe $\mathcal{L}^{syst}_{\Delta m_s}$ définie par :

$$-\ln \mathcal{L}_{\Delta m_s} < -\ln \mathcal{L}^{syst}_{\Delta m_s} \quad \text{pour au plus 5 \% des cas}$$

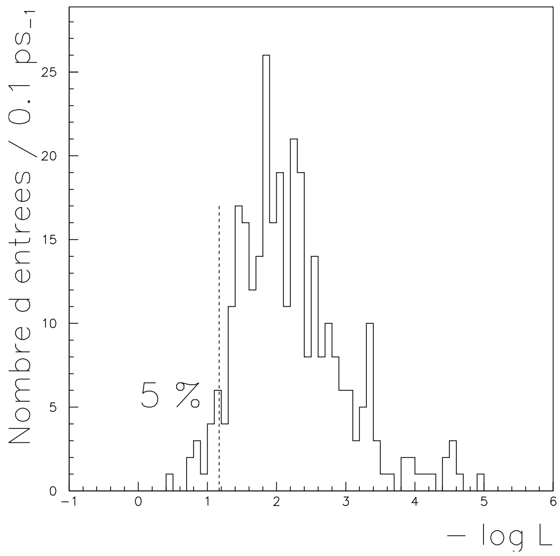


FIG. 7.13 – *Distribution des 300 valeurs de* $\ln \mathcal{L}_\infty - \ln \mathcal{L}_{4\,ps^{-1}}$ *pour une fréquence* $\Delta m_s = 4\ ps^{-1}$.

La figure 7.13 montre la distribution des 300 valeurs de $\ln \mathcal{L}_\infty - \ln \mathcal{L}_{\Delta m_s}$ pour $\Delta m_s = 4\mathrm{ps}^{-1}$. La valeur correspondant au niveau de confiance de 95 % correspond à $\ln \mathcal{L}_\infty - \ln \mathcal{L}_{4\,\mathrm{ps}^{-1}} = 1.17$.

La pureté de la charge combinée et l'estimation de l'impulsion du méson B^0_s sont les paramètres induisant les effets les plus importants sur la fonction de vraisemblance. Leurs effets sont montrés sur les figures 7.16 et 7.17.

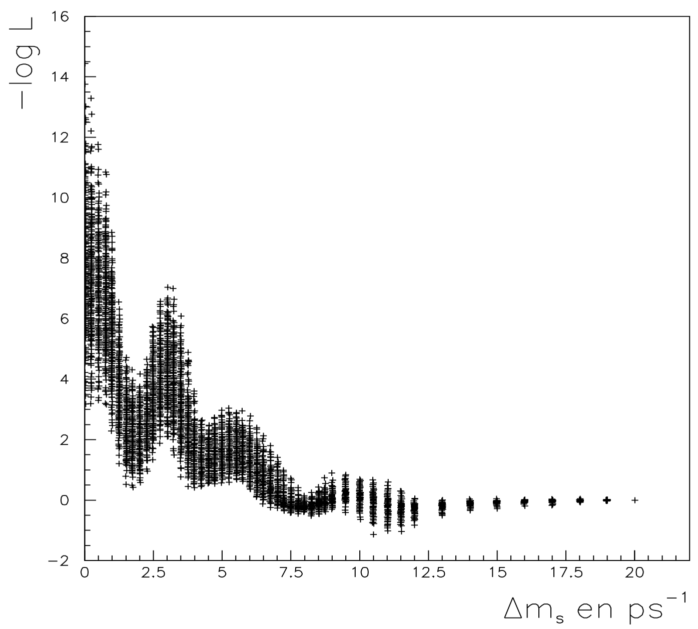


FIG. 7.14 – *Fonctions de vraisemblance* $\ln \mathcal{L}_{\infty} - \ln \mathcal{L}_{\Delta m_s}$ *obtenues dans les données pour 300 variations simultanées des paramètres.*

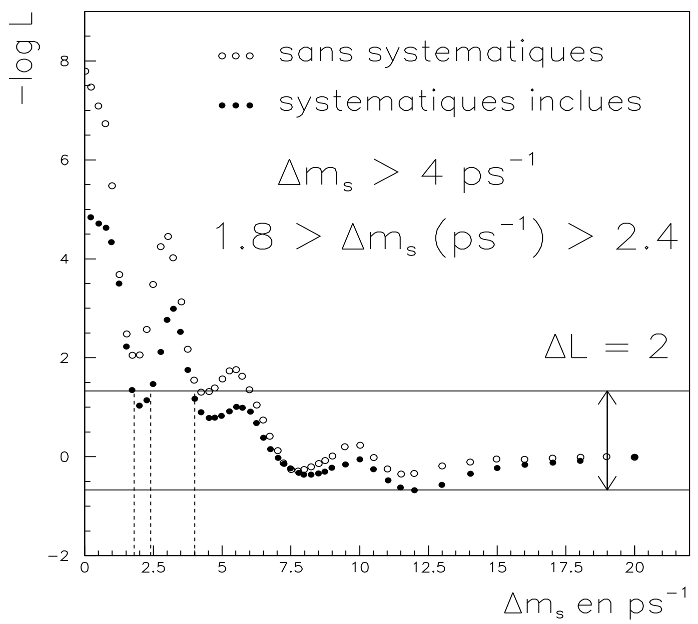


FIG. 7.15 – *Fonctions de vraisemblance* $\ln \mathcal{L}_{\infty} - \ln \mathcal{L}_{\Delta m_s}$ *avec les valeurs centrales des paramètres et avec les effets systématiques pris en compte.*

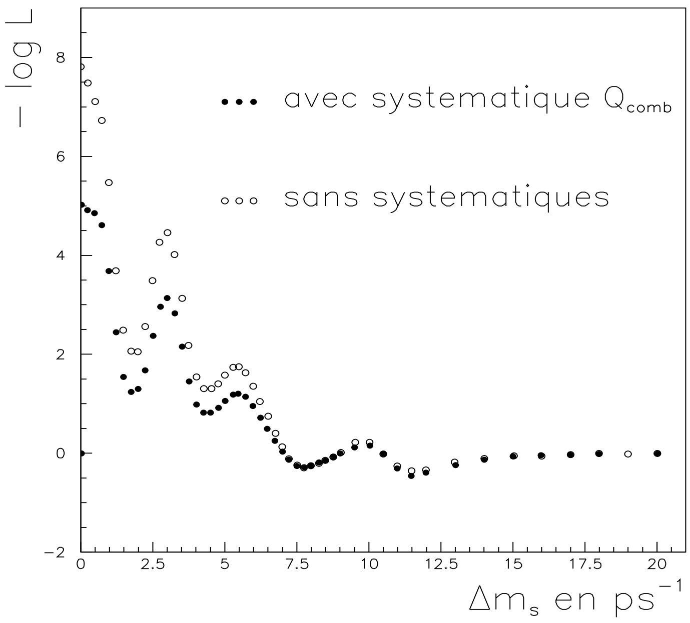


FIG. 7.16 – *Fonction de vraisemblance* $\ln \mathcal{L}_\infty - \ln \mathcal{L}_{\Delta m_s}$ *correspondant à la limite à 95 % des 300 fonctions obtenues dans les données pour 300 variations de la pureté de la charge combinée* Q_{comb} *de 3 % autour de sa valeur centrale 70.4 %.*

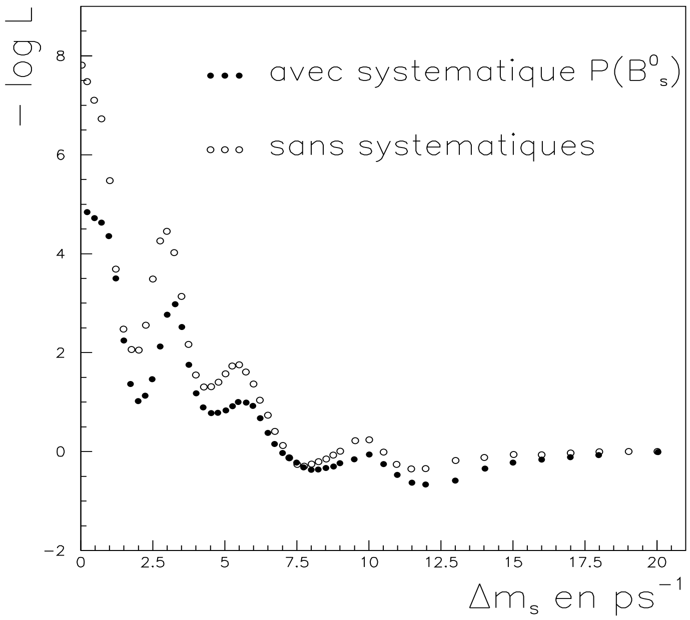


FIG. 7.17 – *Fonctions de vraisemblance* $\ln \mathcal{L}_\infty - \ln \mathcal{L}_{\Delta m_s}$ *correspondant à la limite à 95 % des 300 fonctions obtenues dans les données pour 300 déplacements de l'impulsion reconstruite* $P(B_s^0) + G(0, 1.5)$.

Conclusion

La figure 7.15 montre que la fonction de vraisemblance tenant compte des erreurs systématiques permet d'exclure deux domaines de fréquence d'oscillation :

- $\Delta m_s < 1.8\,\mathrm{ps}^{-1}$
- $\Delta m_s \in [2.4\,,\,4]\,\mathrm{ps}^{-1}$

La région des fréquences $1.8\mathrm{ps}^{-1} < \Delta m_s < 2.4\mathrm{ps}^{-1}$ est déjà exclue par toutes les études de la dépendance temporelle des oscillations des mésons B_s^0 (voir § 7.3.4). Le résultat final pour un niveau de 95 % de confiance est le suivant :

$$\boxed{\Delta m_s > 4\,\mathrm{ps}^{-1}}$$

7.3.4 Résultats des autres analyses

Les autres résultats sur la fréquence d'oscillation des mésons B_s^0 sont actuellement issus presque tous d'analyses inclusives. Très récemment, une analyse utilisant une reconstruction semi-exclusive du méson B_s^0 dans le canal $D_s\ell$ vient d'être présentée par ALEPH. Toutes ces études de la dépendance temporelle des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ ont été réalisées au LEP. La plupart des résultats que nous allons mentionner sont des communications à des conférences et sont préliminaires.

Charge du jet et lepton

La figure 7.18 présente l'étiquetage de l'oscillation par la charge du jet et le lepton.

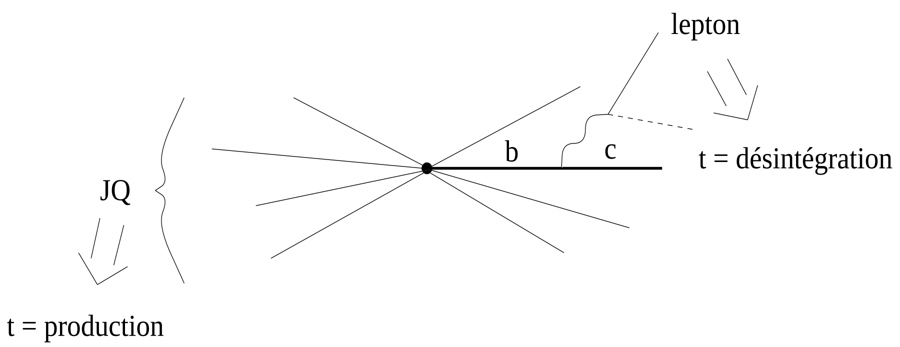


FIG. 7.18 – *Caractérisation de l'oscillation par la charge du jet opposée et le lepton du même hémisphère que le méson B_s^0 étiqueté.*

L'expérience ALEPH [4] met une limite inférieure de 6.1 ps^{-1} sur Δm_s en étudiant les corrélations de signe entre la charge du lepton et la charge du jet opposé. La valeur du taux relatif f_s de production des mésons B_s^0 au LEP est fixée ici à 12 %. La limite est très sensible à f_s dans les analyses inclusives. Cette limite n'est plus que de 5.6 ps^{-1} lorsque la valeur de f_s est fixée à 10 %. La probabilité de mettre une limite à 6.1 ps^{-1} dans cette analyse est estimée en utilisant des expériences fictives dans lesquelles la fréquence d'oscillation générée est de 30 ps^{-1}. Cette probabilité est de 50 %.

Ce canal est aussi étudié par DELPHI [5] qui obtient une limite inférieure de 4.2 ps^{-1} en supposant $f_s = 10 \pm 3$ %, ainsi que par OPAL [6] qui obtient $\Delta m_s > 3.3$ ps^{-1} avec $f_s = 12.0 \pm 3.6$ %.

Dileptons

Le principe de l'étiquetage de l'oscillation par deux leptons de même charge est présenté sur la figure 7.19.

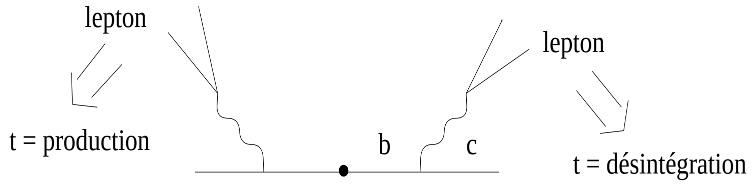


FIG. 7.19 – *Caractérisation de l'oscillation par la sélection de deux leptons opposés.*

ALEPH obtient [7] une limite inférieure de 5.6 ps^{-1} sur la fréquence Δm_s d'oscillation des mésons B_s^0. Le taux f_s de production des mésons B_s^0 au LEP est fixé à $f_s = 12.2 \pm 3.1$ % dans cette étude. A partir d'expériences fictives générées avec une fréquence d'oscillation $\Delta m_s = \infty$, la probabilité de mettre une limite inférieure d'au moins 5.6 ps^{-1} est estimée à 24 %.

OPAL [8] a également réalisé une étude des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ dans le canal dileptons et obtenu $\Delta m_s > 2.2$ ps^{-1}, en supposant $f_s = 12.0 \pm 3.6$ %.

Charge du jet, lepton et kaon de fragmentation

ALEPH [9] a enrichi le lot d'événements sélectionnés dans les analyses charge du jet/lepton et dileptons, en exigeant la présence du kaon de fragmentation accompagnant la production du méson B_s^0 (voir figure 7.20 ainsi que le § 4.4).

La sélection du kaon permet d'augmenter la proportion de mésons B_s^0 depuis 10 % des événements sélectionnés dans l'analyse charge du jet/lepton et 20 % dans l'analyse dileptons, à une fraction de 35 % ici. En demandant un accord entre les différents étiquetages du méson produit (charge du jet et kaon, ou bien

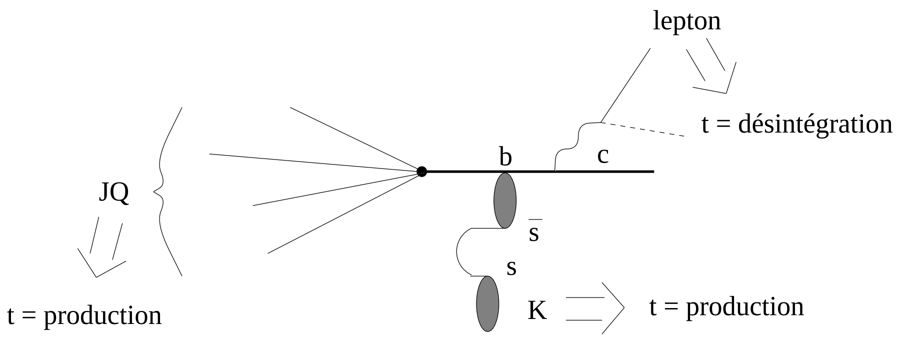


FIG. 7.20 – *Caractérisation de l'oscillation par la charge du jet opposé (ou par la charge du lepton opposé) corrélée à la charge du kaon primaire du même hémisphère, et le lepton du même hémisphère que le méson B_s^0 étiqueté.*

lepton opposé et kaon), la pureté de l'étiquetage est très bonne, de l'ordre de 20 %. Le résultat obtenu par cette analyse est $\Delta m_s > 3.9$ ps^{-1} en supposant $f_s = 12.2 \pm 3.5$ %. La probabilité de mettre une telle limite est estimée à 32 %.

$D_s\ell$/lepton, kaon et charge du jet

C'est dans le canal $D_s\ell$ qu'est atteinte la limite la plus élevée : $\Delta m_s > 6.6$ps^{-1}, obtenue récemment par ALEPH [10].

Comme dans notre analyse, ils sont beaucoup moins sensibles à la valeur de f_s que les analyses inclusives. En effet f_s n'apparaît que lors de l'estimation de la proportion d'événements B_d^0, $D^+ \rightarrow D_s D$, alors que le nombre de B_s^0 présents dans un lot obtenu en ayant sélectionné un lepton de grande impulsion transverse est directement proportionnel à f_s. Le D_s est reconstruit dans 7 canaux de désintégration : $\phi\pi$ et $K^{*0}K$ comme nous, mais aussi K^0K, $\phi\pi\pi\pi$, K^*K^{*0} et $\phi\ell$ avec ℓ désignant l'électron ou le muon. Le nombre de combinaisons $D_s\ell$ reconstruites est de 182, pour un bruit de fond de 95 combinaisons.

L'étiquetage du méson produit combine toutes les informations disponibles dans l'événement sélectionné : kaon primaire partageant la paire de quarks $s\bar{s}$ avec le méson B_s^0 produit, lepton opposé au méson et charge du jet opposé. La probabilité que le candidat sélectionné soit un méson B_s^0 qui ait oscillé est calculée pour chaque événement.

La probabilité de mettre une limite au moins égale à 6.6 ps^{-1} dans cette analyse est estimée à 22 % avec des simulations-jouet.

Conclusion

Le tableau suivant résume les différentes limites inférieures obtenues par ces analyses, le sigle JQ désigne la méthode de la charge du jet :

expérience	canal	limite sur Δm_s (ps^{-1})	f_s en %
ALEPH 1995	dileptons	5.6	12.2 ± 3.1
OPAL 1994	dileptons	2.2	12.0 ± 3.6
ALEPH 1995	JQ / lepton	6.1	12
		5.6	10
DELPHI 1995	JQ / lepton	4.2	10 ± 3
OPAL 1995	JQ / lepton	3.3	12.0 ± 3.6
ALEPH 1995	ℓ, JQ, K / ℓ	3.9	12.2 ± 3.5
ALEPH 1996	ℓ, JQ, K / $D_s\ell$	6.6	

Le résultat de $\Delta m_s > 4.0$ ps^{-1} que nous avons obtenu par l'étude du canal de désintégration semi-exclusif $B_s^0 \to D_s\ell$ est compétitif avec les résultats de ces analyses.

Les méthodes semi-exclusives permettent maintenant de mettre des limites équivalentes sur Δm_s que les méthodes inclusives. Elles présentent le grand intérêt d'être moins dépendantes de paramètres mal connus comme le taux f_s de production de mésons B_s^0. Il faut noter aussi que la valeur de la limite n'est pas le seul paramètre intéressant dans l'optique d'additionner les résultats des différentes analyses. Les analyses semi-exclusives ont une bonne résolution temporelle, ce qui induit une sensibilité de la fonction de vraisemblance jusqu'à des fréquences élevées. Les fonctions de vraisemblance obtenues en inclusif descendent rapidement vers la valeur asymptotique correspondant à $\Delta m_s = \infty$ et ne présentent plus aucune activité aux fréquences élevées.

7.4 Etude du temps de vie du méson B_s^0

Tous les ingrédients nécessaires à la mesure du temps de vie du méson B_s^0 sont réunis. Cette mesure est réalisée avec les événements $D_s\ell$ en utilisant la même fonction de vraisemblance que celle utilisée dans l'analyse des oscillations, mais en éliminant le terme d'oscillation en $\cos \Delta m_s t$ dans la fonction 7.3. Le temps de vie des mésons B_s^0 est laissé comme seul paramètre libre de l'ajustement.

7.4.1 Mesure du temps de vie du méson B_s^0

La fonction de vraisemblance ajustant la distribution temporelle obtenue avec le même lot de $D_s\ell$ que celui utilisé dans l'analyse précédente est montrée sur la figure 7.21. Le temps de vie mesuré est le suivant :

$$\tau_{B_s^0} = 1.50^{+0.33}_{-0.25}(stat.)\,\mathrm{ps} \tag{7.13}$$

Cette valeur est en accord avec la valeur moyenne mondiale [2] qui est de 1.58 ± 0.10 ps. En appliquant la même méthode que dans les données, le temps de vie d'événements $B_s^0 \to D_s \ell$ simulés a été mesuré :

$$\tau_{B_s^0} = 1.53 \pm 0.07(stat.)\,\mathrm{ps} \tag{7.14}$$

pour un temps de vie généré de 1.6 ps.

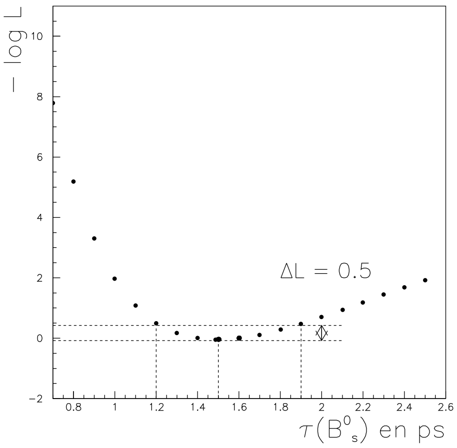
La figure 7.21 montre la contribution de chaque canal de désintégration du D_s à cette mesure. Les résultats sont très cohérents entre eux, les mesures correspondant à chaque canal pris séparément sont bien compatibles dans la limite de leurs erreurs. L'ajustement temporel des événements est montré sur la figure 7.22.

De même que dans l'étude des oscillations, les erreurs statistiques dominent dans cette mesure du temps de vie du méson B_s^0 :

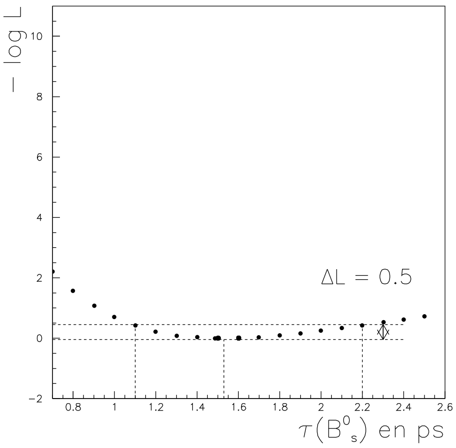
Paramètre	$\Delta\tau_{B_s^0}$ en ps
F_{comb} canal $\phi\pi$	-0.019 +0.016
F_{comb} canal K^*K	$\pm$0.004
$\mathcal{F}_{\mathrm{fond}}(t)$	-0.040 +0.045
$F_{B_d^0,\,B^+\to D_s D}$ dans le pic	-0.009 +0.005
$\sigma_{B_d^0,\,B^+\to D_s D}$	$\pm$0.004
τ_B	$\pm$0.002
σ_t	-0.073 + 0.063
$P(B_s^0)$	-0.103 +0.097
total	-0.13 +0.12

Tous ces paramètres sont définis dans le § 7.3.1. Leurs erreurs sont décrites dans le § 7.3.3. Pour la paramétrisation de la distribution temporelle du bruit de fond combinatoire, les corrélations entre les paramètres ont été négligées. Le paramètre induisant l'erreur dominante est le du temps de vie du bruit de fond combinatoire. L'erreur systématique totale est obtenue en ajoutant quadratiquement les erreurs correspondant à chaque paramètre. Le résultat final est :

$$\boxed{\tau_{B_s^0} = 1.50^{+0.33}_{-0.25}(stat.)^{+0.12}_{-0.13}(syst.)\,\mathrm{ps}}$$



(a) Avec le canal de désintégration du D_s en $\phi\pi$.



(b) Avec le canal de désintégration du D_s en K^*K.

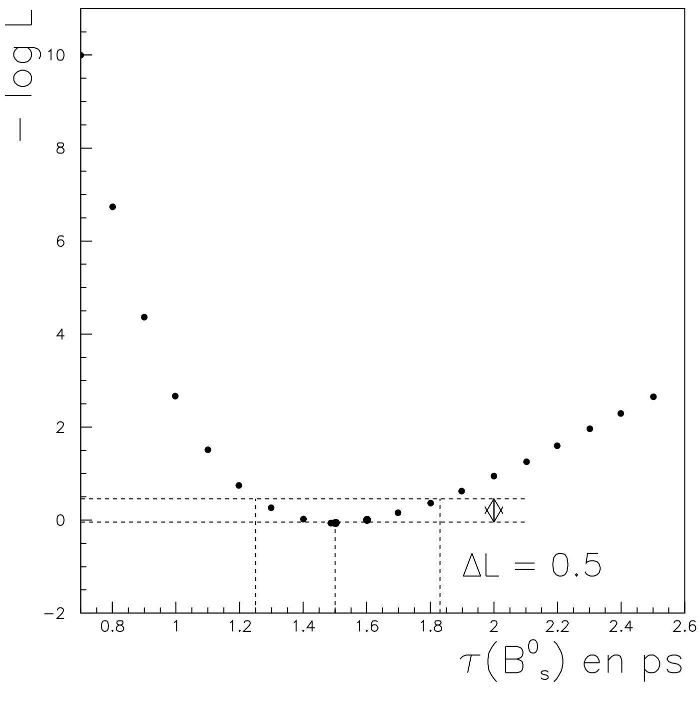


FIG. 7.21 – *Fonctions de vraisemblance pour la mesure du temps de vie du méson B_s^0 avec les événements $D_s\ell$.*

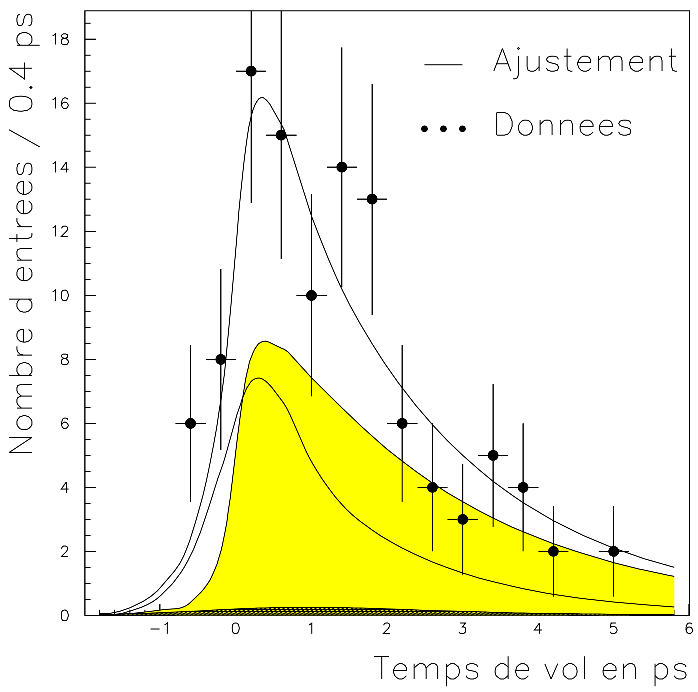


FIG. 7.22 – *Ajustement temporel des candidats $D_s\ell$ (bonnes combinaisons de signe). En gris est indiquée la contribution des mésons B_s^0, en noir la contribution des événements B_d^0, $B^+ \to D_s D$, la dernière combinaison correspondant au bruit de fond combinatoire.*

7.4.2 Différence de temps de vie entre les états physiques

L'expression de la fonction de vraisemblance telle qu'elle est donnée par l'équation 7.2 suppose :

$$\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} \ll 1 \tag{7.15}$$

avec les notations suivantes :

$$\begin{aligned} \Gamma_s &= \frac{1}{\tau_{B_s^0}} = \frac{\Gamma_{B_{s,1}^0} + \Gamma_{B_{s,2}^0}}{2} \\ \Delta\Gamma_s &= \Gamma_{B_{s,1}^0} - \Gamma_{B_{s,2}^0} \end{aligned} \tag{7.16}$$

où $B_{s,1}^0$ et $B_{s,2}^0$ sont les deux états physiques. Cette approximation a été faite dans l'équation 1.35 du § 1.2.3. Elle repose sur des considérations théoriques discutées dans le § 1.6.

Les distributions temporelles des mésons B_s^0 à considérer pour écrire la fonction de vraisemblance donnée par l'équation 7.2, lorsque l'approximation 7.15 n'est pas faite, sont :

$$
\begin{aligned}
\mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{osc.}}(t, \Delta m_s) &= \frac{1}{2\Gamma_s}\left[\Gamma_s^2 - \left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2}\right)^2\right] e^{-\Gamma_s t} \times \\
&\quad \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2}t\right) - \cos\Delta m_s t\right] \otimes G(\sigma_t) \\
\mathcal{F}_{B_s^0}^{\text{non osc.}}(t, \Delta m_s) &= \frac{1}{2\Gamma_s}\left[\Gamma_s^2 - \left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2}\right)^2\right] e^{-\Gamma_s t} \times \\
&\quad \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s}{2}t\right) + \cos\Delta m_s t\right] \otimes G(\sigma_t)
\end{aligned}
\tag{7.17}
$$

en ayant négligé les effets de la violation de CP, c'est-à-dire avec $|\epsilon| \ll 1$.

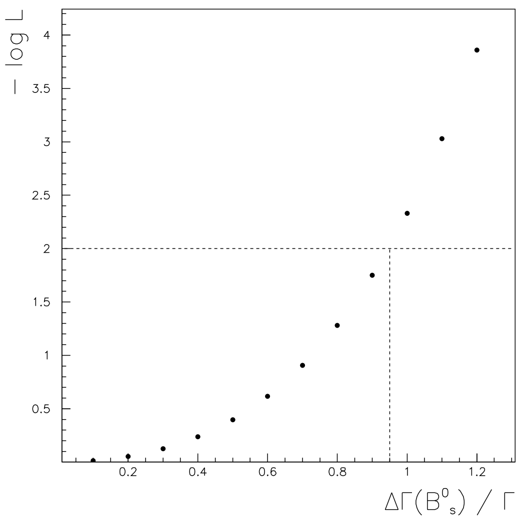


FIG. 7.23 – *Variation de la fonction de vraisemblance avec la différence des largeurs de désintégration entre les états physiques $B_{s,1}^0$ et $B_{s,2}^0$.*

L'ajustement de la distribution temporelle des événements $D_s\ell$, déjà utilisés pour mesurer Δm_s et le temps de vie du méson B_s^0, est réalisé en fixant $\Delta m_s =$

20 ps^{-1} et $\tau_{B_s^0} = 1.6$ ps. Le paramètre libre de l'ajustement est $\Delta\Gamma_s$. La figure 7.23 montre le résultat de cet ajustement, qui est :

$$\boxed{\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} \quad < \quad 0.95 \quad \text{à 95 \% de C.L.}}$$

Le minimum de la fonction de vraisemblance est obtenu pour 0 exactement. Nous ne sommes pas sensibles à la différence des largeurs.

Cette limite supérieure est le premier résultat expérimental sur $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$. Ce résultat est compatible avec les estimations théoriques [11, 12] qui prédisent une différence de 10 à 30 % entre les largeurs des deux états physiques.

Bibliographie

[1] M.-C. Lemaire, contribution à la conférence "Production and decay of hyperons, charm and beauty hadrons", Strasbourg, Sept. 1995.

[2] S. Komamiya, contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995.

[3] DELPHI 95-142 PHYS 567, note interne.

[4] D. Buskulic *et al.*, ALEPH coll., Phys. Lett. **B356** (1995) 409.

[5] DELPHI coll., contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995, Réf. 0568.

[6] R. Akers *et al.*, OPAL coll., Z. Phys. **C66** (1995) 555.

[7] ALEPH coll., contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995, Réf. 0409.

[8] R. Akers *et al.*, OPAL coll., Phys. Lett. **B336** (1994) 585.

[9] ALEPH coll., contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995, Réf. 0410.

[10] D. Buskulic *et al.*, ALEPH coll., CERN-PPE/96-30, mars 1996.

[11] R. Aleksan, F. Buccella, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène et J.-C. Raynal, Phys. Lett. **B316** (1993) 567.

[12] T.E. Browder et S. Pakvasa, UH 511-814-95, BELLE-46 (1995).

Conclusion et perspectives

A partir de la reconstruction semi-exclusive de mésons B_s^0 dans le canal de désintégration en $D_s\ell$, nous avons obtenu une limite inférieure sur la fréquence Δm_s d'oscillation des mésons B_s^0 :

$$\boxed{\Delta m_s \;>\; 4 \text{ ps}^{-1}}$$

pour un niveau de confiance de 95 %. Ce résultat confirme les autres résultats expérimentaux, presque tous obtenus par des analyses inclusives (par exemple dileptons et charge du jet/lepton). Les études semi-exclusives deviennent maintenant compétitives avec les analyses inclusives. Elles présentent plusieurs intérêts :

- La résolution temporelle des mésons B_s^0 est meilleure que dans les analyses inclusives, ce qui permet d'être sensible à des fréquences plus élevées.

- Le bruit de fond combinatoire est caractérisé entièrement dans les données à partir des candidats D_s peuplant l'aile droite du spectre de masse du D_s.

- La proportion de mésons B_s^0 dans le lot d'événements sélectionnés pour étudier les oscillations est beaucoup plus élevée dans le canal $D_s\ell$ (jusqu'à 80 %) que dans les analyses inclusives (environ 10 %).

Ces deux derniers points induisent des erreurs systématiques beaucoup plus importantes dans les analyses inclusives. Ainsi le taux relatif f_s de production des mésons B_s^0 n'intervient que dans le calcul de la contribution des événements B_d^0, $B^+ \to D_s D$, alors que le nombre de B_s^0 sélectionnés dans les analyses inclusives est directement proportionnel à f_s.

Notre analyse est limitée par le nombre de mésons B_s^0 sélectionnés qui est environ de 65. Le futur proche envisagé pour cette analyse est d'ajouter d'autres canaux de désintégration du D_s :

canal	rapport d'embranchement
$\pi\pi\pi$	1.35 ± 0.31 %
$\phi\ell$	$(1.88 \pm 0.29$ %$) \times 2$
$\phi\pi\pi\pi$	1.8 ± 0.5 %
K^0K	3.5 ± 0.7 %
K^*K^{*0}	5.6 ± 2.1 %

Le nombre de $D_s\ell$ reconstruits avec l'ensemble de ces canaux ajoutés aux canaux $\phi\pi$ et $K^{*0}K$ est estimé à environ 160.

Le lot de $D_s\ell$ a par ailleurs permis de mesurer le temps de vie du méson B_s^0 :

$$\boxed{\tau_{B_s^0} = 1.50^{+0.33}_{-0.25}(stat.)^{+0.12}_{-0.13}(syst.)\ \mathrm{ps}}$$

et de mettre une limite supérieure sur la différence des largeurs entre les états physiques $B_{s,1}^0 - B_{s,2}^0$:

$$\boxed{\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} \quad < \quad 0.95 \quad \text{à 95 \% de C.L.}}$$

Ce résultat est le premier résultat expérimental. Il confirme les prédictions théoriques qui sont de 10 à 30 % pour $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$.

Les oscillations des mésons $B_s^0 - \bar{B}_s^0$

Au niveau de DELPHI ou des collaborations LEP, il est maintenant envisagé de combiner les différents résultats sur Δm_s. L'orientation suivie actuellement serait d'utiliser la méthode d'amplitude décrite dans le § 2.3.3, qui permet d'ajouter les fonctions de vraisemblance. La sensibilité attendue au LEP en combinant toutes les méthodes d'étiquetage et les analyses est de l'orde de [1] :

$$\Delta m_s \simeq 10\ \mathrm{ps}^{-1}$$

Le domaine de fréquences atteint permettra d'être plus contraignant que les prédiction théoriques, qui obtiennent $\Delta m_s > 7.5\ \mathrm{ps}^{-1}$. En réalité, la limite inférieure la plus élevée obtenue par ALEPH de $\Delta m_s > 6.6\ \mathrm{ps}^{-1}$ est peut être déjà plus contraignante que la théorie, car le niveau de confiance de ce résultat expérimental est de 95 %, tandis qu'il n'est pas facile de dire à quel niveau de confiance correspond la limite théorique.

D'autre part, la figure 1.6 montre que la combinaison de la valeur mesurée de la fréquence Δm_d d'oscillation des mésons B_d^0 avec la limite inférieure expérimentale la plus élevée sur Δm_s commence à donner plus d'information que la mesure de Δm_d seule.

Le futur de la mesure de Δm_s se fera auprès de plusieurs accélérateurs, par des reconstructions exclusives des mésons B_s^0, par exemple en $D_s\pi$:

- avec les nouvelles données enregistrées auprès du TEVATRON en $p\bar{p}$. Plusieurs sous-détecteurs de CDF et D0 seront améliorés et l'injecteur principal sera mis en service en 1998 ;
- auprès de l'accélérateur e^+e^- SLC à l'énergie du Z ;
- avec le futur accélérateur hadronique LHC ;
- ainsi qu'à HERA B (protons sur cible fixe).

Les domaines de fréquences atteints varient de 20 à 40 ps^{-1} selon les estimations sur des événements simulés.

Il est aussi envisagé un retour à LEP I à haute luminosité, après la phase LEP II, ce qui permettrait de continuer l'étude des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ au LEP.

La violation de CP

Les futures usines à b, BABAR au PEP et BELLE au KEK, mesureront directement les trois angles du triangle d'unitarité, en étudiant entre autres les désintégrations $B \to J/\Psi K$.

Bibliographie

[1] O. Schneider, contribution à la conférence EPS-HEP, Bruxelles 1995.

ANNEXES

Annexe A

Distributions angulaires de désintégration

Cette annexe présente une méthode générale pour calculer la distribution angulaire du ϕ dans le référentiel de repos du D_s, ainsi que celle du kaon dans le référentiel de repos du ϕ, pour la désintégration $D_s^+ \to \phi\pi^+$ suivie de $\phi \to K^+K^-$.

A.1 $D_s^+ \to \phi\pi^+$

Nous nous plaçons dans le référentiel de repos du D_s, avec l'axe z de quantification suivant l'axe de vol du D_s dans le référentiel du laboratoire.

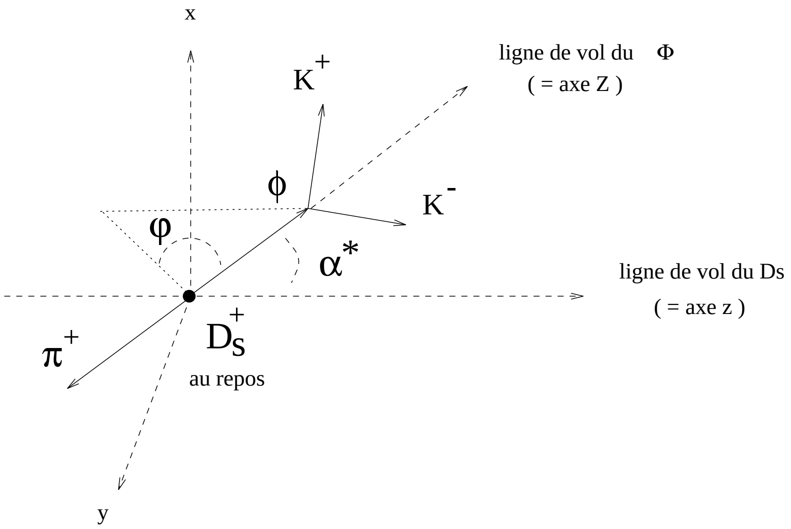


FIG. A.1 – *Angle α^* entre le ϕ dans le référentiel de repos du D_s et la ligne de vol du D_s dans le référentiel du laboratoire.*

Nous voulons calculer la largeur différentielle de la désintégration $D_s^+ \to \phi\pi^+$ pour obtenir la distribution angulaire du ϕ :

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{dcos}\alpha^* \,\mathrm{d}\varphi} \propto |<f|\mathcal{T}|i>|^2 \tag{A.1}$$

où $\mathcal{T}$ est l'opérateur de transition depuis l'état initial vers l'état final de la désintégration, et les angles α^* et φ sont représentés sur la figure A.1. Les états quantiques initial et final de la désintégration sont définis dans le formalisme des états d'hélicité par :

$$\begin{aligned} \text{état } D_s : \quad |i> &= \quad |J J_z> \\ \text{état } \phi\pi \ : \quad |f> &= |\overrightarrow{p}\lambda_1\lambda_2> \quad = \quad |p\,\alpha^*\,\phi\,\lambda_1\,\lambda_2> \end{aligned} \tag{A.2}$$

avec les conditions suivantes :

- le D_s est une particule isolée de spin nul, donc $|JJ_z>=|00>$,
- l'impulsion $\overrightarrow{p} = \overrightarrow{p}_\phi = -\overrightarrow{p}_\pi$ dans le référentiel de repos du D_s,
- les hélicités $\lambda_1 = \lambda_\phi$ et $\lambda_2 = \lambda_\pi = 0$ car le π^+ a un spin nul.

Il s'agit d'exprimer l'état final $|f>$ dans la base du moment angulaire total de manière à obtenir son expression dans la même base que l'état initial et pouvoir appliquer la loi de conservation du moment angulaire aux équations A.2.

Si l'axe de vol Z du ϕ était confondu avec l'axe de quantification z :

L'état final $|f>$ s'écrirait alors $|p\,\alpha^*\,\phi\,\lambda_1\,\lambda_2>=|p\,0\,0\,\lambda_1\,\lambda_2>$. L'hélicité du π^+ n'est pas remplacée par sa valeur ici de manière à obtenir un résultat général. Cet état final est état propre de l'opérateur $\hat{J}_z = \hat{J}_{1z} + \hat{J}_{2z}$ avec la valeur propre $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$. En effet, les opérateurs d'hélicité s'écrivent :

$$\begin{aligned} \hat{\Lambda}_1 &= \hat{J}_1.\overrightarrow{u}_Z &= \hat{J}_{1Z} &= \hat{J}_{1z} \\ \hat{\Lambda}_2 &= -\hat{J}_2.\overrightarrow{u}_Z &= -\hat{J}_{2Z} &= \hat{J}_{2z} \end{aligned} \tag{A.3}$$

car les impulsions sont parallèles à l'axe Z qui est pour l'instant confondu avec l'axe z. On obtient alors :

$$
\begin{aligned}
(\hat{\Lambda}_1 - \hat{\Lambda}_2)\,|p\,0\,0\lambda_1\,\lambda_2 > &= (\hat{J}_{1z} + \hat{J}_{2z})\,|p\,0\,0\lambda_1\,\lambda_2 > \\
&= \hat{J}_z\,|p\,0\,0\lambda_1\,\lambda_2 > \\
&= (\lambda_1 - \lambda_2)\,|p\,0\,0\lambda_1\,\lambda_2 > \qquad \text{(A.4)}
\end{aligned}
$$

L'état final $|f>$ peut donc être écrit dans la base du moment angulaire total :

$$
|p\,0\,0\,\lambda_1\,\lambda_2> = \sum_{J'} C_{J'}\,|J'\lambda> \qquad \text{(A.5)}
$$

où les $C_{J'}$ sont des coefficients que nous ne chercherons pas à expliciter.

En réalité, l'axe Z de vol du ϕ est distinct de l'axe z de vol du D_s :

Il faut alors faire une rotation d'angles d'Euler φ, α^*, $-\varphi$, sur l'état final précédent, notée $\mathcal{R}(\varphi,\alpha^*,-\varphi)$, pour se placer suivant l'axe Z :

$$
\begin{aligned}
|p\,\alpha^*\,\varphi\,\lambda_1\,\lambda_2> &= \mathcal{R}(\varphi,\alpha^*,-\varphi)\,|p\,0\,0\,\lambda_1\,\lambda_2> \\
&= \sum_{J'} C_{J'}\,\mathcal{R}(\varphi,\alpha^*,-\varphi)\,|J'\lambda> \\
&= \sum_{J'} C_{J'} \sum_{M'=-J'}^{J'} \mathcal{D}^{J'}_{M'\lambda}(\varphi,\alpha^*,-\varphi)\,|J'M'> \qquad \text{(A.6)}
\end{aligned}
$$

où le coefficient $\mathcal{D}^{J'}_{\lambda M'}(\varphi,\alpha^*,-\varphi)$ est l'élément de la matrice de Wigner de dimension $(2J'+1)\times(2J'+1)$ associée à la rotation $\mathcal{R}$. Dans ce cas particulier, la rotation a lieu dans le plan $\varphi = 0$.

La largeur de la désintégration devient :

$$
\begin{aligned}
< f|\mathcal{T}|i> &= \sum_{M'J'} C_{J'}\,\mathcal{D}^{*J'}_{M'\lambda}(\varphi,\alpha^*,-\varphi)\ < J'M'|\mathcal{T}|00> \\
&= C_0\,\mathcal{D}^{*0}_{0\lambda}(\varphi,\alpha^*,-\varphi)\,\mathcal{T}^0_{0\lambda} \qquad \text{(A.7)}
\end{aligned}
$$

car J et J_z sont conservés durant la transition. Sur l'axe Z nous avons d'autre part toujours la relation :

$$\hat{J}_Z(D_s^+)\,|f>= (\lambda_1 - \lambda_2)\,|f> \tag{A.8}$$

avec toujours $\lambda_2 = \lambda_\pi = 0$ et $\hat{J}_Z = \hat{0}$ ($\hat{J}$ étant nul pour le D_s, sa projection est nulle sur tous les axes). Nous en déduisons que l'hélicité λ_1 du ϕ est nécessairement nulle, ce qui implique $\lambda = 0$.

Finalement, nous pouvons conclure que la largeur différentielle de désintégration s'écrit :

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{dcos}\alpha^*\mathrm{d}\varphi} &\propto |\mathcal{D}^0_{00}(\varphi, \alpha^*, -\varphi)|^2 \\
&= |d^0_{00}(\alpha^*)|^2 \\
&= \text{constante}
\end{aligned} \tag{A.9}$$

ce qui démontre le résultat suivant bien connu : la désintégration d'une particule de spin nul est isotrope dans son référentiel de repos.

A.2 $\phi \to K^- K^+$

Le référentiel utilisé par la suite sera le référentiel de repos du ϕ. Nous allons calculer la distribution angulaire d'un produit de désintégration du ϕ dans le référentiel de repos du ϕ. L'axe z de référence est l'axe de quantification du ϕ. Cet axe dans le référentiel de repos du ϕ est dirigé suivant la ligne de vol du ϕ dans le référentiel de repos du D_s. Il est encore équivalent à la ligne de vol du D_s dans le référentiel de repos du ϕ, laquelle est obtenue par une transformation de Lorentz suivant la ligne de vol du ϕ dans le référentiel de repos du D_s. Le D_s étant au repos avant la transformation de Lorentz, il n'a pas de composante transverse à la direction de la poussée de Lorentz après la transformation.

Nous voulons calculer la largeur différentielle de la désintégration $\phi \to K^- K^+$. L'état initial est dans ce cas $|i>= |10>$, en effet :

- le ϕ est une particule de spin 1, au repos,
- le ϕ issu du D_s est d'hélicité nulle dans le référentiel de repos du D_s. Ceci signifie que le ϕ est dans un état $J_z = 0$ dans son propre référentiel de repos, où z est la ligne de vol du ϕ.

Par analogie avec les résultats précédents (équation A.7), nous pouvons tout de suite écrire :

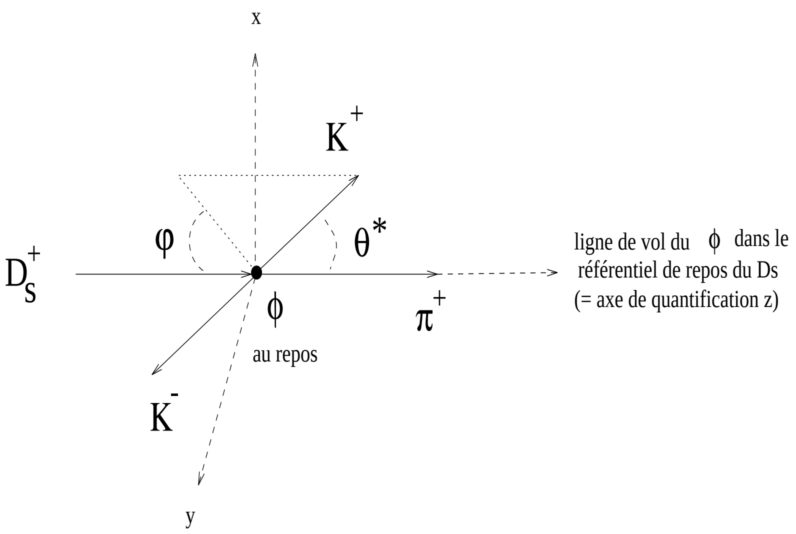


FIG. A.2 – *Angle θ^* entre l'un des kaons issus de la désintégration du ϕ et la ligne de vol du ϕ dans le référentiel de repos du D_s, dans le référentiel de repos du ϕ.*

$$
\begin{aligned}
< f|\mathcal{T}|i > \; &= \; \sum_{M'J'} C_{J'}\, \mathcal{D}^{J'}_{M'0}(\varphi, \theta^*, -\varphi) \; < J'M'|\mathcal{T}|10 > \\
&= \; C_1\, \mathcal{D}^1_{00}(\varphi, \theta^*, -\varphi)\, \mathcal{T}^1_{00}
\end{aligned}
\tag{A.10}
$$

pour obtenir :

$$
\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}\!\cos\theta^* \mathrm{d}\varphi} \; \propto \; |d^1_{00}(\theta^*)|^2 \; = \; \cos^2\theta^*
\tag{A.11}
$$

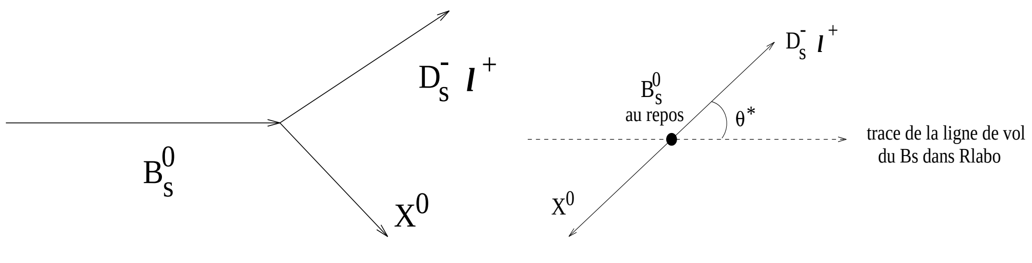
Annexe B

Cinématique de la désintégration $B_s^0 \to D_s^- \ell^+ X^0$

Cette annexe est consacrée au calcul d'une relation entre l'énergie E_B du B_s^0, l'impulsion $P_{D_s\ell}$ et la masse $M_{D_s\ell}$ du système $D_s\ell$, la masse M_X du système de recul, la masse $M_{B_s^0}$ du mésons B_s^0 et l'angle θ^* de désintégration du B_s^0 :

$$E_B = f(P_{D_s\ell}, M_{D_s\ell}, M_{B_s^0}, M_X, \cos\theta^*) \tag{B.1}$$

dans le cas de la désintégration $B_s^0 \to D_s^- \ell^+ X^0$. Cette relation est utilisée dans le § 6.3.1 pour contraindre le domaine des énergies E_B possibles du méson B_s^0 et en déduire un estimateur de l'impulsion de ce B_s^0 lorsque le D_s et le lepton sont reconstruits.



(a) Dans le référentiel R_{labo} du laboratoire.

(b) Dans le référentiel R^* de repos du B_s^0.

FIG. B.1 – *Référentiels utilisés pour décrire la désintégration* $B_s^0 \to D_s^- \ell^+ X^0$

A partir des équations cinématiques écrites dans le référentiel R^* de repos du B_s^0 et dans le référentiel R_{labo} du laboratoire pour la désintégration en deux corps $B_s^0 \to (D_s^- \ell^+) + X^0$ (voir la figure B.1), on obtient pour l'énergie et l'impulsion du système $D_s\ell$ dans le référentiel R^* :

$$
\begin{aligned}
E^*_{D_s\ell} &= \frac{M^2_{B^0_s} - M^2_X + M^2_{D_s\ell}}{2\,M_{B^0_s}} \\
P^* &= \frac{\sqrt{\left[M^2_{B^0_s} - (M_{D_s\ell} + M_X)^2\right]\,\left[M^2_{B^0_s} - (M_{D_s\ell} - M_X)^2\right]}}{2\,M_{B^0_s}} \\
&= P^*_{D_s\ell} \;=\; P^*_X
\end{aligned}
\tag{B.2}
$$

L'indice * réfère toujours aux grandeurs physiques exprimées dans le référentiel R^* de repos du B^0_s. En considérant la transformation de Lorentz du référentiel R_{labo} au référentiel R^* on écrit :

$$
\begin{aligned}
P_{D_s\ell_\perp} &= P^*_{D_s\ell_\perp} \;=\; P^*_{D_s\ell}\,\sin\theta^* \\
P_{D_s\ell_{||}} &= \gamma\,\left(P^*_{D_s\ell_{||}} \;+\; \beta E^*_{D_s\ell}\right) \\
&= \frac{E_B}{M_{B^0_s}} P^* \cos\theta^* \;+\; \frac{\sqrt{(E^2_B - M^2_{B^0_s})}}{M_{B^0_s}} E^*_{D_s\ell}
\end{aligned}
\tag{B.3}
$$

où l'angle θ^* est l'angle de désintégration du B^0_s représenté sur la figure B.1. En calculant la norme $P_{D_s\ell}$ dans le référentiel du laboratoire :

$$
P^2_{D_s\ell} = P^2_{D_s\ell_\perp} + P^2_{D_s\ell_{||}}
\tag{B.4}
$$

on obtient la relation cherchée sous forme d'un trinôme du second degré en E_B :

$$
A\,E^2_B \;+\; B\,E_B \;+\; C = 0
\tag{B.5}
$$

avec les coefficients suivants :

$$
\begin{aligned}
A &= \left(\frac{P^*\;\cos\theta^*}{M_{B^0_s}}\right)^2 \\
B &= \frac{2\,P_B\,E^*_{D_s\ell}\,P^*\;\cos\theta^*}{M^2_{B^0_s}} \\
C &= P^{*2}\,\sin^2\theta^* \;+\; \left(\frac{P_B\,E^*_{D_s\ell}}{M_{B^0_s}}\right)^2 - P^2_{D_s\ell}
\end{aligned}
\tag{B.6}
$$

où $P_B = \sqrt{E_B^2 - M_{B_s^0}^2}$ et P^* et $E^*_{D_s\ell}$ sont donnés par les équations B.2.

Remerciements

Je remercie Jacques Haïssinski et Michel Spiro de m'avoir accueillie au Service de Physique des Particules du Centre d'Etudes de Saclay.

Je remercie Roy Aleksan d'avoir accepté d'encadrer ma thèse. Je lui suis reconnaissante de m'avoir fait confiance et d'avoir respecté ma liberté pour mener mon analyse.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance à Ahmimed Ouraou pour son aide précieuse, notamment en ce qui concerne l'utilisation de la méthode de vraisemblance. Il a toujours su répondre à mes questions et il a patiemment lu et corrigé ce mémoire.

Je remercie chaleureusement Marilisa Turluer et François Pierre pour leur soutien et leurs encouragements. Je les remercie d'avoir gentillement proposé de lire et corriger ce mémoire.

Je remercie l'ensemble du groupe DELPHI de Saclay pour la bonne ambiance de travail qui y règne : Yannick Arnoud, Jérôme Baudot, Marc Besançon, Teresa Bolognese, Guenadi Borisov, Philippe Gris, Patrick Jarry, Jean-Philippe Laugier, Pierre Lutz, Ahmimed Ouraou, François Pierre, Vanina Ruhlmann-Kleider, Yves Sacquin, Patrice Siegrist, Simona Simonetti, Rémi Silvestre, Didier Vilanova et Marco Zito, ainsi que Dominique Brou et Jeanne Saint-Saëns.

Mes remerciements vont à toutes les personnes qui ont accepté de faire partie de mon jury, en particulier Daniel Bloch et Luis Oliver qui ont consciencieusement rempli leur rôle de rapporteur. Toute ma reconnaissance va à Luis Oliver pour la patience avec laquelle il a répondu à mes questions sur les aspects théoriques des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ et pour ses suggestions dans la rédaction de cette partie.

Enfin mais surtout, je veux remercier Jérôme et ma famille, de leur infinie patience et leur soutien permanent.