Thesis - 1997 - Pralavorio
sw9803

IReS 97-14
N° d'ordre 2634

CERN LIBRARIES, GENEVA

CM-P00068803

THESE

présentée par

Pascal PRALAVORIO

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité : Physique des Particules

Violation de CP dans le système $B^0 - \overline{B^0}$ avec le détecteur CMS à LHC et étude des chambres gazeuses à micropistes

Thesis-1997-Pralavorio

THESE

présentée par

Pascal PRALAVORIO

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité: Physique des Particules

Violation de CP dans le système $B^0 - \overline{B^0}$ avec le détecteur CMS à LHC et étude des chambres gazeuses à micropistes

Soutenue le 25 avril 1997 devant la commission d'examen composée des membres:

M. Christian CERRUTI	Président et rapporteur interne
M. Michel BAUBILLIER	Rapporteur externe
M. Yannis KARYOTAKIS	Rapporteur externe
M. Daniel DENEGRI	
Mme Chantal RACCA	Directrice de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier Madame Chantal Racca de m'avoir accueilli dans son équipe de recherche et d'avoir guidé mon travail tout au long de la thèse.

Mes remerciements vont aux rapporteurs de ce travail Michel Baubillier, et Yannis Karyotakis ainsi que Christian Cerruti qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Enfin, mes remerciements chaleureux à Daniel Denegri pour avoir dirigé mon travail au CERN, m'avoir permis de présenter mes résultats à la conférence internationale de Montréal et accepté de faire parti de mon jury de thèse.

J'adresse ma reconnaissance éternelle à Avto Kharchilava et Farès Djama pour avoir été les pères fondateurs passionnés de ma formation scientifique. Puisse cette thèse rendre hommage à leur travail patient et à leurs efforts conjugués. Je n'oublie pas de joindre à ce duo Ia Iashvili, jeune physicienne en devenir avec qui j'ai mené mon étude sur les chambres gazeuses à micropistes.

Mes remerciements vont également à toute l'équipe MSGC de Strasbourg dirigée par Jean-Marie Brom. Pour les discussions enrichissantes sur les détecteurs et leur électronique, mes remerciements vont plus spécialement à Anne-Marie Bergdolt, Jacqueline Coffin, Jean-Marie Helleboid, Marie-Helène Sigward et Jean-Pierre Shunck, sans qui les détecteurs n'auraient pas vu le jour. Une aide précieuse m'a également été apportée par Walter Geist, qui a eu la patience de corriger les nombreuses notes et publications que je lui ai données. Enfin je ne saurai oublier Valérie Mack et Anne Pallarès qui m'ont gentillement prêté quelques figures de leurs thèses pour illustrer la mienne et Monique Remy, Jacqueline Mykita, Georgette Roller, Charlotte Cornus, pour leur travail efficace et leur soutien amical.

Mes remerciements chaleureux à Yves Lemoigne qui m'a soutenu et encouragé durant les réunions de physique au CERN. Je ne saurai oublier les conseils qui m'ont été apportés par les autres membres de l'équipe CMS, Philippe Bloch, Claude Charlot, Jean-Louis Faure, Sasha Nikitenko, Simone Paoletti, Martti Pimiä, Patrice Verrecchia, Davide Vitè.

Je ne voudrais pas terminer sans signaler les discussions enrichissantes aussi bien sur le plan personnel que professionnel avec Pascal Van Laer. Merci également à Janos Polonyi d'avoir consacré un peu de son temps pour discuter avec moi quelques points théoriques.

"Que dites-vous? ... C'est inutile? Je le sais.
Mais on ne se bat pas dans l'espoir du succès.
Non, non. C'est bien plus beau lorsque c'est inutile.
– Je sais bien qu'à la fin vous me mettrez à bas.
N'importe: Je me bats! Je me bats! Je me bats!"

Edmond ROSTAND, *Cyrano de Bergerac*

Préface de *Croisade sans croix* d'Arthur KŒSTLER

Résumé

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la préparation du détecteur CMS auprès du futur collisionneur LHC au CERN dont la mise en service est prévue pour les années 2004-2005. Le travail est divisé en deux parties.

La première comprend une étude générale sur l'identification des électrons de faible énergie en utilisant la très fine granularité et la très bonne résolution en énergie du calorimètre électromagnétique de CMS. L'efficacité de l'algorithme est de $\sim 60\%$ et le facteur de réjection des hadrons est de ~ 400. Les électrons ainsi identifiés peuvent être utilisés comme des particules d'étiquetage pour les mésons beaux ou pour reconstruire les décroissances inclusives $B_d^0 \to J/\psi(\to e^+e^-)+X$. La réévaluation de la sensibilité aux angles α et β du triangle CKM d'unitarité avec ces nouvelles possibilités et des fonctions de structure du proton récentes donne:

$$\delta(\sin 2\alpha) = 0.06^{+0.018}_{-0.014} \qquad \delta(\sin 2\beta) = 0.053^{+0.017}_{-0.012}$$

Ces résultats sont comparables avec ceux attendus par les expériences dédiées à la physique du B.

La deuxième partie a consisté à développer un nouveau type de chambres gazeuses à micropistes (MGC) où les anodes sont séparées d'un plan cathode par une couche isolante de quelques microns. Cette géométrie permet une collection rapide des charges ($\sim$ 10ns), d'atteindre des gains supérieurs à 3000 et d'avoir une résolution en énergie de 20 % pour le pic d'une source de ^{55}Fe.

Abstract

This thesis has been performed for the CMS project at the LHC, the proton-proton collider at CERN, whose first data taking is foreseen for the years 2004-2005. This work is divided in two parts.

The first part includes a general study about low energy electron identification using the very fine granularity and the high resolution of the electromagnetic calorimeter of CMS. The efficiency of this algorithm is estimated to be about 60% and the hadron rejection factor is $\sim$ 400. These identified electrons can be used for the B hadron tagging as well as for the reconstruction of the semi-inclusive decay $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow e^+e^-) + X$. The new sensitivities of the CMS detector to the angles α and β of the CKM unitarity triangle with this new possibilities and new proton structure functions are:

$$\delta(\sin 2\alpha) = 0.06^{+0.018}_{-0.014} \qquad \delta(\sin 2\beta) = 0.053^{+0.017}_{-0.012}$$

This results are comparable to what is expected for the dedicated B-Physics experiments.

The second part concerns the development of a new type of microstrip gas chambers (MGC) where the anodes are separated from the cathode plane by a few microns. This geometry allows a fast charge collection ($\sim$ 10ns), gain values of more than 3000 and an energy resolution of 20 % for the peek of a ^{55}Fe source.

Table des matières

Introduction 1

1 Introduction au cadre théorique **3**

1.1 Les particules et leurs interactions 3

1.1.1 Les leptons 3

1.1.2 Les quarks et les hadrons 4

1.1.3 Les bosons, médiateurs des interactions 4

1.2 Le Modèle Standard 5

1.2.1 Les théories de jauge 5

1.2.2 Le Modèle Glashow-Salam-Weinberg (GSW) 6

1.2.3 La chromodynamique quantique (QCD) 9

1.3 Limites du Modèle Standard et nouvelles théories 10

1.3.1 Théories de Grande Unification 10

1.3.2 La Supersymétrie 10

2 Les hadrons beaux **12**

2.1 Production de paires $b\overline{b}$ dans les événements pro-ton-proton 13

2.1.1 Fonction de distribution des partons dans le proton 13

2.1.2 Mécanismes de production des paires $b\overline{b}$ 14

2.2 Hadronisation du quark beau 16

2.2.1 Modèle des cordes 16

2.2.2 Fragmentation des saveurs lourdes 17

2.3 L'oscillation B^0 - $\overline{B^0}$ 18

2.3.1 Formalisme des oscillations $B^0 - \overline{B^0}$ 18

2.3.2 Les paramètres de mélange 20

2.4 Désintégration des hadrons beaux 21

2.4.1 Modèle du quark spectateur 21

2.4.2 Désintégrations semileptoniques 23

2.4.3 Désintégration non leptonique à deux corps 24

3 La Violation de CP dans les interactions faibles 25

3.1 Lois de conservation en physique des particules 25

3.1.1 Principe général 25

3.1.2 Les transformations discrètes C, P, T 26

3.1.3 Conservation des symétries discrètes 27

3.2 La violation de CP dans les interactions faibles 29

3.2.1 Historique de la violation de CP 29

3.2.2 La violation de CP dans le cadre du Modèle Standard 33

3.2.3 Autres théories 38

3.2.4 Liens avec l'astrophysique 38

3.3 Mesure de la violation de CP dans la physique des mésons beaux 38

3.3.1 La violation de CP directe 41

3.3.2 La violation de CP due au mélange $B^0 - \overline{B}^0$ 42

3.3.3 La violation de CP associant mélange et désintégration 42

4 Le détecteur CMS auprès du collisionneur LHC 46

4.1 La physique au LHC 46

4.1.1 Le collisionneur LHC 46

4.1.2 La physique à haute luminosité 49

4.1.3 La physique à faible luminosité 52

4.2 Le détecteur CMS 54

4.2.1 Le détecteur de traces ou détecteur central 57

4.2.2 Les calorimètres 61

4.2.3 Le détecteur de muons 65

4.3 Déclenchement et acquisition 68

4.3.1 Déclenchement sur les muons 70

4.3.2 Déclenchement sur les électrons 71

4.3.3 Acquisition de données 73

5 Identification des électrons de faible énergie 74

5.1 Les gerbes électromagnétiques et hadroniques 76

5.1.1 Interaction particule-matière 76

5.1.2 Les gerbes électromagnétiques 77

5.1.3 Les gerbes hadroniques 81

5.2 Outils de simulation 84

5.2.1 PYTHIA 5.7 84

5.2.2 Simulation du détecteur CMS 86

5.2.3 Comparaison avec les données des tests sous faisceaux 95

5.3 Algorithme d'identification des électrons 98

5.3.1 Présélection des événements 100

5.3.2 Séparation des électrons et des hadrons 103

5.3.3 Résultats 111

5.4 Perspectives 113

5.4.1 Remarques sur le rapport E/p 113

5.4.2 Impact du déclenchement sur l'algorithme d'identification des électrons 118

5.4.3 Reconstruction de la décroissance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 120

6 Mesure de la Violation de CP avec le détecteur CMS 128

6.1 Asymétrie intégrée sur le temps 128

6.1.1 Les décroissances $B^0_d \rightarrow \pi^+\pi^-$ 131

6.1.2 Les décroissances $B^0_d \rightarrow J/\psi K^0_S$ 136

6.1.3 Les décroissances $B^{**} \rightarrow B^0_d\,(\rightarrow J/\psi\ K^0_S)\,\pi$ 141

6.2 Asymétrie dépendante du temps 142

6.3 Erreurs systématiques 144

6.3.1 Calcul des erreurs systématiques 144

6.3.2 Canaux de contrôle 146

6.4 Comparaison avec les autres expériences 148

6.4.1 Expériences entre 1998 et 2005 148

6.4.2 Expériences après 2005 149

7 Caractérisation des détecteurs Micro-Gap Chamber (MGC) 151
7.1 Fonctionnement des détecteurs de traces utilisant un mélange gazeux 151
7.1.1 Formation et développement du signal 152
7.1.2 Les différents régimes de fonctionnement 157
7.1.3 Choix du mélange gazeux 158
7.2 Les chambres gazeuses à micropistes 160
7.2.1 Introduction 160
7.2.2 Les chambres gazeuses à micropistes (MSGC) 160
7.2.3 Les MGC 163
7.3 Montage et dispositif de test des détecteurs 163
7.3.1 Fabrication des détecteurs MGC 164
7.3.2 Montage des détecteurs sur carte électronique 167
7.3.3 Dispositif expérimental 169
7.4 Résultats et conclusions 174
7.4.1 Mesure de gain pour différents mélanges gazeux 174
7.4.2 Détecteur à 2 dimensions 178
7.4.3 Tenu du détecteur à haut flux 180
7.4.4 Comparaison avec les performances des MSGC 181

Conclusion 183

ANNEXES 185

A Référentiel utilisé et grandeurs cinématiques 185
A.1 Système de coordonnées 185
A.2 Impulsion transverse et pseudorapidité 185

B Passage des particules à travers la matière 186
B.1 Les particules chargées 186
B.1.1 Les particules chargées de masses élevées 187
B.1.2 Les électrons (positrons) 191
B.2 Les particules neutres 193
B.2.1 Les photons 194
B.2.2 Les neutrons 195

C Calcul du facteur de dilution dû au mélange des mésons beaux, D_m 196

Références 198

Introduction

Le Modèle Standard décrivant les interactions électromagnétique, faible et forte a été vérifié avec une remarquable précision grâce aux expériences situées sur l'anneau de collision LEP (Large Electron Positron collider) au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) à Genève [1]. Cette très bonne description théorique des phénomènes observés nous incite à étudier des questions très fondamentales comme l'origine des masses ou la compréhension de l'asymétrie matière-antimatière dans l'Univers [2]. Cette dernière constatation peut être reliée à la violation de CP (Conjugaison de charge-Parité), effet négligeable en première approximation, mais prédit par la théorie du Modèle Standard. L'accélérateur LHC (Large Hadron Collider) qui sera mis en service au CERN en 2005 pourra en partie répondre à ces interrogations grâce à des détecteurs très sophistiqués placés au point de collision des faisceaux.

Le travail présenté dans cette thèse consiste à évaluer les potentialités d'un de ces détecteurs, CMS (Compact Muon Solenoid), pour l'étude de la violation de CP dans les décroissances des hadrons beaux et à développer deux types de détecteurs gazeux à micropistes qui feront partie de son détecteur central. Le travail sera divisé en quatre étapes:

- motivation théorique pour la recherche de la violation de CP dans le système des mésons beaux et présentation du détecteur CMS;
- identification des électrons de faible énergie;
- mesure de la violation de CP avec le détecteur CMS;
- développement des détecteurs gazeux à micropistes.

Dans une première partie, les constituants fondamentaux de la matière et leurs interactions, dans leur compréhension actuelle, seront présentés. Nous donnerons également une vue d'ensemble du Modèle Standard ainsi que les modèles proposés pour résoudre des problèmes restant encore en suspens. La deuxième partie présente les connaissances actuelles dans la physique des hadrons beaux – mécanisme de production des paires $b\bar{b}$, hadronisation, oscillation et désintégration des hadrons beaux; pour ce dernier point, nous insisterons plus particulièrement sur les canaux utiles pour la mesure de la violation de CP. Dans une troisième partie, le principe de la conservation des symétries discrètes en physique des particules sera présenté et nous examinerons plus précisément le cas de la violation de ces symétries lors

des désintégrations faibles. Nous présenterons une explication possible de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard ainsi que sa mise en évidence possible dans la physique des hadrons beaux. Nous présenterons dans le quatrième chapitre les différents champs de physique couverts par les interactions proton-proton à 14 TeV dans le centre de masse au nouveau collisionneur LHC, à faible et à haute luminosité (10^{33} et 10^{34} $cm^{-2}s^{-1}$, respectivement). Nous présenterons enfin une description des différents sous-détecteurs de CMS ainsi que les méthodes envisagées pour présélectionner les événements durant la prise de données.

Après avoir rappelé les caractéristiques des gerbes électromagnétiques et hadroniques dans un calorimètre, nous présenterons l'algorithme que nous avons mis au point pour identifier les électrons de faible impulsion transverse. Cet étude, réalisée à l'aide d'une simulation par le programme GEANT [3] du détecteur CMS, utilise principalement les très bonnes performances du calorimètre électromagnétique. Nous nous intéresserons à l'implication de cette étude pour les performances de CMS dans le domaine de la violation de CP et nous comparerons les résultats obtenus avec ceux attendus par les autres expériences susceptibles de mesurer les paramètres de la violation de CP.

Nous présenterons et comparerons ensuite les performances de deux types de détecteurs gazeux à micropistes, développés au Centre de Recherche Nucléaires de Strasbourg. Ces détecteurs seront installés dans la partie centrale du détecteur CMS et jouent un rôle important dans la sélection permettant l'identification des électrons.

Nous présenterons enfin les conclusions de cette étude dans le dernier chapitre.

Chapitre 1

Introduction au cadre théorique

1.1 Les particules et leurs interactions

La physique des particules a pour objet d'étudier les constituants fondamentaux de la matière et les différents types d'interaction auxquelles ils sont soumis. Les connaissances théoriques et expérimentales actuelles s'accordent sur le schéma descriptif suivant:

- l'Univers est composé de particules élémentaires de spin demi-entier, les leptons et les quarks;
- ces particules interagissent grâce à l'échange de particules de spin entier, les bosons médiateurs des quatre interactions fondamentales, c'est-à-dire faible, forte, électromagnétique et gravitationnelle.

1.1.1 Les leptons

Les leptons sont de deux types:

- les particules massives de charge $\pm|e|$ (électron – e, muon – μ, tau – τ) où e représente la charge de l'électron; elles sont sensibles aux interactions faible et électromagnétique;
- les particules non massives, ou de masse très faible, de charge nulle (neutrino électron – ν_e, neutrino muon – ν_μ, neutrino tau – ν_τ) sensibles uniquement à l'interaction faible.

Les neutrinos jouent un rôle particulier en physique des particules car, si l'on suppose que leur masse est nulle, leur hélicité (signe de la projection du spin sur la direction de l'impulsion) ne peut prendre qu'une et une seule valeur: -1 (gauche) pour le neutrino et $+1$ (droit) pour l'antineutrino. Ceci n'est pas le cas pour les autres fermions et on introduit donc une asymétrie gauche-droite dans le modèle qui décrit les particules élémentaires.

1.1.2 Les quarks et les hadrons

Les quarks sont des particules massives porteuses de charges fractionnaires:

- +2/3 $|e|$ pour les quarks u (haut), c (charme) et t (top);
- -1/3 $|e|$ pour les quarks d (bas), s (étrange) et b (beauté).

Ils sont sensibles à toutes les interactions. Ils se distinguent des leptons car ils possèdent un nombre quantique supplémentaire, la couleur, auquel peuvent être associées trois valeurs. De plus, ils ne sont pas observables à l'état libre car ils sont confinés dans les hadrons, états liés sous forme mésonique ($q\bar{q}$) ou baryonique ($qqq, \overline{qqq}$), avec q=u, d, s, c, b (le quark top a un temps de vie trop court pour former un hadron [4]). Plus de 200 hadrons stables et instables ont été observés à ce jour.

Les particules élémentaires (leptons, hadrons) sont donc des fermions. Elles sont regroupées en familles, chacune étant constituée d'un doublet de quarks et de leptons, comme l'illustre la table 1.1. Les données enregistrées au LEP ont montré que le nombre de neutrinos légers, de masses plus faibles que 45 GeV/c^2, était compatible avec 3 [1]:

$$N_\nu = 2,991 \pm 0,016 \tag{1.1}$$

Dans la version minimale du Modèle Standard, ce résultat indique l'existence de 3 familles de fermions seulement.

	1ère famille	2ème famille	3ème famille
Leptons	ν_e	ν_μ	$\nu_\tau(^*)$
	e	μ	τ
Quarks	u	c	t
	d	s	b

TAB. 1.1 - *Les trois familles de constituants fondamentaux;* (*) *cette particule n'a pas encore été observée expérimentalement.*

1.1.3 Les bosons, médiateurs des interactions

L'ensemble des phénomènes physiques peut être décrit à l'aide d'un petit nombre d'interactions fondamentales caractérisées par leur intensité et leur rayon d'action. La table 1.2

donne les valeurs de ces deux grandeurs pour les quatre forces par ordre décroissant d'intensité pour des domaines en énergie située entre 1 GeV et 1 TeV. On voit ainsi que les forces forte et faible agissent à courte distance c'est-à-dire qu'elles régissent uniquement les interactions entre particules élémentaires. Au contraire, les interactions électromagnétique et gravitationnelle ont un rayon d'action illimité; cependant l'intensité de cette dernière fait qu'elle peut être négligée dans le cadre de la physique des particules.

Forces	Boson médiateur de l'interaction	Particules sensibles à l'interaction	Intensité relative des constantes de couplage	Rayon d'action (cm)
forte	gluons (g)	quarks, gluons	1	10^{-14}
électromagnétique	photon (γ)	particules chargées	$\sim 10^{-2}$	∞
faible	W^+, W^-, Z^0	quarks, leptons	$\sim 10^{-6}$	$\ll 10^{-14}$
gravitationnelle	graviton (G) (*)	particules massives	$\sim 10^{-39}$	∞

TAB. 1.2 - *Les interactions fondamentales, leurs constantes de couplage et leurs rayons d'action pour des domaines en énergie située entre 1 GeV et 1 TeV; (*) le graviton n'a pas encore été mis en évidence expérimentalement.*

1.2 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard décrit les 3 interactions fondamentales électromagnétique, faible (unifié en une force électro-faible) et forte dans le cadre de la théorie des champs quantiques [5], où l'on associe un champ à toute particule élémentaire. Ce modèle permet de décrire les processus physiques observés entre particules élémentaires, mettant en jeu des énergies allant jusqu'à quelques centaines de GeV, soit la région accessible aux expériences actuelles.

1.2.1 Les théories de jauge

La démarche qui consiste à unifier des concepts physiques apparemment très différents s'est révélée une puissante méthode pour simplifier et approfondir la compréhension des processus observés. Un des moyens de parvenir à cette unification est d'utiliser la notion d'invariance de jauge pour définir complètement une grandeur physique.

Soit un champ quantique $\psi(x)$, où x est un point de l'espace-temps; il est défini à une phase α près et la notion de jauge est dans ce cas associée à cette phase – le choix d'une

valeur pour la phase détermine le choix de la jauge. Si l'on considère une particule libre de spin 1/2 et de masse m, son Lagrangien, $\mathcal{L}_0$, s'écrit [5]:

$$\mathcal{L}_0 = i\overline{\psi(x)}\gamma_\mu\partial^\mu\psi(x) - m\overline{\psi(x)}\psi(x) \tag{1.2}$$

où γ_μ sont les matrices de Dirac et ∂^μ les dérivés covariantes. Cette expression est invariante sous une transformation globale de jauge U(1) (c'est-à-dire où la phase ne dépend pas de la position de la particule):

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x) \tag{1.3}$$

Si l'on considère maintenant une transformation locale de jauge, où la phase dépend de la position de la particule,

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \tag{1.4}$$

le Lagrangien $\mathcal{L}_0$ n'est plus invariant. Cette invariance peut être rétablie si l'on ajoute dans l'expression (1.2) du Lagrangien un champ vectoriel qui permet de compenser la variation de $\psi(x)$ entre x et $x + \delta x$. Si l'on considère par exemple l'invariance de jauge locale sous le groupe de symétrie U(1), ce champ vectoriel correspond au champ du photon responsable de l'interaction électromagnétique, QED (Quantum ElectroDynamics).

Cette théorie permet donc de décrire les différentes forces entre particules élémentaires si l'on connaît la nature du groupe de symétrie sous lequel le Lagrangien est invariant [6].

1.2.2 Le Modèle Glashow-Salam-Weinberg (GSW)

Le modèle GSW qui décrit les interactions faible et électromagnétique est une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie SU(2)×U(1) où SU(2) est le groupe d'isospin faible, et U(1) le groupe d'hypercharge faible. Ce modèle fut proposé à la fin des années 1960 par Glashow, Salam et Weinberg [7, 8, 9].

Les quarks et les leptons y sont traités de manière symétrique et sont regroupés en doublets d'isospin faible gauche qui se transforment sous $SU(2)_L$. Pour tenir compte de l'absence d'hélicité droite des neutrinos, les états droits sont des singlets d'isospins U(1). Cette classification est donné pour la première famille dans la table 1.3.

A ces groupes de symétries $SU(2)_L$ et U(1) correspondent des constantes de couplage g_1 et g_2 et quatre champs de jauge non massifs: $\vec{W}_\mu$ (la notation vectorielle indique qu'il y a trois champs) et B_μ.

1.2.2.1 La brisure spontanée de la symétrie SU(2)×U(1): mécanisme de Higgs

Dans ce modèle, il n'existe pas de moyen d'introduire la masse des particules sans briser l'invariance de jauge du Lagrangien: ce mécanisme, connu sous le nom de "brisure spontanée de symétrie" se fait par l'introduction d'un doublet complexe de champs scalaires, Φ:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

	Leptons	Quarks
$SU(2)_L$	$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L$
U(1)	e_R	u_R d_R

TAB. 1.3 - *Classification de la première famille de particules élémentaires dans le cadre de la théorie GSW.*

qui introduisent dans le Lagrangien un potentiel d'interaction:

$$V(\Phi^+\Phi) = \mu^2\Phi^+\Phi + \lambda_0(\Phi^+\Phi)^2 \tag{1.6}$$

avec $\lambda_0 > 0$ et $\mu^2 < 0$. Si l'on choisit pour le vide, état d'énergie minimale:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ v\end{pmatrix} \tag{1.7}$$

avec $v^2 = -\mu^2/\lambda_0$, on brise l'invariance de jauge du Lagrangien. Le développement de Φ autour de cet état s'écrit:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ v + H(x)\end{pmatrix} \tag{1.8}$$

où $H(x)$ est le champ de Higgs. Si l'on introduit ce doublet dans le Lagrangien électrofaible, on obtient:

- une particule massive, $M_H = \sqrt{2\lambda_0 v^2}$, appelée boson de Higgs;
- deux particules chargées massives, par leur couplage avec le champ de Higgs, $M_W = \frac{1}{2}g_2 v$, les bosons $W^\pm$ qui correspondent aux bosons chargés de l'interaction faible;
- deux particules neutres: une massive, $M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$, le boson Z^0 et une non massive le photon γ représentant les médiateurs de l'interaction faible et électromagnétique, respectivement.

Les leptons et les quarks acquièrent également une masse $m_f = (v/\sqrt{2})g_f$ en se couplant au champ de Higgs (constante de couplage g_f).

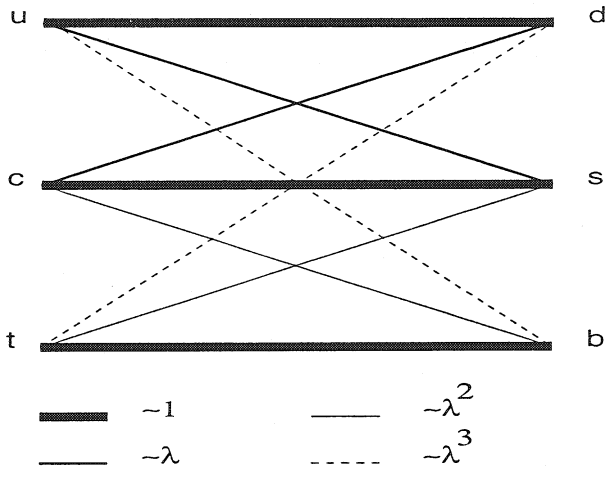

FIG. 1.1 - *Relations entre les 3 familles du Modèle Standard dans les désintégration faibles chargées ($\lambda \sim 0{,}22$).*

1.2.2.2 La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)

A chaque famille de leptons est associé un nombre leptonique conservé par les interactions électromagnétique et faible. Ceci interdit un mélange entre les différentes familles. Ces nombres quantiques (appelés "saveurs") existent également dans le cas des quarks mais ne sont pas conservés par les désintégrations faibles. Pour décrire ce phénomène, on introduit une matrice complexe unitaire 3×3, appelée matrice CKM [10]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.9}$$

Elle permet de décrire le mélange des quarks vis-à-vis de l'interaction faible, et plus précisément du courant chargé W; les éléments de cette matrice correspondent aux amplitudes de transition entre le boson chargé et les différentes paires de quarks. Cette matrice unitaire 3×3 contient quatre paramètres libres (trois réels, λ, A et r; et une phase, δ). Une des représentations couramment utilisée pour la matrice CKM est celle donnée par Wolfenstein [11]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3 r e^{i\delta} \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-re^{i\delta}) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \tag{1.10}$$

Le paramètre λ correspond au sinus de l'angle de Cabibbo (θ_C): $\lambda = sin\theta_C \sim 0{,}22$ et $A = 0,8 \pm 0,04$; les valeurs de r et λ sont encore très mal déterminées [12]. Notons que r et δ peuvent être remplacés par ρ et η définis comme: $re^{i\delta} = \rho + i\eta$. Cette paramétrisation permet de montrer très clairement que les valeurs des amplitudes de transition décroissent plus les familles sont éloignées comme cela est illustré sur la figure 1.1. Nous reviendrons plus en détails sur l'obtention et les conséquences de l'existence de cette matrice dans le chapitre 3.

Le modèle GSW ou Modèle Standard électrofaible comporte donc 17 paramètres indépendants qui sont: la masse du boson de Higgs, M_H, et des médiateurs de l'interaction faible, M_Z et M_W, la charge électrique élémentaire, e, la masse des fermions, m_f, et les paramètres de la matrice CKM (A, λ, r, δ).

1.2.3 La chromodynamique quantique (QCD)

La théorie QCD (Quantum ChromoDynamics) qui décrit les interactions fortes est une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie SU(3). Seules les particules porteuses du nombre quantique de couleur (les quarks) y sont sensibles. Les huit médiateurs de cette interaction sont les gluons colorés, de masse nulle, qui ont la possibilité de se coupler entre eux puisqu'ils sont porteurs de la charge de couleur (contrairement au photons, médiateurs de l'interaction électromagnétique).

Le potentiel de l'interaction forte entre deux quarks est de la forme [13]:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_S}{r} + kr \tag{1.11}$$

où $k = 1$ GeV fm^{-1} est la densité d'énergie de la corde formée lorsque les deux quarks s'éloignent et α_S est la constante de couplage de l'interaction forte. Celle-ci s'exprime, dans l'approximation des logarithmes dominants (c'est-à-dire que l'on s'intéresse uniquement aux termes dominants de tous les ordres du développement perturbatif), en fonction du quadri-moment transféré Q^2 qui permet de caractériser l'échelle d'énergie du processus considéré:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{1}{B \times ln(Q^2/\Lambda^2_{QCD})} \tag{1.12}$$

où B est une constante qui dépend du nombre de famille de quarks et $\Lambda_{QCD} \sim 200$ MeV est le paramètre d'échelle de QCD.

On sépare donc l'étude des interactions fortes en deux domaines, suivant la valeur de la distance r entre les deux quarks:

1. Courte distance, $r \leq 0{,}1$ fm (quadri-moment transféré grand), où les quarks se comportent comme s'ils étaient libres. Ce domaine est appelé liberté asymptotique et correspond au domaine d'application de la QCD perturbative car la valeur de la constante de couplage α_S est suffisamment petite pour pouvoir faire des développements en puissance de α_S [14].

2. Grande distance, $r \geq 1 - 10$ fm (quadri-moment transféré faible) où les quarks sont confinés. La théorie QCD perturbative n'est plus applicable car la constante de couplage α_S devient trop grande. En conséquence cette région est décrite par des modèles basés sur une approche phénoménologique, ou sur une discrétisation du temps et de l'espace (QCD sur réseaux).

En résumé, si l'on suppose la masse des neutrinos nulle et l'existence de trois familles de fermions, le Modèle Standard décrivant les interactions forte, électromagnétique et faible est basé sur le groupe de symétrie $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)$.

1.3 Limites du Modèle Standard et nouvelles théories

Le Modèle Standard présente cependant des insuffisances parmi lesquelles: le grand nombre de paramètres libres, le mécanisme de génération des masses et le statut du champ de Higgs, le nombre d'interactions fondamentales d'intensité et de rayon d'action différents. Nous présenterons ici deux extensions du Modèle Standard qui permettent de résoudre une partie de ces problèmes: les théories de grande unification (GUT) et la supersymétrie (SUSY).

1.3.1 Théories de Grande Unification

Les théories de Grande Unification tentent d'unifier les interactions électrofaible et forte et sont des extensions du Modèle Standard. Le groupe de jauge SU(5) est le groupe le plus simple qui contient SU(3)×SU(2)×U(1), les quarks et les leptons étant alors classé en décuplets gauches et quintuplets droits et toutes les constantes de couplage sont exprimés en fonction d'un seul paramètre. Au delà du secteur d'unification ($\sim 10^{15}$ GeV), le modèle prédit l'existence de nouvelles particules (leptoquarks) et de nouveaux courants, donc de nouveaux bosons, qui violent la conservation des nombre baryonique et leptonique. Ces bosons acquièrent une masse par brisure spontanée de symétrie, induite par de nouveaux bosons de Higgs.

La conséquence la plus importante de ce modèle est l'instabilité du proton par exemple suivant le mode $p \rightarrow e^+\pi^0$. La limite expérimentale actuelle sur la durée de vie du proton est de 5×10^{32} années [15] alors que la valeur prédite par SU(5) est un ordre de grandeur inférieur. Ceci exclu à priori la validité d'un tel modèle.

1.3.2 La Supersymétrie

Les modèles supersymétriques sont également une extension du Modèle Standard qui réalisent l'unification ultime des champs de matière et des champs de force dans des multiplets supersymétriques [16]. De nouvelles particules massives sont prédites (les sparticules) qui diffèrent de leur homologues par une demi-unité de spin. La brisure de symétrie dans le Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) s'appuie sur l'existence de 2 doublets complexes de champs scalaires, qui conduisent à cinq bosons de Higgs dont deux chargés ($H^{\pm}$) et trois autres neutres (H^0, A et h).

Bien qu'aucune particule supersymétrique n'ait encore été mis en évidence expérimentalement, cette théorie jouit d'une popularité accrue grâce à ces nombreux avantages:

- L'unification des forces électromagnétique, faible et forte: l'évolution des constantes de couplage de ces forces dans le cadre du MSSM est montré sur la figure 1.2b; ces constantes convergent en un point unique pour une énergie comprise entre 10^{15} et 10^{16} GeV. La figure 1.2a montre la même représentation dans le cadre du Modèle Standard pour lequel il n'y a pas de croisement des constantes de couplage en un point unique.

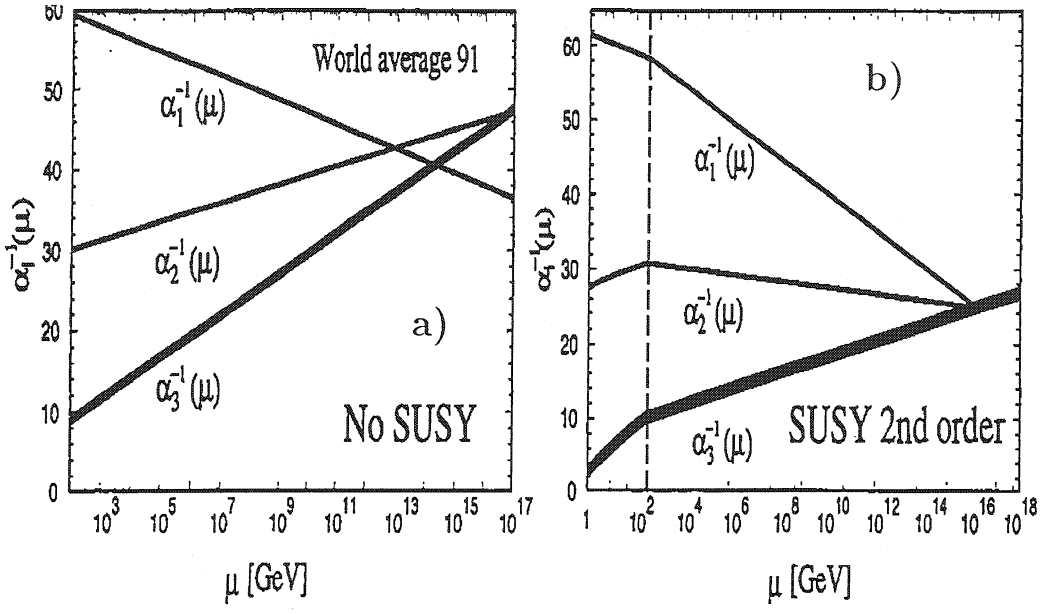

FIG. 1.2 - *a) Evolution relative des constantes de couplage des forces électromagnétique (α_1), faible (α_2) et forte (α_3) dans le cadre du Modèle Standard; elles ne se croisent pas en un point unique; b) même extrapolation en utilisant le Modèle Supersymétrique Minimal; dans ce cas, elles se croisent en un point unique [2].*

- La durée de vie du proton prédite est compatible avec les limites actuelles.
- La gravitation quantique est incorporée de manière naturelle.
- La particule supersymétrique la plus légère (LSP) présente un intérêt en cosmologie: c'est un candidat sérieux pour la matière noire.

Dans la suite de l'exposé nous nous placerons dans le cadre du Modèle Standard, qui, malgré ces faiblesses, demeure le seul modèle théorique conforté par l'expérience. L'expérience CMS auprès du LHC offre la possibilité de tester le Modèle Standard de manière très sévère aussi bien en ce qui concerne le mécanisme de génération des masses que des paramètres de la matrice CKM. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux paramètres de la matrice CKM, et nous verrons comment ils peuvent être mesurés expérimentalement et avec quel précision.

Chapitre 2

Les hadrons beaux

La physique des hadrons beaux, ou physique du B, est un domaine de physique des particules assez récent. En effet, la première mise en évidence expérimentale du quark b remonte à 1977, grâce à l'observation de la résonance $\Upsilon(1S)$, état lié $b\bar{b}$, au laboratoire Fermilab [17]. Depuis cette date, la construction de collisionneurs e^+e^- à des énergies dans le centre de masse égales ou supérieures à la masse de la résonance $\Upsilon(1S)$ (et plus récemment les collisionneurs proton-proton), ont permis de mesurer très précisément la masse et le temps de vie des particules belles.

Les hadrons beaux sont, par définition, des hadrons contenant un quark b, ou $\bar{b}$. Nous nous intéresserons dans la suite aux hadrons beaux constitués, en plus du quark b, des trois quarks u, d et s; en effet, les hadrons beaux contenant des quarks charmés n'ont pas encore été mis en évidence et ont une probabilité de production très faible.

En tenant compte de la restriction ci-dessus, le modèle des quarks prédit l'existence de trois mésons: B^+ $(\bar{b}u)$, B_d^0 $(\bar{b}d)$, B_s^0 $(\bar{b}s)$; et de quatres baryons: Λ_b^0 (bud), Ξ_b^0 (bus), Ξ_b^- (bsd) et Ω_b^+ (bss). Si tous les mésons ont été mis en évidence, seul le baryon Λ_b^0 a été observé. Les valeurs des masses et des temps de vie (τ) des différents hadrons beaux sont donnés dans la table 2.1.

Hadrons	Masse (MeV/c^2)	τ (ps)	cτ (μm)
B^+	5278,9 $\pm$ 1,8	1,62 $\pm$ 0,06	486
B_d^0	5279,2 $\pm$ 1,8	1,56 $\pm$ 0,06	468
B_s^0	5369,3 $\pm$ 2,0	1,61 $\pm^{0,10}_{0,09}$	483
Λ_b^0	5641 $\pm$ 50	1,14 $\pm$ 0,08	342

TAB. 2.1 - *Masses et temps de vie des hadrons beaux mis en évidence expérimentalement [15].*

Dans ce chapitre, nous nous placerons dans le cadre des collisions proton-proton et nous décrirons, dans une première partie, les différents processus responsables de la production des

particules belles et calculerons la section efficace inclusive d'une paire $b\bar{b}$. Nous présenterons ensuite, dans une deuxième partie, les modèles statique et dynamique utilisés pour rendre compte de la phase d'hadronisation des quarks b, c'est-à-dire la phase responsable de la formation des mésons et des baryons beaux. Enfin nous discuterons les théories actuelles permettant de décrire les oscillations $B^0 - \overline{B^0}$ et les désintégrations semileptonique et hadronique des hadrons beaux.

2.1 Production de paires $b\bar{b}$ dans les événements proton-proton

Les collisions proton-proton peuvent être considérées comme une somme de collisions entre constituants élémentaires des protons appelés partons, qui sont en fait les quarks, les antiquarks et les gluons [18, 19] et peut décrire les interactions proton-proton comme une somme de processus élémentaires parton-parton. Par exemple la section efficace, $\sigma_{b\bar{b}}$, de production inclusive d'une paire $b\bar{b}$ pour un quadri-moment transféré Q^2 (de l'ordre de la masse du quark b) lors d'une collision proton (A)-proton (B) est donnée par [20]:

$$\sigma_{b\bar{b}} = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \times F_i^A(x_1, Q) \times F_j^B(x_2, Q) \times \left[\hat{\sigma}_{ij \to b\bar{b}}(x_1 \frac{\sqrt{s}}{2}, x_2 \frac{\sqrt{s}}{2}, Q^2) \right] \qquad (2.1)$$

où F_i^A (F_j^B) est la fonction de distribution des partons dans le proton c'est-à-dire la densité de probabilité de trouver un parton i (j) à l'intérieur du proton, de quantité de mouvement p_1 (p_2) = x_1 (x_2) $\sqrt{s}/2$; $\sqrt{s}$ est l'énergie dans le centre de masse de la collision; $\hat{\sigma}_{i,j}$ est la section efficace ponctuelle des partons i et j.

De fait, les partons qui interagissent ont des énergies incidentes différentes entraînant ainsi une production non isotropique des particules issues des collisions proton-proton, produites, de façon privilégiée, dans un cône centré sur l'axe des faisceaux et de faible angle au sommet.

2.1.1 Fonction de distribution des partons dans le proton

Nous présentons dans cette section les fonctions de distribution des partons dans le proton qui permettent de calculer la section efficace de production inclusive d'une paire $b\bar{b}$ présentée dans l'équation (2.1). L'importance relative des constituants du proton est illustrée sur la figure 2.1 d'après les prédictions du modèle semi-empirique CTEQ3M [21]. On constate que la contribution des gluons est prédominante pour $x < 0{,}1$ sur toutes les autres – quarks de valence u et d, les quarks de la mer $\overline{u}$, $\overline{d}$, s ($\overline{s}$), c ($\overline{c}$). Alors que les quarks de valence emportent en moyenne 30 % de l'impulsion du proton, les gluons et les quarks de la mer sont principalement concentrés à faible x et ont donc une impulsion moyenne beaucoup plus faible.

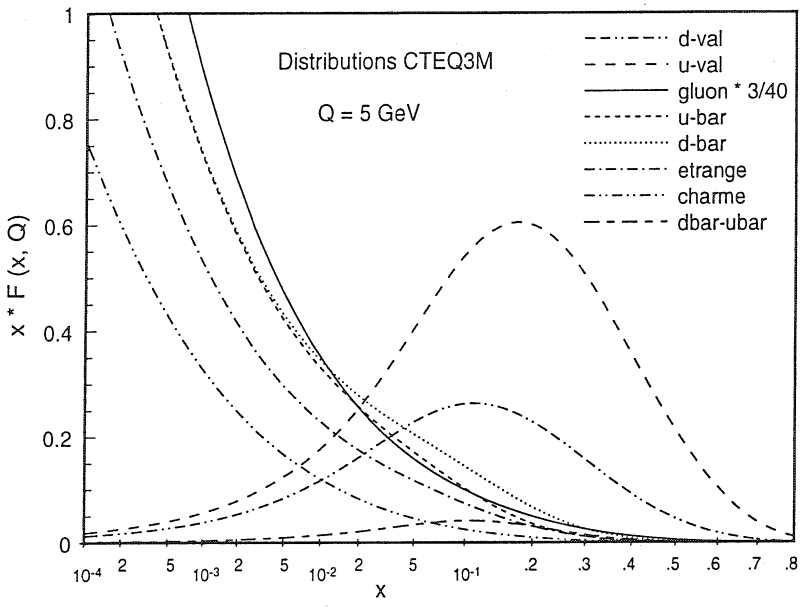

FIG. 2.1 - *Distribution des gluons, des quarks de la mer et des quarks de valence dans le proton en fonction de x pour $Q = 5$ GeV [21].*

2.1.2 Mécanismes de production des paires $b\overline{b}$

Pour calculer la section efficace de production inclusive d'une paire $b\overline{b}$, il faut maintenant convoluer ces fonctions de distribution des partons dans le proton avec les sections efficaces des processus parton-parton, $\hat{\sigma}_{ij\to b\overline{b}}$.

Les différentes sections efficaces $\hat{\sigma}_{ij\to b\overline{b}}$ des processus responsables de la production des paires $b\overline{b}$ sont calculées à l'aide de la QCD perturbative et, actuellement, seulement pour les deux premiers ordres en α_S, $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ et $\mathcal{O}(\alpha_S^3)$ [22]. Au premier ordre en α_S, deux types de processus $(2 \to 2)$ entrent en jeu:

$$q + \overline{q} \to b + \overline{b} \tag{2.2}$$

$$g + g \to b + \overline{b} \tag{2.3}$$

alors que le deuxième ordre est gouverné par les interactions $(2 \to 3)$ suivantes:

$$q + \overline{q} \to b + \overline{b} + g \tag{2.4}$$

$$g + g \to b + \overline{b} + g \tag{2.5}$$

$$g + q(\overline{q}) \to b + \overline{b} + q(\overline{q}) \tag{2.6}$$

auxquels on doit rajouter les corrections radiatives (émissions de gluons dans les états initials et finals) des processus (2.2) et (2.3). Le processus (2.6) faisant intervenir des interactions quark-gluon est interprété comme une diffusion d'un quark de la mer excité sur un gluon et est appelé "excitation de saveur".

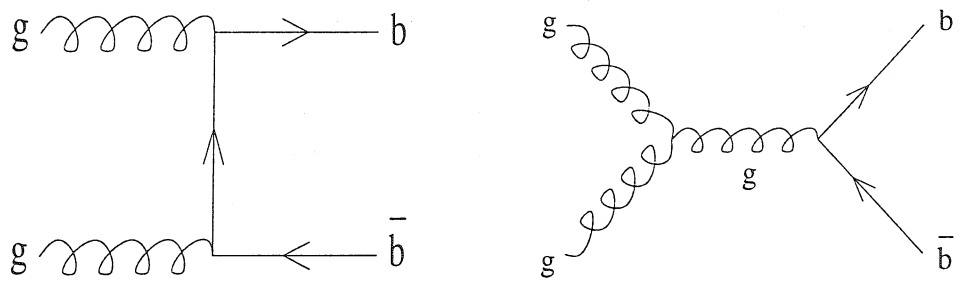

FIG. 2.2 - *Quelques diagrammes de Feynman de fusion de gluons du premier ordre, $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$, responsables de la production de paires $b\bar{b}$.*

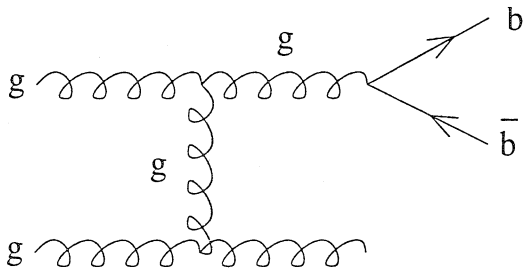

FIG. 2.3 - *Un diagramme de Feynman de scission de gluons de second ordre, $\mathcal{O}(\alpha_S^3)$, responsable de la production de paires $b\bar{b}$.*

La valeur de la section efficace $\hat{\sigma}_{ij\to b\bar{b}}$, est donnée par [20]:

$$\hat{\sigma}_{ij\to b\bar{b}} = \frac{\alpha_S^2(Q^2)}{Q^2} f_{ij}\left(\rho, \frac{Q^2}{m^2}\right) \tag{2.7}$$

où $\rho = \dfrac{4m^2}{s}$ (m est la masse du quark b) et où les fonctions f_{ij} sont calculées au second ordre en α_S:

$$f_{ij}\left(\rho, \frac{Q^2}{m^2}\right) = f_{ij}^{(0)}(\rho) + 4\pi\alpha_S(Q^2)\left[f_{ij}^{(1)}(\rho) + \overline{f_{ij}^{(1)}}(\rho) \times ln\left(\frac{Q^2}{m^2}\right)\right] + \mathcal{O}(\alpha_S^2) \tag{2.8}$$

Les indices supérieurs des fonctions $f_{ij}^{(0)}$, $f_{ij}^{(1)}$ et $\overline{f_{ij}^{(1)}}$ correspondent à l'ordre du développement en α_S. Les processus parton-parton dépendent donc de l'énergie disponible dans le centre de masse, $\sqrt{s}$, par l'intermédiaire de la variable ρ. Dans la limite où $\rho \to 0$ qui correspond typiquement à $\sqrt{s} > 100$ GeV (c'est-à-dire le domaine en énergie dans lequel nous travaillerons dans la suite), nous obtenons:

$$\begin{aligned} f_{q\bar{q}} &\longrightarrow 0 \\ \frac{f_{gg}}{f_{g\bar{q}}} &\longrightarrow \frac{9}{2} \end{aligned} \tag{2.9}$$

Les processus (2.3) de fusion de gluons et ses corrections radiatives, et les processus (2.5) de scission de gluons sont donc dominants. Des exemples de diagrammes de Feynman respons-

ables de ces réactions sont montrés sur les figures 2.2 et 2.3 pour la fusion et la scission de gluons respectivement.

Nous donnerons dans la section 4.1.3, une valeur numérique pour les contributions relatives des phénomènes de fusion et de scission de gluons ainsi que pour la section efficace de production inclusive d'une paire $b\bar{b}$, $\sigma_{b\bar{b}}$.

2.2 Hadronisation du quark beau

La compréhension de la phase d'hadronisation des quarks est compliquée par le fait que la QCD perturbative ne s'applique plus à cause de la grande distance entre les deux partons. Elle se fait en considérant un modèle statique pour la prédiction du nombre et de la nature des hadrons produits, et un modèle dynamique qui utilise des fonctions de fragmentation pour connaître la part d'énergie du quark emportée par le hadron. Ces deux parties dépendent de la saveur initiale et de l'énergie du quark considéré.

2.2.1 Modèle des cordes

Il existe différents modèles phénoménologiques décrivant la fragmentation des quarks en hadrons. Nous décrivons dans la suite le modèle des cordes que nous utiliserons lors de notre analyse.

Ce modèle fonctionne selon le principe suivant: lorsque le quark et l'antiquark de la paire $q\bar{q}$ s'éloignent d'une distance supérieure à 1 – 10 fm, l'énergie potentielle, V, accumulée entre les deux particules croît $V = kr$, équation (1.11). En fait, on peut considérer qu'il se forme un "tube" (ou corde, d'où le nom du modèle) de couleur, de rayon transverse $\sim$ 1 fm, composé de gluons et dont les extrémités sont occupées par le quark et l'antiquark [23]. Si l'énergie potentielle de la corde dépasse une valeur seuil (la masse du pion pour simplifier), celle-ci peut se "casser" en produisant une nouvelle paire $q_1\overline{q_1}$ de telle manière que le système se sépare en deux mésons $(q\overline{q_1})$ et $(q_1\bar{q})$. Ce processus itératif continue tant que les cordes ont des énergies supérieures à cette valeur seuil. Dans certains cas, le quark q peut se combiner avec deux quarks q_1q_2 appartenant à la paire de diquarks $q_1q_2\overline{q_1q_2}$, pour former un baryon (qq_1q_2) et un antibaryon $(q\overline{q_1q_2})$.

Le modèle des cordes permet de comprendre la suppression partielle des quarks s et quasi-totale des quarks c et b durant la fragmentation – la formation de paires $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ est supprimé par rapport à $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ [24]:

$$u : d : s : c \quad \sim \quad 1 : 1 : \frac{1}{3} : 10^{-11} \tag{2.10}$$

On peut donc conclure que seuls les quarks lourds c et b issus directement des interactions parton-parton contribueront à la formation des hadrons charmés et beaux. Les résultats obtenus expérimentalement montrent que [15]:

$$B^+(\bar{b}u) : B_d^0(\bar{b}d) : B_s^0(\bar{b}s) : \Lambda_b^0(bud) \quad \sim \quad 0,38 : 0,38 : 0,11 : 0,13 \tag{2.11}$$

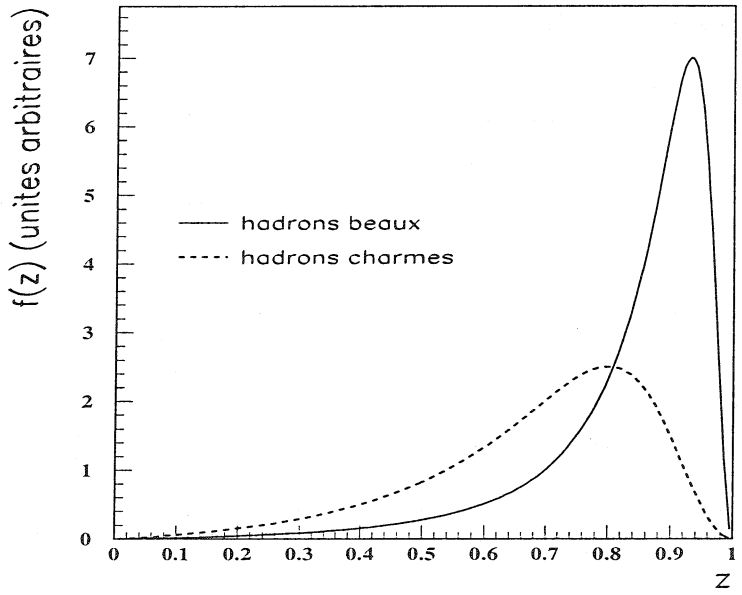

FIG. 2.4 - *Fonctions de fragmentation de Peterson normalisées pour $\epsilon_c = 0{,}05$ et $\epsilon_b = 0{,}005$ [26].*

2.2.2 Fragmentation des saveurs lourdes

L'énergie des hadrons produits est exprimée en fonction de la quantité invariante de Lorentz dans la direction du quark initial:

$$z = \frac{(E + p_L)_{hadron}}{(E + p_L)_{quark}} \tag{2.12}$$

où p_L représente l'impulsion longitudinale par rapport à la direction du quark initial. La quantité z est proche de la fraction d'énergie du quark emportée par le hadron.

La "fonction de fragmentation", $f(z)$ exprime la probabilité qu'un hadron $(Q\overline{q})$ emporte une fraction d'énergie z du quark Q dont il est issu. Dans le cas des saveurs lourdes ($Q = c$, b) et ($q = u$, d, s), une paramétrisation de cette fonction en bon accord avec les mesures est donnée par Peterson et al. [25]:

$$f(z) = \frac{1}{z[1 - 1/z - \epsilon_Q/(1-z)]^2} \tag{2.13}$$

où ϵ_Q est le seul paramètre libre. En fait plus ϵ_Q est petit, plus la fraction d'énergie emportée par le hadron est importante. Les hadrons lourds issus de la fragmentation des quarks c ou b emportent la majorité de l'énergie du quark dont ils sont issus comme le montre la figure 2.4.

2.3 L'oscillation B^0 - $\overline{B^0}$

Une fois le processus d'hadronisation du quark b achevé, les mésons neutres autres que les pions, qui sont leurs propres antiparticules, peuvent se mélanger (ou osciller) avant de se désintégrer. Cette propriété a été postulée pour la première fois par Gell-Mann et Païs [27] pour le système $K^0 - \overline{K^0}$. L'origine venait selon eux de l'existence d'un état final commun $\pi^+\pi^-$ permettant la transition $\overline{K^0} \rightarrow \pi^+\pi^- \rightarrow K^0$ (nous reviendrons plus en détails sur cette partie théorique dans la section 3.2.1). La confirmation expérimentale de ce phénomène a été apportée en 1958 [28]. De manière générale, tous les systèmes de mésons neutres composés de deux quarks de saveurs différentes ($D^0 - \overline{D^0}$, $B^0 - \overline{B^0}$) oscillent grâce à l'échange des quarks par l'interaction faible chargée.

2.3.1 Formalisme des oscillations $B^0 - \overline{B^0}$

Dans la base formée par les états $|B^0>$ et $|\overline{B^0}>$, l'Hamiltonien effectif total $\mathcal{H}$ peut s'écrire comme la somme des Hamiltoniens des différentes interactions:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{faible} + \mathcal{H}_{e.m.} + \mathcal{H}_{fort} \tag{2.14}$$

Seul l'Hamiltonien faible, $\mathcal{H}_{faible}$, n'est pas diagonal dans la base ($|B^0>$, $|\overline{B^0}>$) et autorise donc la transformation de l'état $|B^0>$ en $|\overline{B^0}>$. Si l'on considère que l'Hamiltonien faible peut être traité de manière perturbative par rapport à $\mathcal{H}_{e.m.}$ et $\mathcal{H}_{fort}$, on peut écrire $\mathcal{H}_{faible}$ sous la forme de matrices 2×2 [29, 30]:

$$\mathcal{H}_{faible} = \mathcal{M} - \frac{i}{2}\Gamma \tag{2.15}$$

où $\mathcal{M}$ est appelée matrice de masse (partie dispersive) et comporte des termes de premier et second ordre correspondant aux transitions virtuelles entres les états $|B^0>$ et $|\overline{B^0}>$:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B^0 \longrightarrow B^0 & B^0 \longrightarrow \overline{B^0} \\ \overline{B^0} \longrightarrow B^0 & \overline{B^0} \longrightarrow \overline{B^0} \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

et Γ est appelée matrice de désintégration (partie absorptive) et met en jeu des processus réels:

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B^0 \longrightarrow f & B^0 \longrightarrow \overline{B^0} \\ \overline{B^0} \longrightarrow B^0 & \overline{B^0} \longrightarrow f \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

Pour obtenir les états propres de masses $|B^0_L>$ et $|B^0_H>$ en fonction des états $|B^0>$ et $|\overline{B^0}>$, on doit diagonaliser l'Hamiltonien faible et l'on peut écrire que:

$$\begin{aligned} |B^0_L> &= \frac{a_L|B^0> + b_L|\overline{B^0}>}{\sqrt{|a_L|^2 + |b_L|^2}} \\ |B^0_H> &= \frac{a_H|B^0> + b_H|\overline{B^0}>}{\sqrt{|a_H|^2 + |b_H|^2}} \end{aligned} \tag{2.18}$$

où a_L, a_H, b_L et b_H sont des nombres complexes. Les masses et les largeurs de désintégration des états physiques $|B_L^0>$ et $|B_H^0>$ sont données par les valeurs propres réelles M_L, M_H, Γ_L et Γ_H:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}|B_L^0> &= (M_L - \tfrac{i}{2}\Gamma_L)|B_L^0> \\ \mathcal{H}|B_H^0> &= (M_H - \tfrac{i}{2}\Gamma_H)|B_H^0> \end{aligned} \tag{2.19}$$

avec:

$$\begin{aligned} M_L &= M_{11} + Re\sqrt{(M_{12} - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \\ \Gamma_L &= \Gamma_{11} - Im\sqrt{(M_{12} - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \\ M_H &= M_{11} - Re\sqrt{(M_{12} - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \\ \Gamma_H &= \Gamma_{11} + Im\sqrt{(M_{12} - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \end{aligned} \tag{2.20}$$

L'évolution temporelle des états physiques $|B_L^0>$ et $|B_H^0>$ s'écrit:

$$\begin{aligned} |B_L^0(t)> &= e^{-(iM_L + \frac{1}{2}\Gamma_L)\frac{t}{\hbar}}|B_L^0(0)> \\ |B_H^0(t)> &= e^{-(iM_H + \frac{1}{2}\Gamma_H)\frac{t}{\hbar}}|B_H^0(0)> \end{aligned} \tag{2.21}$$

L'oscillation des mésons beaux est directement reliée au fait que les masses des états physiques sont différentes. Les différences de masses et de temps entre les deux états physique s'expriment de la manière suivante:

$$\begin{aligned} \Delta m &= M_L - M_H = 2Re\sqrt{(M_{12} - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \\ \Delta\Gamma &= \Gamma_L - \Gamma_H = -2Im\sqrt{(M_{12} - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \tfrac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \end{aligned} \tag{2.22}$$

La masse et le temps de vie moyen des états physiques sont donnés par:

$$\begin{aligned} m &= \frac{M_L + M_H}{2} = M_{11} \\ \Gamma &= \frac{\Gamma_L + \Gamma_H}{2} = \Gamma_{11} \end{aligned} \tag{2.23}$$

Si l'on fait deux hypothèses supplémentaires (justifiées par la conservation des symétries discrètes comme nous le démontrerons dans la section 3.2.2):

- la probabilité qu'un état $|B^0>$ reste un état $|B^0>$ est la même que celle qu'un état $|\overline{B^0}>$ reste un état $|\overline{B^0}>$, c'est-à-dire $<B^0|\mathcal{H}|B^0> = <\overline{B^0}|\mathcal{H}|\overline{B^0}>$;
- la probabilité qu'un état $|B^0>$ oscille est la même que pour un état $|\overline{B^0}>$, c'est-à-dire $<B^0|\mathcal{H}|\overline{B^0}> = <\overline{B^0}|\mathcal{H}|B^0>$;

les expressions des différences de masse et de temps de vie se simplifient car les quatre éléments des matrices $\mathcal{M}$ et Γ deviennent réels. On peut donc réécrire les équations (2.22) sous la forme:

$$\begin{aligned} \Delta m &= 2M_{12} \\ \Delta\Gamma &= 2\Gamma_{12} \end{aligned} \tag{2.24}$$

Pour quantifier l'oscillation des mésons B_q^0 $(q = d, s)$ on utilise souvent le paramètre sans dimension:

$$x_q = \frac{\Delta m_q}{\Gamma} = \frac{\Delta m_q \tau(B_q^0)}{\hbar} \tag{2.25}$$

Nous avons défini les paramètres caractéristiques de l'oscillation des mésons neutres, Δm ou x_q, et nous allons maintenant donner leurs expressions dans le cadre du Modèle Standard.

2.3.2 Les paramètres de mélange

Les diagrammes de Feynman permettant de décrire le processus de mélange des mésons B^0 dans le cadre du Modèle Standard sont montrés sur la figure 2.5. L'oscillation des mésons neutres s'explique par le mélange des quarks vis à vis de l'interaction faible à courant chargé et s'exprime en fonction des amplitudes de ses transitions correspondant aux différents coefficients de la matrice CKM. L'amplitude des diagrammes A_{ij} est proportionnelle au carré de la masse des quarks i et j échangés:

$$A_{ij} \propto m_i \times m_j |V_{ib} V_{jd}|^2 \quad \text{avec} \quad i(j) = u\ ,\ c\ ,\ t \tag{2.26}$$

Les amplitudes dominantes correspondent au cas où $i = j$ et s'écrivent, dans l'approximation de Wolfenstein de la matrice CKM:

$$A_i \propto m_i^2 \lambda^6 \tag{2.27}$$

Comme $m_t \gg m_c \gg m_u$, l'amplitude au carré $|A_t|^2$ contribue de manière dominante à l'oscillation des mésons beaux. Elle met en jeu des processus virtuels ($b \to tW$ et $d \to tW$) et correspond donc à l'élément de matrice M_{12}. De même $|A_u + A_c|^2$ peut être identifié à Γ_{12}, et on peut conclure que $|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$. Dans le cas des mésons B_d^0, la fréquence d'oscillation donnée par l'équation (2.24) s'écrit [31]:

$$\Delta m_d = 2M_{12} = \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_{B_d^0} |V_{td}|^2 |V_{tb}|^2 F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right) \eta_{B_d^0} B_{B_d^0} f_{B_d^0}^2 m_t^2 \tag{2.28}$$

avec:

- G_F: constante de Fermi;
- $F(x)$: paramétrise la dépendance en fonction de la masse du top;

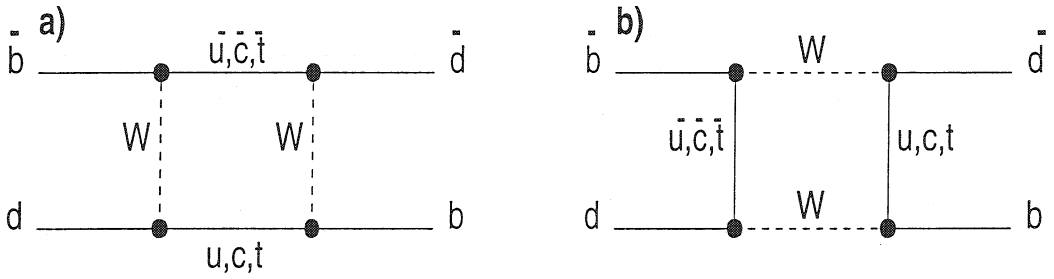

FIG. 2.5 - *Diagrammes de Feynman, appelés diagrammes en boîte représentant l'oscillation des mésons B_d^0.*

- $\eta_{B_d^0}$: terme de correction QCD qui tient compte notamment de l'échange de gluons durs entre les quarks;
- $B_{B_d^0}$: traduit les corrélations entre les quarks du méson B_d^0 avant et après oscillation, si l'on néglige l'échange des gluons mous entre quarks initials et finals. Des calculs QCD sur réseaux donnent $B_{B_d^0} = 1 \pm 0{,}2$ [32];
- $f_{B_d^0}$: constante de désintégration du B_d^0 qui décrit la création du B_d^0 par un courant axial à partir du vide; les prédictions théoriques effectuées à partir de calcul QCD sur réseaux donnent $f_{B_d^0} = 180 \pm 50$ MeV [32].

La valeur actuelle de Δm_d est estimée à $0,474 \pm 0,031\hbar$ ps^{-1}, ce qui donne une valeur de x_d de 0,73±0,05 [15].

Dans le cas de l'oscillation des mésons B_s^0, le terme $|V_{td}|^2$ est remplacé par $|V_{ts}|^2$ et on sait que $|V_{ts}| \gg |V_{td}|$. La valeur de x_s attendue sera donc beaucoup plus grande que celle de x_d; la limite expérimentale actuelle est fixée à $x_s = 10$ [33].

2.4 Désintégration des hadrons beaux

Après une présentation générale de la désintégration des hadrons beaux dans le cadre du Modèle Standard, nous nous intéresserons plus particulièrement aux désintégrations semileptonique et purement hadronique de ces particules.

2.4.1 Modèle du quark spectateur

Les mésons beaux neutres et chargés sont des états liés de type $Q\overline{q}$ où Q est un quark lourd (b) et $\overline{q}$ un quark léger (u, d). De ce fait, le processus dominant est celui où le quark lourd, Q, se désintègre alors que l'autre quark n'interagit pas: c'est le modèle du quark spectateur [34]. Les états finals correspondants, issus de la désintégration du quark b peuvent être: i) une association de paire neutrino-lepton et de hadrons (décroissance semileptonique) ou ii)

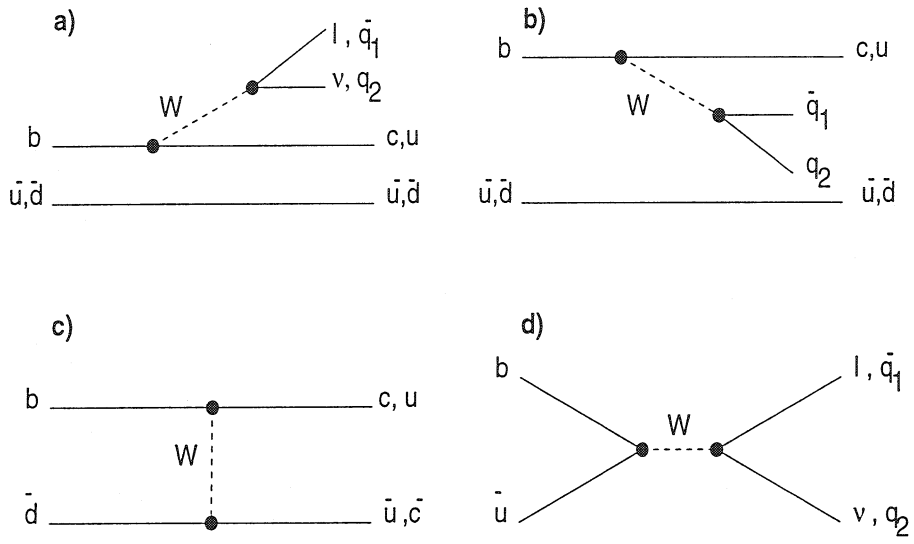

FIG. 2.6 - *Diagrammes de Feynman responsables de la désintégration des mésons beaux: a) spectateur externe, b) spectateur interne, c) échange et d) annihilation. Dans les deux derniers cas, une paire $q\overline{q}$ additionnelle peut être extraite du vide pour créer des états finals hadroniques.*

une production uniquement hadronique. La figure 2.6a illustre ces différentes possibilités de décroissances des mésons beaux dans le modèle du quark spectateur.

Le calcul du diagramme 2.6a donne pour les largeurs de désintégration semileptonique [34]:

$$\Gamma_{SL}(b \to q l \nu) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{qb}|^2 F_l = \Gamma_0 |V_{qb}|^2 \times F_l \tag{2.29}$$

et pour les largeurs de désintégration purement hadronique:

$$\Gamma_H(b \to q q_j \overline{q_j'}) = 3\Gamma_0 |V_{qb}|^2 |V_{q_j q_j'}|^2 \times F_j \tag{2.30}$$

où F_j et F_l sont des facteurs de l'espace de phase dépendant des rapports des masses impliquées dans la désintégration [35]. Le facteur 3 qui apparaît dans l'expression (2.30) est dû au fait que l'état final $q\overline{q}$ peut être formé à partir de quarks de trois couleurs différentes. Le résultat important pour la suite de l'étude est que la largeur totale de désintégration des mésons B peut être donnée, si l'on fait l'hypothèse que seul le modèle spectateur contribue à la largeur totale, comme la somme des équations (2.29) et (2.30):

$$\Gamma^b_{tot}(b \to f) = \sum_{q=u,c} \left(\sum_{q_1=d,s} \sum_{q_2=u,c} \Gamma_H(b \to q q_1 \overline{q_2}) + \sum_{l=e,\mu,\tau} \Gamma_{SL}(b \to q l \nu_l) \right) \propto \Gamma_0 \tag{2.31}$$

Une des conséquences de cette relation est que les mésons B^0_d et B^0_s ont la même durée de vie, ce qui est vérifié par l'expérience (cf. table 2.1) et justifie l'approximation effectuée.

Il existe d'autres types de diagrammes à l'ordre le plus bas permettant d'expliquer les désintégrations des hadrons beaux. Le premier, figure 2.6b, contribue à la production de

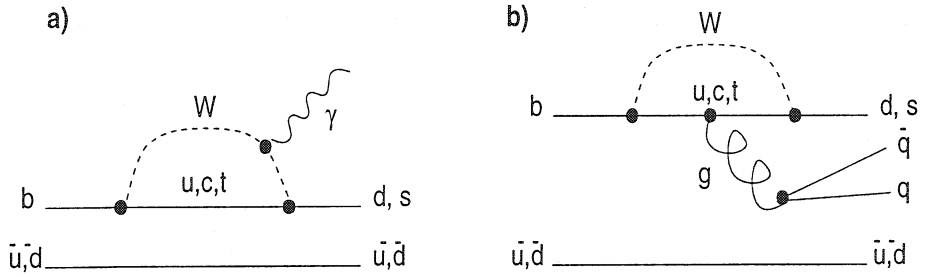

FIG. 2.7 - *Diagrammes de Feynman "pingouins" responsables de la désintégration des mésons beaux: a) électromagnétique, b) QCD.*

paires $q\bar{q}$ et résulte en une association différente de quarks (cf. section 2.4.3). Les deux derniers types de diagrammes échange et annihilation (cf. figure 2.6c et 2.6d), ne concernent que les mésons neutres et les mésons chargés respectivement.

Les diagrammes pingouins illustrés sur la figure 2.7 sont la dernière classe de diagrammes responsables de la désintégration des mésons B. Ils se divisent en trois catégories: électromagnétique illustré sur la figure 2.7a, électrofaible et QCD montré sur la figure 2.7b. Les éléments de la matrice CKM mis en jeu par les diagrammes pingouins jouent un rôle particulier car ils n'impliquent pas les mêmes éléments de la matrice CKM que les diagrammes présentés sur la figure 2.6 [36].

Enfin, de manière générale les diagrammes à l'ordre le plus bas doivent être corrigés pour les ordres perturbatifs supérieurs par les corrections QCD venant de l'échange de gluons virtuels et de l'émission de gluons réels. Celles-ci ont pour conséquences d'augmenter la largeur hadronique (Γ^b_H) et de diminuer la largeur semileptonique (Γ^b_{SL}) [32].

2.4.2 Désintégrations semileptoniques

Le mécanisme de désintégration semileptonique d'un méson est représenté de façon dominante par le diagramme de la figure 2.6a et on peut estimer le rapport de branchement à partir de la relation:

$$\mathrm{B}^b_{SL} = \frac{\Gamma^b_{SL}}{\Gamma^b_{SL} + \Gamma^b_H} \tag{2.32}$$

En tenant compte des corrections QCD les largeurs semileptoniques théoriques ($l = e, \mu$) prennent une valeur proche de 11% [32]. Les résultats expérimentaux confirment cette valeur [15].

Les rapports de branchement utilisés dans la suite de l'analyse pour les décroissances semileptoniques sont tirés des résultats expérimentaux [15]:

$$\mathrm{B}(b \to e) = \mathrm{B}(b \to \mu) = 0,11 \tag{2.33}$$

et

$$\mathrm{B}(b \to c \to e) = \mathrm{B}(b \to c \to \mu) = 0,08 \tag{2.34}$$

2.4.3 Désintégration non leptonique à deux corps

Dans la suite de l'exposé, nous allons principalement nous intéresser aux décroissances à deux corps des mésons B_d^0 neutres. Nous donnons dans cette section la valeur des largeurs de désintégration des processus $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$ et $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ (l'intérêt de ces canaux de décroissance est expliqué dans le chapitre 3 suivant).

2.4.3.1 Le canal $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$

Le premier type de décroissance est basé sur la transition $b \to c\bar{c}s$ et son mode de désintégration provient principalement du diagramme à l'ordre le plus bas 2.6b ($q_1 = c$, $q_2 = d$). La contribution du diagramme pingouin QCD 2.7b est très petite [12]. On peut donc considérer que la largeur de la décroissance est donnée par:

$$\Gamma_H(b \to c\bar{c}s) \simeq \Gamma_0 |V_{cb}|^2 |V_{cs}|^2 \times F_j \tag{2.35}$$

Le rapport de branchement mesuré expérimentalement pour cette décroissance est de $\mathrm{B}(B_d^0 \to J/\psi K_S^0) = 3,75 \times 10^{-4}$ [15].

2.4.3.2 Le canal $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$

Dans le second cas, la décroissance s'opére suivant le mode $b \to u\bar{u}d$ le diagramme à l'ordre de le plus bas 2.6a ($q_1 = u$, $q_2 = s$) est également dominant mais la contribution du diagramme pingouin QCD 2.7b est estimée à 10 % [12] (la contribution des autres diagrammes pingouins est négligeable). Si l'on néglige cette contribution on trouve:

$$\Gamma_H(b \to u\bar{u}d) \simeq \Gamma_0 |V_{ub}|^2 |V_{ud}|^2 \times F_j \tag{2.36}$$

Le rapport de branchement $\mathrm{B}(B_d^0 \to \pi^+\pi^-)$ n'a pas encore été mesuré expérimentalement. La valeur attendue est située entre 1×10^{-5} et 2×10^{-5}, cf. section 6.1.1.

Nous avons présenté les différentes étapes de la formation et de la désintégration du quark b. Nous allons maintenant utiliser ces informations pour étudier l'asymétrie prédite par le Modèle Standard lors de la décroissance des mésons beaux.

Chapitre 3

La Violation de CP dans les interactions faibles

Le concept de symétrie parfaite entre matière et antimatière est profondément enfoui dans nos esprits et nous avons de la peine à réaliser que la brisure d'une telle symétrie soit nécessaire pour que notre univers soit seulement fait de matière. Nous allons montrer comment l'étude de la violation des transformations discrètes C, P, T peut apporter des réponses à cette question fondamentale.

Dans la section 3.1, nous passerons en revue les différentes quantités conservées par les interactions fondamentales en nous attardant sur les 3 transformations discrètes C, P, T. Nous verrons qu'aucune d'elles, ni aucun des produits formés deux à deux (CP, PT, CT) ne sont conservés par l'interaction faible.

Ensuite, nous détaillerons dans la section 3.2 le mécanisme de la violation de CP tel qu'il est décrit dans le cadre du Modèle Standard. Nous donnerons également un aperçu des autres théories décrivant ce phénomène ainsi que ses implications en astrophysique.

Le mécanisme phénoménologique proposé pour décrire la violation de CP prédit l'effet le plus important dans la décroissance des mésons beaux. Nous expliquerons dans la section 3.3 comment la comparaison des probabilités de transition $B \to f$ et $\overline{B} \to \overline{f}$ permettra d'observer les effets de la violation de CP.

3.1 Lois de conservation en physique des particules

3.1.1 Principe général

La conservation des lois physiques sous certaines transformations est un principe très général qui permet de simplifier grandement la construction des théories en physique. Dans le cadre de la théorie des champs, ce principe est connu sous le nom de théorème de Noether [5]; il stipule que l'invariance de la densité de Lagrangien $\mathcal{L}$ sous des transformations continues a

pour conséquence la conservation d'une quantité. Suivant que la transformation ait lieu dans un espace réel (rotation, translation dans l'espace, déplacement dans le temps) ou abstrait, la quantité conservée sera reliée à la cinématique des interactions (spin, impulsion, énergie) ou à leur dynamique (charge électrique – Q, nombres leptoniques – L_e, L_μ, L_τ et nombre baryonique – B, ...).

Il existe aussi d'autres lois de conservation associées à la dynamique des interactions: la conjugaison de charge (C), la parité (P) et le renversement du temps (T) les deux dernières étant des transformations discrètes dans l'espace-temps. C'est à ces trois transformations que nous allons nous intéresser dans la suite. On peut résumer ces différentes lois et leurs comportements (conservation ou de la violation) vis-à-vis des trois interactions dans le tableau 3.1 ci-dessous:

	EM	faible	forte
Energie	$\surd$	$\surd$	$\surd$
Impulsion	$\surd$	$\surd$	$\surd$
Spin	$\surd$	$\surd$	$\surd$
Ch. électrique (Q)	$\surd$	$\surd$	$\surd$
L_e, L_μ, L_τ	$\surd$	$\surd$	$\surd$
Nb. baryonique (B)	$\surd$	$\surd$	$\surd$
C, P, T	$\surd$	*o*	$\surd$
CP	$\surd$	*o*	$\surd$
CPT	$\surd$	$\surd$	$\surd$

TAB. 3.1 - *Conservation ($\surd$) ou violation (o) de grandeurs physiques par les différentes interactions électromagnétique (EM), faible et forte.*

3.1.2 Les transformations discrètes C, P, T

Commençons par introduire les deux symétries discrètes P et T directement liées à l'inversion des grandeurs ($\vec{r}$,t) de l'espace-temps. Nous finirons par l'opération conjugaison de charge, C, qui joue un rôle un peu à part dans les symétries discrètes puisqu'elle n'est pas directement reliée à une transformation spatio-temporelle.

3.1.2.1 La parité P

La transformation discrète P consiste à inverser les coordonnées spatiales: $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. Appliquons cet opérateur à l'impulsion $\vec{p}$: $\vec{p} = m \cdot d\vec{r}/dt \rightarrow -\vec{p}$, au spin $\vec{s}$: $\vec{s} \rightarrow \vec{s}$ et à

l'hélicité $\lambda = \vec{s} \cdot \vec{p}/|\vec{p}| \rightarrow -\lambda$. On a donc pour la fonction d'onde $\psi(\vec{p}, \lambda)$:

$$\mathrm{P}|\psi(\vec{p}, \lambda) >= \eta_p |\psi(-\vec{p}, -\lambda) > \tag{3.1}$$

où η_p est la parité intrinsèque du système. Remarquons que la parité d'un système composé est égal au produit des parités de chacun de ces éléments:

$$\mathrm{P}|\pi^+\pi^- >= p_\pi^2 \times (-1)^L |\pi^+\pi^- >= (-1)^L |\pi^+\pi^- > \tag{3.2}$$

où p_π représente la parité intrinsèque de chaque pions et L le moment orbital du système $\pi^+\pi^-$.

3.1.2.2 Le renversement du temps T

L'opération T consiste à inverser le temps: $t \rightarrow -t$ et par conséquent renverse toutes les directions du mouvement incluant le spin. Si l'on applique cette opération à une fonction d'onde $\psi(\vec{p}, \lambda)$, on trouve:

$$\mathrm{T}|\psi(\vec{p}, \lambda) >= \eta_T |\psi(-\vec{p}, \lambda) >^* \tag{3.3}$$

où η_T est un facteur de phase dépendant du spin et $|\psi(-\vec{p}, \lambda) >^*$ représente le complexe conjugué de $|\psi(-\vec{p}, \lambda) >$. La transformée de $\psi(\vec{p}, \lambda)$ est complexe conjuguée pour satisfaire à l'équation de Schrödinger [30]. Si l'interaction est invariante sous le renversement du temps, à toute réaction a + b $\rightarrow$ c + d doit correspondre la réaction c + d $\rightarrow$ a + b.

3.1.2.3 La conjugaison de charge C

Cette opération transforme une particule en son antiparticule sans modifier son impulsion, son spin, donc son hélicité. L'antiparticule possède de plus les mêmes nombres quantiques que la particule à l'exception de sa charge électrique, nombres leptoniques et baryonique, qui sont opposées. On a donc:

$$\mathrm{C}|\psi(\vec{p}, \lambda) >= \eta_c |\psi(\vec{p}, \lambda) > \tag{3.4}$$

où η_c est conjugaison de charge intrinsèque du système. On peut montrer [37] que la conjugaison de charge d'un système fermion-antifermion (de spin 1/2) est donnée par: C = $(-1)^{L+S}$ où $L(S)$ représente le moment orbital (spin) des deux fermions.

3.1.3 Conservation des symétries discrètes

L'étude de la conservation (ou de la violation) des symétries permet de mieux comprendre les interactions et leurs différences de comportement. Nous allons donc passer en revue les connaissances actuelles sur le comportement des interactions fondamentales vis-à-vis transformations discrètes (C, P et T).

3.1.3.1 Le théorème CPT

Les principes généraux de la théorie des champs permettent d'établir que le produit des transformations CPT est une symétrie générale comme cela est démontré par exemple dans la référence [38]. L'une des conséquences les plus importantes de cette propriété est l'égalité des masses et des temps de vie pour une particule et son antiparticule.

Expérimentalement, l'un des meilleurs test vient de la limite sur la différence de masse entre K^0 et $\overline{K^0}$. Les résultats actuels [15] n'indiquent aucun effet de la violation de CPT et mettent une limite supérieure de 9×10^{-19} sur la différence de masse moyennée $\frac{|m_{K^0} - m_{\overline{K^0}}|}{|m_{K^0} + m_{\overline{K^0}}|}$.

3.1.3.2 Conservation de C, P, T dans les interactions forte et électromagnétique

S'il existe des effets de la violation de C, P ou T, ils sont à priori très faibles (négligeables en première approximation en théorie des champs) et donc très difficiles à mettre en évidence. Ils n'en sont pas moins d'une grande importance théorique; à ce titre l'opération C joue un rôle primordial puisqu'une mise en évidence de sa violation par une des trois interactions démontrerait une différence de comportement entre particules et antiparticules. Le tableau 3.2 présente la précision obtenue sur la conservation des 3 transformations C, P et T vis-à-vis des interactions électromagnétique et forte pour les décroissances des hadrons.

	EM	forte
C	3×10^{-8}	10^{-2}
P	10^{-4}	10^{-7}
T	10^{-5}	$2,4 \times 10^{-3}$
CP	10^{-3}	10^{-3}
CPT	10^{-11}	10^{-14}

TAB. 3.2 - *Limites supérieures pour l'invariance par les symétries discrètes C, P et T pour les interactions électromagnétique (EM) et forte dans le cas des décroissances hadroniques [38].*

En ce qui concerne l'interaction électromagnétique, il existe des tests très précis permettant d'affirmer que la conjugaison de charge est conservée. En effet les désintégrations purement électromagnétiques comme:

$$\begin{array}{ccccccc} \pi^0 & \rightarrow & \gamma & \gamma & \gamma \\ J^{PC}: & 0^{-+} & & 1^{--} & 1^{--} & 1^{--} \end{array} \tag{3.5}$$

sont interdites si C est conservé ($C_{\pi^0} = +$ et $C_{\gamma\gamma\gamma} = -$). Cet état final n'est pas observé expérimentalement ce qui permet de placer une limite supérieure sur le rapport $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma / \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ de 3×10^{-8} sur la violation de C par l'interaction électromagnétique.

Pour l'interaction forte, les limites supérieures atteintes ne permettent pas d'affirmer avec certitude que C est conservé. Quant à la parité, la recherche la plus sensible concerne l'existence d'un moment dipolaire électrique pour le neutron (d_n). En effet l'Hamiltonien, H_{int} de l'interaction d'une particule de spin $\vec{s}$ avec un champ électrique homogène $\vec{E}$, et un champ magnétique $\vec{B}$ s'écrit [39]:

$$H_{int} = -(d\vec{E} + \mu\vec{B}) \cdot \frac{\vec{s}}{|\vec{s}|} \tag{3.6}$$

où d (μ) est le moment dipolaire électrique (magnétique). La transformation du spin, des champs électrique et magnétique sous l'opération parité est de la forme:

$$\vec{E} \rightarrow -\vec{E}\ , \quad \vec{B} \rightarrow \vec{B}\ , \quad \vec{s} \rightarrow \vec{s} \tag{3.7}$$

ce qui conduit, en cas de valeur non nulle pour d, à une violation de la parité. Le raisonnement est analogue pour le renversement du temps T, donc pour la symétrie CP (en utilisant le théorème CPT). La limite actuelle est: $d_n < 1,1 \times 10^{-25} e$ cm (e représente ici la charge électrique élémentaire) [15]. Une valeur non nulle de d_n est prédite dans le cadre du Modèle Standard à cause de l'existence d'un terme violant la symétrie CP dans le Lagrangien des interactions fortes – connu sous le nom de violation de CP forte [39].

3.2 La violation de CP dans les interactions faibles

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il n'existe, pour l'instant, aucune évidence expérimentale permettant d'affirmer que C, P ou T sont violés dans les interactions forte et électromagnétique. Or l'Univers étant fait de matière, il doit exister une interaction ne conservant pas C, si notre description des interactions est correcte. Rappelons que l'effet attendu est faible, mais n'en est pas moins essentiel.

3.2.1 Historique de la violation de CP

Comme nous l'avons suggéré dans l'introduction, l'interaction faible doit jouer un rôle primordial dans l'explication de la violation de C. Il est donc intéressant de rappeler les grandes étapes de la fondation de la théorie de l'interaction faible et de la découverte de la violation de CP.

La découverte de la radioactivité β (désintégration d'un noyau A^Z en un noyau $A^{Z\pm1}$ avec l'émission d'un électron et d'un neutrino) en 1896 par Henri Becquerel, et son explication par le processus élémentaire $n(p) \rightarrow p(n)e^{-(+)}\overline{\nu_e}$, est la première évidence de la présence d'une troisième force (autre que électromagnétique et forte). Enrico Fermi propose en 1933 la première théorie de l'interaction faible, qui bien que remaniée depuis est encore à la base de notre compréhension actuelle des désintégrations faibles. Cette description est construite par analogie avec l'émission de radiation électromagnétique par les atomes excités; l'interaction

est donc supposée ponctuelle (absence de propagateur). Le Lagrangien faible est donc de la forme:

$$\mathcal{L}_{faible} = G_F(\overline{u}_n \gamma^\mu u_p)(\overline{u}_{\nu_e} \gamma^\mu u_e) \tag{3.8}$$

où u représente les champs des différentes particules composant la réaction et γ^μ les matrices de Dirac. Le principal problème vient alors de la nature des courants (γ^μ) qui sont postulés à priori; la découverte de la violation de la parité dans l'interaction faible en 1956, que nous allons présenter brièvement, sera une étape décisive pour l'établissement de la forme définitive des courants – théorie V-A pour vectoriel-axial, $\gamma^\mu(1-\gamma^5)$ [40]. Les progrès sont ensuite très rapides puisque qu'en 1968 les interactions faibles sont unifiés aux forces électromagnétiques dans la théorie du Modèle Standard qui prédit l'existence de propagateurs pour les courants chargés ($W^\pm$) et neutre (Z^0). L'existence de courants neutres est démontrée en 1973 par l'expérience Gargamelle au CERN [41] et la mise en évidence expérimentale des bosons W et Z date de 1983 par l'expérience UA1 au CERN [42].

Une étape cruciale dans la formulation d'une théorie pour l'interaction faible a donc été franchie en 1957 par la découverte de la violation de la parité. En 1956, T. D. Lee et C. N. Yang proposent une série d'expériences permettant de mettre en évidence cette violation [43]. Lors de la réalisation de ces expériences, C. S. Wu et al.[44] constatent que les électrons sont émis préférentiellement dans la direction opposée à la direction du spin du ^{60}Co, polarisé par le champ magnétique extérieur. Cette corrélation entre le spin du ^{60}Co et l'impulsion de l'électron est illustré sur la figure 3.1: la conservation du spin lors de la désintégration entraîne que J_z (e,$\overline{\nu_e}$) = 1 et donc que l'électron soit d'hélicité gauche e_L et l'antineutrino d'hélicité droite $\overline{\nu_{eR}}$ [45].

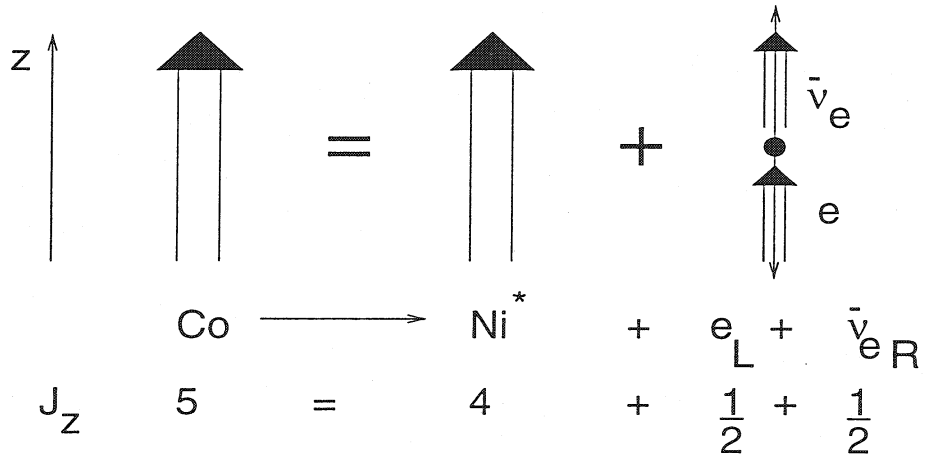

FIG. 3.1 - *Désintégration β dans le centre de masse du ^{60}Co; les flèches doubles représentent le spin de la particule et les flèches la direction du vecteur impulsion. Les indices R et L signifient que la particule est d'hélicité droite ($\lambda = 1$), et gauche ($\lambda = -1$), respectivement.*

D'autres expériences s'intéressant à la décroissance $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ où $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\overline{\nu_\mu}$ ont montré que la conjugaison de charge C et la parité P sont violées de façon maximale dans l'interaction faible. La figure 3.2 présente les différentes possibilité théoriques pour la désintégration du pion chargé. On passe du mode a au mode c par l'opération parité et des

modes (a, c) au modes (b, d) par l'opération conjugaison de charge. En mesurant l'hélicité du muon à partir de la distribution angulaire de l'électron (issu de la désintégration du muon), on peut montrer que seules les désintégrations $\pi^+ \rightarrow \mu_L^+ \nu_{\mu_L}$ (mode a) et $\pi^- \rightarrow \mu_R^- \overline{\nu_{\mu_R}}$ (mode d) sont possibles. En conclusion, seul les neutrinos $\overline{\nu_{\mu_R}}$ et ν_{μ_L} sont sensibles aux interactions faibles et l'absence des états $\overline{\nu_{\mu_L}}$ et ν_{μ_R} est une violation claire de la parité et de la conjugaison de charge dans l'interaction faible.

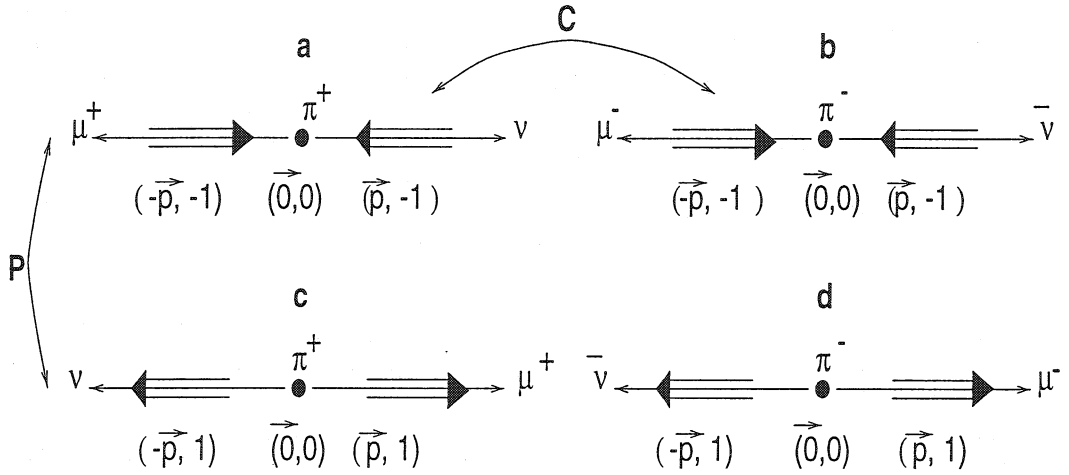

FIG. 3.2 - *Possibilités théoriques pour la désintégration des mésons $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ et $\pi^- \rightarrow \mu^- \overline{\nu_\mu}$. Les informations entre parenthèses représentent l'impulsion de la particule dans le référentiel du pion et la valeur de l'hélicité.*

L'étape suivante consiste à savoir si le produit des 2 transformations C et P, qui est conservé par la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, est une propriété générale de l'interaction faible. Ceci permettrait d'avoir une symétrie générale CP (CPT devenant alors une "super" symétrie).

Pour mettre cette "nouvelle" symétrie à l'épreuve, nous allons nous intéresser au comportement de la conjugaison de charge C vis-à-vis d'une particule neutre. En effet, cette particule peut avoir deux comportements:

- elle se transforme en elle-même et est donc sa propre antiparticule, comme le π^0;
- elle se comporte comme une particule chargée, c'est-à-dire qu'elle a une antiparticule distincte d'elle-même, comme le neutrons.

Comme nous l'avons déjà mentionné dans la section 2.3, M. Gell-Mann et A. Païs font l'hypothèse dès 1954 que le méson K^0 et son antiparticule $\overline{K^0}$ sont des objets différents et appartiennent donc à la deuxième catégorie. Ils pensent également que ce ne sont pas des états physiques (des états propres de masse). Ces deux hypothèses les conduisent à deux prédictions:

- $\overline{K^0}$ et K^0 se mélangent par la transition virtuelle $\overline{K^0} \rightarrow \pi^+ \pi^- \rightarrow K^0$.

– Les états propres de masse sont en fait une combinaison linéaire des états $|K^0>$ et $|\overline{K^0}>$:

$$\begin{aligned} |K_1^0> &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> + |\overline{K^0}>) \\ |K_2^0> &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> - |\overline{K^0}>) \end{aligned} \tag{3.9}$$

On peut remarquer que les états $|K_1^0>$ et $|K_2^0>$ sont des états propres de CP, dont les valeurs propres sont de signes opposés (+1 et -1). Calculons la valeur propre CP de l'état final $\pi^+\pi^-$:

$$\mathrm{CP}|\pi^+\pi^->= (-1)^L \mathrm{C}|\pi^+\pi^->= (-1)^L|\pi^-\pi^+>= (-1)^{2L}|\pi^+\pi^->= +1|\pi^+\pi^-> \tag{3.10}$$

De même, CP $|\pi^0\pi^0> = +1\ |\pi^0\pi^0>$. Ceci implique que si CP est conservée par l'interaction faible, la désintégration $K_2^0 \to \pi^+\pi^-$ est interdite et donc K_2^0 ne peut se désintégrer que dans un mode à trois corps ($\pi^+\pi^-\pi^0$, ...). Comme $m_K \sim 3m_\pi$, on s' attend à ce que l'espace de phase de K_2^0 soit faible par rapport à K_1^0 et donc que les durées de vie de ces deux particules soient très différentes: en utilisant les relations d'incertitudes d'Heisenberg ($\Delta E \Delta t \sim \hbar$) on trouve $\tau_{K_2^0} \gg \tau_{K_1^0}$.

Ainsi, il est possible de produire expérimentalement un faisceau pur de K_2^0: à partir des produits de la collision d'un faisceau de proton sur une cible, on sélectionne les particules neutres et après une longue distance il ne reste plus que des K_2^0. Comme nous venons de le démontrer les désintégrations à deux corps des K_2^0 sont interdites si CP est conservé dans les désintégrations faibles. En 1964, les premiers événements $K_2^0 \to \pi^+\pi^-$ sont mis en évidence [46] montrant de façon éclatante la violation de CP dans les interactions faibles (la valeur actuelle du rapport de branchement est $\mathrm{BR}(K_2^0 \to \pi^+\pi^-) = 2{,}03 \times 10^{-3}$ [15]). Cette découverte est d'autant plus importante que c'est la seule mise en évidence expérimentale du phénomène de violation de CP (et de T, en utilisant le théorème CPT). Pour tenir compte de cette violation les états propres de masse s'écrivent:

$$\begin{aligned} |K_S^0> &= \frac{|K_1^0> + \epsilon_K|\overline{K_2^0}>}{\sqrt{1+|\epsilon_K|^2}} = \frac{(1+\epsilon_K)|K^0> + (1-\epsilon_K)|\overline{K^0}>}{\sqrt{2(1+|\epsilon_K|^2)}} \\ |K_L^0> &= \frac{|K_2^0> + \epsilon_K|\overline{K_1^0}>}{\sqrt{1+|\epsilon_K|^2}} = \frac{(1+\epsilon_K)|K^0> - (1-\epsilon_K)|\overline{K^0}>}{\sqrt{2(1+|\epsilon_K|^2)}} \end{aligned} \tag{3.11}$$

où ϵ_K traduit la violation de CP dans le système $K^0 - \overline{K^0}$ (voir la section 3.3).

Pour résumer, on peut conclure qu'aucune des transformations C, P, T, ni des produits 2 à 2 (CP, CT, PT) ne sont conservés par l'interaction faible. La seule symétrie générale des interactions fondamentales est donc le produit CPT. Expérimentalement le mécanisme le plus "facile" à mettre en évidence est la violation de CP (par rapport à PT et CT) car il se fait par l'intermédiaire de l'asymétrie lors de la décroissance d'une particule comme nous allons le montrer dans la section 3.3.

Nous allons maintenant présenter la paramétrisation de la violation de CP dans le Modèle Standard, qui permet de décrire les résultats observés dans le système $K^0 - \overline{K^0}$.

3.2.2 La violation de CP dans le cadre du Modèle Standard

Nous avons vu que le Modèle Standard suppose l'existence de trois familles de quarks et de leptons. Nous allons voir que l'une des conséquences de cette hypothèse est l'introduction dans le cadre du Modèle Standard d'une paramétrisation de la violation de CP dans l'interaction faible.

3.2.2.1 La matrice CKM

Le Lagrangien d'interaction, $\mathcal{L}_{int}$, qui décrit le processus de désintégration des quarks en émettant un boson chargé $W^{\pm}$ virtuel s'écrit:

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{g}{\sqrt{2}}(\overline{u'}, \overline{c'}, \overline{t'})\ \gamma^{\mu}(1-\gamma^5) \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} W_{\mu} + \text{hermitique conjugué} \qquad (3.12)$$

où g_1 est la constante de couplage définie dans la section 1.2 et q' les champs de quarks états propres de l'interaction faible. Or comme il n'y a pas de conservation du nombre quantique de saveur, ceux-ci ne peuvent être identifiés aux états propres de masse des quarks, q. La relation entre q' et q s'écrit [47]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \qquad (3.13)$$

pour les quarks d, s, b où V_{CKM} est la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM), déjà introduite dans l'équation (1.9) et

$$\begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} \qquad (3.14)$$

pour les quarks u, c, t.

Nous allons maintenant étudier plus en détails les propriétés de cette matrice et voir dans quelle mesure certains de ses éléments peuvent être reliés à la violation de CP dans l'interaction faible.

3.2.2.2 Propriétés de la matrice CKM

a) Unitarité de la matrice CKM

On sait expérimentalement qu'il n'existe pas de transition entre les quarks de même charge ($b \rightarrow sZ^0$, par exemple), ou encore que le boson Z^0 ne change pas la saveur des quarks. On peut donc écrire:

$$d'\overline{d}' + s'\overline{s}' + b'\overline{b}' = d\overline{d} + s\overline{s} + b\overline{b} \qquad (3.15)$$

et comme:

$$d'\overline{d}' + s'\overline{s}' + b'\overline{b}' = (d's'b') \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = (dsb) V_{\rm CKM}^{\dagger} V_{\rm CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{3.16}$$

L'égalité (3.15) n'est possible que si $V_{\rm CKM}$ est unitaire, c'est-à-dire si:

$$V_{\rm CKM}^{\dagger} V_{\rm CKM} = 1 \tag{3.17}$$

Si l'on développe cette relation en utilisant les éléments de matrice V_{ij}, on obtient six équations de la forme

$$\sum_{i=1}^{3} V_{ij}^{*} V_{ik} = 0 \ , \quad \sum_{i=1}^{3} V_{ji}^{*} V_{ki} = 0 \ , \quad \text{avec} \ \ i \neq j \neq k \tag{3.18}$$

Chacune de ces six expressions peut être représentée graphiquement dans le plan complexe où chaque côté du triangle est donné par $V_{ij}^{*} V_{ik}$ (cf. $V_{ji}^{*} V_{ki}$) [48] comme le montre la figure 3.3a dans un exemple particulier. Nous allons maintenant démontrer qu'il existe un triangle parmi les six qui est particulièrement favorable à l'étude de la violation de CP.

b) Invariants de la matrice CKM

Nous avons vu dans la section 1.2.1 que les lois de la physique doivent être invariantes sous la transformation de jauge globale U(1). Dans le cas des champs de quarks, cette invariance de jauge globale s'écrit de la manière suivante:

$$q \rightarrow e^{i\phi(q)} q \tag{3.19}$$

Ceci a pour conséquence de changer la matrice $V_{\rm CKM}$ en $V'_{\rm CKM}$:

$$V'_{\rm CKM} = \begin{pmatrix} e^{-i\phi(u)} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\phi(c)} & \\ 0 & 0 & e^{-i\phi(t)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi(d)} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi(s)} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\phi(b)} \end{pmatrix} \tag{3.20}$$

En posant $U_k = e^{i\phi(k)}$ avec $k = (u, c, t)$, et $D_j = e^{i\phi(j)}$ avec $j = (d, s, b)$ on obtient:

$$V'_{\rm CKM} = \begin{pmatrix} U_u^{*} V_{ud} D_d & U_u^{*} V_{us} D_s & U_u^{*} V_{ub} D_b \\ U_c^{*} V_{cd} D_d & U_c^{*} V_{cs} D_s & U_c^{*} V_{cb} D_b \\ U_t^{*} V_{td} D_d & U_t^{*} V_{ts} D_s & U_t^{*} V_{tb} D_b \end{pmatrix} = U^{\dagger} V_{\rm CKM} D \tag{3.21}$$

On obtient ainsi les invariants de la matrice CKM, qui sont de deux types:

- les modules des éléments de la matrice $|V_{ik}|$, car $|V'_{ik}| = |V_{ik}|$;
- le produit des quatre éléments de matrice $V_{ai} V_{aj}^{*} V_{bj} V_{bi}^{*}$ pour $a \neq b$ et $i \neq j$; en effet, les phases U_j^{*} et D_k s'annulent entre elles et $V'_{ai} V_{aj}^{*\prime} V'_{bj} V_{bi}^{*\prime} = V_{ai} V_{aj}^{*} V_{bj} V_{bi}^{*}$.

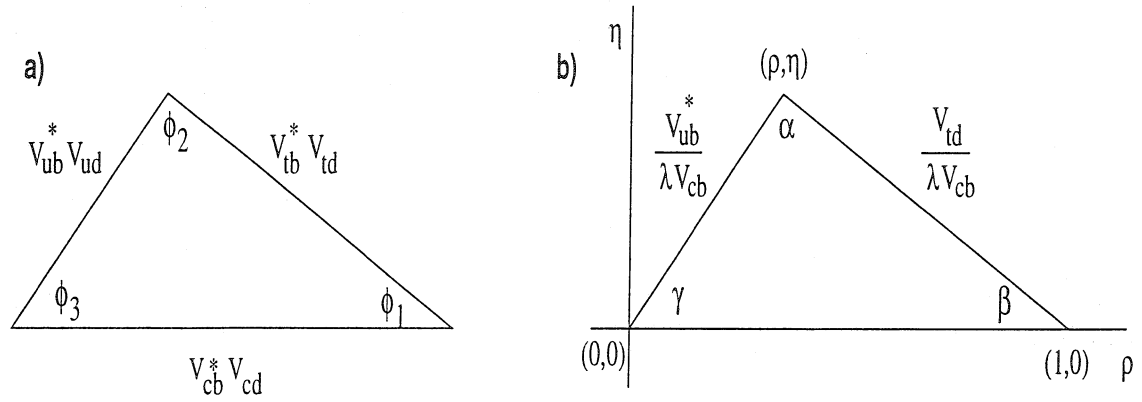

FIG. 3.3 - *a) le triangle CKM dans le plan complexe, b) le triangle unitaire dans le plan complexe (ρ, η).*

En utilisant les équations (3.18) et la conservation de la quantité $V_{ai}V_{aj}^*V_{bj}V_{bi}^*$ on peut démontrer la relation générale [49]:

$$|\mathrm{Im}\left[V_{ai}V_{aj}^*V_{bj}V_{bi}^*\right]| = 2\mathcal{A} \tag{3.22}$$

où $\mathcal{A}$ représente l'aire des triangles CKM. Dans la représentation de Wolfenstein, on obtient:

$$|\mathrm{Im}\left[V_{ai}V_{aj}^*V_{bj}V_{bi}^*\right]| = A^2\lambda^6\eta \tag{3.23}$$

On peut donc conclure que les six triangles ont une aire égale à cause de l'unitarité de la matrice CKM. En gardant cette propriété à l'esprit, on écrit les 6 équations d'unitarité en indiquant la valeur des éléments de la matrice CKM en puissances de λ dans la paramétrisation de Wolfenstein (cf. équation (1.10)):

$$\begin{array}{lccccccc}
\text{a)} & V_{ud}^*V_{us} & + & V_{cd}^*V_{cs} & + & V_{td}^*V_{ts} & = & 0 \\
 & \sim\lambda & & \sim\lambda & & \sim\lambda^5 & & \\
\text{b)} & V_{ud}^*V_{ub} & + & V_{cd}^*V_{cb} & + & V_{td}^*V_{tb} & = & 0 \\
 & \sim\lambda^3 & & \sim\lambda^3 & & \sim\lambda^3 & & \\
\text{c)} & V_{us}^*V_{ub} & + & V_{cs}^*V_{cb} & + & V_{ts}^*V_{tb} & = & 0 \\
 & \sim\lambda^4 & & \sim\lambda^2 & & \sim\lambda^2 & & \\
\text{d)} & V_{ud}^*V_{cd} & + & V_{us}^*V_{cs} & + & V_{ub}^*V_{cb} & = & 0 \\
 & \sim\lambda & & \sim\lambda & & \sim\lambda^5 & & \\
\text{e)} & V_{ud}^*V_{td} & + & V_{us}^*V_{ts} & + & V_{ub}^*V_{tb} & = & 0 \\
 & \sim\lambda^3 & & \sim\lambda^3 & & \sim\lambda^3 & & \\
\text{f)} & V_{cd}^*V_{td} & + & V_{cs}^*V_{ts} & + & V_{cb}^*V_{tb} & = & 0 \\
 & \sim\lambda^4 & & \sim\lambda^2 & & \sim\lambda^2 & &
\end{array} \tag{3.24}$$

Les triangles (3.24)a et (3.24)d peuvent être construits en utilisant les canaux de désintégration des mésons K^0 ($\bar{s}d$), couplage des quarks s et d avec u, c et t, et D^0 ($c\bar{u}$). On

constate cependant qu'ils ont un côté bien plus court que les deux autres ($\lambda \sim 500 \times \lambda^5$ puisque $\lambda \sim 0{,}22$) ce qui fait que les angles ϕ_1, ϕ_2 et ϕ_3 sont très proches de 0 ou de π. Ils doivent donc être mesurés de façon très précise pour être sur que leur valeur est différente de $0(\pi)$[1]. Ce n'est pas le cas pour les triangles (3.24)b et (3.24)e qui ont des côtés de longueur comparables. Le deuxième triangle, (3.24)e, demande une connaissance de tous les éléments de matrice mettant en jeu le quark top, encore mal connus alors que le premier, (3.24)b, peut être construit en utilisant les canaux de désintégration du méson B_d^0 ($\bar{b}d$), qui seront étudiés en détails dans les dix prochaines années (cf. la section 4.1.3).

c) Relation entre le nombre de familles et la violation de CP

La matrice CKM est complexe et, comme nous venons de le montrer, unitaire et invariante sous la transformation des champs de quarks $q \rightarrow e^{i\phi(q)}q$. Si l'on suppose que le nombre de familles de fermions est n, on peut démontrer que le nombre, N, de paramètres réels (ou angles θ_k, $k = 1, M$) de la matrice CKM est [50]:

$$M = \frac{n^2 - n}{2} \tag{3.25}$$

et le nombre, M, de paramètres imaginaires (ou phases δ_l, $l = 1, N$) est:

$$N = \frac{n^2 - 3n + 2}{2} \tag{3.26}$$

Pour n=2, le nombre de phases est nul et la matrice est réelle. De plus, elle peut être décrite à l'aide d'un seul angle appelé angle de Cabibbo (θ_C). Pour le cas $n = 3$, la matrice peut être paramétrisée avec une phase et trois paramètres réels. Certains éléments de cette matrice deviendront complexes. C'est le cas des éléments de matrice V_{td} et V_{ub} dans la paramétrisation de Wolfenstein. Comme nous le verrons dans la suite, cette phase peut-être reliée à la violation de CP dans le système des mésons neutres.

3.2.2.3 Connaissances actuelles sur le triangle d'unitarité

L'équation (3.24)b définissant le triangle d'unitarité peut s'écrire dans le cadre de l'approximation de Wolfenstein ($V_{ud} \sim V_{tb} \sim 1$, et $V_{cd} \sim -\lambda$):

$$V_{ub} \; + \; V_{td}^* \; = \; \lambda V_{cb} \tag{3.27}$$

Le triangle correspondant à cette équation s'appelle triangle d'unitarité et est représenté dans le plan complexe (ρ, η) sur la figure 3.3b. Les côtés du triangle sont donnés par les éléments de matrice [15]:

- V_{cb} grâce à la décroissance $B \rightarrow \overline{D}^* l^+ \nu_l$ par exemple;

1. Une conclusion analogue peut être tirée de l'étude des triangles (3.24)c (désintégration du méson B_S^0), et (3.24)f (désintégration du quark top).

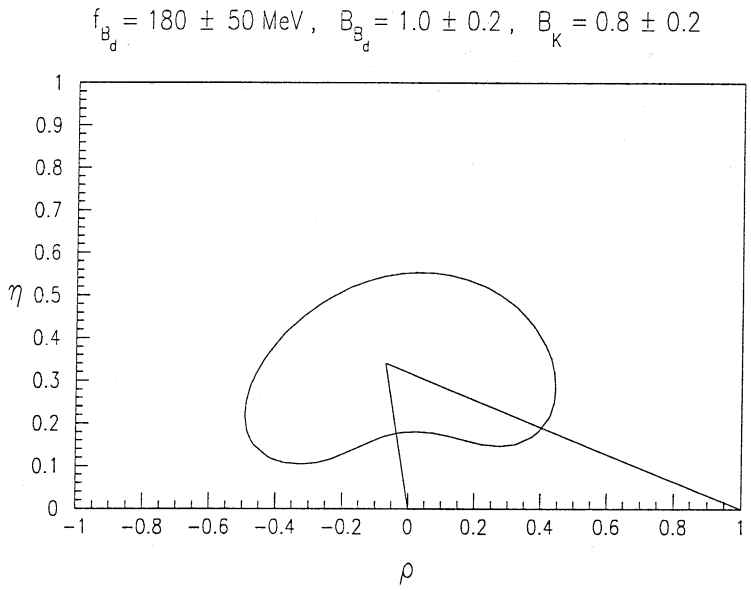

FIG. 3.4 - *Contour à 95 % de confiance dans le plan complexe (ρ, η) autorisé par les données expérimentales et théoriques actuelles [32]. Le triangle traçé correspond au meilleur ajustement. $f_{B_d^0}$ est la constante désintégration du B_d^0; $B_{B_d^0}$ (B_K) traduit les corrélations entre les quarks du méson B_d^0 (K^0) avant et après oscillation.*

- V_{ub} en utilisant le rapport V_{ub}/V_{cb} mesuré dans les désintégrations semileptoniques à la résonance $\Upsilon(4S)$;

- V_{td} qui peut être déterminé à partir des décroissances rares comme $b \to d\gamma$, $b \to dl^+l^-$, $b \to d\nu\overline{\nu}$ ou d'une mesure très précise de l'oscillation $B_d^0 - \overline{B_d^0}$ (cf. équation 2.28).

Les angles α, β et γ présentés sur cette figure 3.4 sont une conséquence directe de la présence de la phase δ dans la paramétrisation de Wolfenstein. Ils peuvent être mesurés expérimentalement par une mesure d'asymétrie du taux de production des mésons B neutres comme nous allons le montrer dans la section 3.3 suivante.

La figure 3.4 montre la situation actuelle dans la connaissance du triangle d'unitarité. On constate que la zone à 95 % de confiance est très étendue, et les contraintes existantes actuelles (à 95 % de confiance) sur la valeur des angles du triangle unitaire sont données par [32]:

$$\begin{array}{rcccl} -1,0 & \leq & \sin 2\alpha & \leq & 1,0 \\ 0,21 & \leq & \sin 2\beta & \leq & 0,93 \\ 0,12 & \leq & \sin^2\gamma & \leq & 1,0 \end{array} \qquad (3.28)$$

Une meilleure connaissance de la valeur des différents paramètres α, β, γ, V_{ub}, V_{td}, V_{cb} est donc nécessaire pour pouvoir vérifier les prédictions du Modèle Standard. C'est un des enjeux majeurs pour les dix années à venir en physique des particules.

3.2.3 Autres théories

Une autre théorie, appelée "Superfaible" [51], permet de rendre compte de la violation de CP dans le système du méson K^0 en postulant l'existence d'une autre interaction conduisant à une violation de CP lors du mélange $K^0\overline{K^0}$. Cette théorie est pour l'instant compatible avec les données obtenues dans le système des mésons K^0 [39] car les méthodes qui permettent de vérifier la validité d'une telle théorie demandent des mesures dont la sensibilité est inférieure à celle des expériences actuelles (voir la section 3.3.1).

3.2.4 Liens avec l'astrophysique

Le rapport entre baryons et photons dans l'Univers est estimé à $\sim 10^{-9\pm1}$. Or si baryons et antibaryons avait été produit en nombre égal, les annihilations baryon-antibaryon auraient donné une quantité beaucoup plus faible pour ce rapport, de l'ordre de 10^{-18} [39]. Sakharov proposa en 1967 trois conditions que doit remplir toute théorie candidate pour l'explication de la genèse des baryons [52]:

1. violation de C et de CP;

2. violation du nombre baryonique B;

3. existence d'une période pendant laquelle l'Univers était hors de l'équilibre thermique.

Le Modèle Standard satisfait la première de ces trois conditions même si les effets de violation de C et de CP prédits dans le domaine électro-faible dans le cadre de cette théorie sont trop faibles pour pouvoir expliquer l'asymétrie baryon-antibaryon dans l'Univers [53, 54]. Aucune théorie actuelle ne permet cependant de décrire de manière satisfaisante cette asymétrie baryon-antibaryon.

De façon générale on peut conclure qu'une connaissance approfondie du phénomène de la violation de CP est donc non seulement nécessaire pour comprendre la formation de l'Univers, mais apparaît également comme un bon moyen d'apprendre ce qu'il y a au delà du Modèle Standard.

3.3 Mesure de la violation de CP dans la physique des mésons beaux

Nous nous placerons dans la suite de l'exposé dans le cadre du Modèle Standard et nous utiliserons le formalisme développé pour modéliser le mélange $B^0 - \overline{B^0}$ (voir la section 2.3).

De façon générale la violation de CP dans la décroissance des mésons beaux doit se manifester par la différence entre les deux largeurs de désintégration:

$$\Gamma(B \to f) \neq \Gamma(\overline{B} \to \overline{f}) \tag{3.29}$$

Il paraît donc naturel de calculer l'asymétrie entre ces deux largeurs, que ce soit sous une forme dépendante du temps:

$$\mathcal{A}(t) = \frac{\Gamma(\overline{B}(t) \to \overline{f}) - \Gamma(B(t) \to f)}{\Gamma(\overline{B}(t) \to \overline{f}) + \Gamma(B(t) \to f)} \tag{3.30}$$

ou intégrée sur le temps entre t_{cut} et ∞:

$$\mathcal{A} = \frac{\int_{t_{cut}}^{\infty} \Gamma(\overline{B}(t) \to \overline{f})dt - \int_{t_{cut}}^{\infty} \Gamma(B(t) \to f)dt}{\int_{t_{cut}}^{\infty} \Gamma(\overline{B}(t) \to \overline{f}dt) + \int_{t_{cut}}^{\infty} \Gamma(B(t) \to f)dt} \tag{3.31}$$

Avant de détailler les différentes origines possibles pour la violation de la symétrie CP dans la décroissance des mésons beaux, nous allons définir les paramètres utiles pour leur caractérisation. Nous avons rappelé que les grandeurs physiques sont conservées sous la transformation CPT. Dans ce cas, les états physiques $|B_L^0>$ et $|B_H^0>$ de l'équation (2.18) peuvent s'écrire en fonction de 2 paramètres seulement (au lieu de quatre) [30]:

$$\begin{aligned} |B_L^0> &= p|B^0> + q|\overline{B^0}> \\ |B_H^0> &= p|B^0> - q|\overline{B^0}> \end{aligned} \tag{3.32}$$

avec:

$$|p|^2 + |q|^2 = 1 \tag{3.33}$$

On utilisera dans la suite le rapport q/p (défini à une phase près) que l'on peut exprimer en fonction des éléments de matrice M_{12} et Γ_{12} et des grandeurs Δm et $\Delta\Gamma$.

$$\left|\frac{q}{p}\right|^2 = \left|\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{\Delta m - \frac{i}{2}\Delta\Gamma}\right| \tag{3.34}$$

On utilise également souvent le paramètre ϵ_B définit comme:

$$\epsilon_B = \frac{p+q}{p-q} \tag{3.35}$$

Les états $|B_L^0>$ et $|B_H^0>$ ne dépendent alors plus que de ce paramètre qui peut être interprété comme une déviation par rapport au mélange parfait $B^0 - \overline{B}^0$:

$$\begin{aligned} |B_L^0> &= \frac{(1+\epsilon_B)|B^0> + (1-\epsilon_B)|\overline{B^0}>}{\sqrt{2(1+|\epsilon_B|^2)}} \\ |B_H^0> &= \frac{(1+\epsilon_B)|B^0> - (1-\epsilon_B)|\overline{B^0}>}{\sqrt{2(1+|\epsilon_B|^2)}} \end{aligned} \tag{3.36}$$

L'analogie entre le système des mésons K^0, voir l'équation (3.11), et B^0 est donné par:

$$\epsilon_B \to \epsilon_K \ , \ |B_L^0> \to |K_S^0> \ , \ |B_H^0> \to |K_L^0> \tag{3.37}$$

En appliquant les équations (2.21) aux états physiques $|B_H^0>$ et $|B_L^0>$ définis dans l'équation 3.32, on peut calculer l'évolution temporelle des états $|B^0>$ et $|\overline{B^0}>$:

$$\begin{aligned} |B^0(t)> &= \frac{1}{2p}\left(|B_L^0(t)> + |B_H^0(t)>\right) \\ |\overline{B^0}(t)> &= \frac{1}{2q}\left(|B_L^0(t)> - |B_H^0(t)>\right) \end{aligned} \tag{3.38}$$

En utilisant les équations (3.32), (2.21), (2.22) et (2.23), on trouve:

$$\begin{aligned} |B^0(t)> &= e^{-(im+\frac{1}{2}\Gamma)\frac{t}{\hbar}}\left\{\cos\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)|B^0> + \frac{iq}{p}\sin\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)|\overline{B^0}>\right\} \\ |\overline{B^0}(t)> &= e^{-(im+\frac{1}{2}\Gamma)\frac{t}{\hbar}}\left\{\cos\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)|\overline{B^0}> - \frac{ip}{q}\sin\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)|B^0>\right\} \end{aligned} \tag{3.39}$$

On définit l'amplitude de transition, A_f, entre l'état $|B^0>$ et l'état final,$|f>$ comme:

$$\begin{aligned} A_f &= <f|B^0> = e^{i\phi_1}e^{i\alpha_1}|A_1| + e^{i\phi_2}e^{i\alpha_2}|A_2| + ... \\ \overline{A_f} &= <f|\overline{B^0}> = e^{i\phi_1'}e^{i\alpha_1'}|A_1'| + e^{i\phi_2'}e^{i\alpha_2'}|A_2'| + ... \end{aligned} \tag{3.40}$$

où f représente les états finals; ϕ_1, ϕ_1', ϕ_2, ϕ_2' les phases faibles; α_1, α_1', α_2, α_2' les phases fortes (interactions dans l'état final); $|A_1|$, $|A_1'|$, $|A_2|$ $|A_2'|$ sont les magnitudes des amplitudes de transition des différents diagrammes. On définit:

$$\begin{aligned} r_f &= \frac{q}{p}\frac{\overline{A_f}}{A_f} \\ \overline{r_f} &= \frac{p}{q}\frac{A_f}{\overline{A_f}} \end{aligned} \tag{3.41}$$

grandeur qui est indépendante des conventions de phases choisies [12].

Dans la suite on utilisera les notations suivantes pour la largeur partielle:

$$B_f^0(t) = Pr(B^0(t) \to f) = |<f|B^0(t)>|^2 = \Gamma(B^0(t) \to f) \tag{3.42}$$

et en calculant l'expression $|<f|B^0(t)>|^2$ à partir des équations (3.39), on obtient:

$$B_f^0(t) = e^{\frac{-\Gamma t}{\hbar}}\left[\cos^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)|A_f|^2 + \sin^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)\left|\frac{q}{p}\right|^2|\overline{A_f}|^2 - 2\sin\left(x_q\frac{t}{\tau}\right)\mathrm{Im}(r_f)|A_f|^2\right] \tag{3.43}$$

et

$$\overline{B_f^0}(t) = e^{\frac{-\Gamma t}{\hbar}}\left[\cos^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)|\overline{A_f}|^2 + \sin^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)\left|\frac{p}{q}\right|^2|A_f|^2 + 2\sin\left(x_q\frac{t}{\tau}\right)\mathrm{Im}(\overline{r_f})|\overline{A_f}|^2\right] \tag{3.44}$$

Le premier terme dans les équations (3.43) et (3.44) correspond à l'amplitude de transition dans le cas où le méson n'a pas oscillé avant sa décroissance, le second terme au cas où il a oscillé et le dernier terme à l'interférence entre les deux premiers termes. On obtient l'expression correspondante pour un état final $\overline{f}$ si l'on remplace $A_f \to A_{\overline{f}}$.

Nous allons maintenant présenter les trois origines possibles pour la violation de la symétrie CP dans la décroissance des mésons beaux: i) la violation de CP est uniquement due à la décroissances des mésons beaux, ii) uniquement due à l'oscillation des mésons beaux ou iii) due à l'interférence entre ces deux phénomènes. Nous verrons également que le système des mésons beaux neutres est celui où la valeur de l'asymétrie attendue est la plus importante.

3.3.1 La violation de CP directe

Dans ce cas, on doit s'assurer que le méson B n'a pas oscillé avant de se désintégrer, et donc que:

$$\begin{aligned} \overline{A_f} &= < f|\overline{B^0} > = 0 \\ A_{\overline{f}} &= < \overline{f}|B^0 > = 0 \end{aligned} \tag{3.45}$$

où f est un état final spécifique de saveur c'est-à-dire que l'on peut déterminer la nature du méson B^0 (B^0 ou $\overline{B^0}$) à partir de la connaissance de f. En remplaçant dans l'expression des largeurs partielles (3.43) et (3.44), on obtient:

$$\begin{aligned} \Gamma(B^0(0) \to B^0(t) \to f) &= B_f^0(t) = e^{\frac{-\Gamma t}{\hbar}} \cos^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)|A_f|^2 \\ \Gamma(\overline{B^0}(0) \to \overline{B^0}(t) \to \overline{f}) &= \overline{B_{\overline{f}}^0}(t) = e^{\frac{-\Gamma t}{\hbar}} \cos^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)|\overline{A_{\overline{f}}}|^2 \end{aligned} \tag{3.46}$$

Une mesure de l'asymétrie donnée dans l'équation (3.30) s'écrit alors:

$$\mathcal{A}(t) = \frac{\Gamma(\overline{B^0}(t) \to \overline{f}) - \Gamma(B^0(t) \to f)}{\Gamma(\overline{B^0}(t) \to \overline{f}) + \Gamma(B^0(t) \to f)} = \frac{|\overline{A_{\overline{f}}}|^2 - |A_f|^2}{|\overline{A_{\overline{f}}}|^2 + |A_f|^2} \tag{3.47}$$

et une valeur non nulle ne peut alors être expliquée que par une différence entre les amplitudes de transition au carré $B^0 \to f$ et $\overline{B^0} \to \overline{f}$. Notons que, dans ce cas, la valeur de l'asymétrie intégrée sur le temps est égale à celle dépendante du temps. Cette mesure peut être faite aussi bien pour les mésons neutres que pour les mésons chargés, puisqu'elle est indépendante de l'oscillation $B^0 - \overline{B^0}$.

Cette étude a déjà été menée dans le système des mésons K^0, en calculant le rapport des deux amplitudes:

$$\eta^{\pm} = \frac{A(K_L^0 \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)} = \epsilon_K + \epsilon'_K \tag{3.48}$$

et

$$\eta^{00} = \frac{A(K_L^0 \to \pi^0\pi^0)}{A(K_S^0 \to \pi^0\pi^0)} = \epsilon_K - 2\epsilon'_K \tag{3.49}$$

L'observation d'une valeur de $|\epsilon'_K|$ non nulle serait la traduction d'un effet de violation de CP directe, c'est-à-dire purement du à la désintégration du méson K^0. Un tel effet n'a pu être mis en évidence expérimentalement [39]. Notons également que cette mesure permettrait à priori de choisir entre la théorie "Superfaible" (cf. section 3.2.3), et l'explication du Modèle Standard, puisque la première, au contraire de la seconde, ne prédit pas de différence entre $\eta^{\pm}$ et η^{00}.

3.3.2 La violation de CP due au mélange $B^0 - \overline{B}^0$

Le mélange $B^0 - \overline{B}^0$ vient d'un processus mettant en jeu les interactions faibles. Si CP est violée dans cette interaction il serait naturel d'observer une différence entre $B^0 \to \overline{B}^0$ et $\overline{B}^0 \to B^0$. Au contraire de la violation de CP directe, on doit s'assurer que le méson B^0 a oscillé avant de se désintégrer en un état final f spécifique de saveur. On a donc:

$$\begin{aligned} A_f &= < f|B^0 > = 0 \\ \overline{A_{\overline{f}}} &= < \overline{f}|\overline{B^0} > = 0 \end{aligned} \tag{3.50}$$

et en remplaçant dans l'équation (3.44), on obtient pour la largeur partielle:

$$\begin{aligned} \Gamma(B^0(0) \to \overline{B^0}(t) \to f) &= B^0_f(t) = e^{\frac{-\Gamma t}{\hbar}} \left|\frac{q}{p}\right|^2 \sin^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right) |A_f|^2 \\ \Gamma(\overline{B^0}(0) \to B^0(t) \to \overline{f}) &= \overline{B^0_{\overline{f}}}(t) = e^{\frac{-\Gamma t}{\hbar}} \left|\frac{p}{q}\right|^2 \sin^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right) |\overline{A_{\overline{f}}}|^2 \end{aligned} \tag{3.51}$$

Dans le cas où aucun effet de violation de CP directe n'a été observé, $|A_f| = |\overline{A_{\overline{f}}}|$, d'après l'équation (3.47), l'asymétrie $\mathcal{A}$ de l'équation (3.30) s'écrit:

$$\mathcal{A}(t) = \frac{\left|\frac{p}{q}\right|^2 - \left|\frac{q}{p}\right|^2}{\left|\frac{p}{q}\right|^2 + \left|\frac{q}{p}\right|^2} \tag{3.52}$$

L'effet attendu dans le cadre du Modèle Standard est très faible (entre 0,1 et 1 %), et toute valeur anormalement importante (> 1 %) ne pourrait être expliquée par ce modèle. Cette mesure peut être faite, par exemple, en s'intéressant aux états finals à deux leptons qui permettent de faire connaître la saveur du méson B^0 au moment de sa décroissance:

$$B^0 \to \overline{B^0} \to l^+ l^+ + X \neq \overline{B^0} \to B^0 \to l^- l^- + X \tag{3.53}$$

3.3.3 La violation de CP associant mélange et désintégration

Enfin, on peut interpréter les effets de violation de CP comme une interférence entre désintégration et mélange $B^0 - \overline{B}^0$ (on se place donc dans le système des mésons neutres).

Comme aucune manifestation de violation de CP directe ou due uniquement au mélange $B^0 - \overline{B}^0$ n'a pu être en évidence expérimentalement, on fera dans la suite les hypothèses simplificatrices suivantes [34]:

- pas de violation de CP directe: $|A| = |A_f| = |\overline{A_{\overline{f}}}|$, d'après l'équation (3.47);
- pas de violation de CP dans le mélange $B^0 - \overline{B^0}$: $\left|\frac{p}{q}\right| = \left|\frac{q}{p}\right| = 1$, d'après l'équation (3.52);
- les phases faibles ϕ_i sont uniquement dues aux éléments de la matrice CKM et sont identiques pour les décroissances des mésons B^0 et $\overline{B^0}$: $\phi = \phi_1 = \phi_1'$, $\phi' = \phi_2 = \phi_2'$, ...

De plus, de manière à pouvoir faire des prédictions théoriques fiables et contraignantes, on choisira des états finals états propres de CP: $f = f_{\rm CP}$, avec ${\rm CP}|f_{\rm CP}>= \eta_{\rm CP}|f_{\rm CP}>$. Cependant, au contraire des deux cas précédents, on ne peut pas connaître la nature du méson B^0 en utilisant l'état final ($B^0 \to f$ et $\overline{B^0} \to f$) et il faut utiliser une méthode, présentée dans la section 6, et basée sur la corrélation entre les deux quarks de la paire $b\bar{b}$. On peut donc réécrire les équations (3.43) et (3.44) comme:

$$B_f^0(t) = e^{\frac{-\Gamma t}{\hbar}}|A|^2\left[\cos^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right) + \sin^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right) - 2\sin\left(x_q\frac{t}{\tau}\right)\mathrm{Im}(r_{f_{\rm CP}})\right] \tag{3.54}$$

et

$$\overline{B_f^0}(t) = e^{\frac{-\Gamma t}{\hbar}}|A|^2\left[\cos^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right) + \sin^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right) + 2\sin\left(x_q\frac{t}{\tau}\right)\mathrm{Im}(\overline{r_{f_{\rm CP}}})\right] \tag{3.55}$$

Si l'on se place dans le cas où l'amplitude $A_{f_{\rm CP}}$ peut être calculée à partir d'un seul diagramme de Feynman le calcul de $r_{f_{\rm CP}}$ est simplifié[2]. On écrit alors les amplitudes sous la forme:

$$\begin{aligned} A_{f_{\rm CP}} &= e^{i\phi}e^{i\alpha}|A| \\ \overline{A_{f_{\rm CP}}} &= \eta_{\rm CP}e^{-i\phi}e^{i\alpha}|A| \end{aligned} \tag{3.56}$$

où seules les phases faibles sont affectées par la transformation de CP [30]. Donc:

$$\frac{\overline{A_{f_{\rm CP}}}}{A_{f_{\rm CP}}} \sim \eta_{\rm CP}e^{-2i\phi} \tag{3.57}$$

De plus, nous avons vu que dans le cadre du Modèle Standard $|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$, ce qui fait que l'équation (3.34) peut s'écrire:

$$\frac{q}{p} \sim \frac{M_{12}^*}{M_{12}} = \frac{(V_{tb}^*V_{td})^2}{|V_{tb}^*V_{td}|^2} = \frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{tb}V_{td}^*} = e^{2i\beta} \tag{3.58}$$

2. Cette hypothèse est justifiée pour certaines décroissances du méson B_d^0 comme nous l'avons montré dans la section 2.4.

Finalement, $|r_{f_{CP}}| = |\overline{r_{f_{CP}}}| = 1$ et:

$$\begin{aligned} r_{f_{CP}} &= \eta_{CP} e^{2i(\beta-\phi)} \\ \overline{r_{f_{CP}}} &= \eta_{CP} e^{-2i(\beta-\phi)} \end{aligned} \tag{3.59}$$

En mettant les expressions de $r_{f_{CP}}$ et de $\overline{r_{f_{CP}}}$ dans les équations (3.54) et (3.55), les asymétries définies dans les équations (3.30) et (3.31) s'écrivent:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(t) &= \eta_{CP} \times \sin(x_q \tfrac{t}{\tau}) \times \sin 2(\beta-\phi) \\ \mathcal{A} &= \eta_{CP} \times \frac{\sin(x_q \frac{t_{cut}}{\tau}) + x_q cos(x_q \frac{t_{cut}}{\tau})}{x_q^2+1} \times \sin 2(\beta-\phi) \end{aligned} \tag{3.60}$$

Dans la suite de l'exposé on définira le facteur d'intégration, D_{int}, comme:

$$D_{int} = \frac{\sin(x_q \frac{t_{cut}}{\tau}) + x_q cos(x_q \frac{t_{cut}}{\tau})}{x_q^2+1} \tag{3.61}$$

L'angle ϕ est l'un des 3 angles du triangle d'unitarité, et la mesure de ces asymétries permet de calculer directement la valeur de l'angle $\Phi = \beta - \phi = \alpha, \beta, \gamma$. On peut remarquer dans le cas d'un triangle plat, c'est-à-dire si la phase δ de la matrice CKM est nulle, que les asymétries sont nulles[3]. Cette phase est donc responsable de la violation de CP dans le système des mésons B^0. Enfin les valeurs attendues pour ces asymétries sont importantes, typiquement entre 10% et 50% suivant la valeur des angles du triangles d'unitarité.

Nous allons maintenant présenter les états finals les plus favorables pour la mesure des angles du triangle d'unitarité.

1. Mesure de l'angle α à l'aide de $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$

La mesure de l'angle α (entre les éléments de matrices V_{ub} et V_{td}^*) se fait en utilisant la décroissance $b \to u q_1 \overline{q_2}$. Les canaux qui s'imposent sont donc $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$[4], $K\pi, D\pi$ ou même $B_d^0 \to DK$. Ces trois derniers ne peuvent pas être calculés, même en première approximation, à partir d'un seul diagramme de Feynman [55]. Par contre la décroissance $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ si l'on néglige la contribution des diagrammes pingouins peut être calculée dans le cadre défini plus haut. De l'équation (2.36), on déduit que:

$$\frac{\overline{A_{\pi\pi}}}{A_{\pi\pi}} = \frac{V_{ub}^* V_{ud}}{V_{ub} V_{ud}^*} = e^{-2i\gamma} \ , \quad \phi = \gamma \tag{3.62}$$

Nous avons déjà montré dans l'équation (3.10) que la valeur propre de CP est $\eta_{CP} = 1$.

3. Dans le cas d'angle ϕ très faible comme c'est le cas pour les triangles (3.24)a et (3.24)d, la valeur de l'asymétrie attendue est également proche de 0. Ceci signifie que la violation de CP pour le système K et D est très faible comparée à celle attendue pour le système du B.

4. Les canaux utilisant les résonances ρ et a_1 peuvent également être utilisés: $B_d^0 \to \rho\pi$ et $B_d^0 \to a_1\pi$.

En remplaçant ϕ par γ dans les équations (3.60), on obtient:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(t) &= \sin(x_d \tfrac{t}{\tau}) \times \sin 2\alpha \\ \mathcal{A} &= D_{int} \times \sin 2\alpha \end{aligned} \tag{3.63}$$

Pour ce canal de décroissance l'asymétrie attendue est supérieure à 10 %.

2. Mesure de l'angle β à l'aide du canal $B^0_d \to J/\psi K^0_S$

Pour mesurer l'angle β, il faut faire intervenir la décroissance $b \to cq_1\overline{q_2}$, comme nous allons le montrer. Le canal $B^0_d \to J/\psi K^0_S$ [5] est privilégié aussi bien au niveau expérimental (cf. section 6) que théorique (état final propre de CP). De l'équation (2.35) (où l'on néglige la contribution des diagrammes pingouins), on peut déduire:

$$\frac{\overline{A_{J/\psi K^0_S}}}{A_{J/\psi K^0_S}} = \frac{V^*_{cb}V_{cs}}{V_{cb}V^*_{cs}} = 1 \ , \quad \phi = 0 \tag{3.64}$$

car V_{cb} et V_{cs} sont des nombres réels. Or comme $\eta_{CP} = -1$, on obtient donc pour les asymétries définies dans les équations (3.60):

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(t) &= -\sin(x_d \tfrac{t}{\tau}) \times \sin 2\beta \\ \mathcal{A} &= -D_{int} \times \sin 2\beta \end{aligned} \tag{3.65}$$

En tenant compte des valeurs actuelles dans lesquelles se situe la valeur de l'angle β, l'asymétrie attendue est supérieure à 10 %. Notons qu'il y a d'autres moyens de mesurer cette angle, comme par exemple $B^0_d \to D^0\pi^+$ [55], ou $B^0_d \to D^+D^-, D^{*+}D^{*-}, D^{*\pm}D^{\mp}$.

La mesure de l'angle γ est plus problématique et peut en principe être obtenue à partir des canaux de décroissance du méson B^0_s comme $B^0_s \to KK$ [55]. Nous ne la considérerons pas dans la suite de l'exposé.

Nous avons démontré que la mesure des paramètres de la violation de CP α et β est possible en utilisant les canaux de décroissances $B^0_d \to \pi^+\pi^-$ et $B^0_d \to J/\psi K^0_S$ respectivement. Nous allons maintenant présenter les performances du détecteur CMS pour ces mesures. CMS, qui sera mis en service en 2005 auprès de le collisionneur LHC au CERN, n'a pas été optimisé pour étudier ces canaux de physique. Nous verrons qu'il pourra néanmoins obtenir des résultats comparables avec les autres expériences dédiées à cette physique.

5. Le canal $B^0_d \to J/\psi K^0_L$ peut également être considéré si le détecteur permet la reconstruction ou l'identification du K^0_L.

Chapitre 4

Le détecteur CMS auprès du collisionneur LHC

Nous allons présenter dans ce chapitre les domaines de physique qui pourront être étudiés grâce aux collisions proton-proton à 14 TeV dans le centre de masse réalisées en utilisant le collisionneur LHC. Nous insisterons plus particulièrement sur la période où le collisionneur fonctionnera à faible luminosité ($L \leq 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}), pendant laquelle seront étudiés les canaux sensibles à la violation de CP, $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ et $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$. Nous décrirons ensuite l'un des détecteurs installés sur le LHC, CMS, en détaillant particulièrement le système de déclenchement utilisé pour sélectionner les événements $pp \to b\bar{b} + X$.

Le référentiel et les paramètres cinématiques employés dans la suite sont détaillés dans l'annexe A.

4.1 La physique au LHC

La collision entre faisceaux de particules ou entre un faisceau et une cible fixe est le moyen utilisé pour connaître les constituants élémentaires de la matière. Les produits de la collision sont ensuite mesurés par des détecteurs situés autour du point d'interaction. L'inconvénient majeur de la collision sur cible fixe est que seule une partie de l'énergie du faisceau est disponible pour la réaction, le reste étant "perdu" dans le mouvement du centre de masse. La collision entre deux faisceaux permet par contre de disposer de l'énergie des deux faisceaux dans le centre de masse, au prix d'un taux d'interaction plus faible. C'est ce mode qui a été choisi pour le collisionneur LHC (Large Hadron Collider) [56] car c'est le seul qui permette d'atteindre les régions en énergies situées entre 100 GeV et 1 TeV.

4.1.1 Le collisionneur LHC

Les collisionneurs sont des synchrotrons destinés à accélérer et à stocker des faisceaux de particules très énergétiques sous forme de paquets. Le LHC est le dernier projet de

collisionneurs qui sera construit au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) à Genève. Sa mise en chantier est prevue en 2001 et sa mise en service en 2004. Il tirera avantage des autres collisionneurs déjà construits au CERN:

- il sera installé dans le tunnel du LEP (Large Electron Positron Collider), enterré à une profondeur variant entre 50 et 170 mètres et de rayon $\sim$ 2,8 km, qui permet depuis 1989 de collisionner des électrons et des positrons à des énergies allant de 88 à 200 GeV;

- il utilisera également le réseau d'accélérateurs existants comme cela est illustré sur la figure 4.1. Dans le cas des collisions proton-proton, les particules sont accélérées dans un accélérateur linéaire (LINAC) puis dans un booster et sont ensuite injectées à une énergie de 1 GeV dans le synchrotron à protons (PS) et dans le super synchrotron à protons (SPS) où ils acquièrent une énergie de 450 GeV.

Cette organisation permet d'atteindre le domaine en énergie voulu en minimisant les investissements. Elle autorise également une grande souplesse d'utilisation, trois types de faisceaux pouvant être produits: les électrons, les protons et les ions. Le programme de physique potentiel est donc très riche: il comprend l'étude des collisions proton-proton et ion-ion, ainsi que la possibilité de collisions électron-proton à des énergies jamais atteintes. Le LHC fut imaginé au milieu des années 1980 pendant la construction du tunnel du LEP et a trouvé sa concrétisation définitive dans l'approbation du projet par le conseil du CERN en décembre 1994. Deux expériences générales ont, pour l'instant, reçu l'approbation du CERN pour la construction: CMS (Compact Muon Solenoid)[57] et ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [58]. Les expériences dédiées aux collisions entre ions lourds, ALICE [59], et à la physique du B, LHC-B [60], sont encore à l'étude. Les positions des différentes expériences sur l'anneau LHC sont montrées sur la figure 4.2.

Les performances d'un collisionneur peuvent être caractérisées par deux grandeurs:

- l'énergie dans le centre de masse, $\sqrt{s} = 2E$, où E est l'énergie du faisceau; on suppose dans ce cas que les particules des deux faisceaux sont accélérées à la même énergie;

- la luminosité, L, en $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

La luminosité permet de calculer le nombre d'événements attendus par unité de temps (N) pour une section efficace (σ) donnée:

$$N = L\sigma \tag{4.1}$$

Elle dépend du nombre de particules par paquets dans chacun des faisceaux (n_1, n_2), de la distribution gaussienne de ces particules dans les paquets (σ_x et σ_y en cm) et de la fréquence de révolution des paquets (f en s^{-1}). Si l'on considère B paquets, on obtient:

$$L = \frac{1}{4\pi}\frac{n_1 n_2 f B}{\sigma_x \sigma_y} \tag{4.2}$$

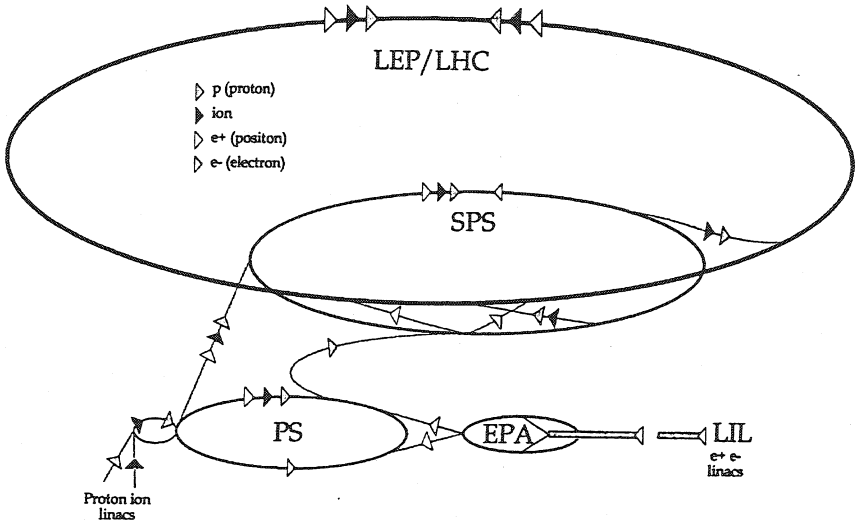

FIG. 4.1 - *La chaîne d'injection du LHC.*

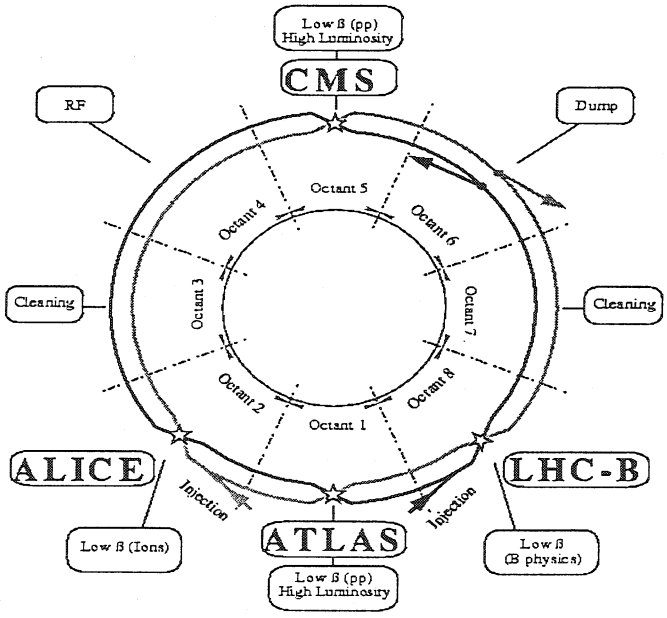

FIG. 4.2 - *La disposition schématique des différents détecteurs au LHC.*

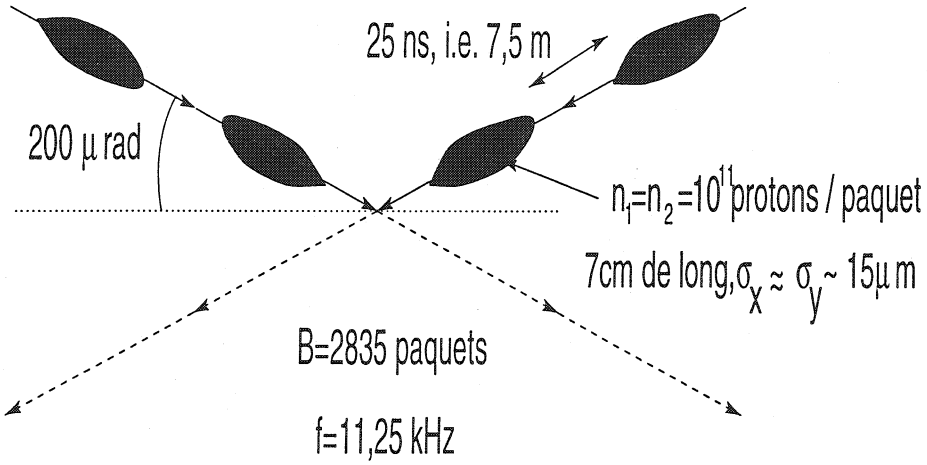

FIG. 4.3 - *Quelques paramètres du LHC pour les collisions proton-proton à haute luminosité.*

Dans le cas des collisions proton-proton au LHC les différents paramètres nécessaires au calcul de la luminosité sont donnés sur la figure 4.3. Une collision aura lieu toutes les 25 ns entre deux faisceaux de protons de 7 TeV chacun. La durée de vie d'un faisceau est estimée à 22 heures. La luminosité nominale, ou haute luminosité, sera de $L = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1} (cette valeur sera stable pendant environ 10 heures de prise de données). Elle sera atteinte après une période de un à deux ans de fonctionnement à une luminosité plus faible L $\leq 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}.

La solution choisie pour courber la trajectoire des protons consiste en deux tubes à vide parallèles, entourés par deux bobines supraconductrices générant un champ magnétique de 8,4 T suivant l'axe y (solution dite du "deux-en-un"). Les deux faisceaux de protons peuvent ainsi circuler en sens opposés dans chacun des deux tubes à vide puisque les champs sont anti-parallèles.

Les collisionneurs existant à l'heure actuelle permettent d'atteindre des énergies dans le centre de masse de la réaction d'environ 2 TeV dans le cas des protons (le Tevatron aux Etats-Unis) et environ 200 GeV dans le cas des électrons (le LEP au CERN). Le LHC représentera donc une nouvelle génération de collisionneur permettant de couvrir un domaine en énergie inaccessible pour les collisionneurs actuels.

Nous allons maintenant passer en revue le programme de physique réalisable au LHC dans le cadre des collisions proton-proton. Nous examinerons ensuite plus en détails le cas de la production des paires $b\bar{b}$ à faible luminosité.

4.1.2 La physique à haute luminosité

La figure 4.4 montre quelques sections efficaces et taux de production pour des processus caractéristiques dans les collisions proton-proton. Les extrapolations des données recueillies auprès des différentes expériences (UAx (x=1 à 5), CDF, E710, ...) permettent d'obtenir la valeur attendue lors des collisions proton-proton au LHC.

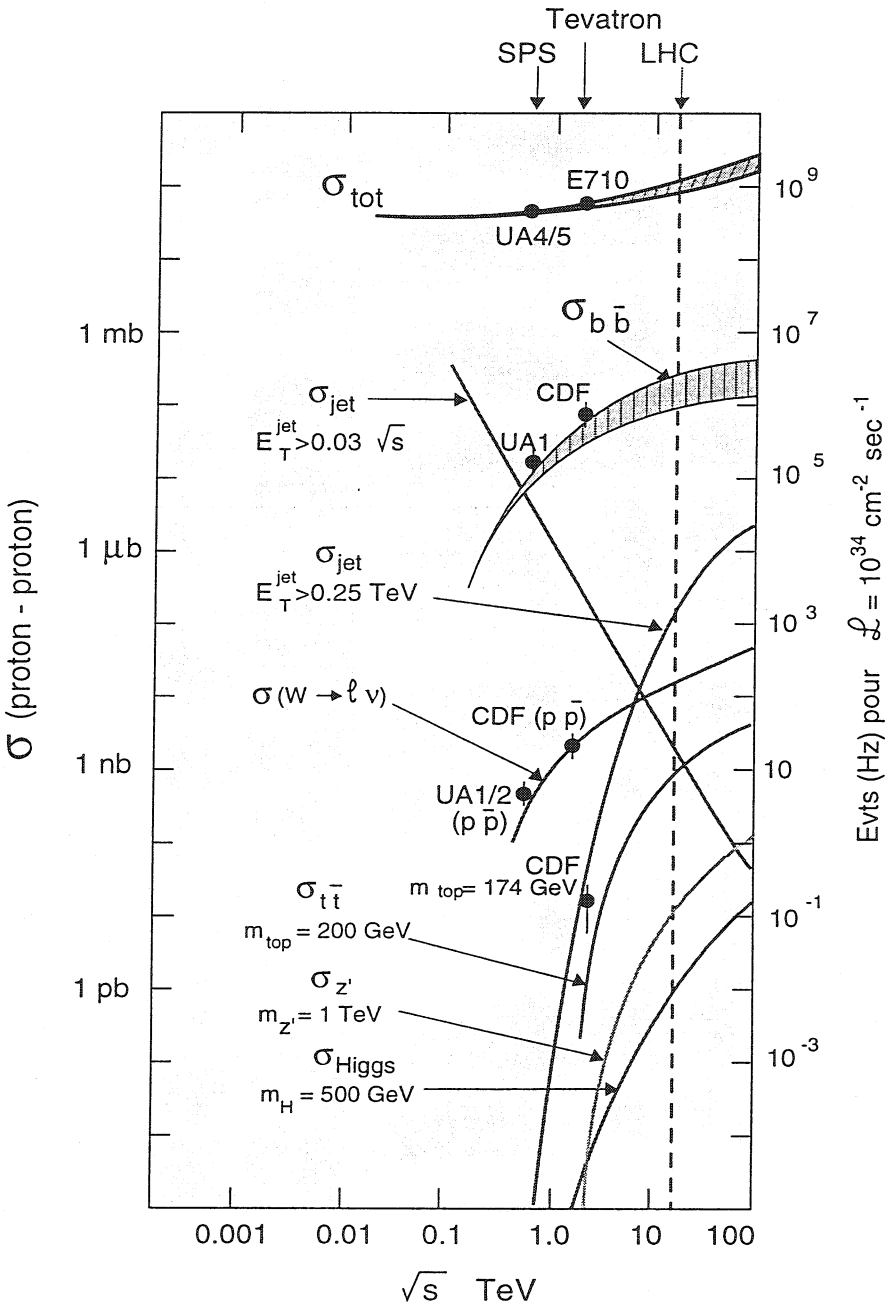

FIG. 4.4 - *Sections efficaces et taux de production de quelques processus caractéristiques pour des collisions proton-proton. Les lignes pleines représentent les extrapolations possibles à partir des données actuelles pour les énergies du LHC [62].*

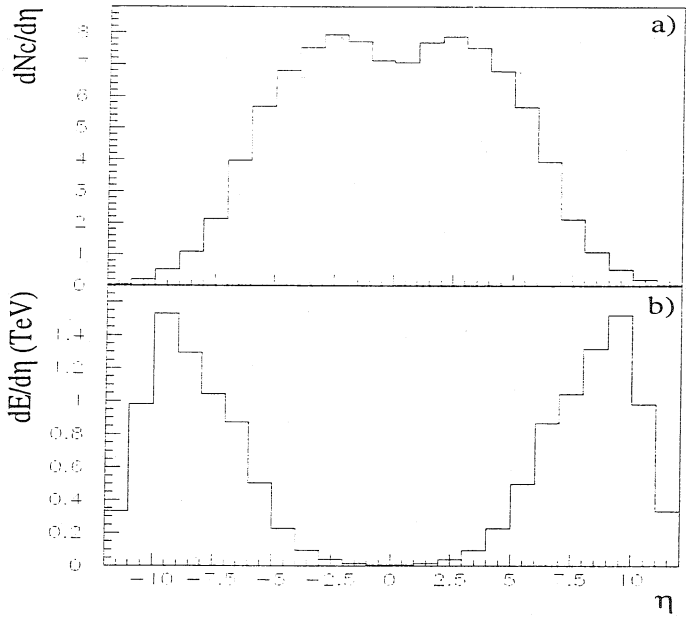

FIG. 4.5 - *a) Distribution moyenne du nombre de particules chargées (N_c) et b) de l'énergie en fonction de la pseudorapidité pour des collisions inélastiques au LHC [63].*

La valeur de la section efficace totale est estimée à environ 100 mb [61], et le quart de cette valeur provient de la section efficace élastique. Le nombre d'événements par seconde correspondant est estimé à 10^9 pour une luminosité de 10^{34} cm^{-2}s^{-1}. Ceci vient du fait qu'en moyenne 20 à 25 interactions sont produites par croisement: il y a empilement d'événements et les vertex des différentes interactions sont répartis sur l'axe des faisceaux suivant une distribution gaussienne de largeur 5,3 cm suivant l'axe z et de quelques dizaines de microns dans le plan transverse. Même si cette situation est à priori défavorable pour l'analyse des données, la luminosité atteinte permet d'accroître le potentiel de LHC pour les processus impliquant des particules lourdes (quarks b et t, Higgs, ...) comme le montre la figure 4.4.

Les particules chargées issues des collisions inélastiques proton-proton sont essentiellement produites dans des régions en pseudorapidité, $|\eta| > 2,5$, c'est-à-dire un angle d'environ 10^o par rapport à l'axe des faisceaux, comme on peut le voir sur la figure 4.5. Par contre, La majorité de l'énergie de collision est emportée par des particules neutres situées dans une région très proche de l'axe des faisceaux, $|\eta| \geq 5$. La plupart des particules ne seront donc pas détectées par les expériences qui ont une couverture angulaire $|\eta| < 5$. Le nombre moyen de particules chargées produites lors des interactions proton-proton est estimé à 30 (voir la figure 4.5), soit environ 750 particules par croisement de faisceaux. Cela représente à peu près 15 % du nombre total de particules produites. Ces estimations permettent de mieux comprendre les contraintes qui seront imposées au détecteur placé au point de collision proton-proton ainsi que le type de détecteurs à utiliser.

Le but principal du LHC est d'étudier les mécanismes responsables de la brisure de la symétrie électrofaible [57]. Le boson de Higgs postulé par le Modèle Standard est une explication possible, qui pourra être vérifiée pour des valeurs de M_H allant de 80 GeV à

1 TeV. Ce domaine en énergie correspond aux limites actuelles fixées par la théorie et les expériences LEP [64][1]. Les canaux de décroissance du boson de Higgs qui seront étudiés par les expériences du LHC sont donnés dans la table 4.1. Ils contraignent largement les performances requises pour les détecteurs, c'est-à-dire une capacité d'identification et de mesure très précise des photons, muons et électrons énergétiques (E > 30 GeV) comme nous le verrons dans la section 4.2. Les canaux de décroissance des bosons de Higgs neutres du Modèle Standard Minimal Supersymétrique (MSSM) sont essentiellement les mêmes que ceux du Higgs du Modèle Standard, seuls les taux de production sont modifiés par les couplages du MSSM.

Etats finals	Intervalles en masse
$H \rightarrow \gamma\gamma$	80 GeV $\leq m_H \leq$ 150 GeV
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^{\pm}$	120 GeV $\leq m_H \leq$ 180 GeV
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^{\pm}$	180 GeV $\leq m_H \leq$ 650 GeV
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 2l^{\pm}2\nu$	500 GeV $\leq m_H \leq$ 1 TeV
$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$	$m_H \sim$ 1 TeV
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 2l^{\pm}2\nu$	

TAB. 4.1 - *Les états finals les plus favorables pour la détection du Higgs du Modèle Standard suivant différents intervalles en masse du boson de Higgs.*

Les autres sujets abordés concerneront en particulier la recherche de particules supersymétriques prédites par le MSSM, et d'éventuels nouveaux bosons de jauge (Z', W').

4.1.3 La physique à faible luminosité

Les premières années d'exploitation du LHC se feront à luminosité réduite (L $\leq 10^{33}$ $cm^{-2}s^{-1}$) et permettront de préparer les détecteurs pour les prises de données à haute luminosité. Cette première période sera également très favorable à des études très poussées en physique de la beauté et du top grâce à des sections efficaces de production très élevées (cf. figure 4.3) et à la (semi-) isolation des particules issues de la décroissance des hadrons B (cf. section 5.1). Ce n'est plus le cas à haute luminosité à cause de la présence des 20 à 25 événements produits par croisement de faisceaux. La figure 4.6 montre que le nombre d'événements collectés avec un seul vertex primaire durant les 20 heures de prises est maximal à faible luminosité et qu'il décroît ensuite très rapidement. Cette valeur représente en fait un compromis entre la situation où il n'y a pas d'empilement d'événements (L $\sim 10^{32}$ $cm^{-2}s^{-1}$) et la situation où le nombre d'événements par croisement est toujours supérieur à 1 (L $\sim 10^{34}$ $cm^{-2}s^{-1}$).

1. La limite inférieure actuelle est d'environ 60 GeV mais sera repoussée à 80-90 GeV par les expériences LEP II

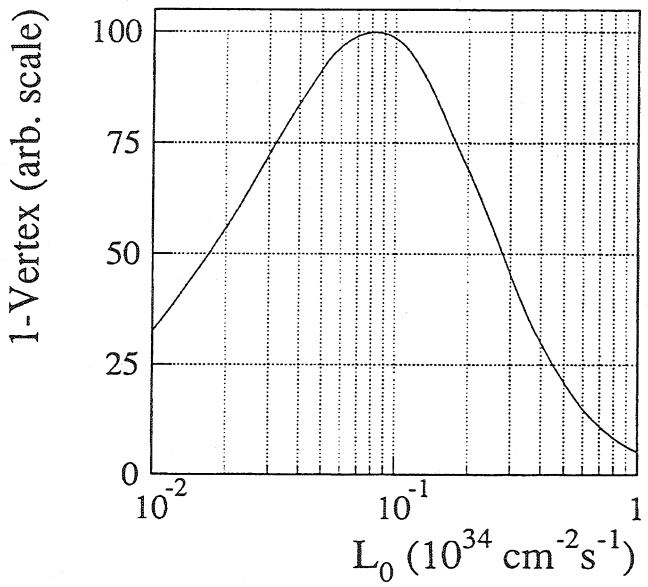

FIG. 4.6 - *Nombre absolu d'événements avec un seul vertex primaire en fonction de la luminosité initiale, L_0 [65].*

Nous allons maintenant nous intéresser plus en détails aux modes de production des hadrons à LHC. On peut en fait utiliser les résultats exposés dans la section 2.1 pour une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} \gg 2m_b$ (ce qui correspond à la limite $\rho \to 0$ de la section 2.1). La contribution vient alors des processus de fusion et de scission de gluons, dont les valeurs des sections efficaces sont reliés par la relation [22]:

$$\hat{\sigma}(\text{g-scission}) = (2 \pm 0,5) \times \hat{\sigma}(\text{g-fusion}) \tag{4.3}$$

La contribution des processus "excitation de saveur" est de l'ordre de 15% et les autres processus quark-antiquark inférieure à 1%. La section efficace de production $b\bar{b}$ est estimée aux énergies du LHC [20] à:

$$\sigma_{b\bar{b}} = 500 \pm 150 \ \text{mb} \tag{4.4}$$

et, par conséquent:

$$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{tot} \sim 5 \times 10^{-3} \tag{4.5}$$

Les erreurs sur cette estimation proviennent principalement:

- de l'application de la QCD perturbative (au second ordre en α_S) pour le domaine en énergie où $\sqrt{\rho} = \dfrac{2m_b}{\sqrt{s}} \ll 1$.
- des incertitudes sur la fonction de distribution des gluons dans le proton à petit x.

La table 4.2 montre, à titre de comparaison, les valeurs des sections efficaces totales de production $b\bar{b}$ pour les expériences actuelles et futures. On constate que les sections efficaces

Expériences	CLEO	CDF (D0)	ALEPH,OPAL DELPHI,L3	HERA-B	BELLE BaBar	ATLAS,CMS LHC-B
Date	1979	1987 (1992)	1989 - 1995	1998	1999	2004
Réactions	$e^+ e^-$	$p\,\overline{p}$	$e^+ e^-$	p Cu	$e^+ e^-$	pp
$\sqrt{s}$ (GeV)	10	1800	~ 91	40	10	14000
L ($\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$)	3×10^{32}	2×10^{31}	2×10^{31}	-	10^{33}-10^{34}	10^{32}-10^{33}
$\sigma_{b\bar{b}}$ (nb)	1	10^5	6,7	760	1	5×10^8
$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{tot}$	0,2	2×10^{-3}	0,2	10^{-6}	0,2	5×10^{-3}

TAB. 4.2 - *Les expériences actuelles et futures étudiant la physique du B [69, 70, 71].*

attendues sont plus importantes pour les expériences LHC, que pour les expériences dédiées à la physique du B (HERA-B [66], BELLE [67] et BaBar [68]).

De manière générale, on peut dégager les principales caractéristiques dynamiques des quarks b ($\overline{b}$) produits au LHC [72]:

1. leur impulsion transverse est de l'ordre de la masse du quark b:

$$< p_{T,Q} > \sim m_Q \sim 5 \text{ GeV} \tag{4.6}$$

   et dépend peu du type de processus dont il est originaire (fusion ou scission de gluons) comme l'illustre la figure 4.7;

2. leur distribution en p_T décroît rapidement vers zéro quand p_T devient plus grand que la masse du quark b [20];

3. Les paires $b\overline{b}$ sont produites "dos-à-dos" dans le centre de masse du système partonique dans le cas de la fusion de gluons. Elles sont collimées dans le cas de la scission des gluons (voir la section 5.2.1).

Nous allons maintenant décrire le détecteur CMS en nous attachant plus particulièrement à ses aspects utiles à la physique du B; nous insisterons notamment sur la sélection des événements $b\overline{b}$ au premier niveau de déclenchement – étape cruciale en raison de la fréquence très élevée des collisions proton-proton.

4.2 Le détecteur CMS

CMS (Compact Muon Solenoid) est un détecteur cylindrique, fermé par deux bouchons (ou parties latérales), et optimisé pour les études de physique à haute luminosité (L = 10^{34}

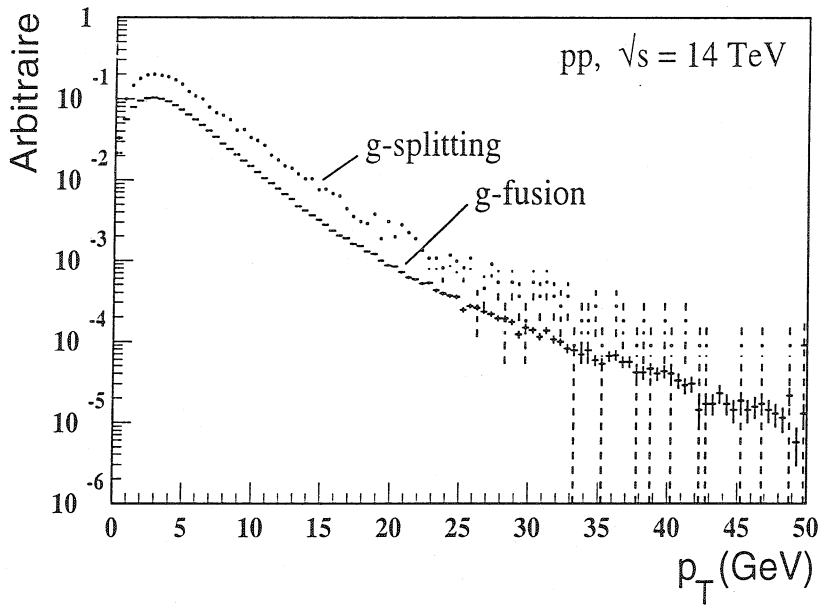

FIG. 4.7 - *Impulsion transverse du quark b.*

$cm^{-2}s^{-1}$). Il a été présenté pour la première fois à la conférence d'Aix-la-Chapelle en octobre 1990 [73] et devrait être opérationnel durant l'année 2004 lors de la mise en service du LHC. Les idées directrices de la conception du détecteur sont: une forme "compacte", c'est-à-dire 14 m de diamètre et 20 m de long[2]; un système de détection des muons performant. Ces deux exigences conduisent à choisir un champ magnétique très élevé. CMS fait construire un long solénoïde supraconducteur ($\sim$ 13 m), de grand rayon interne ($\sim$ 3 m), générant un champ magnétique uniforme de 4 T et dont la culasse en fer de 1,8 m d'épaisseur permet de canaliser le champ de retour et de supporter les 4 stations de chambres à muons. Il garantit également une bonne résolution en impulsion pour des muons pouvant aller jusqu'à de très hautes énergies ($\sim$ 1 TeV) et pouvant être émis à grand angle ($\eta \sim 2{,}5$). L'autre avantage est que le détecteur central et les calorimètres électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL) peuvent être placés à l'intérieur de l'aimant, celui-ci n'affectant pas la résolution en énergie des calorimètres. Une vue en trois dimensions de la version actuelle du détecteur CMS est montrée sur la figure 4.8.

La collaboration CMS est une collaboration mondiale regroupant actuellement 130 universités et instituts de recherche, soit un total d'environ 1200 physiciens et ingénieurs. Le Centre de Recherche Nucléaire de Strasbourg s'occupe du développement des détecteurs de traces placés dans les parties latérales du détecteur central ainsi que de l'électronique de lecture qui leur sera associée. Les performances du détecteur CMS dans les canaux de physique du B et de recherches des particules supersymétriques y sont également étudiées.

Pour avoir une idée générale du type d'événements attendus à haute luminosité, la figure 4.9 montre les particules produites lors d'un croisement des faisceaux dans le détecteur CMS. Comme nous l'avons déjà mentionné dans la section 4.1, on constate que dans leur grande

2. A titre de comparaison, le détecteur ATLAS a un diamètre de 21 m et une longueur de 44 m.

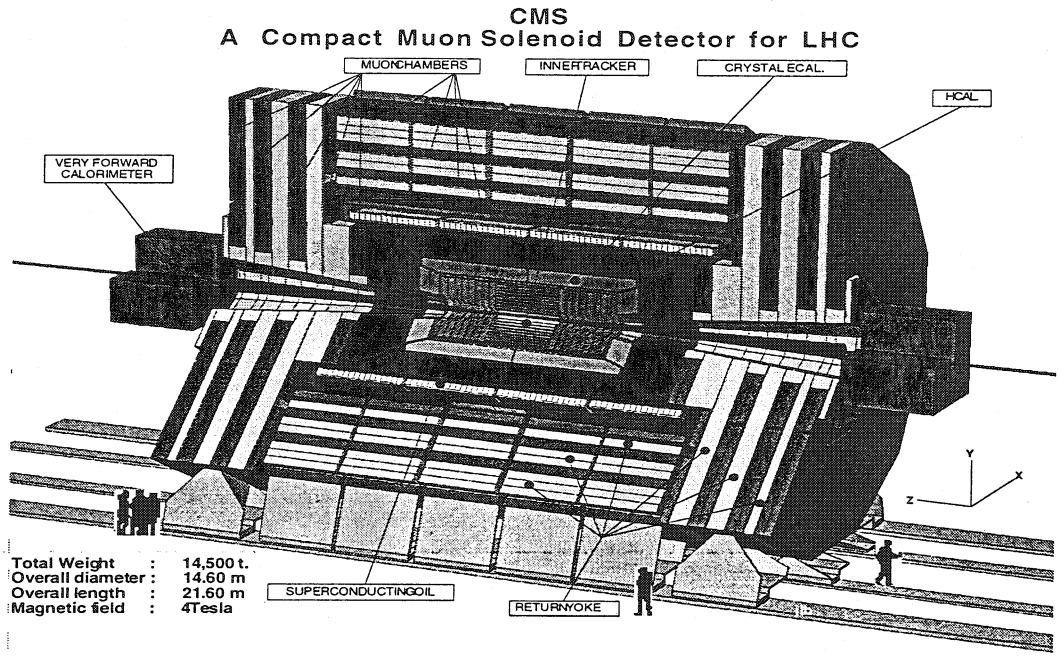

FIG. 4.8 - *Une vue à trois dimensions du détecteur CMS [57].*

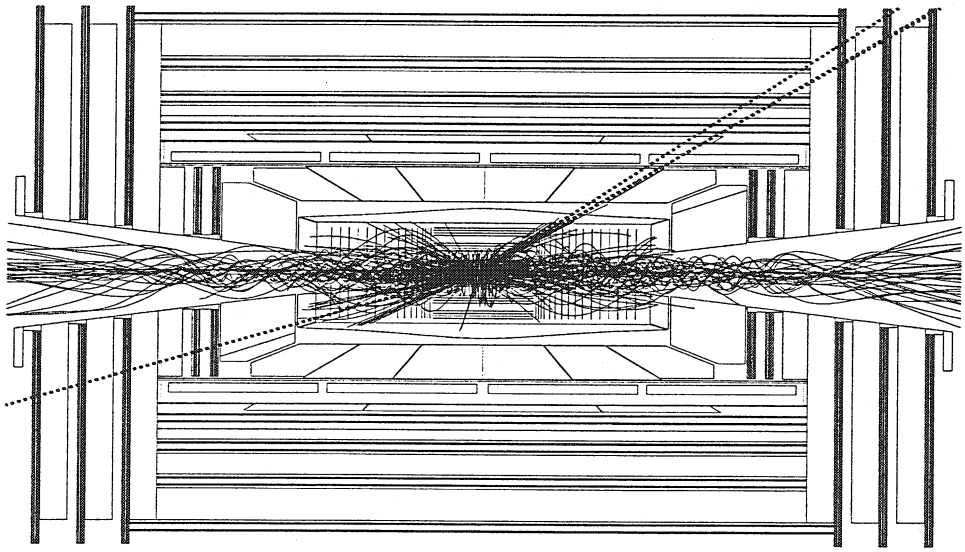

FIG. 4.9 - *Un événement typique attendu à CMS à haute luminosité (sans les événements empilés). La calorimétrie très à l'avant n'est pas montrée sur cette figure.*

majorité, les particules de l'événement ont une faible énergie transverse et qu'elles sont contenues dans un cylindre de rayon 30 cm autour de l'axe des faisceaux; en conséquence, elle interagissent peu avec les différents détecteurs. Seules quelques particules atteignent les calorimètres et les stations à muons et on doit donc être capable de les caractériser avec une grande précision. Les exigences expérimentales auxquelles doit satisfaire le détecteur CMS peuvent se résumer en quatre points:

- une granularité très fine pour tous les détecteurs afin de séparer les différentes particules produites lors d'un croisement de faisceaux; l'inconvénient d'une telle granularité est d'avoir un nombre de canaux très élevé (de l'ordre de 100 millions);
- un temps de réponse de l'électronique compatible avec la fréquence de croisement des faisceaux de protons (25 ns); ceci est indispensable pour obtenir une efficacité optimale;
- une bonne résistance aux radiations des détecteurs et de l'électronique de lecture qui leur est associée de manière à garantir un comportement stable des performances du détecteur CMS dans le temps;
- une sélection efficace des événements pendant la prise de données en utilisant un système de déclenchement simple (1 muon dans l'événement avec une énergie supérieure à une valeur seuil par exemple). En effet, on ne peut enregistrer tous les événements produits même à faible luminosité.

Nous allons maintenant montrer les solutions adoptées par la collaboration CMS pour répondre à ces différentes exigences en présentant brièvement la composition et les performances de chacun des sous détecteurs tels qu'ils sont décrits dans la Proposition Technique (TP) [57], publiée à la fin de l'année 1994. Nous donnerons, quand cela est nécessaire, les principales modifications apportées depuis.

4.2.1 Le détecteur de traces ou détecteur central

Le but du détecteur central (CD), est de reconstruire de manière très précise la trajectoire des particules chargées énergétiques ($p_T \geq 2$ GeV) situées dans la région en rapidité $|\eta| <$ 2,6, avec une efficacité élevée ($> 90\%$). La mesure du rayon de courbure de la trajectoire dans le champ magnétique permet de calculer l'impulsion et de déterminer le signe de la particule. Le détecteur central est composé de différents type de détecteurs de traces: pixels au silicium, micropistes au silicium et chambres gazeuses à microspistes (MSGC). Ils sont disposés en une partie cylindrique centrale (appelée tonneau) et deux parties latérales sous forme de roues comme le montre la figure 4.10. Pour des traces ayant une impulsion transverse $p_T >$ 2 GeV, on obtient en moyenne 12 points de mesure et une résolution en impulsion $\Delta p_T/p_T \sim 10^{-4}\ p_T$ (p_T en GeV). Les performances du détecteur central sont présentées plus en détails dans le chapitre 5.2.2a où est discutée la modélisation du détecteur.

Les détecteurs à pixels au silicium au pas de 125 μm $\times$ 125 μm sont disposés sur deux couches situées à un rayon moyen de l'axe des faisceaux de 7,7 cm et 11,7 cm dans la partie

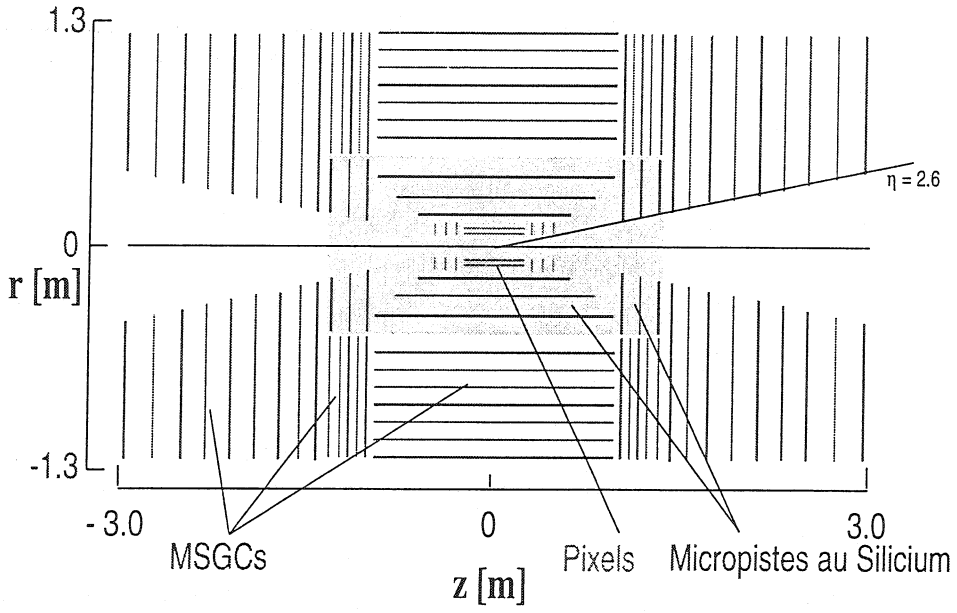

FIG. 4.10 - *Le détecteur de traces de CMS [57]. Les lignes grasses correspondent aux couches (roues) de détecteurs donnant une information à 3 dimensions.*

centrale et sur deux fois trois roues couvrant une région radiale de 15 à 30 cm dans les parties latérales. Ils permettent de fournir deux ou trois points d'impact dans l'espace par trace avec une très bonne résolution, $\sigma = 15$ μm. Ceci permet notamment de reconstruire en trois dimensions les vertex de désintégration des particules ayant une distance de vol suffisament longue comme les hadrons B ($c\tau \sim$ 300–400 μm).

La figure 4.11 montre la disposition des détecteurs à micropistes (silicium et MSGC) dans la partie centrale. Cette géométrie engendre une asymétrie pour des particules très courbées dans le champ magnétique. Par exemple, une particule ayant une impulsion tranverse $p_T =$ 2 GeV donne en moyenne 12 points de mesure si elle est de charge positive et 14-15 si elle est de charge négative. Cette asymétrie devient négligeable pour des particules d'impulsion transverse supérieures à 5 GeV [74]. La moitié des 10 couches de détecteurs à pistes permet d'avoir une information dans le plan transverse (r, ϕ) et l'autre moitié permet d'avoir une information à trois dimensions (r, ϕ et z) et sont appelés détecteurs stéréo. Dans les deux parties latérales, les détecteurs à micropistes sont agencés en roues et sont de formes trapézoïdales. Cet agencement est illustré sur la figure 4.12 pour les roues ne comprenant que des détecteurs MSGC. Les caractéristiques des différents détecteurs du détecteur central sont résumés dans la table 4.3.

Dans la partie tonneau, le détecteur central est divisé en 9 roues de 25 cm de longueur (qui correspond à la longueur des micropistes) et les détecteurs, arrangés par couches, sont situés à rayon constant. 14 $\times$ 2 roues composent ses parties latérales, et les détecteurs sont alors montés concentriquement dans le plan $r - \phi$, à z constant. Le détecteur central est contenu dans un cylindre de 1,3 m de rayon et de 6 m de long.

Une caractéristique importante du détecteur central est la quantité de matériel que tra-

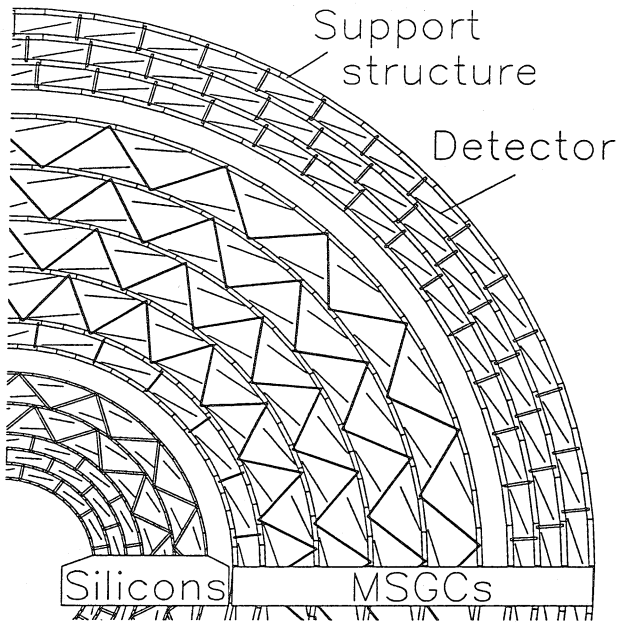

FIG. 4.11 - *Coupe transverse de la partie centrale du detecteur central. Les structures permettant le support des détecteurs sont en fibre de Carbone. Les détecteurs sont inclinés d'environ 20° par rapport à la tangente pour compenser l'angle de Lorentz (les champs magnétique et électrique sont orthogonaux). Les détecteurs pixels ne sont pas représentés.*

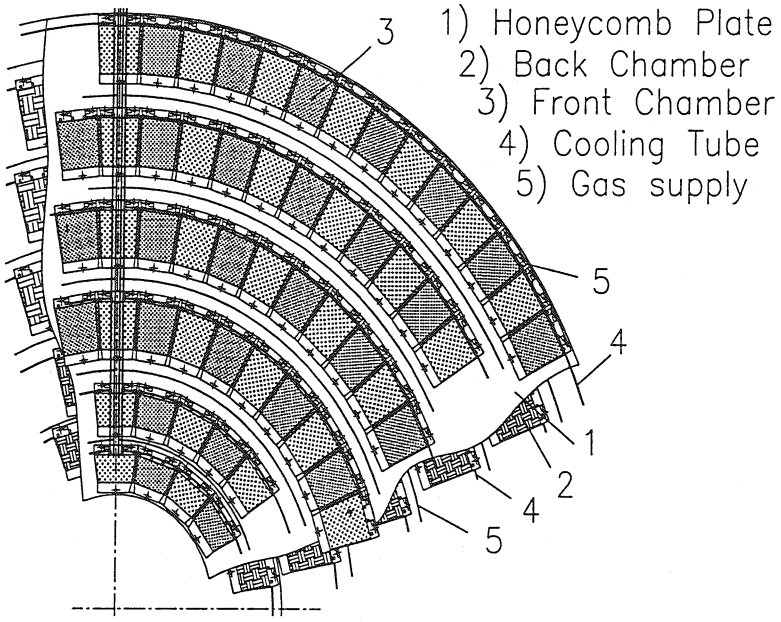

FIG. 4.12 - *Section d'une roue ne contenant que des MSGC, utilisée dans la partie latérale du détecteur central.*

Détecteurs	Nombre de détecteurs	Nombre de canaux d'électronique	Détecteurs		Résolution	
			surface (μm^2)	pas (μm)	en (r, ϕ) (μm)	en z (r) (μm)
Pixels (central)	$5{,}5\times10^7$	$5{,}5\times10^7$	125×125	-	15	11-17
Pixels (latéral)	$2{,}2\times10^7$	$2{,}2\times10^7$	50×300	-	15	90
Silicium	1824	$1{,}0\times10^6$	-	50	15	$3{,}6\times 10^4$
Silicium stéréo	2496	$1{,}8\times10^6$	-	50/200	15	10^3
MSGC	8148	$4{,}8\times10^6$	-	200	40	$3{,}6\times 10^4$
MSGC stéréo	7656	$6{,}5\times10^6$	-	200/400	40	2×10^3

TAB. 4.3 - *Tailles, nombre de couches, nombre de canaux d'électronique et résolutions intrinsèques (les erreurs systématiques dues au mauvais alignement des détecteurs ne sont pas incluses) des différentes composantes du détecteur central de CMS.*

verse une particule venant du point d'interaction avant d'atteindre les calorimètres. Plus cette quantité est grande, plus l'énergie de la particule est dégradée et plus les performances des calorimètres en seront affectées. La figure 4.13 montre la distribution de la quantité de matière du détecteur central en fonction de la valeur de la pseudorapidité, η. Elle varie de 20 % à 40 % de longueur de radiation (X_0) lorsque qu'on ne considère que la matière des détecteurs, les câbles situés devant le calorimètre électromagnétique contribuant de façon additionnelle à 10 % à 20 % de X_0. Le pic observé sur la figure 4.13 correspond à la région de transition entre la partie centrale et les parties latérales du calorimètre électromagnétique.

L'électronique de lecture des canaux du détecteur central est une électronique analogique c'est-à-dire qui conserve l'information sur la valeur de la charge déposée dans les différentes pistes ou pixels touchés [75]. Les prototypes des circuits préamplificateur et de mise en forme existent pour les détecteurs au silicium. L'électronique de lecture des MSGC est encore au stade de développement.

Tous les composants du détecteur central (les détecteurs, l'électronique, les câbles, la structure en fibre de carbone) vont être soumis à de fortes radiations pendant les périodes de prises de données. Des technologies et des techniques particulières sont utilisées pendant la fabrication de ces composants pour les rendre résistants aux radiations[3] ce qui leur permet de conserver leurs performances dans le temps (plusieurs années). Le bon fonctionnement, la stabilité des performances des détecteurs et de l'électronique sont également reliés à un bon contrôle de la température. Ceci est assuré par un système de circulation d'eau et d'air. Signalons également qu'un bruit de fond constant est provoqué par les particules chargées de faible impulsion issues d'interactions secondaires avec le matériel du détecteur central qui spiralent sans atteindre les calorimètres.

3. De 10^5 Gy/an pour les pixels au silicium jusqu'à 10^3 Gy/an pour le calorimètre hadronique. Le flux de neutrons attendu par unité de surface (cm^2) et par année est compris entre 10^{12} et 10^{13}.

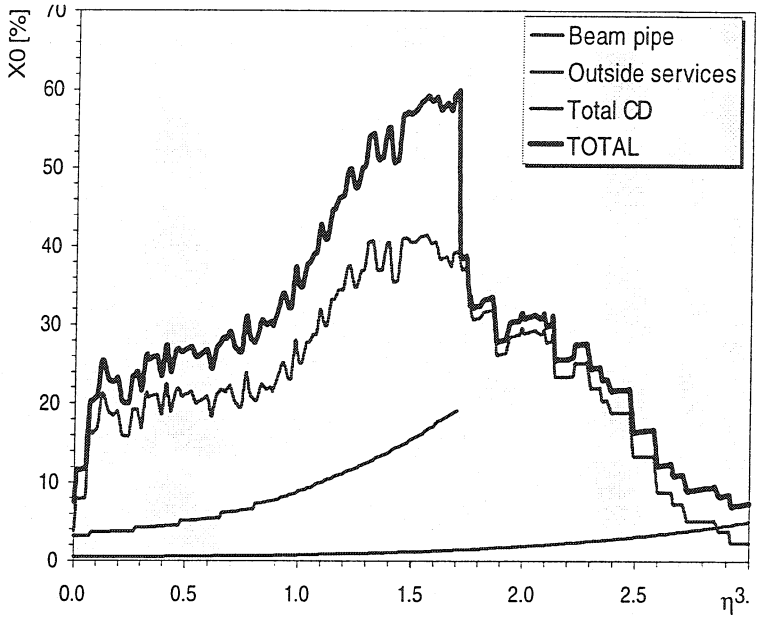

FIG. 4.13 - *Nombre de longueurs de radiation (X_0) du détecteur de traces [57].*

La période de construction du détecteur central commençant au début de l'année 1998, la version qui vient d'être présentée ne correspond pas à la version finale. Les principales modifications peuvent intervenir dans le rapprochement des détecteurs à pixels du point d'interaction et le nombre de roues composant les parties latérales [76].

4.2.2 Les calorimètres

Le but des calorimètres est de mesurer l'énergie des particules. Ils fournissent en outre, une information spatiale d'une précision variable suivant leur granularité. La nature différente de l'interaction particule–matière, selon que la particule soit un électron (photon) ou un hadron, a conduit à concevoir deux types de calorimètres: i) les calorimètres électromagnétiques (ECAL), qui permettent une mesure très précise de l'énergie des électrons et des photons, et ii) les calorimètres hadroniques (HCAL), dont la résolution en énergie est moindre à cause des fluctuations importantes de l'interaction nucléaire.

4.2.2.1 Le calorimètre électromagnétique

Le principe de fonctionnement du détecteur est le suivant: l'électron ou le photon traverse un matériau dense (un cristal dans notre cas) et y développe une gerbe électromagnétique (voir la section 5.1.2 pour une description de ce phénomène). La lumière de scintillation induite par cette gerbe est mesurée grâce à des photodiodes à avalanches (APD) collées à l'extrémité des cristaux. L'APD est une jonction p–n de silicium d'environ 2 μm d'épaisseur où des paires électrons-trous sont créées lors de la collection de la lumière. Ces électrons sont

ensuite accélérés par un champ électrique intense (> 100 kV.cm^{-1}) dans une région de 5 μm d'épaisseur, située après la zone d'absorption, où se produit l'avalanche. Cette amplification est nécéssaire pour compenser le faible nombre de photons de scintillation produits par le passage des électrons. Une électronique de lecture placée après les APD collecte l'information pour chacun des cristaux. Signalons que les performances du calorimètre électromagnétique sont très sensibles à une modification de la tension appliquée aux photo–détecteurs et aux variations de température.

Les performances du calorimètre électromagnétique sont optimisées pour reconstruire la décroissance H$\rightarrow \gamma\gamma$. La principale exigence est que la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique soit de l'ordre de 1% pour un photon (électron) d'énergie incidente plus grande que 50 GeV. CMS a choisi un calorimètre homogène transparent constitué de tours de tungstate de plomb, un cristal scintillant inorganique ($PbW0_4$) dont les caractéristiques sont données dans la table 4.4. Sa résolution en énergie est donnée par:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{2\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,5\% \oplus \frac{0,2}{E} \tag{4.7}$$

ce qui est compatible avec la résolution requise de $\sigma/E = 1\%$ à 50 GeV. De manière à ne pas dégrader la résolution, la quantité de matériel rencontrée par la particule avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique doit également être minimisée.

Le calorimètre est divisé en une région centrale qui s'étend jusqu'à $|\eta| < 1,56$ et deux bouchons couvrant $1,65 < |\eta| < 2,6$. La séparation entre ces deux parties, $1,56 < |\eta| < 1,65$, permet le passage des câbles des détecteurs de traces. Les 110000 cristaux sont disposés de façon projective, c'est-à-dire qu'ils pointent vers le vertex de collision des faisceaux. La granularité du calorimètre électromagnétique est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0145 \times 0,0145$ dans la partie centrale et va de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,022 \times 0,022$ à $0,043 \times 0,043$ dans les parties latérales comme le montre la figure 4.15.

A faible luminosité, un détecteur permettant l'initiation des gerbes électromagnétiques, appelé détecteur de pieds de gerbes, est placé devant les cristaux de la partie latérale. Il est décrit en détails dans la section 5.2.2c et permet en initiant la gerbe du photon avant les cristaux de séparer les photons produits lors de la décroissance des π^0 des photons 'isolés'. En effet, la granularité dans cette région n'est plus suffisante pour éliminer cette source de bruit de fond. Un détecteur analogue est rajouté devant la partie centrale (jusqu'à $|\eta| < 1,1$) à haute luminosité car la présence d'événements empilés rend difficile la séparation π^0/γ.

La calibration des cristaux est effectuée en deux temps: tout d'abord, grâce à des faisceaux tests avant l'installation sur le détecteur, et ensuite *in situ* en utilisant la mesure de l'impulsion donnée par le détecteur central pour des électrons isolés de grande énergie (provenant de la désintégration du W, Z) comme mesure de référence. A faible luminosité il faut environ 5 semaines pour calibrer tout le calorimètre électromagnétique et seulement 1 semaine à haute luminosité.

La construction du calorimètre électromagnétique doit débuter en 1997. Les principaux changements qui pourraient intervenir concernent la géométrie du détecteur et notamment une réduction (suppression) de la distance entre la partie centrale et les parties latérales du calorimètre.

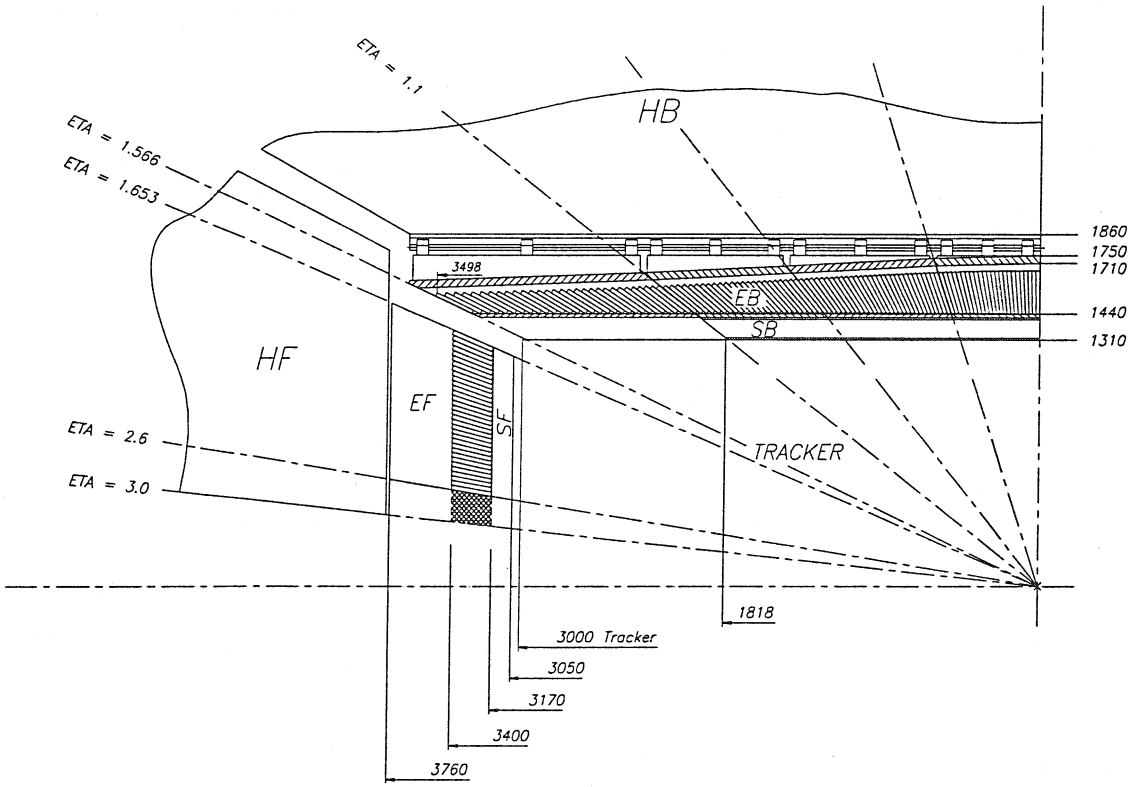

FIG. 4.14 - *Une vue du calorimètre électromagnétique [57].*

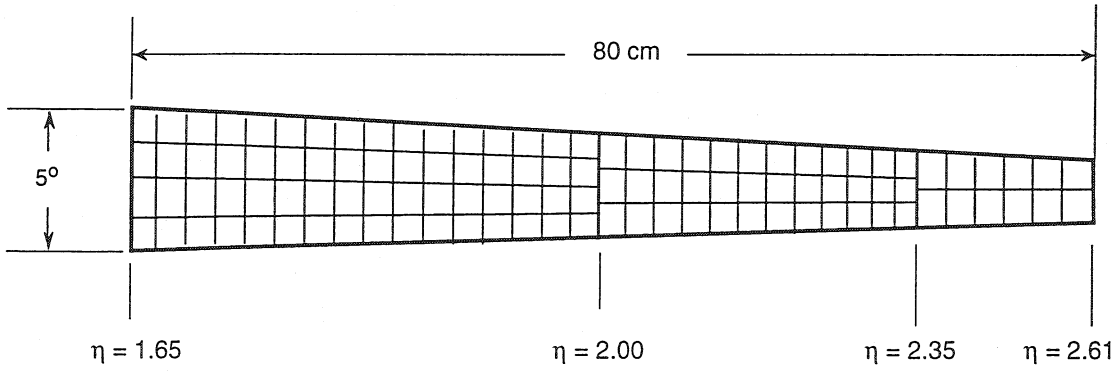

FIG. 4.15 - *La granularité du calorimètre électromagnétique dans une des parties latérales [57].*

Paramètres	Central	latéral
Surface d'entrée (cm^2)	2,05 × 2,05	1,8 × 2,0 à 2,7 × 2,9
surface de sortie (cm^2)	2,4 × 2,4	variable
profondeur (cm)	23	23
Densité (g/cm^3)	8,28	
Longueur de radiation X_0 (cm)	0,89	
Rayon de Molière (cm)	2,0	
Longueur d'absorption nucléaire λ_I (cm)	21,9	

TAB. 4.4 - *Caractéristiques des cristaux $PbWO_4$ du calorimètre électromagnétique de CMS [57].*

4.2.2.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (HCAL), qui entoure le calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie déposée par les hadrons ainsi que leur direction. Il participe également, grâce à une couverture spatiale quasi-hermétique jusqu'à $|\eta| = 3$, à la mesure de l'énergie manquante, emportée par les particules neutres et stables très peu sensibles à l'interaction avec la matière (les neutrinos, par exemple). Cette mesure est complétée par les calorimètres "très à l'avant".

Le calorimètre hadronique utilisé par CMS est un calorimètre à échantillonage composé alternativement de 19 couches de cuivre, d'épaisseur 3 ou 5,9 cm suivant le rayon, et de couches de scintillateurs plastiques dans la partie centrale ($|\eta|$ <1,4). Dans les parties latérales, le nombre de couches est supérieure (21) et l'épaisseur des couches d'absorbeur plus grande (de 5 à 10 cm). Ces 19 (21) couches sont réparties suivant deux parties en profondeur. L'épaisseur du calorimètre variant de $\sim$ 7,5 λ_I à 13 λ_I suivant la valeur de la pseudorapidité, les gerbes hadroniques provoquées par des particules ou des jets très énergétiques sont presque entièrement contenues dans le calorimètre hadronique. La granularité transverse du calorimètre est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0{,}087 \times 0{,}087$; elle est compatible avec celle du calorimètre électromagnétique et celle des chambres à muons et permet également une bonne séparation des événements à deux jets comme $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$.

La résolution en énergie du calorimètre hadronique pour des hadrons isolés est estimée à:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,65}{\sqrt{E}} \oplus 5\% \tag{4.8}$$

4.2.2.3 Le calorimètre "très à l'avant"

Les deux régions très à l'avant allant de $|\eta|$=2,7 à $|\eta|$=5,0 sont couvertes chacune par un calorimètre à fibres de quartz situés à $\pm$ 11 m de part et d'autre du point d'interac-

tion et d'épaisseur 12 λ_I. Ce calorimètre permet une extension spatiale de la couverture du détecteur et donc une amélioration de la résolution en l'énergie manquante. Il permet également d'identifier les jets produits très à l'avant.

4.2.3 Le détecteur de muons

Contrairement à la plupart des particules chargées, les muons interagissent peu avec la matière. Le détecteur à muons est donc situé à l'extérieur des calorimètres et de l'aimant supraconducteur, ce qui permet de réduire le bruit de fond hadronique. Ce détecteur est constitué de quatre stations à muons, placées en alternance avec les plans de la culasse en fer de l'aimant, et réparties dans une partie centrale ($|\eta| < 0{,}8$) et deux parties latérales ($0{,}8 < |\eta| < 2{,}4$) comme le montre la figure 4.16. En plus de l'information sur la position spatiale de la particule, on peut, grâce au champ de retour de l'aimant (1,8 T dans la partie centrale et jusqu'à 3,35 T dans les parties latérales) calculer son rayon de courbure, et donc faire une mesure de son impulsion et de sa charge. Cette mesure est ensuite complétée par celle du détecteur central. Enfin, le nombre de longueurs d'interaction nucléaire étant supérieur à 16 avant la dernière station, seuls les muons peuvent atteindre cette région du détecteur, ce qui permet donc de les identifier. Cette capacité à caractériser complètement une particule sans utiliser d'autres détecteurs peut être utilisée pour l'alignement des calorimètres et du détecteur central (en utilisant les muons cosmiques par exemple) et pour le déclenchement lors de la prise de données.

Le détecteur à muons utilise trois technologies différentes:

Les chambres à dérive (DT)

Le principe de ces chambres de surface $4 \times 1{,}1$ cm^2, dont l'une est montrée sur la figure 4.17, est de collecter les électrons issus de l'ionisation de la particule incidente dans un mélange gazeux (Ar-CO_2), sur une anode placée au centre de la chambre. Le temps de dérive pouvant être au maximum de 400 ns (ce qui est lent comparé à l'intervalle de 25 ns entre deux collisions proton-proton), son utilisation n'est possible que dans une partie peu exposée du détecteur, c'est-à-dire le tonneau où le champ magnétique est constant et le taux de particules inférieur à 10 Hz/ cm^2. Chacune des quatre stations à muons comporte 12 plans de chambres à dérive permettant 8 points de mesure dans le plan (r-ϕ) et 4 dans le plan (r-θ).

Les chambres à pistes cathodique (CSC)

Le taux d'occupation élevé (jusqu'à 1 KHz/cm^2) et le champ magnétique non constant rendent impossible l'utilisation des chambres à dérive dans les bouchons du détecteur CMS. On utilise donc un autre type de détecteur, les chambres à pistes cathodiques dont un schéma est montré sur la figure 4.17. Chaque chambre, de forme trapézoïdale, est composée d'une rangée de pistes de cathode de largeur 5 mm, et de fils d'anode, espacés de 2,5 mm et orthogonaux aux pistes; le tout est plongé dans un mélange gazeux (Ar-CO_2 + CF_4).

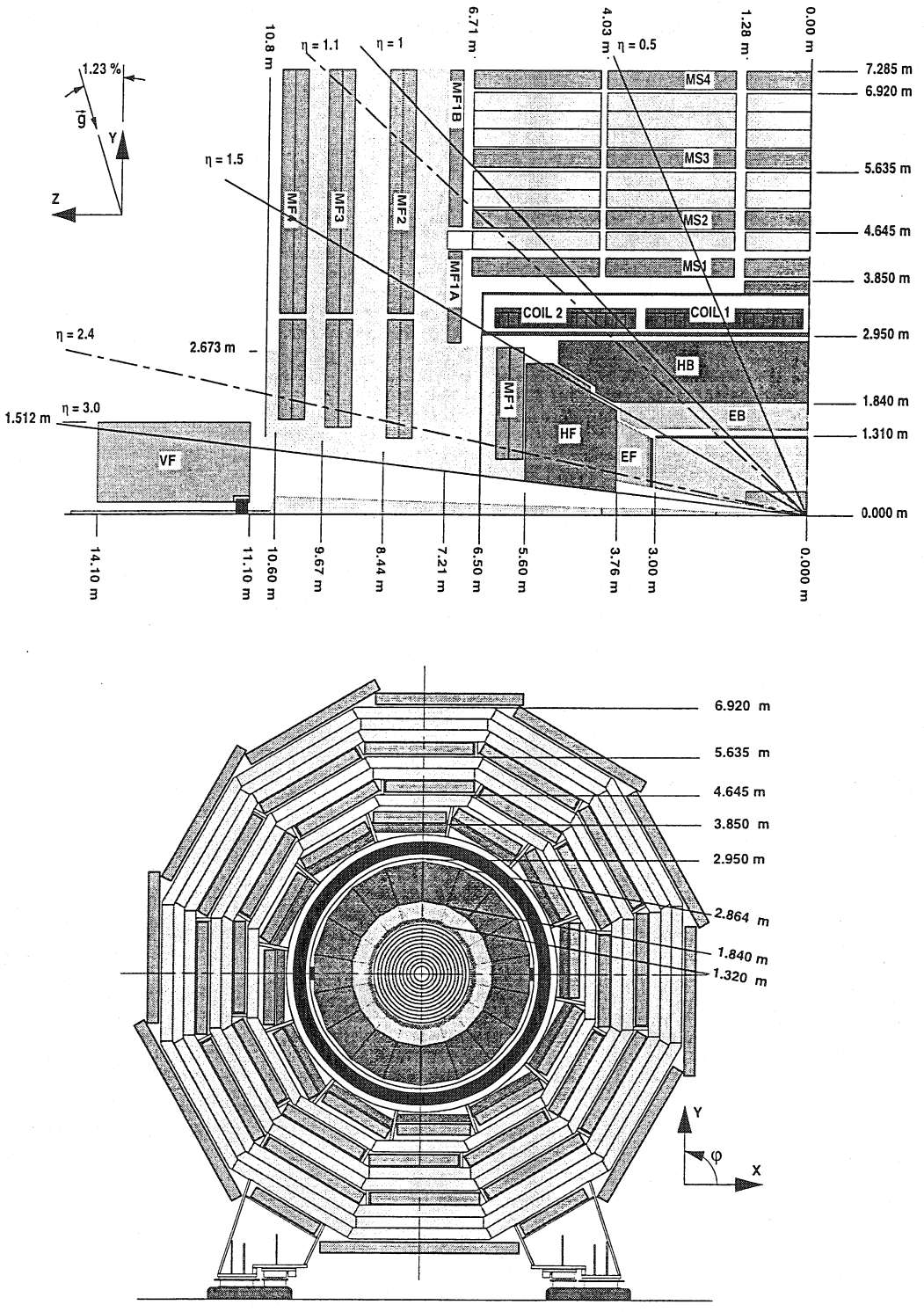

FIG. 4.16 - *Coupe longitudinale (haut) et transverse (bas) du système à muons de CMS montrant le placement des différentes stations: MS1-MS4 correspondent aux stations situées dans la partie centrale et MF1-MF4 à celles situées dans les parties latérales [57].*

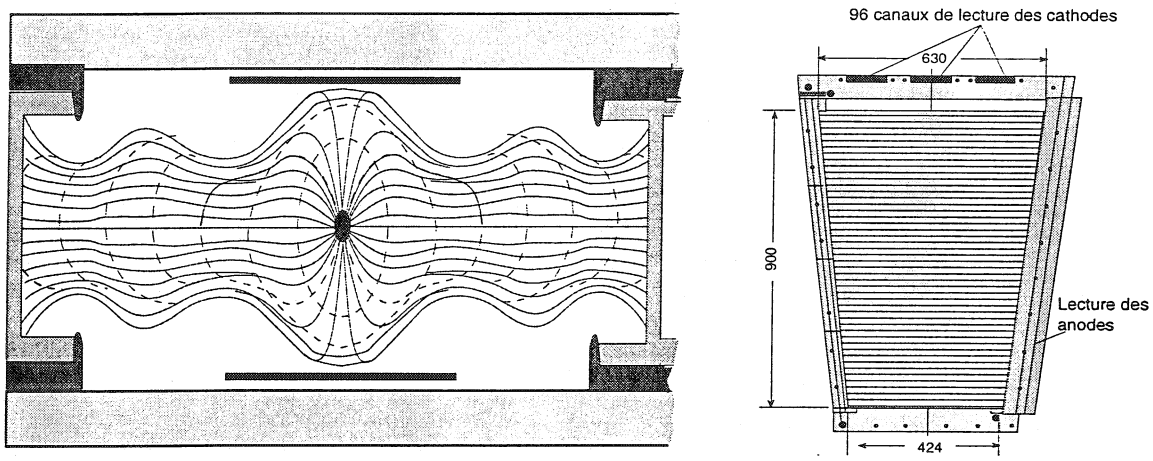

FIG. 4.17 - *Schéma d'une chambre à dérive (DT) (gauche) et d'une chambres à pistes cathodique (CSC) (droite). Les distances, sur la figure de droite sont en mm [57].*

Les cathodes permettent une mesure dans le plan (z-ϕ) et les anodes dans le plan (r-θ). Ces chambres, séparées par une structure en nid d'abeille, sont regroupées par 6 dans une station à muons.

Les chambres à plaques résistives (RPC)

Le système de déclenchement de premier niveau pour les muons (cf. section 4.3.1) nécessite des détecteurs ayant une réponse très rapide en temps de l'ordre de quelques nanosecondes. Ce rôle est rempli par les chambres à plaques résistives, placées avant et après les chambres DT et CSC dans les deux premières stations (pour améliorer la précision sur la mesure des muons de faible impulsion) et uniquement avant les chambres DT et CSC dans les deux dernières stations et ce jusqu'à $|\eta| = 2{,}1$. Une chambre RPC consiste en deux plaques de plastique, parallèles, très résistantes et séparées par quelques mm de gaz. Les surfaces de la chambre externes sont recouvertes d'un matériau conducteur sur lequel est appliqué une forte tension électrique. Un plan, contenant une rangée de pistes de cathodes, est situé entre les deux chambres RPC. Le tout est entouré d'une fine couche de métal qui permet de former une cage de Faraday et donc la création d'une étincelle lors du passage d'une particule chargée. Ces chambres ont pour caractéristiques de donner une réponse en temps très rapide ($\sim$ 2 ns) ce qui permet de connaître sans ambiguïté le croisement de faisceau d'où est originaire le muon.

La combinaison et la redondance des informations des différentes parties du détecteur à muons permettent de réduire le bruit de fond provenant des hadrons qui ne déposent pas toute leur énergie dans le calorimètre hadronique, des décroissances en vol des pions des kaons, et des particules électromagnétiques secondaires produites lors du passage du muon. En conséquence, l'erreur faite sur la mesure de l'impulsion est principalement due à la diffusion multiple des muons pour les faibles impulsions, et à la granularité à haute impulsion. La résolution en impulsion transverse attendue pour le détecteur à muon seul est

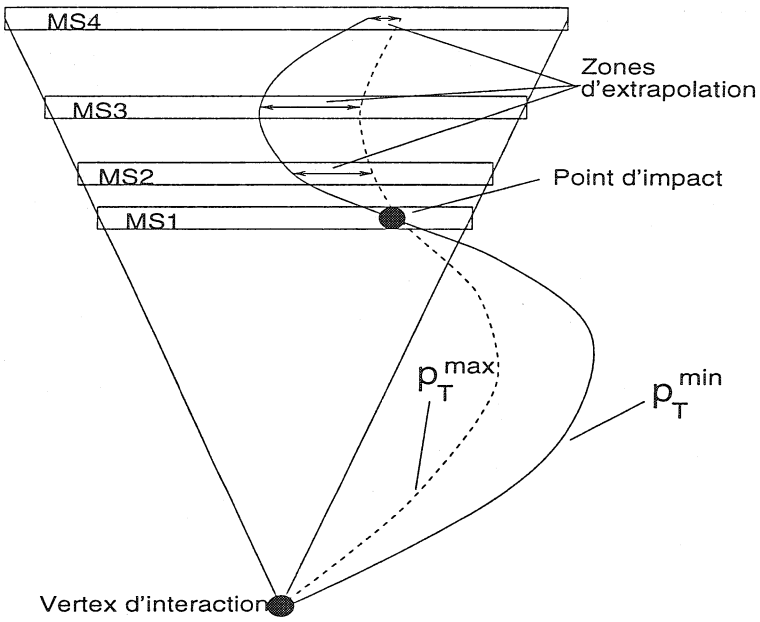

FIG. 4.18 - *La procédure permettant de calculer l'impulsion transverse du muon.*

comprise entre 6 et 35 % pour des impulsions transverses allant de 10 à 1000 GeV et va de 0,6 à 20 % lorsque l'on inclut les informations du détecteur central. La résolution spatiale attendue par chambre DT et CSC est de $\sim$ 100 μm – de l'ordre du cm dans le cas des RPC, et la résolution angulaire de $\sim$ 1 mrad dans le plan transverse et 10 mm le long de l'axe z.

4.3 Déclenchement et acquisition

Les faisceaux du LHC se croisent toutes les 25 ns ce qui correspond à une fréquence de 40 MHz. A haute luminosité, il y a en moyenne 20 à 25 événements par croisement soit une fréquence de 10^9 Hz alors que les capacités de stockage sur supports magnétiques sont limitées à quelques dizaines d'événements par seconde, soit une fréquence de 10 à 100 Hz.

Pour obtenir ce facteur de réduction, CMS a choisi de privilégier les événements avec une signature claire comme un muon de haute impulsion (voir par exemple la figure 4.9) ou un grand dépôt d'énergie dans peu de cristaux. La décision de déclencher le détecteur, c'est-à-dire de garder un événement pour la suite de l'analyse, doit se faire en un temps très court, ce qui nécessite des algorithmes de reconstruction simples et des systèmes de transmission de données performants (une centaine de GBytes par seconde). De plus cette première sélection d'événements est cruciale car elle conditionne tout le reste de l'analyse. Le système de déclenchement de CMS procède en deux étapes:

- Déclenchement de premier niveau: des algorithmes implémentés au niveau de l'électronique des calorimètres et des stations à muons, permettent de déterminer les candidats électron/photon, muon, jets, hadrons isolés avec la plus grande énergie (impulsion)

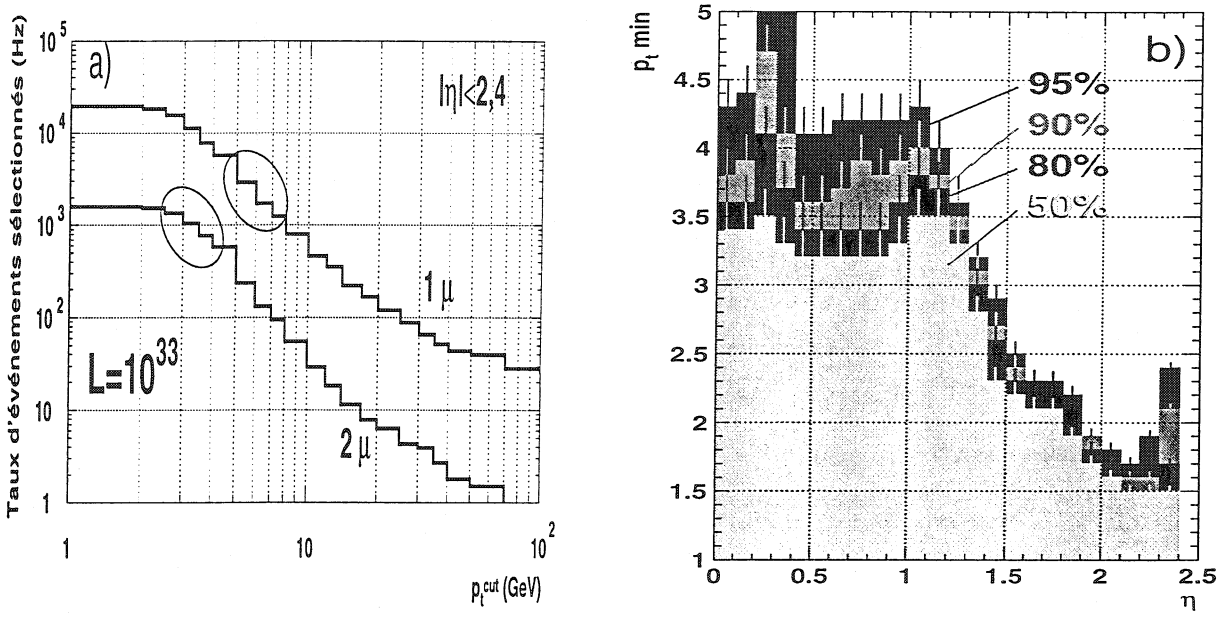

FIG. 4.19 - *a) Taux d'événements à un et deux muons sélectionnés par le premier niveau de déclenchement à faible luminosité; les régions cerclées correspondent aux valeurs possibles pour les seuils en impulsion transverse. b) Probabilité qu'un muon d'impulsion transverse p_T^{min} puisse être reconstruit par l'algorithme de sélection; les barres d'erreurs correspondent aux modifications des autres parties du détecteur pouvant affecter cette mesure [79].*

transverse. En pratique seul les quatre candidats avec la plus grande énergie (impulsion) transverse sont retenus. Ces informations sont ensuite transmises à un centre de décision situé à l'extérieur du détecteur dont le principe est d'effectuer des coupures simples (p_T > x GeV, par exemple) correspondant aux signatures des différents processus physiques attendus. Une décision est prise en 3,2 μs (soit $\sim$ 130 croisements de faisceaux) après la collision et toutes les 25 ns. Cette étape doit abaisser le taux d'événements jusqu'à 30 kHz (répartis entre les différentes combinaisons possibles de déclenchement). L'algorithme de sélection des muons et des électrons au niveau de l'électronique des détecteurs est discuté dans les sections 4.3.1 et 4.3.2.

- Déclenchement de deuxième et troisième niveau: si le premier niveau de déclenchement envoie un signal positif, les sous-détecteurs transmettent leurs données à une ferme de processeurs. Ces processeurs sont chargés, dans un premier temps, de faire une sélection basée uniquement sur l'information complète des calorimètres et des stations à muons (sélection de niveau 2), puis, dans un second temps, d'inclure les données venant du détecteur central (sélection de niveau 3). Cette dernière étape permet une première reconstruction complète de l'événement et l'application de critères plus complexes comme la reconstruction de la masse invariante de deux particules. Les niveaux 2 et 3 doivent réduire le taux d'événements d'un facteur 10 et 100 respectivement.

Les deuxième et troisième niveaux de la procédure de déclenchement ne sont pas encore définis de manière précise et nous attacherons un soin particulier dans notre analyse à appli-

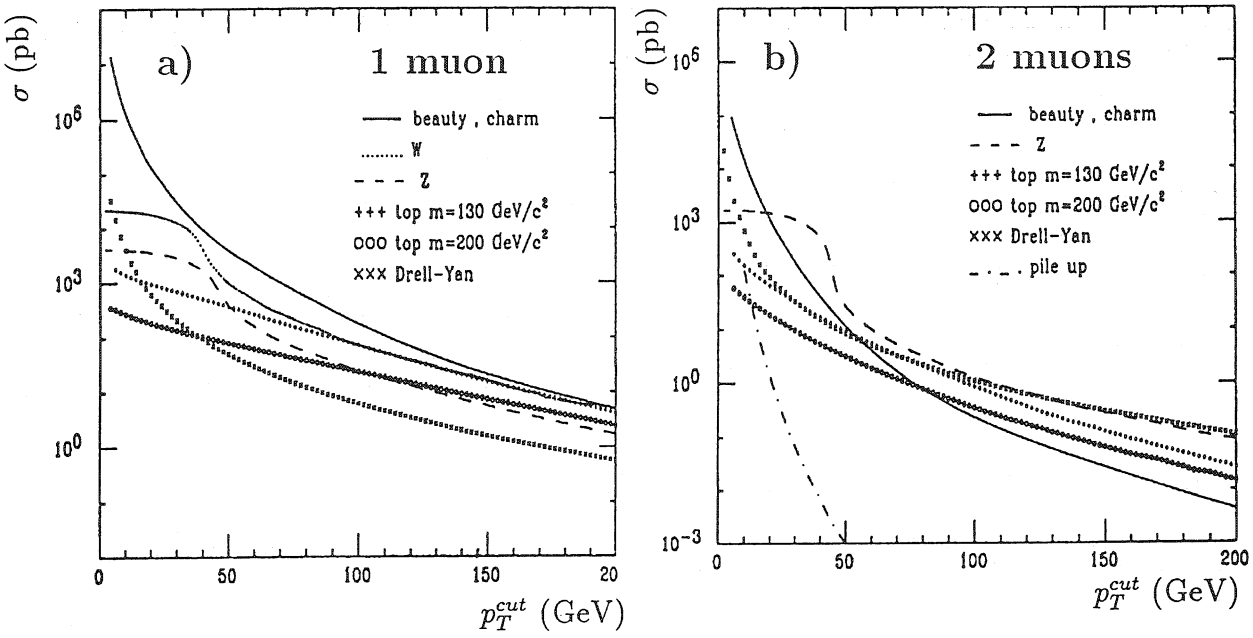

FIG. 4.20 - *Section efficace inclusive de production en pb ($|\eta| < 3$) en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse, à faible luminosité, pour: a) un muon, et b) deux muons au LHC [80].*

quer des critères pouvant être utilisés par ces deux niveaux. Le temps total entre la collision proton-proton et l'écriture éventuelle de l'événement sur support magnétique est estimé à 0,1 ms.

Nous allons maintenant détailler la procédure de déclenchement de premier niveau utilisée pour les muons et les électrons en insistant plus particulièrement sur les ajustements nécessaires pour répondre aux besoins spécifiques de la physique des hadrons B. Ces sélections serviront de base à toutes les analyses des canaux de physique présentées dans le chapitre suivant.

4.3.1 Déclenchement sur les muons

Le but est d'identifier les muons, de mesurer leur impulsion transverse et de déterminer le croisement dont ils sont originaires. La principale contrainte est un temps de réponse rapide (3 μs), qui permette au centre de décision de recevoir, de traiter les données et d'accepter ou de rejeter la collision.

L'algorithme utilisé pour les détecteurs RPC est basé sur l'hypothèse que le muon vient du vertex primaire. En supposant que son impulsion transverse est contenue dans un certain intervalle, la connaissance de la valeur du champ magnétique et de la position de la particule dans la première station (MS1 ou MF1), permettent de prédire la position de la particule sur les stations à muons suivantes. Cette procédure est illustrée sur la figure 4.18. On peut donc mettre en mémoire toute une série de combinaisons de point d'impacts, correspondant à différents intervalles en impulsion transverse, et les utiliser comme référence

durant la prise de données [77]. Dans le cas où $p_T < 8$ GeV, les muons n'atteignent pas les deux dernières stations et l'algorithme utilise seulement les mesures des deux premiers plans. Cette procédure utilise les informations délivrées par les détecteurs RPC et est limitée principalement par la résolution spatiale sur les points d'impacts (quelques cm).

Dans le cas des détecteurs DT et CSC, une précision plus grande est obtenue car la résolution spatiale est bien meilleure (quelques millimètres à ce niveau d'analyse). De plus la présence de plusieurs plans de détecteurs par station permet d'obtenir un segment de trace et non un point d'impact. L'association de ces segments, suivant une technique analogue à celle utilisée pour les RPC, définit une impulsion transverse. Enfin les points d'impacts collectés dans le plan (r-θ) pour les DT et sur les anodes pour les CSC donnent également une mesure de l'angle polaire.

Le centre de décision reçoit en parallèle les informations venant des RPC et des DT/CSC. Il les combine et applique les coupures en impulsion transverse relatives aux différents modes de déclenchement: un muon, deux muons, un muon isolé (grâce aux informations des calorimètres), etc [78]. A faible luminosité, les modes de déclenchement à un et deux muons sont optimisés pour les besoins de la physique du B, c'est-à-dire qu'ils sont ajustés pour minimiser la coupure en impulsion transverse (p_T^{cut}):

- dans le cas du déclenchement à un muon, la limitation vient du taux alloué qui doit être plus petit que 5 kHz ce qui impose une coupure en impulsion transverse supérieure à 5 GeV comme le montre la figure 4.19a;
- pour le déclenchement à deux muons la limitation ne vient plus du taux (cf. figure 4.19a) mais de l'énergie perdue par ionisation dans les matériaux placés avant les stations à muons. La figure 4.19b montre la valeur minimale de l'impulsion transverse (p_T^{min}), nécessaire pour que le muon soit reconstruit par l'algorithme de sélection. On constate qu'il est possible d'optimiser l'efficacité de la sélection en appliquant des coupures différentes sur l'impulsion transverse en fonction de la valeur de $|\eta|$. La sélection optimale est donné par: $p_T > 4{,}5$ GeV pour $0 < |\eta| < 0{,}8$; $p_T > 3{,}5$ GeV pour $0{,}8 < |\eta| < 1{,}5$ et $p_T > 2{,}5$ GeV pour $1{,}5 < |\eta| < 2{,}4$.

Ces deux procédures de déclenchement à un et deux muon(s) permettent en fait de sélectionner principalement des événements $pp \rightarrow b\bar{b} + X$. La figure 4.20 montre les sections efficaces inclusives de production d'un et de deux muons au LHC. On constate que, pour les régions en impulsion transverse allant de 2 à 20 GeV, les muons proviennent principalement des décroissances des hadrons beaux (et charmés). On peut donc conclure que l'application des coupures en impulsions transverses sur les muons au premier niveau de déclenchement sélectionne les événements $pp \rightarrow b\bar{b} + X$ [81].

4.3.2 Déclenchement sur les électrons

De manière analogue on peut définir un algorithme simple pour sélectionner les électrons et les photons en exploitant uniquement les informations des calorimètres électromagnétique

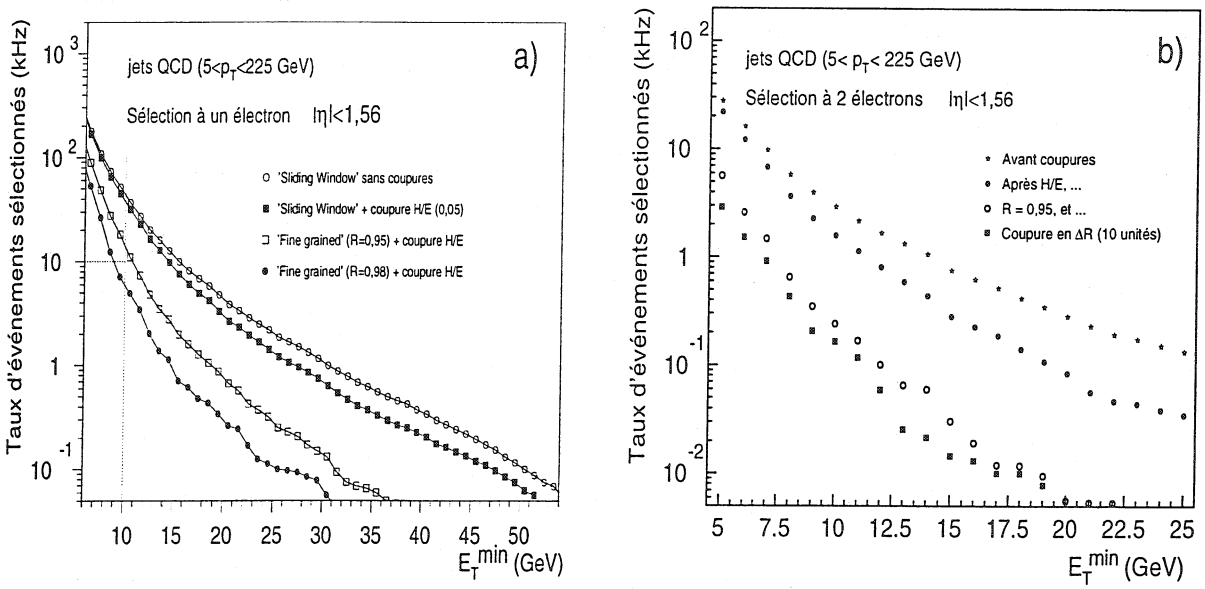

FIG. 4.21 - *Le taux d'événements: a) à un électron et b) à deux électrons sélectionnés par le premier niveau de déclenchement dans la partie centrale ($|\eta| < 1{,}56$), à faible luminosité ($L \leq 10^{33}\ cm^{-2}s^{-1}$) [79].*

et hadronique. Une correspondance géométrique parfaite entre les deux détecteurs est nécessaire. L'énergie est collectée dans une "cellule de déclenchement" correspondant à une tour pour le calorimètre hadronique et une matrice de 6×6 cristaux pour le calorimètre électromagné-tique.

Les critères de sélection sont basés sur les propriétés du développement des gerbes électromagnétiques. On demande également que l'électron (photon) soit isolé par rapport aux autres particules de l'événement, c'est-à-dire que l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre électromagnétique autour de la cellule considérée soit inférieure à un certain seuil. L'énergie déposée dans les cellules du calorimètre hadronique, situées derrière la cellule du calorimètre électromagnétique considérée, doit être également plus faible qu'une valeur seuil. L'algorithme correspondant à ces coupures est appélé 'sliding window' (SW). Dans le cas de la physique du B ces notions d'isolation ne sont plus valables et l'on doit chercher une isolation plus fine, c'est-à-dire à l'intérieur de la cellule de déclenchement du calorimètre électromagnétique. L'algorithme correspondant est alors appelé 'fine grained' (FG) et sera présenté plus en détail dans la section 5.4.2.

Le bruit de fond provenant des jets (jets QCD) et imitant la signature de l'électron constitue le principal obstacle limitation à l'abaissement de la coupure en énergie transverse déposée dans le calorimètre électromagnétique (E_T^{min}). La distribution du taux d'événements à une électron en fonction de la coupure en énergie transverse est montrée sur la figure 4.21a pour les deux algorithmes (FG et SW). En fixant à 10 kHz la limite supérieure du taux acceptable, l'algorithme FG permet de fixer la limite à $\sim$ 10 GeV en gardant 75 % des électrons [82]. Dans le cas de la sélection à deux électrons, on peut diminuer la coupure

Détecteurs	Nombre de canaux d'électronique	Taux d'occupation des détecteurs (%)	Taille de l'événement (kBytes)
Pixels	$8\ 10^7$	10^{-2}	100
Det. micropistes	$1{,}6\ 10^7$	3	700
Det. pieds de gerbes	$5{,}12\ 10^5$	10	100
Calorimètres	$2{,}50\ 10^5$	10	50
Stations à muons	10^6	0,1	10
Déclenchement	10^4	100	10

TAB. 4.5 - *Taille moyenne des données par sous-détecteurs à haute luminosité [57].*

en énergie transverse jusqu'à 5 GeV tout en gardant un taux acceptable inférieur à 5 kHz, comme le montre la figure 4.21b.

4.3.3 Acquisition de données

L'intervalle de temps entre deux croisements de faisceaux (25 ns) impose une segmentation naturelle en temps de réponse des détecteurs. Le signal de chacun des détecteurs est ensuite mémorisé jusqu'à la décision du premier niveau de sélection ($\sim$ 3,2 μs). En cas d'acceptation, les signaux sont envoyés à un système d'acquisition externe chargé de mettre en forme les données et d'appliquer les critères de déclenchement de second et de troisième niveau.

La taille moyenne des données enregistrées par croisement de faisceaux, pour chacun des détecteurs, est montrée dans la table 4.5. Le volume total est estimé à environ 1 Mbytes et les capacités de stockage journalières à 1 Tbytes.

Nous allons dans la suite de l'exposé estimer les performances du détecteur CMS dans la mesure des angles α et β du triangle d'unitarité. Nous porterons une attention particulière à l'identification des électrons provenant des décroissances des mésons beaux en utilisant les très bonnes performances du calorimètre électromagnétique.

Chapitre 5

Identification des électrons de faible énergie

Nous avons montré dans le chapitre 3 que les angles du triangle d'unitarité peuvent être mesurés directement grâce au calcul de la différence entre les largeurs de désintégrations $\Gamma(B_d^0 \to f)$ et $\Gamma(\overline{B_d^0} \to \overline{f})$. Les états finals les plus prometteurs pour la mesure des angles α et β sont $f = \pi^+\pi^-$ et $f = J/\psi K_S^0$, respectivement. Du point de vue expérimental, la mesure de l'asymétrie des taux de décroissances du B_d^0 nécessite la connaissance de la nature de ce méson neutre (B_d^0 ou $\overline{B_d^0}$). Or, dans le cas où l'état final est valeur propre de CP (ce qui est le cas pour $f = \pi^+\pi^-$, $J/\psi K_S^0$), on ne peut utiliser l'état final pour connaître la nature du B_d^0. Un des procédés employé s'appuie sur la décroissance semileptonique de l'autre quark de la paire $b\bar{b}$[1]. Comme cela est illustré sur la figure 5.1, le signe du lepton (électron, muon) est directement corrélé à la nature du quark b (b ou $\bar{b}$) et détermine la nature du méson B_d^0. L'asymétrie mesurée expérimentalement s'exprime alors comme:

$$\mathcal{A}^{\text{exp}} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \tag{5.1}$$

où N^+ et N^- correspondent aux nombres d'événements contenant une décroissance $B_d^0 \to f$ étiquetée par des leptons chargés positivement et négativement venant du hadron B associé.

On doit cependant tenir compte des facteurs susceptibles de fausser la mesure du signe du lepton. On pondère alors la valeur de l'asymétrie par un coefficient correcteur appelé facteur de dilution (nombre réel compris entre -1 et 1). Les trois facteurs principaux sont:

1. une mauvaise identification du lepton: une particule chargée de même signe passant les critères de sélection du lepton, à laquelle on associe le facteur de dilution D_t;

2. une oscillation du méson B_d^0 avant sa désintégration: le signe du lepton est alors systématiquement opposé à la valeur attendue et l'on associe un facteur de dilution D_m;

1. Nous examinerons, également, dans la section 6 une méthode consistant à utiliser les pions provenant de la décroissance des résonances $B^{**} \to B_d^0\pi$ qui permettent un auto-étiquetage du méson B_d^0. Il existe encore d'autres méthodes utilisant la charge du jet reconstruit ou encore, si le détecteur possède un identificateur de hadrons, le signe du kaon produit dans la décroissance du quark b associé.

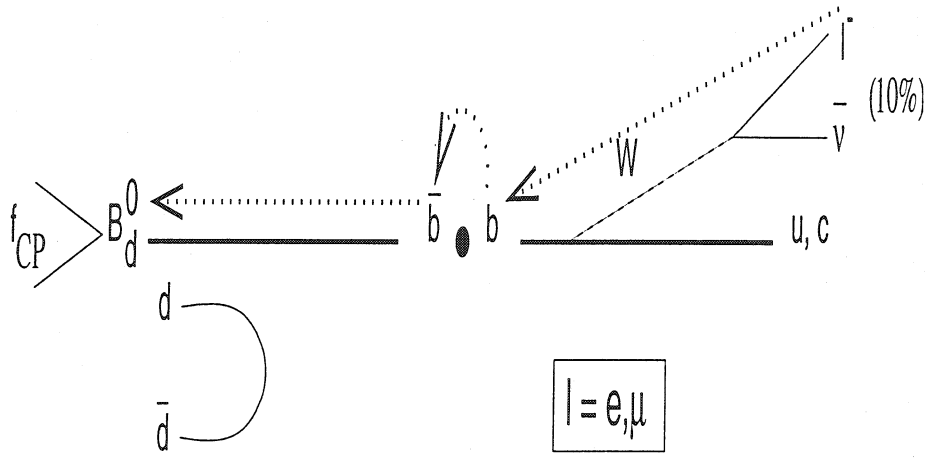

FIG. 5.1 - *Principe de l'étiquetage des mésons beaux B_d^0.*

3. les événements du bruit de fond du canal considéré, $B_d^0 \to f$: on associe le facteur de dilution $D_{S/B}$;

Ces trois facteurs de dilution sont complètement décorrélés et peuvent être regroupés dans un facteur de dilution global, D:

$$D = D_t \times D_m \times D_{S/B} \tag{5.2}$$

En négligeant les asymétries venant du détecteur et de la production $B^0/\overline{B^0}$ dans les collisions pp (nous reviendrons plus en détail sur ce point dans la section 6), les asymétries des équations (3.60) mesurées expérimentalement s'écrivent alors:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{\exp}(t) &= D \times \eta_{\rm CP} \times \sin(x_d \tfrac{t}{\tau}) \times \sin 2\Phi \\ \mathcal{A}^{\exp} &= D \times \eta_{\rm CP} \times D_{int} \times \sin 2\Phi \end{aligned} \tag{5.3}$$

On a posé $\Phi = \beta - \phi$; D_{int} représente le facteur d'intégration sur le temps et $\eta_{\rm CP}$ la valeur propre de CP de l'état final.

Il y a trois ans, une étude complète a été menée pour évaluer les potentialités du détecteur CMS en l'utilisant les muons comme particules d'étiquetage à faible luminosité [83]. Ce chapitre est consacré à l'étude de la possibilité d'utiliser les électrons comme particules d'étiquetage des mésons B_d^0 avec le détecteur CMS de manière à augmenter la statistique existante. Dans le cadre de notre analyse, nous avons utilisé une modélisation détaillée du détecteur et notamment du calorimètre électromagnétique. Ces électrons d'étiquetage sont situés à faible énergie (entre 0 et 30 GeV) ce qui donne à cette étude un caractère général (applications possible à l'étude du top ou aux décroissances du Higgs en électrons). Dans un souci de vérification, nous nous efforcerons de comparer, quand cela est possible, les résultats de nos simulations avec les données réelles obtenues lors de tests sous faisceaux ou, quand il s'agit de résultats plus généraux, avec les expériences prenant actuellement des données.

La suite de l'exposé s'organisera de la façon suivante. Dans une première partie, nous présenterons les caractéristiques des gerbes électromagnétique et hadronique développées dans les calorimètres. Nous détaillerons dans une deuxième partie les outils de simulation que nous avons utilisés. Nous préciserons ensuite les résultats que nous avons obtenus avec la procédure de sélection que nous avons mise au point pour identifier les électrons à l'aide du calorimètre électromagnétique de CMS. Nous finirons ce chapitre en considérant les différentes applications possibles de cet algorithme pour le détecteur CMS comme, par exemple, la reconstruction du canal de décroissance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

5.1 Les gerbes électromagnétiques et hadroniques

Nous présentons, dans cette section, les grandeurs nécessaires pour décrire le comportement des électrons (et donc des photons par analogie) et des hadrons (qui sont la principale source de bruit de fond pour les électrons) dans la matière.

5.1.1 Interaction particule-matière

Nous présentons de manière détaillée, dans l'annexe B, le comportement des particules dans la matière. Nous nous contenterons donc de rappeler les définitions générales qui sont utiles pour le domaine en énergie, $E > 1$ GeV, dans lequel nous considérerons les électrons, les photons et les hadrons:

- Les électrons: dans ce domaine en énergie, les électrons perdent quasiment toute leur énergie par rayonnement bremsstrahlung. Pour caractériser ce comportement on définit la longueur de radiation, X_0, qui représente la distance moyenne à partir de laquelle l'énergie de l'électron est réduite de $1/e \sim 63{,}2\%$ par rapport à son énergie initiale. L'approximation utilisée pour calculer X_0 est:

$$X_0 \sim 180\frac{A}{\rho Z^2} \tag{5.4}$$

  où A est la masse atomique de l'absorbeur et Z son nombre atomique. Une autre grandeur utile est l'énergie critique, E_c, pour laquelle la perte par ionisation est égale à l'énergie de l'électron incident:

$$E_c \sim \frac{550}{Z}\ \text{MeV} \tag{5.5}$$

- Les photons: dans le même domaine en énergie, le processus dominant pour les photons est la conversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ lors du passage dans le champ du noyau ou des électrons atomique. La longueur caractéristique est:

$$X_{pair} \sim \frac{9}{7}X_0 \tag{5.6}$$

- Les hadrons: Au delà d'une énergie de quelques GeV, les hadrons chargés peuvent être considérés comme des particules au minimum d'ionisation, c'est-à-dire que leur perte d'énergie par ionisation du milieu absorbeur par unité de volume, (dE/dx), est constante en première approximation et ne dépend plus de l'énergie incidente. Les interactions inélastiques via l'interaction forte des hadrons sont caractérisées par la longueur d'interaction nucléaire (λ_I) définie de manière analogue à X_0 et dont une bonne approximation est donnée par:

$$\lambda_I \sim 35 \times \frac{A^{1/3}}{\rho} \tag{5.7}$$

où ρ est la densité de l'absorbeur.

Les notions de longueurs d'interactions permettent de caractériser le comportement des électrons, des photons et des hadrons dans la matière et sont à la base de la compréhension du développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques dans un calorimètre.

5.1.2 Les gerbes électromagnétiques

Comme nous venons de le rappeler l'interaction entre un électron et le milieu absorbeur, pour le domaine des grandes énergies (E_0 >1 GeV), se fait par rayonnement bremsstrahlung. Pour le photon dans le même domaine en énergie le principal processus qui rentre en jeu est la production de paires e^+ e^-. Si la longueur du milieu absorbeur est suffisamment grande, ces phénomènes se combinent pour former des gerbes électromagnétiques. Le principe de formation de ces gerbes est le suivant: un électron pénètre dans le milieu absorbeur et émet un photon qui se convertit en une paire e^+ e^-. Les deux leptons émettent à leur tour un photon bremsstrahlung et ainsi de suite. Ce processus itératif donne naissance à une cascade de photons, positrons et électrons qui s'arrêtent quand les leptons de la paire e^+ e^- atteignent leur énergie critique dans ce matériau. Un phénomène analogue est bien sûr obtenu pour les photons incidents énergétiques. La figure 5.2 montre une simulation du développement d'une gerbe électromagnétique générée par un électron de 10 GeV dans le calorimètre électromagnétique de CMS: la grande majorité de la gerbe est contenue dans deux ou trois tours du calorimètre, la partie échappant à la détection étant due aux photons diffusés hors du calorimètre.

Une théorie précise des cascades électromagnétiques ne peut être entièrement analytique et nécessite une simulation Monte-Carlo. On peut néanmoins obtenir une idée globale du développement d'une gerbe électromagnétique en utilisant des concepts de base comme le *rayon de Molière* (R_M) et la *longueur d'absorbeur nécessaire pour contenir 98% de la gerbe* $(L(98\%))$. Dans la même optique on peut paramétriser la résolution en énergie.

5.1.2.1 Développement transverse d'une gerbe électromagnétique

L'axe de la gerbe électromagnétique est quasi parallèle à la direction initiale de la particule incidente ($e^{\pm}$, γ), car les photons (les paires e^+e^-) sont émis(es) dans un cône de faible angle

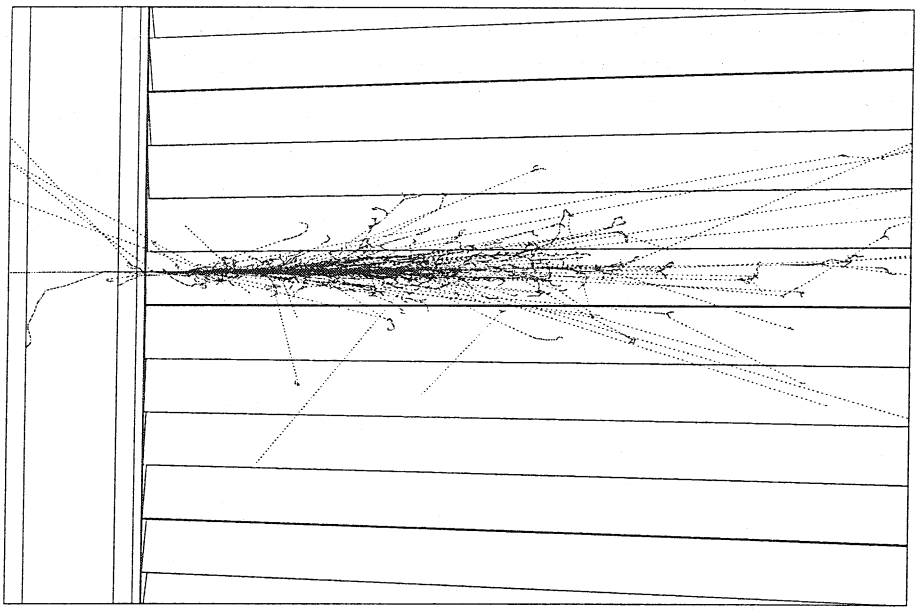

FIG. 5.2 - *Simulation d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre électromagnétique de CMS engendrée par un électron de 10 GeV. Les électrons sont en trait plein et les photons en trait pointillé.*

au sommet comme le montre l'équation (B.5) de l'annexe B. Le développement transverse de la gerbe est par conséquent dominé par la diffusion multiple des électrons (positrons) qui ne rayonnent pas mais ont une énergie suffisante pour s'écarter de la direction principale de la gerbe. On estime l'amplitude de ce développement transverse en utilisant pour unité le rayon de Molière (R_M, en cm) défini comme étant l'extension transverse d'un faisceau d'électrons d'énergie critique E_c, voir l'équation (5.5), passant à travers un milieu absorbeur d'une longueur de radiation d'épaisseur:

$$R_M = \frac{E_s}{E_c} X_0 \ , \quad \text{avec} \quad E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 \ \sim \ 21,2\text{MeV} \tag{5.8}$$

avec α, constante de structure fine, et $m_e c^2$, masse de l'électron en MeV. En utilisant les expressions (5.5) pour E_c et (5.4) pour X_0, on trouve une expression ne dépendant que des caractéristiques du milieu absorbeur (A, Z et ρ)

$$R_M \ \sim \ \frac{7A}{\rho Z} \tag{5.9}$$

L'expérience montre que 95% de l'énergie totale de la particule est contenue dans un cylindre de rayon [84]:

$$R(95\%) \ \sim \ 2R_M \ \sim \ 2\frac{E_s}{E_c} X_0 \tag{5.10}$$

Les 5% restant sont principalement dus à des photons de très faibles énergies (10-20 MeV) qui sont moins atténués dans la matière.

5.1.2.2 Développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique

On peut décrire le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique en faisant les hypothèses suivantes:

- les positrons et les électrons ont un comportement identique dans la matière;
- les sections efficaces du rayonnement bremsstrahlung et de la production de paire e^+ e^- sont utilisées dans leurs formulations asymptotiques pour les hautes énergies;
- les processus de diffusion de Rutherford et Compton sont négligés;
- l'énergie perdue à cause de l'ionisation (excitation) par longueur de radiation est continue et constante.

On utilise comme grandeur caractéristique la longueur de trace (T, en cm) définie comme la somme des traces de toutes les particules chargées (N_T) de la gerbe. En faisant l'hypothèse que tous les électrons (positrons) sont détectés (en réalité ils sont détectés jusqu'à un certain seuil qui dépend du type de calorimètre utilisé), on obtient [84]:

$$T \sim \frac{E_0}{E_c} X_0 = N_T X_0 \tag{5.11}$$

où E_0 est l'énergie incidente de l'électron. Le centre de gravité ou profondeur médiane de la gerbe (x_{med}, en cm), c'est-à-dire la longueur pour laquelle l'électron a déposé la moitié de son énergie incidente est donné par:

$$x_{med} = [\ln(T/X_0) + a] \times X_0 \tag{5.12}$$

a prenant les valeurs de 0,4 (1,2) pour les électrons. On peut alors calculer la longueur d'absorbeur nécessaire pour contenir 98%, $L(98\%)$, en cm, de la gerbe électromagnétique par:

$$L(98\%) = 2,5 x_{med} = 2,5 a X_0 + 2,5 X_0 \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) \tag{5.13}$$

Cette longueur a une valeur seuil donnée par les caractéristiques de l'absorbeur (X_0, E_c) et de la particule (a) puis augmente logarithmiquement avec l'énergie incidente de la particule.

5.1.2.3 Résolution en énergie d'un calorimètre électromagnétique homogène

Les caractéristiques du développement transverse et longitudinal des gerbes électromagnétiques imposent la géométrie du calorimètre électromagnétique. La bonne connaissance de ces caractéristiques permet de mesurer l'énergie des électrons et des photons de façon très précise. Le calorimètre électromagnétique est constitué d'un bloc de matière placé sur la trajectoire d'une particule incidente, de longueur suffisamment grande pour que la particule dépose une très grande partie de son énergie dans ce volume de matière.

La mesure de l'énergie déposée par l'électron dans le calorimètre se fait en utilisant: i) la lumière de scintillation émise lors de la désexcitation des atomes du milieu absorbeur; ii) la lumière émise par rayonnement Čerenkov par les électrons dans la cascade; iii) la charge déposée à la suite de l'ionisation du milieu. Les calorimètres utilisant la détection de la lumière pour mesurer l'énergie, catégories i) et ii) sont des calorimètres homogènes: ils sont composés d'un milieu homogène qui joue le rôle d'initiateur de la gerbe électromagnétique, de milieu absorbeur et de scintillateur. Les calorimètres utilisant la détection de la charge pour mesurer l'énergie, catégorie iii), sont des calorimètres à échantillonage: ils sont formés de couches de milieux différents successivement actif et passifs. Le détecteur CMS utilise un calorimètre électromagnétique homogène formés de cristaux au $PbW0_4$ et nous allons détailler les caractéristiques de ce type de calorimètre.

De manière générale, la précision sur la mesure de l'énergie est limitée, tout d'abord, par les fluctuations dans le développement de la gerbe électromagnétique. Elles sont dues à la nature statistique des processus responsables de la cascade. Comme on peut le voir dans l'équation (5.11) le nombre de traces chargées est directement proportionnel à l'énergie incidente de la particule si l'on suppose que le seuil de détection est suffisamment bas (quelques MeV dans le cas du $PbW0_4$). Or dans une cascade électromagnétique le nombre de particules (électrons + photons), N, produit est directement relié au nombre de traces chargées, N_T par:

$$N = \frac{3}{2} N_T \tag{5.14}$$

La résolution en énergie (σ), dans le cas où toute la gerbe électromagnétique est contenue dans le calorimètre, s'écrit donc:

$$\frac{\sigma}{E} \sim \frac{\sigma(N)}{N} \sim \frac{\sqrt{N}}{N} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \tag{5.15}$$

où E est l'énergie incidente de la particule en GeV. Cette contribution à la résolution en énergie est appelée résolution intrinsèque du calorimètre électromagnétique. Une autre contribution à la résolution vient du bruit de fond électronique; ce bruit de fond peut être décrit par une courbe gaussienne centrée sur zéro de largeur σ_E. Pour éliminer ce bruit, on ne considère que les cristaux ayant une énergie minimale supérieure à une valeur seuil calculée en nombre de σ_E. Ces effets, liés à l'instrumentation, donnent une contribution à la résolution en énergie de la forme:

$$\frac{\sigma}{E} \sim \frac{1}{E} \tag{5.16}$$

Enfin, les erreurs dues à la calibration des cristaux et aux impuretés donnent une contribution:

$$\frac{\sigma}{E} \sim \text{constante} \tag{5.17}$$

Signalons que si la gerbe électromagnétique n'est pas totalement contenue dans le calorimètre il faut ajouter un terme de la forme:

$$\frac{\sigma}{E} \sim \ln(E) \tag{5.18}$$

En résumé, dans le cas où la très grande majorité de la gerbe électromagnétique est contenue dans le calorimètre, la résolution en énergie peut être paramétrisée en ajoutant quadratiquement ces trois termes:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \tag{5.19}$$

où a représente le terme stochastique ($GeV^{1/2}$), b le terme constant, c l'énergie équivalente au bruit de fond électronique (GeV). Nous omettrons dans la suite les unités des grandeurs a, b et c. On peut remarquer que la résolution en énergie est d'autant meilleure que l'énergie est grande comme le montre la figure 5.3.

Les valeurs $a = 2\%$, $b = 0,5\%$ et $c = 0,2$ sont attendues pour le calorimètre électromagnétique de CMS [57]. Aux hautes énergies (E > 30 GeV) la résolution en énergie est dominée par le terme stochastique et le terme constant, qui fixe la limite inférieure absolue. Pour des énergies plus faibles correspondant à celles de la physique du B (voir la section 2.1), on observe une prédominance grandissante du terme de bruit de fond. La raison principale est que le calorimètre de CMS a été optimisé pour les hautes énergies, principalement la détection des photons provenant de la décroissance du boson de Higgs. La figure 5.3 montre la résolution en énergie obtenue par d'autres calorimètres électromagnétiques homogènes utilisés par des expériences LEP:

- l'expérience L3 [70] dont le calorimètre électromagnétique est également composé de cristaux scintillants faits de germanate de Bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$ dit BGO); sa résolution en énergie est optimisée pour les photons de faibles énergies (jusqu'à 100 MeV);
- l'expérience OPAL [71] dont le calorimètre électromagnétique est composé de tours faites de verre au plomb (SF57), c'est-à-dire un alliage de 25% de SiO_2 et de 75% de PbO. Le principe consiste dans ce cas à détecter les photons Čerenkov émis par les paires e^+e^- de la cascade électromagnétique. Ce calorimètre a également été conçu pour mesurer des électrons dans une gamme d'énergie allant de 100 MeV à 100 GeV.

Nous utiliserons les résultats donnés par ces deux expériences pour vérifier les résultats obtenus dans la sélection des électrons et la résolution en masse obtenue pour le canal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

5.1.3 Les gerbes hadroniques

Les hadrons (neutres et chargés) perdent également leur énergie sous forme de cascade de particules dans des matériaux denses; leur comportement dans la matière est cependant beaucoup plus complexe que celui des électrons puisqu'ils sont également sensibles à l'interaction forte. Le processus de perte d'énergie des hadrons dans la matière n'est pas itératif (comme pour la gerbe électromagnétique) mais divisé en trois étapes. Tout d'abord, la gerbe hadronique est initiée par l'interaction du hadron avec les composants du noyau (voir la section B.1c dans l'annexe B). Dans une seconde phase, les nucléons du noyau cible (qui n'ont pas été arrachés au noyau) reviennent dans un état de pré-équilibre en émettant principalement des neutrons et des protons rapides (E > 100 MeV).

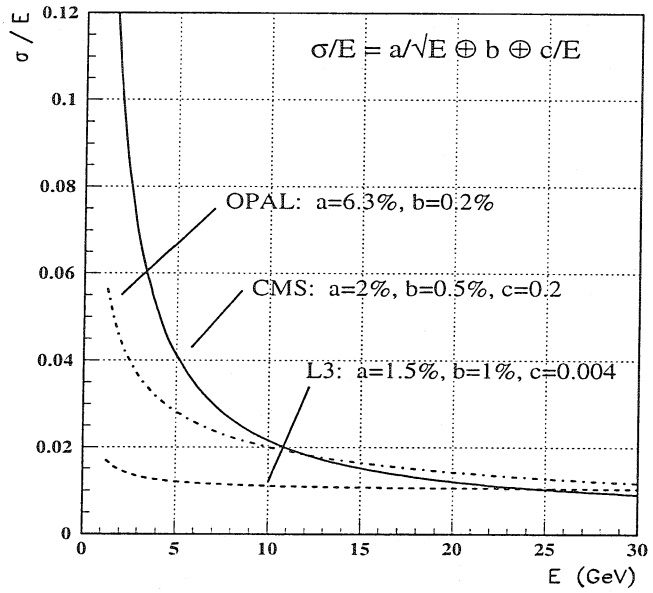

FIG. 5.3 - *Résolution en énergie des calorimètres électromagnétiques des expériences CMS OPAL et L3.*

5.1.3.1 Développement transverse d'une gerbe hadronique

De manière analogue à la gerbe électromagnétique, on utilise une longueur moyenne, la longueur d'absorption nucléaire (λ_I), pour mesurer le développement transverse et longitudinal de la gerbe hadronique comme le montre la figure 5.4. En projection transverse, la gerbe comporte une partie centrale (largeur à mi-hauteur, FWHM sur la figure 5.4) énergétique et assez collimée:

$$0,1\lambda_I < R < 0,5\lambda_I \tag{5.20}$$

Les valeurs prises par le rayon R dépendent de l'énergie incidente de la particule et de la profondeur atteinte. Autour de ce coeur, on trouve des particules d'énergie plus faible et qui peuvent s'écarter très loin de l'axe de la gerbe. On peut considérer que 95% de la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon:

$$R(95\%) < 1\lambda_I \tag{5.21}$$

5.1.3.2 Développement longitudinal d'une gerbe hadronique

Le comportement longitudinal de la gerbe dépend peu de l'énergie et du matériau absorbeur (voir la figure 5.4). La profondeur médiane de la gerbe (son centre de gravité), x_{med}, est donnée par la formule empirique [84]:

$$x_{med} = [0,54 \times \ln(E) + 0,4] \times \lambda_I \tag{5.22}$$

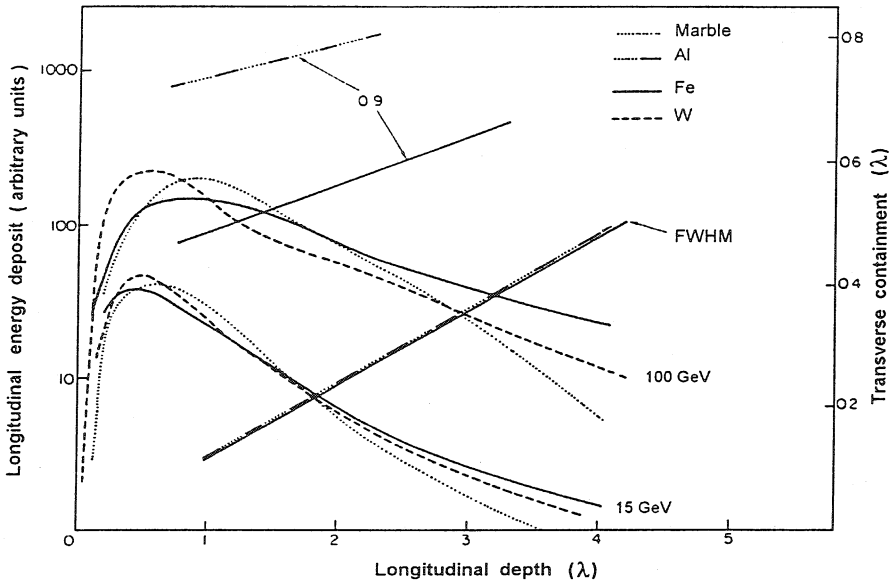

FIG. 5.4 - *Energie déposée dans la matière (échelle de gauche) et développement transverse (échelle de droite) d'une gerbe hadronique dans différents matériaux (marbre, aluminium, fer et tungstène). Les distributions des gerbes hadroniques sont mesurées depuis le vertex de première interaction (en non depuis le point d'entrée dans le milieu absorbant) [85].*

où E est l'énergie incidente en GeV. La longueur d'absorbeur nécessaire pour contenir 95% de la gerbe hadronique, $L(95\%)$, est estimée par:

$$L(95\%) \sim 2,5x_{med} \sim \lambda_I + (1,35\lambda_I) \times \ln(E) \tag{5.23}$$

Par exemple un hadron ayant une énergie de 1 TeV perd 95 % de son énergie dans ~ 10 λ_I. Les équations (5.21) et (5.23) sont analogues aux équations (5.10) et (5.13) par leur comportement en λ_I (X_0) pour le développement transverse de la gerbe et en $\ln(E)$ pour le développement longitudinal.

5.1.3.3 Résolution en énergie d'un calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique utilise des techniques similaires à celles des calorimètres électromagnétiques. La différence entre les deux calorimètres vient du fait que plusieurs particules de nature différentes (π^0, neutrons, protons, muons, ...) sont produites lors de la cascade. De plus, l'énergie nécessaire pour "extraire" un nucléon du noyau (qui doit être supérieure à l'énergie de liaison) ainsi que la partie de l'énergie emportée par les neutrons rapides ou les muons et les neutrinos, issus de la décroissance en vol des pions chargés, n'est pas détectée par le calorimètre hadronique. Signalons enfin que les protons et les photons de faibles énergies (quelques MeV) sont également très insuffisamment mesurés. Cette perte d'information aboutit à un traitement différent pour la composante hadronique et

électromagnétique (connu sous le nom de rapport 'e/h'). Ceci résulte en une sous-évaluation systématique de l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique.

La résolution en énergie du calorimètre hadronique peut être paramétrisée de manière analogue à celle du calorimètre électromagnétique suivant l'équation (5.19). Cependant dans la plupart des cas le calorimètre hadronique est un calorimètre à échantillonage. Il faut donc rajouter un terme pour tenir compte des fluctuations liées à ce type de détection. A cause du comportement compliqué de la composante hadronique de la cascade, la résolution en énergie du calorimètre hadronique est généralement bien plus mauvaise que celle du calorimètre électromagnétique .

Signalons que les neutrons rapides (E > 0,1 GeV) produits lors de l'interaction des hadrons avec la matière sont émis isotropiquement et peuvent donc être émis en sens inverse par rapport à la particule incidente et sortent du calorimètre (neutrons albedo). Il sont à l'origine de dommages importants dans les autres parties du détecteur [86].

Après ce bref rappel sur les caractéristiques des gerbes électromagnétiques et hadroniques, nous allons détailler les outils utilisés pour simuler et analyser le comportement des particules produites dans un événement $pp \rightarrow b\bar{b} + X$.

5.2 Outils de simulation

La simulation des événements proton-proton est réalisée en deux étapes: génération d'un événement, désintégration des différentes particules qui le composent suivi de l'interaction des particules dans le détecteur. Ces deux étapes utilisent les techniques Monte-Carlo, qui permettent de générer aléatoirement des nombres réels.

5.2.1 PYTHIA 5.7

Pour générer des événements $pp \rightarrow b\bar{b} + X$, nous avons utilisé le générateur d'événements PYTHIA, version 5.7 [87] qui procède en trois étapes: i) génération des événements proton-proton, ii) fragmentation des quarks b, iii) désintégration des particules. A la fin du processus complet de génération d'événements, on obtient un ensemble de particules finales composé majoritairement de pions et de photons. Les notions théoriques nécessaires pour décrire ces trois étapes ont déjà été exposées dans le chapitre 2. Plusieurs outils sont disponibles pour la réalisation de ces trois étapes et nous allons maintenant préciser ceux que nous avons utilisé.

Pour le point i), une connaissance détaillée de la fonction de structure du proton $F_2(x, Q^2)$ est requise. Son calcul est basé sur la QCD perturbative et sur les prédictions des équations d'évolution des partons dans le proton [88, 89]. Les résultats obtenus sont ensuite ajustés avec les données expérimentales. La principale incertitude réside dans le comportement de cette fonction à faible x où la contribution des gluons est dominante. De grands progrès ont été réalisés dans ce domaine grâce notamment aux résultats obtenus en 1993 par les expériences

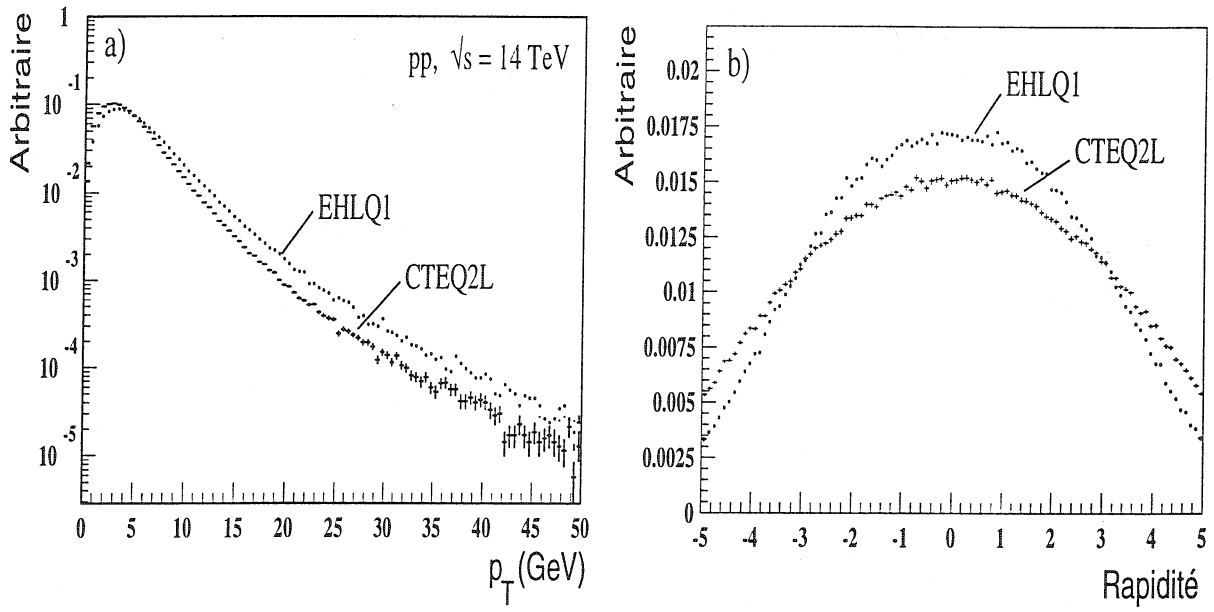

FIG. 5.5 - *Spectres de hadrons beaux obtenus avec deux ensembles de fonctions de structure différentes EHLQ1 et CTEQ2L: a) p_T et b) rapidité.*

ZEUS et H1 sur le collisionneur HERA de DESY [90, 91]. Dans la suite, nous utiliserons l'ensemble de fonctions de structure CTEQ2L [92] qui tient compte de ces nouveaux résultats expérimentaux. Nous prendrons également en compte, dans notre simulation, les trois modes principaux de production des hadrons beaux (fusion et scission de gluons, excitation de saveur). La comparaison des spectres de distribution en impulsion transverse et en rapidité des hadrons beaux produits avec les fonctions de structure CTEQ2L et EHLQ1 (élaborée au milieu des années 1980) [93] proposé sur la figure 5.5, nous montre que les hadrons sont produits de manière moins centrale et avec une impulsion moyenne plus faible dans le cas de CTEQ2L. Nous tiendrons compte de cet effet dans l'étude de la stabilité de nos résultats.

Nous allons maintenant décrire la méthode appliquée pour simuler la fragmentation des quarks – point ii). Elle est divisée en deux étapes: 1) la génération des quarks et des gluons traitée à l'aide de la QCD perturbative et 2) l'hadronisation traitée à l'aide de modèles phénoménologiques. Le générateur PYTHIA utilise pour la première étape l'approximation la méthode des "gerbe de partons" [94], basé sur les logarithmes dominants, qui décompose les événements en trois processus fondamentaux ($g \to gg$, $g \to q\bar{q}$ et $q \to qg$). A ces trois processus de base est associée la probabilité que la transition $a \to bc$ survienne dans un intervalle de temps dt donnée par les équations d'Altarelli-Parisi [88, 89]. Pour l'étape 2), PYTHIA utilise le modèle des cordes décrit dans la section 2.2.1 et la fragmentation de Peterson et al. présenté dans la section 2.2.2 avec [26]:

$$\begin{aligned} \epsilon_c &= 0,05 \\ \epsilon_b &= 0,005 \end{aligned} \tag{5.24}$$

La désintégration des particules issues de la fragmentation, point iii) est alors simulée en

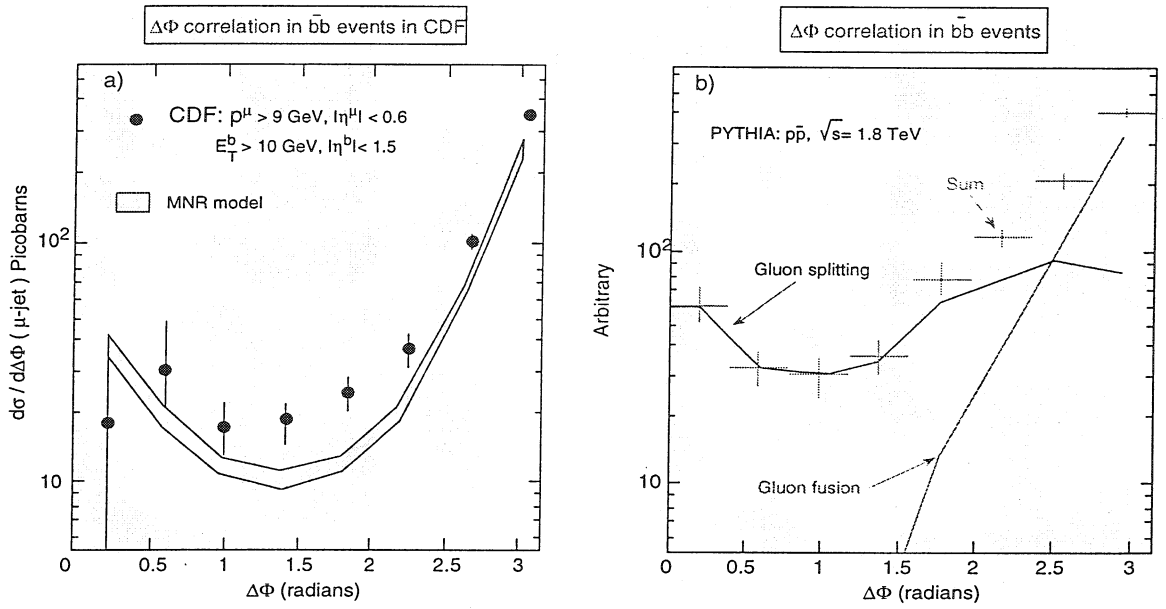

FIG. 5.6 - *Corrélation angulaire azimutale ($\Delta\phi$) entre le muon (venant d'un jet de b) et le jet $\bar{b}$ dans un événement $b\bar{b}$: a) avec le détecteur CDF [95] et b) avec le générateur d'événements PYTHIA.*

utilisant les rapports de branchement et les temps de vie mesurés.

De manière à vérifier les prédictions de PYTHIA dans le domaine de la physique du B, nous avons comparé les résultats obtenus par ce générateur avec ceux obtenus récemment par le détecteur CDF dans la corrélation angulaire azimutale ($\Delta\phi$) entre le muon (venant d'un jet de b) et le jet $\bar{b}$ dans un événement $b\bar{b}$ [95]. Les résultats obtenus par CDF sont montrés sur la figure 5.6a ainsi que la prédiction faite par un modèle basé sur les calculs théoriques au deuxième ordre en α_S (modèle MNR [96]) – et non sur l'approximation des logarithmes dominants comme dans PYTHIA. Le résultat obtenu par PYTHIA (normalisé au données expérimentales pour $\Delta\phi = 3$ rad.), présenté sur la figure 5.6b, est en accord avec les résultats de CDF. Cette comparaison permet de tester notamment les prédictions du générateur dans la proportion relative des processus de fusion et de scission de gluons à l'énergie du Tevatron ($\sqrt{s} = 1{,}8$ TeV); en effet, par défaut pour cette énergie, PYTHIA donne la même proportion d'événements produits par fusion de gluons et scission de gluons; de manière à obtenir des résultats plus proche de CDF, il faut dans ce cas augmenter la contribution du processus de fusion de gluons.

5.2.2 Simulation du détecteur CMS

Le logiciel GEANT [3] est couramment utilisé en physique des particules pour modéliser la géométrie d'un détecteur et les caractéristiques des matériaux qui le composent et décrire les interactions particule-matière. Après avoir défini le détecteur à l'aide de volumes remplis par des matériaux, le programme suit le comportement des particules simulés pas à pas et

calcule l'énergie qu'elle dépose dans la matière, le nombre de particules secondaires issues de cette interaction, et éventuellement simule leur décroissance. Les particules secondaires sont à leur tour soumises au même traitement. Cette approche permet de prendre en compte de manière correcte (et suivant l'énergie de la particule) tous les phénomènes intervenant dans l'interaction particule-matière ce qui est impossible à réaliser par un calcul purement analytique.

Dans notre analyse, les électrons et photons sont étudiés jusqu'à une énergie de 1 MeV (valeur un peu inférieure à l'énergie minimale nécessaire pour la conversion du photon en une paire électron-positron) et les hadrons et les muons jusqu'à 10 MeV.

La modélisation du détecteur CMS est effectuée à l'aide du programme CMSIM [97] et correspond à la géométrie décrite dans la Proposition Technique (TP)[57], à l'exception du détecteur de pieds de gerbes dans les parties latérales. Nous allons maintenant présenter plus en détails la modélisation adoptée pour les différentes parties du détecteur utiles à notre analyse ainsi que le traitement des informations données par le Monte-Carlo (reconstruction des trajectoires, ...). Nous présenterons également en détail les performances attendues pour chacun des détecteurs dans le domaine en énergie spécifique de la physique du B (2 GeV < E < 30 GeV).

a) Le détecteur central

La méthode que nous avons utilisée pour reconstruire les traces se divise en trois étapes:

1. Digitisation et clusterisation: chaque particule touche plusieurs pistes lors de son passage dans un détecteur et la lecture analogique permet de garder l'information de la charge déposée sur chacune d'elle. L'analyse de ces informations permet de regrouper ces pistes en clusters et d'obtenir un ensemble de points par événements dans le détecteur central.

2. Reconnaissance de traces: il n'existe pas encore de procédure de reconnaissance de traces réaliste dans CMS, c'est-à-dire permettant de former des traces à partir des points correspondant à un événement. En conséquence, on utilise la méthode du filtre de Kalman[2] [98] guidée par le Monte-Carlo, et on fait l'hypothèse que les électrons sont reconstruits avec une efficacité de 90% et les hadrons avec une efficacité de 95% pour $p_T > 2$ GeV [57].

3. Critères de qualité: Les traces, ainsi reconstruites, doivent satisfaire aux critères de qualité suivants:

   - *au moins 6 points ajustés (N_{fit}) par trace.* Comme le montre la figure 5.7a, chaque trace chargée possède en moyenne 12 points.

2. On forme un segment en ajustant trois points situés dans les trois dernières couches du détecteur central et on calcule les paramètres de cette 'trace' (p_T, θ, ϕ et la position du point) et la matrice covariante des erreurs; on extrapole ensuite cette trace à la couche précédente et on sélectionne les deux points mesurés les plus proches de la trace. On continue ainsi jusqu'à la première couche.

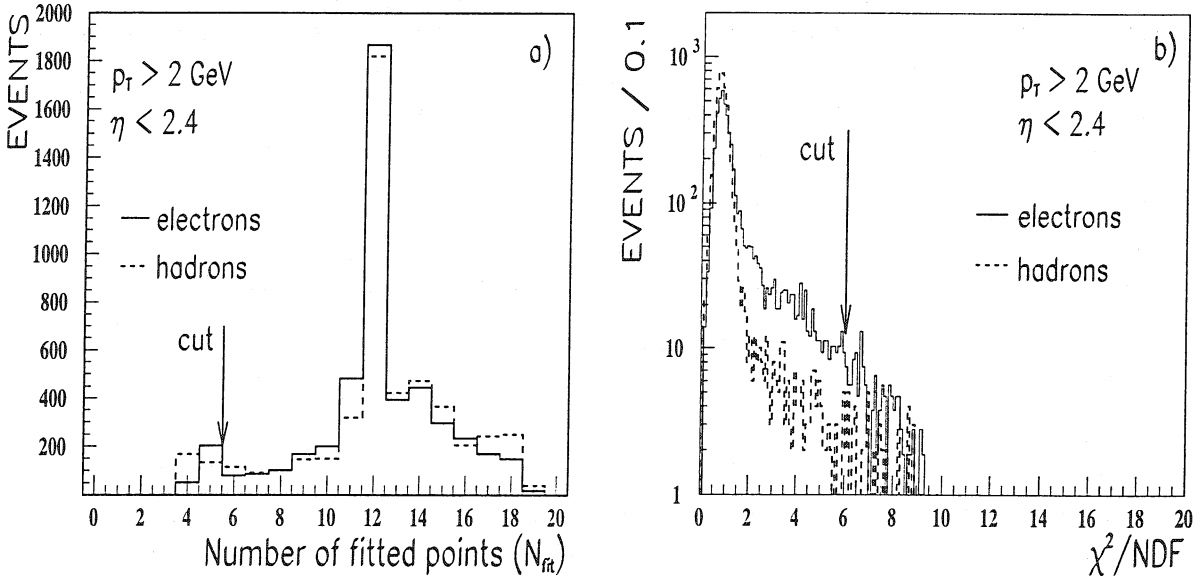

FIG. 5.7 - *a) Nombre de points ajustés par traces, b) distribution χ^2/NDF. Les lignes pleines représentent les électrons, les lignes pointillées les hadrons et les flèches la valeur choisies pour les coupures.*

- *la longueur de la trace reconstruite doit être supérieure à 100 cm,*
- $\chi^2/NDF < 6$, comme le montre la figure 5.7b. Ces coupures ont été ajustées pour les besoins de notre analyse et les valeurs des coupures pourront être modifiées en fonction des résultats de la procédure de reconnaissance de trace.

Pour chaque trace reconstruite, on connaît l'impulsion transverse, p_T, et les angles polaire[3], θ, et azimutal, ϕ, calculés au niveau du premier point de mesure. Pour calculer ces quantités au vertex de production (on fait l'hypothèse, dans ce cas, que vertex de production et vertex primaire d'interaction proton-proton sont confondus), nous extrapolons les traces reconstruites du premier point de mesure jusqu'au vertex primaire d'interaction, en tenant compte de la courbure due au champ magnétique de 4 T. Les points d'impacts dans le calorimètre électromagnétique et le détecteur de pieds de gerbe des parties latérales sont également obtenus en extrapolant les traces. Les paramètres d'impact, distance la plus proche entre la trace reconstruite et le vertex primaire d'interaction, sont également calculés suivant ce principe.

Nous allons maintenant présenter en détails les performances du détecteur CMS dans la mesure des paramètres des traces reconstruites (l'impulsion transverse, l'angle polaire et azimutal, les paramètres d'impact et la reconstruction des vertex secondaires):

1. Résolution en impulsion: Les résolutions en impulsion transverse, angle polaire et azimutal attendues sont montrées sur la figure 5.8 en fonction de l'impulsion transverse

3. on utilisera également l'angle $\lambda = \pi/2 - \theta$

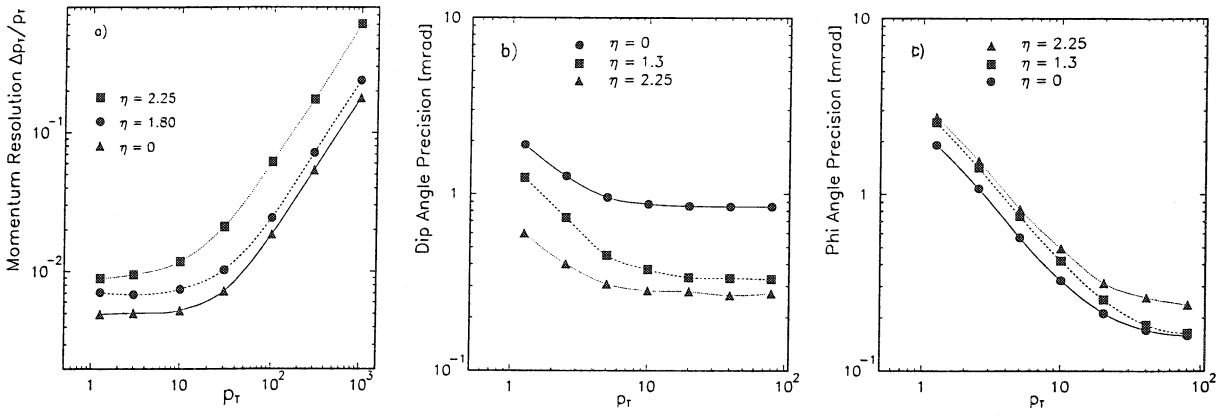

FIG. 5.8 - *Résolution en: a) impulsion transverse, b) angle polaire et c) angle azimutal; le point d'interaction proton-proton n'est pas inclus parmi les points utilisés pour former la trajectoire [99].*

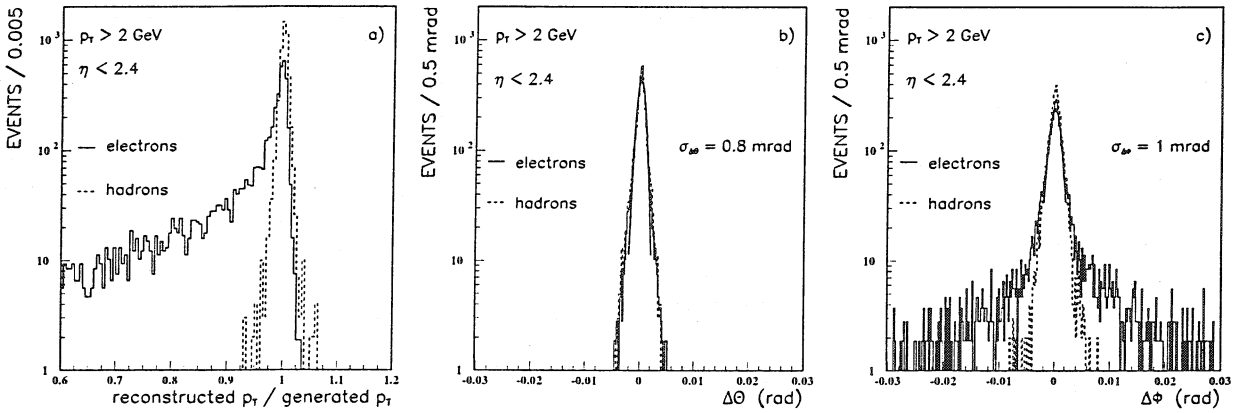

FIG. 5.9 - *a) Rapport entre l'impulsion transverse reconstruite sur générée. Différences entre la valeur générée et la valeur reconstruite de : b) l'angle polaire, c) l'angle azimutal.*

et pour différentes valeurs de η. Pour des impulsions transverses comprises entre 2 et 30 GeV qui intéressent la physique du B, la résolution en p_T est comprise entre 0,5 et 2 %, et celles des angles θ et ϕ inférieures à 1 mrad. De manière à illustrer la différence de comportement des électrons et des hadrons chargés dans le détecteur central, la figure 5.9 montre la distribution du rapport entre valeur reconstruite et valeur générée de l'impulsion transverse et la différence entre la valeur reconstruite, et la valeur générée des angles θ et ϕ. Les queues non gaussiennes observées dans la distribution $\Delta\phi$ pour les électrons sont principalement dues au rayonnement bremsstrahlung dans les matériaux du détecteur central. Ceci est également à l'origine de la sous-estimation (de 10%) de l'impulsion transverse des électrons.

2. Résolution en paramètre d'impact: la résolution en paramètre d'impact dépend essentiellement de la position des détecteurs pixels au silicium (placés à 7,7 cm et 11,7 cm de l'axe des faisceaux dans notre simulation). La figure 5.10 montre la résolution en

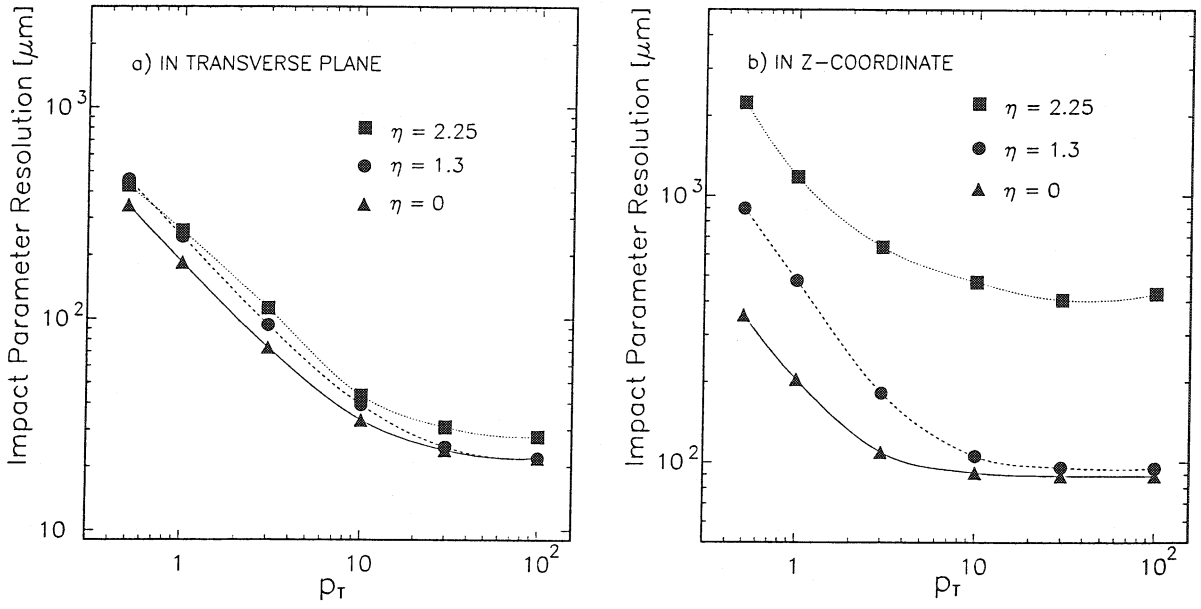

FIG. 5.10 - *Résolution en paramètre d'impact: a) dans le plan transverse, b) dans le plan longitudinal [99].*

paramètre d'impact attendue pour le détecteur CMS dans le plan transverse, IP_{XY}, et suivant la direction Z, IP_Z. Pour des impulsions transverses comprises entre 2 et 30 GeV, la résolution est inférieure à 100 μm pour le paramètre d'impact dans le plan transverse et comprise entre 100 μm et 1 mm pour le paramètre d'impact suivant la direction Z.

3. Reconstruction des vertex secondaires: la position des détecteurs à pixels au silicium est également déterminante pour la reconstruction des vertex secondaires. Nous utiliserons dans la suite le temps propre, t, du méson B_d^0 comme variable de sélection. Il est défini comme:

$$t = \frac{m \times d_T}{p_T} \tag{5.25}$$

où d_T est la distance parcourue dans le plan transverse, p_T l'impulsion transverse et m la masse du B_d^0. La résolution en temps propre, $\sigma_{t/\tau}$ (t en unités du temps de vie du B_d^0) obtenue avec une simulation détaillée des pixels au silicium [100] est montrée sur la figure 5.11 pour les désintégrations $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ et $B_d^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)K_S^0$ dans la région centrale ($|\eta| \leq 1,8$). La valeur moyenne de la résolution est de l'ordre de 7 à 8%. Le résultat plus élevé obtenu pour la désintégration $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ est du au fait que les muons sont plus collimés que les pions dans la décroissance du méson B_d^0.

b) Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est le détecteur qui joue le rôle le plus important dans la séparation des électrons et des hadrons grâce à sa très bonne résolution en énergie, sa très fine

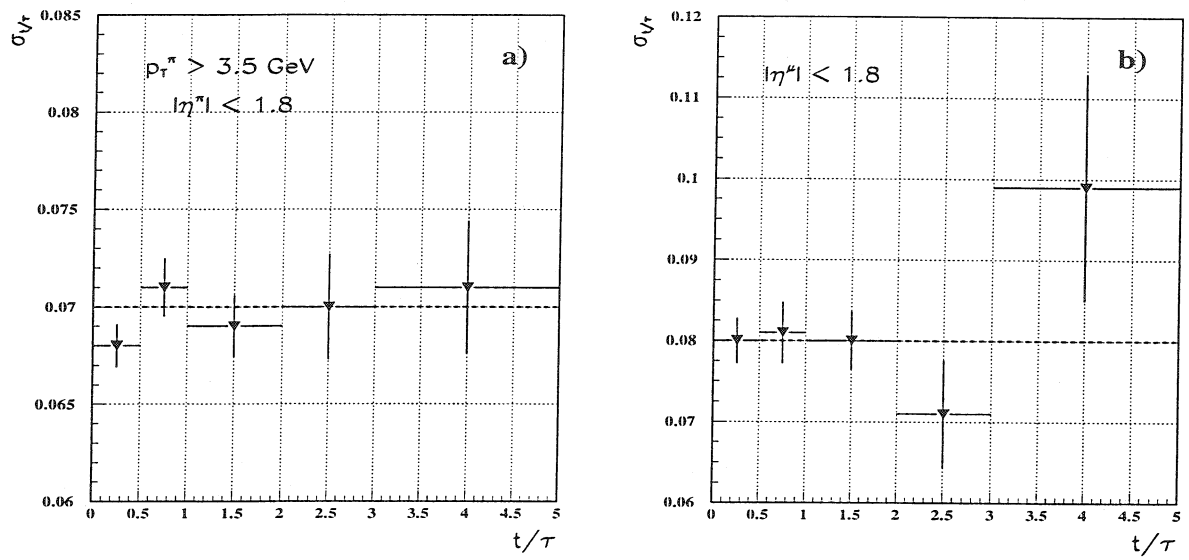

FIG. 5.11 - *Résolution en temps propre t/τ pour: a) le canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, b) le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)K_S^0$.*

granularité transverse et des cristaux caractérisés par un rayon de Molière très petit. Nous utilisons une modélisation du calorimètre électromagnétique correspondant à celle proposée dans le Proposition Technique. Nous faisons l'hypothèse que la collection de la lumière est uniforme (nous reviendrons sur ce point dans la section 5.2.3) et nous n'incluons pas les effets de la digitisation.

Nous allons maintenant détailler la paramétrisation utilisée pour simuler le développement et l'énergie déposée dans les cristaux par un électron ou un photon. Comme nous l'avons vu dans la section 5.1.2, l'information sur une gerbe électromagnétique est contenue dans trois paramètres: son énergie, ses profils longitudinal et transverse. L'énergie moyenne déposée par unité de volume dans les cristaux est donc donnée par:

$$\frac{dE}{dxdydz} = E \times \frac{dL}{dz} \times \frac{dT(r,z)}{2\pi r dr} \tag{5.26}$$

où l'axe z correspond à la ligne de vol de la particule incidente, et x, y (r, ϕ) au plan orthogonal à cette direction. Les fonctions L (profil longitudinal) et T (profil transversal) sont paramétrisées et ajustées aux valeurs données par la simulation détaillée (GEANT) pour différentes énergies incidentes [101]. L'énergie $E = N\epsilon$ est obtenue en générant une distribution de Poisson de N points répartis conformément au profil défini par L et T et d'énergie ϵ. Afin de s'affranchir des caractéristiques du milieu absorbeur, on exprime l'énergie en terme d'énergie critique (E_c), la variable z en terme de longueur de radiation (X_0), et la variable r en terme de rayon de Molière (R_M). Les fluctuations globales du profil de la gerbe sont ensuite générées en variant les paramètres des fonctions L et T autour de leurs valeurs moyennes. Les fluctuations stochastiques de l'énergie, paramètre a dans l'équation (5.19),

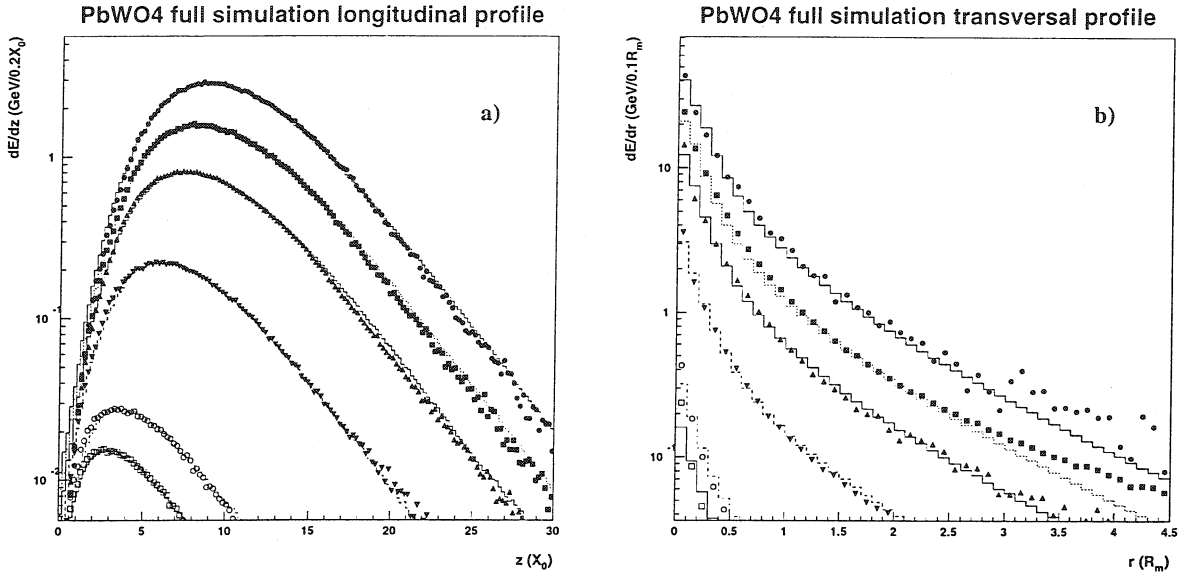

FIG. 5.12 - *Profils de gerbes dans le calorimètre électromagnétique de CMS pour des électrons de 0,5, 1, 10, 40, 80, 150 GeV, obtenues avec GEANT (ligne pleine) et la paramétrisation (symboles): a) profils longitudinaux et b) profils transverses [101].*

sont obtenues en combinant une variation de l'énergie ϵ suivant une distribution de Landau avec une valeur moyenne du nombre de points N par unité d'énergie. La comparaison des résultats obtenus avec cette paramétrisation de la gerbe électromagnétique et le programme GEANT pour des électrons de différentes énergies est montrée sur la figure 5.12.

Les données provenant des tests sous faisceaux des cristaux $PbWO_4$ montrent que les valeurs $a = 5\%$, $b = 0,5\%$ and $c = 0,2$ ($a = 2\%$, $b = 0,5\%$ and $c = 0,2$ pour le Proposition Technique), pour les termes stochastiques, constant et l'énergie équivalente au bruit de fond électronique sont facilement réalisables pour le calorimètre électromagnétique de CMS. Nous choisirons donc, de façon pessimiste (comparé aux valeurs données dans le Proposition Technique), ces valeurs comme hypothèse de travail dans la suite de l'analyse.

La figure 5.13a donne la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique pour différentes valeurs de a, b et c. Comme nous l'avions déjà noté sur la figure 5.3, le terme dominant à faible énergie (E < 10 GeV) est le terme de bruit de fond, $c = 0,2$. Pour simuler ce terme nous avons ajouté une énergie équivalente au bruit de fond électronique de $\sigma_E =$ 25 MeV par cristal. Nous imposons un seuil en énergie (suppression de zéro) égal à $2\sigma_E$. Les résultats du Monte-Carlo sont indiqués avec des symboles sur la figure 5.13b, quand l'énergie est collectée dans une matrice de 5×7 cristaux avec ou sans champ magnétique et avec différents traitements du bruit électronique. Ceci permet d'illustrer l'importance des différents paramètres pouvant affecter la résolution en énergie.

Dans le cas des hadrons, ces fluctuations sont dominées par la nature de la première collision inélastique avec le noyau, difficile à paramétriser. En conséquence, nous utilisons le traitement de GEANT pour le développement et l'énergie déposée dans les cristaux. Nous

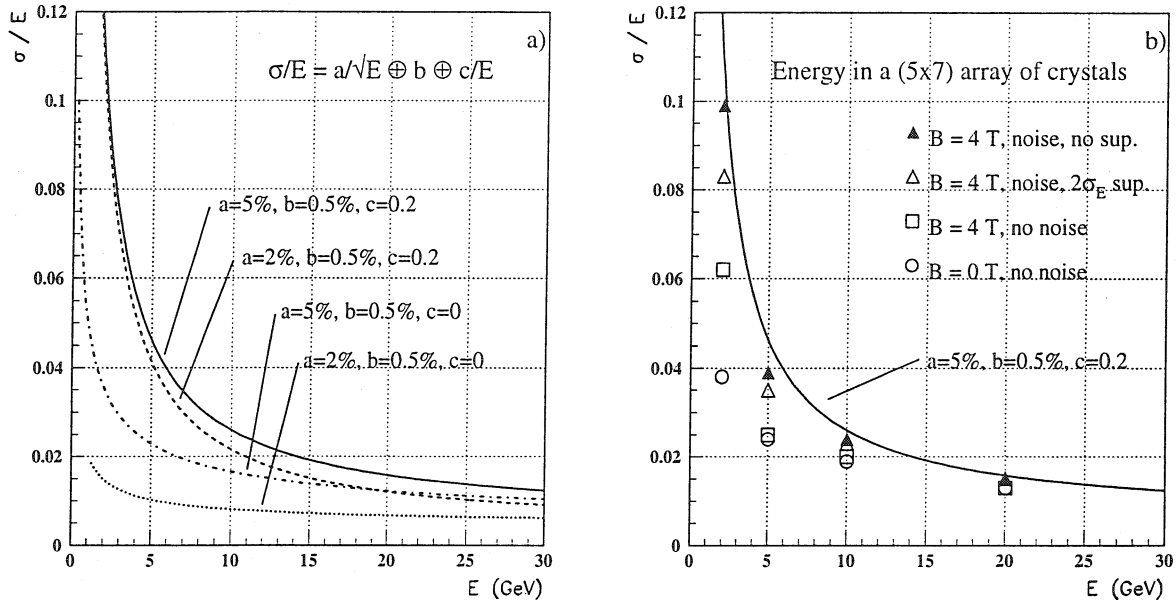

FIG. 5.13 - *Résolution en énergie du calorimètre électromagnétique pour: a) les courbes correspondant à la paramétrisation donnée dans la Proposition Technique; b) les points sont obtenus avec le Monte-Carlo quand l'énergie est collectée dans une matrice de 5×7 cristaux et la ligne pleine est celle choisie par la suite de l'analyse.*

vérifierons les prédictions du Monte-Carlo en comparant ces résultats avec ceux des tests sous faisceaux dans la section 5.2.3.

c) Le détecteur de pieds de gerbes

Une coupe transverse du détecteur de pieds de gerbes utilisé dans les bouchons de CMS est montrée sur la figure 5.14a (à faible luminosité, il n'y pas de détecteur de pieds de gerbes devant la partie centrale du calorimètre électromagnétique). Il diffère de la version donnée dans le Proposition Technique mais correspond à la géométrie utilisée durant les tests sous faisceaux en 1995 [102]. Ce détecteur est formé de deux plaques de plomb d'épaisseur 1,12 cm ($2X_0$) et 0,56 cm (1 X_0), utilisées comme absorbeur, interfoliées avec des plans contenant des détecteurs à pistes au silicium, de 3×3 cm^2, d'épaisseur 300 μm et ayant un pas de 2 mm. Le tout est entouré de modérateurs à neutrons au polyéthylène qui permettent de protéger les détecteurs au silicium des radiations venant du détecteur central et du calorimètre électromagnétique.

Comme nous l'avons déjà mentionné dans la section 4.2.2.1, le détecteur de pieds de gerbes est initialement prévu pour aider à distinguer un photon "isolé" d'un photon venant de la décroissance $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (la granularité dans cette région n'est plus suffisante pour éliminer cette source de bruit de fond). Dans notre analyse, nous utiliserons ce détecteur pour séparer les électrons des hadrons chargés; les électrons déposent en moyenne de 10 à 15 MeV dans le plomb (3 X_0) alors que les hadrons peuvent être considérés comme des particules au minimum d'ionisation et déposent environ 100 keV.

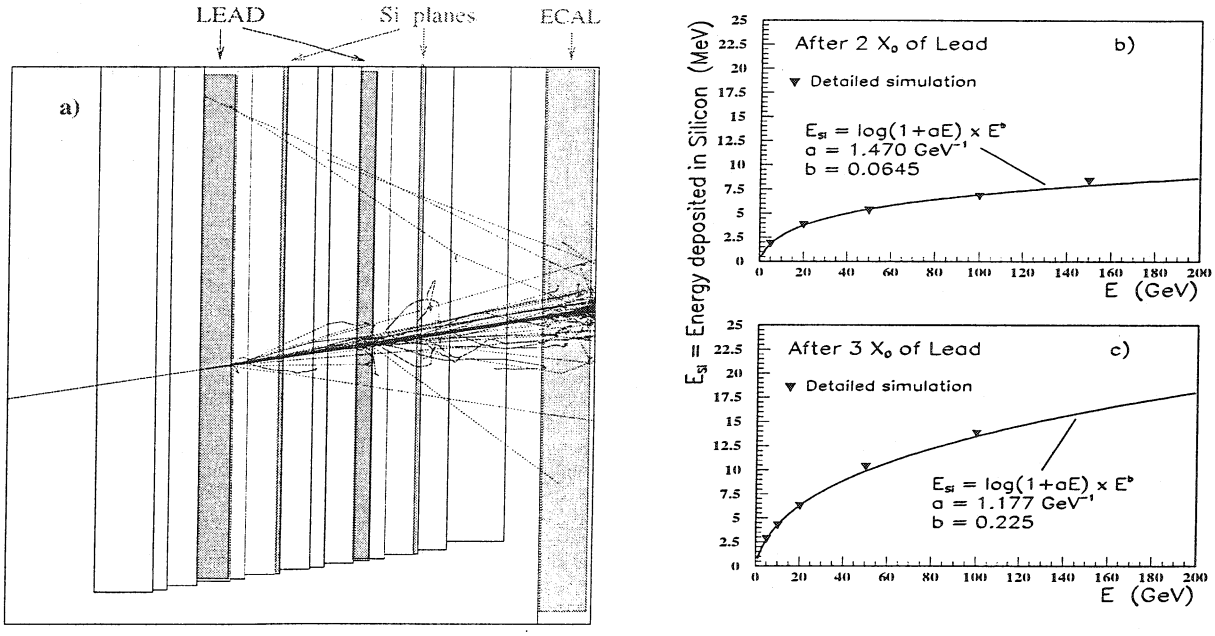

FIG. 5.14 - *a) Gerbe électromagnétique initiée par un électron de 30 GeV dans le détecteur de pieds de gerbes. Paramétrisation de l'énergie déposée dans le : b) premier et c) second plan du détecteur de pieds de gerbes. Les triangles représentent les résultats obtenus avec une simulation détaillée de ce détecteur.*

Le principe de fonctionnement du détecteur est le suivant: le premier et le second plan de détecteurs au silicium permettent de mesurer les coordonnées X et Y de la particule chargée traversant le détecteur. Un exemple de gerbe électromagnétique initiée dans le détecteur de pieds de gerbes par un électron de 30 GeV est montré sur la figure 5.14a. L'énergie déposée dans les fines couches en silicium par un électron a été paramétrisée. Pour ce faire, nous avons ajusté les résultats obtenus avec une simulation GEANT détaillée de la réponse du détecteur de pieds de gerbes avec la fonction:

$$E_{Si} = \log(1 + aE) \times E^b, \tag{5.27}$$

où E (en GeV) et E_{Si} (en MeV) correspondent aux énergies incidentes et déposées respectivement; a et b sont des paramètres libres. Le résultat de cet ajustement est montré sur les figures 5.14b et 5.14c.

Les hadrons sont traités comme des particules au minimum d'ionisation dans les plans de silicium. Un bruit électronique avec une énergie équivalente de $\sigma_E = 20$ keV par piste est rajouté au signal. Le seuil en énergie est de $5\sigma_E$ [103].

d) Le calorimètre hadronique

La description du calorimètre hadronique correspond à la version présentée dans le Proposition Technique. Nous utiliserons principalement les deux propriétés suivantes dans notre analyse:

1. une correspondance géométrique parfaite entre les calorimètres électromagnétique et

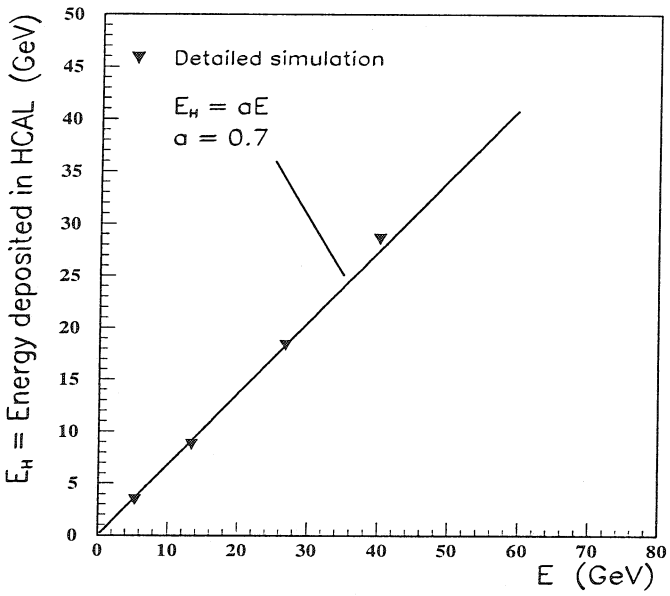

FIG. 5.15 - *Calibration du calorimètre hadronique. Les triangles représentent les résultats obtenus avec la simulation détaillée du détecteur.*

hadronique (1 tour du calorimètre hadronique = matrice 6×6 cristaux du calorimètre électromagnétique),

2. une description approximée, non uniforme en ϕ, des matériaux situés entre les calorimètres électromagnétique et hadronique [104].

La composante électromagnétique de la gerbe hadronique dans le calorimètre hadronique est paramétrisée selon un principe analogue à celui décrit pour la gerbe électromagné-tique dans le calorimètre électromagnétique [105]. La composante hadronique est simulée par GEANT. De manière à tenir compte des particules neutres contenues dans la gerbes (et qui ne sont pas détectées par les scintillateurs), le calorimètre hadronique est calibré dans le Monte-Carlo avec des pions de différentes énergies. Un ajustement linéaire des différents points obtenus est montré sur la figure 5.15.

Une énergie équivalente au bruit de fond électronique avec $\sigma_E = 250$ MeV est ajoutée par tour du calorimètre hadronique et une suppression de zéro de $3\sigma_E$ est appliquée.

5.2.3 Comparaison avec les données des tests sous faisceaux

Durant les deux dernières années, plusieurs matrices de cristaux $PbWO_4$ dont la géométrie correspond à celle presentée dans le Proposition Technique, ont été testées sous faisceaux [102, 106]. Signalons cependant qu'il n'existe pas actuellement de données avec une énergie des faisceaux correspondant au domaine en énergie qui concerne la physique du B (2 GeV

$< E <$30 GeV). Cette comparaison est donc surtout un moyen de vérifier les prédictions du Monte-Carlo utilisé avec les données les plus récentes prises sous faisceaux.

Dans l'optique de cette comparaison, nous faisons les hypothèses suivantes dans notre Monte-Carlo:

- pas de champ magnétique,
- le point d'impact des électrons correspond au centre du cristal.

a) Le calorimètre électromagnétique sans détecteur de pieds de gerbes

Les résultats obtenus avec le Monte-Carlo pour des électrons de 50 GeV, et en utilisant deux valeurs pour le terme stochastique, $a = 5\%$ et 3% sont montrés sur les figures 5.16a et 5.16b. Pour comparer ces résultats avec ceux obtenus lors de la prise de données sous faisceaux nous n'avons pas appliqué de suppression de zéro et nous avons collecté l'énergie dans une matrice 3×3 cristaux, $E(3\times3)$. La valeur moyenne de l'énergie obtenue est inférieure de 3 GeV à l'énergie incidente à cause de l'étendue de la gerbe électromagnétique hors de la matrice 3×3. Pour l'analyse des données prises sous faisceaux, cette valeur a été ajustée pour correspondre à l'énergie incidente de l'électron. La distribution correspondante est montrée sur la figure 5.16c. Un ajustement gaussien donne une résolution en énergie de $\sigma/E = 1,55\%$ (pour une valeur du terme stochastique $a = 5\%$), $1,36\%$ ($a = 3\%$) pour le Monte-Carlo et $1,23\%$ pour les données prises sous faisceaux. Les queues non gaussiennes observées dans la simulation sont principalement dues à l'hypothèse faite sur la collection uniforme de la lumière dans les cristaux, ce qui n'est pas le cas en réalité [106].

La figure 5.16d montre l'énergie déposée par des pions de 80 GeV dans une matrice de 3×3 cristaux pour le Monte-Carlo; les figures 5.16e et 5.16f montrent les résultats obtenus avec les données. Dans les deux cas, on observe un pic à zéro où se situe la part la plus importante des événements et un plateau pour les grandes énergies. Dans les données de 1994, on remarque une longue queue allant jusqu'à des énergies de 120 GeV (figure 5.16e) qui peut être comprise comme une perte d'énergie des pions dans les photodiodes à avalanches par ionisation (et non par conversion des photo-électrons). L'utilisation de nouvelles diodes durant les tests en 1995 a permis de réduire cet effet (figure 5.16f). Ce processus d'ionisation directe n'est pas implémenté dans notre Monte-Carlo. Il est à l'origine de la différence entre les données et le Monte-Carlo pour les hautes énergies.

b) Le calorimètre électromagnétique avec détecteur de pieds de gerbes

Comme nous l'avons déjà remarqué, les électrons perdent une partie de leur énergie (quelques pourcents) dans le plomb du détecteur de pieds de gerbes, ce qui conduit à une diminution de l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique et à une dégradation de la résolution en énergie. Pour corriger ces effets, nous appliquons une procédure permettant de recouvrer une partie de l'énergie perdue dans le plomb du détecteur de pieds de gerbes.

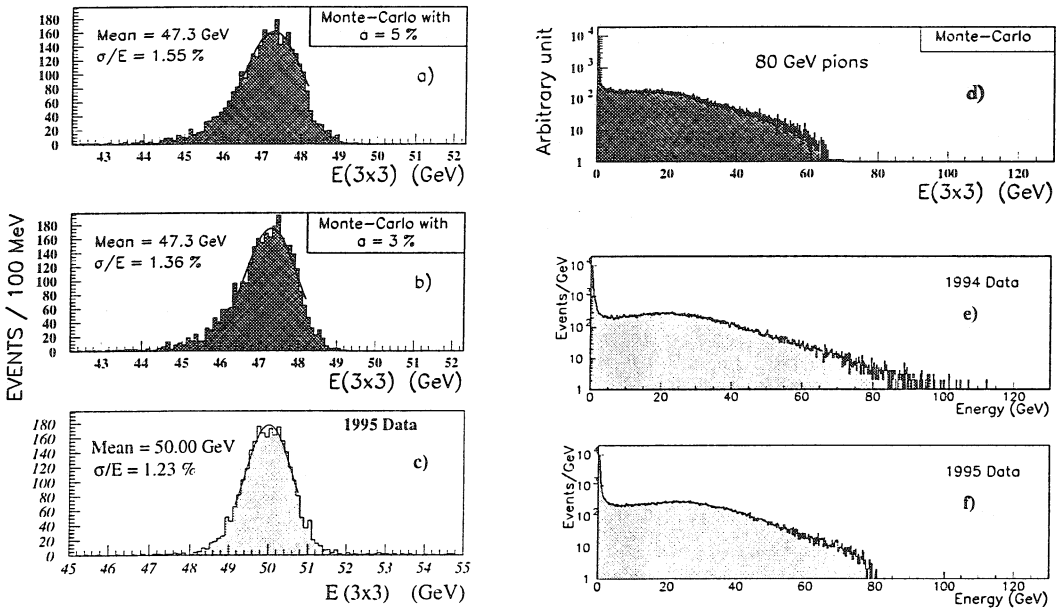

FIG. 5.16 - *Résolution en énergie des électrons de 50 GeV obtenue avec le Monte-Carlo pour un terme stochastique: a) $a = 5\%$ et b) $a = 3\%$; c) données prises sous faisceaux. d) Spectre en énergie des pions de 80 GeV obtenu avec le Monte-Carlo; e) et f) données prises sous faisceaux en 1994 et 1995, respectivement.*

La distribution de l'énergie déposée dans les plans de silicium du détecteur de pieds de gerbes, $E_{Si(1+2)} = E_{Si1} + E_{Si2}$, est montrée sur la figure 5.17a pour le Monte-Carlo. Dans ce cas, E_{Si1} et E_{Si2} représentent les énergies mesurées dans les 3 pistes les plus 'chaudes' pour le premier plan et les 5 pistes les plus 'chaudes' pour le second plan des détecteurs au silicium, respectivement. La comparaison des données et des résultats obtenus avec le Monte-Carlo (voir la section 5.3.2) montre que $E_{Si(1+2)}$ contient plus de 90% de l'énergie totale déposée dans les pistes.

L'énergie mesurée avec une matrice de cristaux 3×3 en fonction de l'énergie déposée dans les plans de silicium du détecteur de pieds de gerbes est montrée sur la figure 5.17b pour le Monte-Carlo. Une corrélation entre ces deux grandeurs est clairement établie: si l'énergie déposée dans les détecteurs au silicium est grande, l'énergie mesurée dans la matrice 3×3 de cristaux est plus faible.

La procédure permettant de corriger l'énergie perdue dans le plomb du détecteur de pieds de gerbes utilise l'information de chacun des plans séparément:

$$E_{corrected} = \alpha E_{Si1} + \beta E_{Si2} + \gamma E(3 \times 3) \tag{5.28}$$

Les distributions des énergies collectées dans une matrice de 3×3 cristaux avant et après correction pour des électrons de 50 GeV sont montrés sur les figures 5.17c et 5.17d. On observe qu'après avoir appliqué la procédure de correction, la valeur moyenne correspond à celle obtenue par le Monte-Carlo sans le détecteur de pieds de gerbes devant les cristaux (cf. figure 5.16b). La résolution est également meilleure, passant de 3,9% à 2,4%. La distribution

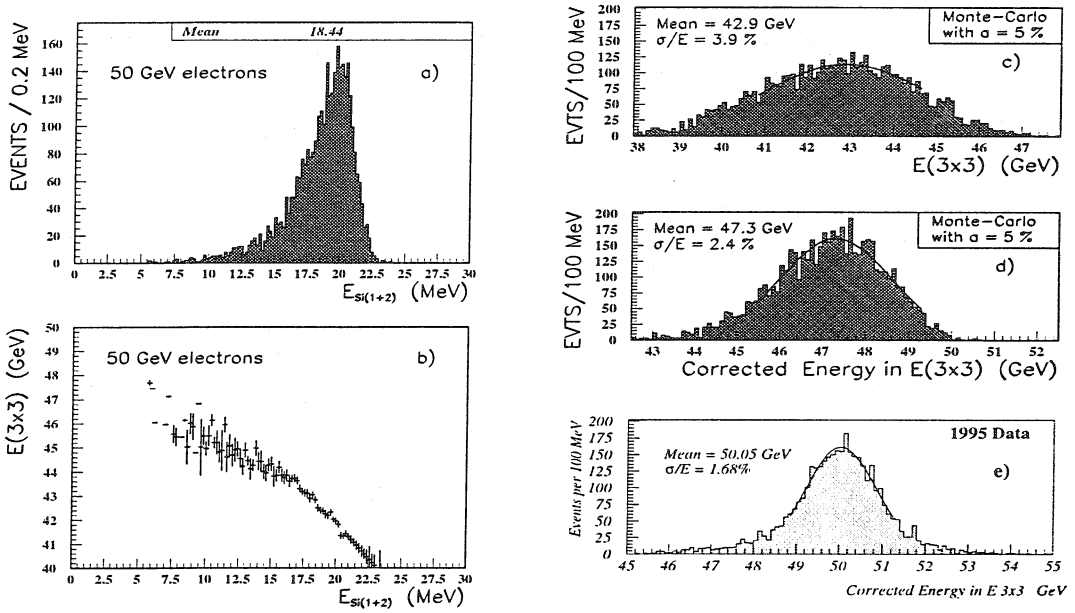

FIG. 5.17 - *Monte-Carlo: a) distribution de l'énergie déposée dans les plans de détecteurs au silicium du détecteur de pieds de gerbes; b) énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie déposée dans les plans de détecteurs au silicium. c), d) Résolution en énergie obtenue avec des électrons de 50 GeV avec le Monte-Carlo avec et sans correction pour l'énergie perdue dans le plomb du détecteur de pieds de gerbes; e) données prises sous faisceaux en 1995.*

correspondante pour les données prises sous faisceaux est montrée sur la figure 5.17e. La valeur de l'énergie est, comme dans la partie précédente, ajustée à la valeur de l'énergie incidente de la particule (50 GeV). La résolution en énergie est meilleure que celle obtenue dans notre simulation d'une part à cause de la différence déjà observée précédemment entre données et le Monte-Carlo pour un terme stochastique $a = 5$ % et d'autre part à cause de la paramétrisation utilisée, équation (5.27). Signalons que la résolution obtenue avec les données de 1996 ($2{,}5X_0$ de plomb et 1 seul plan de silicium) est meilleure qu'en 1995, 1,1% au lieu de 1,68% [107].

Dans la suite, nous appliquerons cependant une correction en énergie plus simple:

$$E_{corrected} = \alpha E_{Si(1+2)} + E(3 \times 3) \tag{5.29}$$

à cause du fait que pour des énergies typiques de la physique du B ($< E > \sim$10 GeV), l'incertitude dominante vient de la paramétrisation proposée dans l'équation (5.27) pour la déposition en énergie dans les plans de détecteurs au silicium.

5.3 Algorithme d'identification des électrons

L'étude présentée ici se fait en utilisant la description GEANT du détecteur présentée dans la section 5.2.2 précédente. Les événements $pp \rightarrow b\bar{b} + X$ sont générés en utilisant le

$$pp \rightarrow b\bar{b} \rightarrow e^{tag} + B_d^0(\rightarrow J/\psi K_S^0) + X$$

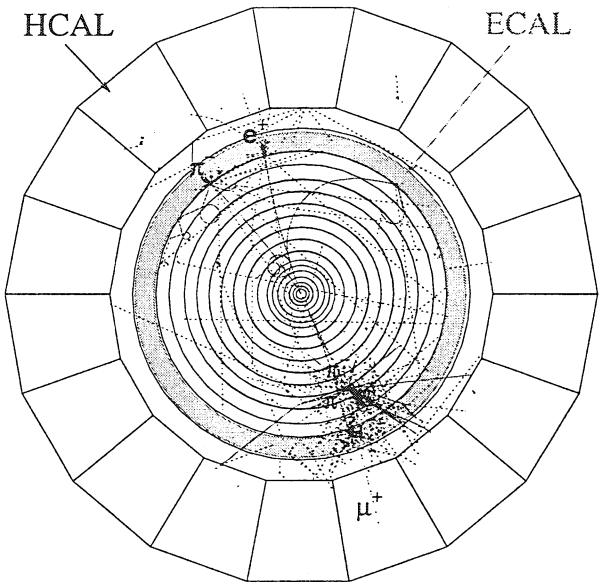

FIG. 5.18 - *Un événement $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$. Les lignes en pointillées correspondent aux photons.*

programme PYTHIA avec les hypothèses décrites dans la section 5.2.1. Nous nous plaçons dans le cas particulier où un des quarks b se fragmente en un B_d^0 qui décroît alors suivant $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$. Nous appliquons ensuite les critères de sélection mis au point pour ce canal (nous les détaillerons dans la section 6.1.2) qui sont principalement: i) des coupures sur les impulsions transverses des muons, qui permettent le déclenchement de premier niveau, ii) des coupures sur les impulsions transverses des pions et iii) des coupures en masses reconstruites du K_S^0 et du J/ψ. L'autre quark de la paire $b\bar{b}$ décroît librement. Toutes les particules de l'événement (jet de b + événement sous-jacent) sont ensuite passées à travers le détecteur. Aucun événement n'est surimposé puisque l'analyse se fait pour les prises de données à faible luminosité.

On définit un événement signal comme:

$$\begin{aligned} &\bar{b} \rightarrow B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^- \\ &b \rightarrow eX \end{aligned} \tag{5.30}$$

e représente ici l'électron d'étiquetage (e^{tag}). Les événements bruit de fond sont eux définis comme:

$$\begin{aligned} &\bar{b} \rightarrow B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^- \\ &b \rightarrow X \text{ (sans électron venant directement du } b) \end{aligned} \tag{5.31}$$

Le bruit de fond spécifique à la reconstruction du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ sera étudié en détails dans la section 6.1.2.

Dans la région $|\eta|$ <2,6, 70% de ces électrons d'étiquetage atteignent la partie centrale du calorimètre électromagnétique et 26% les parties latérales; la région de transition entre les deux parties du calorimètre électromagnétique (centrale et latérale) conduit à une perte de 4% des électrons d'étiquetage due à l'acceptance géométrique.

Un événement signal est illustré sur la figure 5.18 et montre un type de bruit de fond pour les électrons: les hadrons de faibles impulsions transverses (p_T <10 GeV) qui déposent toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Les électrons venant des décroissances $b \rightarrow c \rightarrow e$ (appelées également décroissances en cascade), des désintégrations du π^0 et du η de type Dalitz, les conversions de photons, etc. sont également des sources de bruit fond comme nous le verrons dans la suite.

Le but des deux sections suivantes est de démontrer que, lors l'analyse des données enregistrées (ou éventuellement au deuxième ou troisième niveau de déclenchement), on peut reconnaître efficacement les électrons de faible impulsion transverse ($p_T \sim 2$ GeV) avec une bonne pureté, même si le détecteur CMS n'est pas optimisé pour cette étude. Nous allons voir que cela est possible grâce aux caractéristiques du calorimètre électromagnétique de CMS.

5.3.1 Présélection des événements

Pour chaque événement $b\bar{b}$ contenant une décroissance $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ sélectionnée, nous demandons qu'il y ait, en plus, au moins une particule chargée avec une impulsion transverse $p_T > 2{,}5$ GeV dans une région en pseudorapidité $|\eta|$ <2,6[4]. Cette particule (il peut y en avoir plusieurs) est considérée comme un candidat e^{tag} possible. Au total, 12000 événements ont été générés (6000 événements signal et 6000 événements bruit de fond) et passés dans la simulation GEANT du détecteur. Nous faisons comme hypothèse que le rapport de branchement B($b \rightarrow e$)=0,1, ce qui conduit à une fraction relative du signal et du bruit de fond de 1:9. Ce facteur est pris en compte quand nous estimons la contamination des événements signal.

Sur la figure 5.19, nous montrons le spectre en impulsion transverse des électrons et des hadrons générés. La statistique correspond à celle attendue pour une luminosité intégrée de $L_{int} = 10^4\ pb^{-1}$. Pour $p_T > 2{,}5$ GeV, le nombre de hadrons est environ 50 fois plus grand que le nombre d'électrons.

Comme nous l'avons déjà suggéré, l'électron est (semi-) isolé dans un jet de b. La figure 5.20 montre la distribution des distances $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ entre des électrons d'impulsion transverse $p_T > 2$ GeV et la particule la plus proche dans l'espace, avec une impulsion

4. sans compter les $\mu^\pm$ et les $\pi^\pm$ venant du méson B_d^0 sélectionné

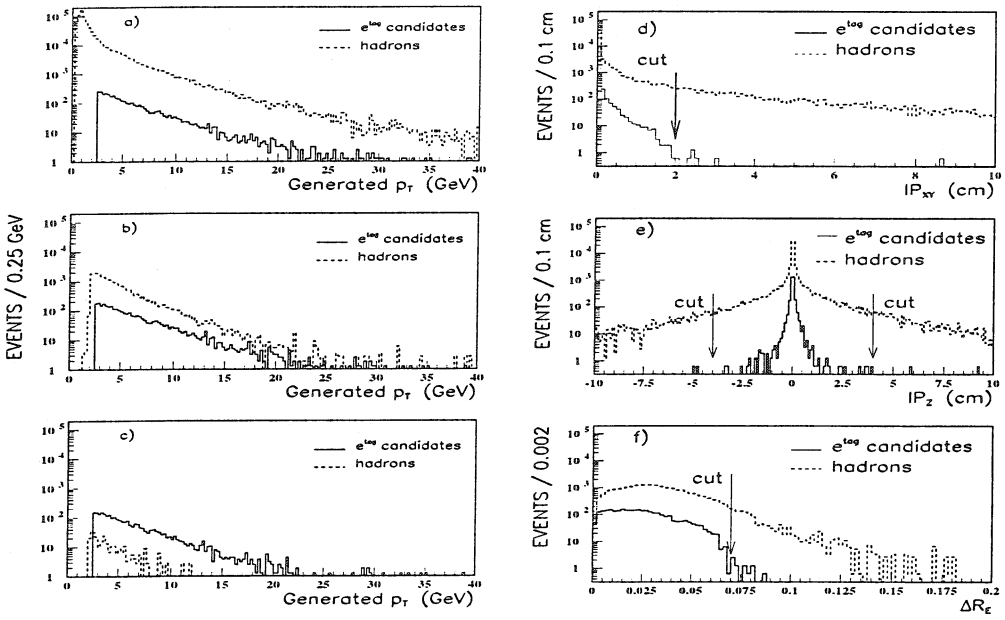

FIG. 5.19 - *Spectre en p_T des particules: a) générées avec PYTHIA, b) après l'application des coupures de présélection, c) après l'application de tous les critères. Distributions des paramètres d'impacts: d) transverse et e) suivant la direction Z; f) distribution en ΔR_E; les flèches correspondent aux coupures appliquées.*

transverse $p_T^{ass.} > 1$ GeV. On observe que dans 95% des cas, les électrons d'étiquetage sont isolés dans un cône de taille $\Delta R = 0{,}1$. Cette caractéristique combinée à la faible étendue spatiale de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre électromagnétique fournit un outil puissant de séparation des électrons et des hadrons chargés comme nous le verrons dans la section 5.3.2.

La présélection des événements s'organise de la façon suivante:

1. Coupure en impulsion transverse

Chaque trace doit satisfaire aux critères de qualité définis dans la section 5.2.2a (nombre de points ajustés, χ^2/NDF et longueur de la trace). On impose ensuite que l'impulsion transverse reconstruite de la trace soit telle que $p_T > 2$ GeV. Environ 15% des électrons ne passent pas ce critère dont la moitié à cause d'une mauvaise qualité de la trace. Ces inefficacités sont principalement dues au rayonnement bremsstrahlung dans les matériaux du détecteur central.

2. Conditions sur les paramètres d'impacts

Les paramètres d'impact dans le plan transverse (IP_{XY}) et suivant l'axe Z (IP_Z) doivent être inférieurs à 2 et 4 cm, respectivement. Ces coupures permettent une réduction des produits de décroissance des particules de longues durée de vie ($K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ par exemple) et des particules venant d'interactions avec des matériaux du détecteur central (les conversions

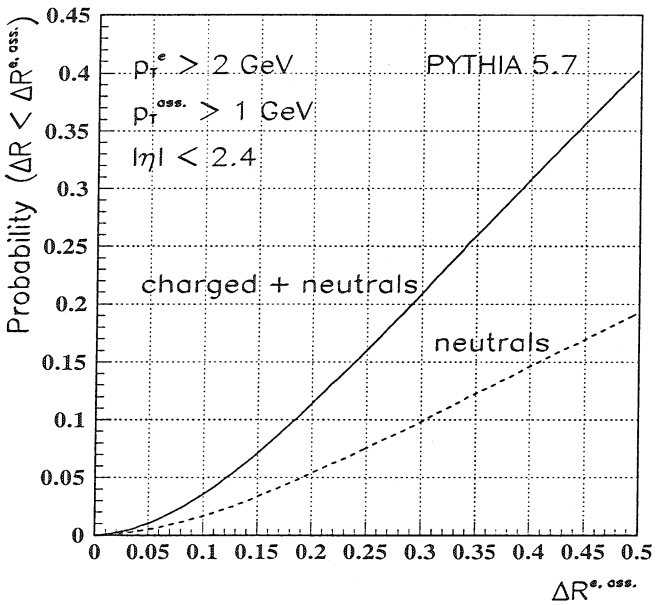

FIG. 5.20 - *Probabilité de trouver une particule, chargée ou neutre, d'impulsion transverse $p_T^{ass.} > 1$ GeV dans un cône de rayon $\Delta R < \Delta R^{e,ass.}$ centré sur la direction de l'électron issu d'un jet de b.*

$\gamma \rightarrow e^+e^-$ par exemple). Les distributions de ces paramètres d'impact sont montrées sur les figures 5.19d et 5.19e.

3. Cluster dans le calorimètre électromagnétique

Chaque trace reconstruite est ensuite extrapolée jusqu'à la surface du calorimètre électromagnétique. Pour les électrons, il peut exister une différence entre le point extrapolé et le point d'impact sur la surface du calorimètre électromagnétique à cause des photons rayonnés dans les couches du détecteur central proches du calorimètre électromagnétique. Pour tenir compte de cet effet, nous procédons de la manière suivante:

- dans la partie centrale du calorimètre électromagnétique, nous cherchons le cristal ayant l'énergie mesurée la plus importante dans une région définie par une matrice de cristaux $\Delta\eta\times\Delta\phi = 5\times7$ autour du point d'impact;

- nous calculons ensuite l'énergie, $E(5\times7)$, collectée dans une région $\Delta\eta\times\Delta\phi = 5\times7$ centrée autour de ce cristal le plus énergétique pour former notre "cluster" (regroupement de cristaux). Le choix de la taille de la matrice s'explique par le fait que le rayon de Molière du cristal $PbWO_4$ est de 2 cm: 95 % de la gerbe électromagnétique est donc contenue dans R(95%) $= 2\times R_M = 4$ cm. En choisissant $\Delta\eta$=5 cristaux, on s'assure donc qu'au moins 95% de la gerbe est contenue dans la matrice. Le choix de la taille de la fenêtre en ϕ est dicté par le fait que la direction d'une particule incidente de faible impulsion transverse (p_T <10 GeV) n'est pas perpendiculaire à la surface du

calorimètre électromagnétique, à cause de la courbure dans le champ magnétique – et malgré la projectivité des cristaux. Dans les parties latérales, un cluster est simplement construit autour du cristal correspondant à l'extrapolation, à cause de la granularité moins fine et de la présence du détecteur de pieds de gerbes.

- nous appliquons une coupure sur l'énergie du cluster: $E(5\times7) > 2$ GeV.

4. Correspondance entre trace et cluster

Bien que les électrons puissent rayonner avant d'avoir atteint le calorimètre électromagnétique, leurs points d'impact doivent être proches du barycentre du cluster reconstruit. Nous imposons une coupure sur la distance ΔR_E entre le point d'impact de la particule sur la surface du calorimètre électromagnétique et le barycentre du cluster: $\Delta R_E < 0{,}07$, comme le montre la figure 5.19f. Nous demandons également qu'il y ait une trace et une seule d'impulsion transverse $p_T > 2$ GeV dans un cône de rayon ΔR_E pour éviter une ambiguïté lors de l'étiquetage du quark b. Cette exigence n'enlève que très peu d'électrons d'étiquetage car ceux-ci sont (semi-)isolés dans les jets de b (figure 5.20).

La distribution en impulsion transverse des particules après que l'on ait appliqué les critères de présélection 1–4 est montrée sur la figure 5.19b. Après cette étape, la contamination des hadrons chargés est réduite d'un facteur 5, par rapport au rapport initial (figure 5.19a), alors que l'acceptance pour les électrons signal est de l'ordre de 80%. Les résultats obtenus à ce niveau d'analyse sont présentés dans les tables 5.1 et 5.2.

5.3.2 Séparation des électrons et des hadrons

Nous allons nous concentrer dans cette partie sur la réduction du bruit de fond hadronique. Pour cela, nous utilisons en séquence plusieurs critères:

5. Critère de forme de la gerbe

Grâce à la fine granularité du calorimètre électromagnétique de CMS, et au petit rayon de Molière des cristaux $PbWO_4$, un électron dépose la plupart de son énergie dans quelques cristaux, comme le montre la figure 5.21. La gerbe électromagnétique est donc localement isolée dans le calorimètre, ce que l'on peut caractériser en utilisant la variable suivante:

$$S_n = \frac{E(\text{n cristaux les plus chauds})}{E(5\times7)} \tag{5.32}$$

où E(n cristaux les plus chauds) correspond à la somme de l'énergie déposée dans les n cristaux les plus énergétiques.

Nous montrons sur la figure 5.22a, la variation du facteur de réjection des hadrons en fonction de l'acceptance des électrons pour différentes valeurs de n dans la région centrale

	Variables	CENTRAL	LATERAL
Présélection des événements	1. χ^2/NDF	< 6	
	N_{fit}	≥ 6	
	Longueur	> 100 cm	
	p_T	> 2 GeV	
	2. $\|IP_{XY}\|$	< 2 cm	
	$\|IP_Z\|$	< 4 cm	
	3. $E(5\times7)$	> 2 GeV	
	4. ΔR_E	$< 0{,}07$	
Séparation électron/hadron	5. S	$> 0{,}73$	$> 0{,}56$
	6. E_{Si1}		> 1 MeV
	E_{Si2}		> 2 MeV
	7. H/E	$< 0{,}4$	$< 0{,}4$
	8. E/p	[0,85; 1,15]	[0,85; 1,35]

TAB. 5.1 - *Valeurs des coupures appliquées à chaque étape de l'analyse.*

du calorimètre électromagnétique. Les facteurs de réjections et les acceptances sont relatives aux critères 1–4. On constate que pour des valeurs de l'acceptance comprises entre 90% et 95%, le facteur de réjection optimal est obtenu pour les valeurs $n = 3$ ou 4. Dans la suite, les valeurs de S sont calculées pour $n = 3$. Les distributions de la grandeur S pour les électrons et les hadrons dans la région centrale du calorimètre électromagnétique sont montrées sur la figure 5.22b. En appliquant comme coupure $S > 0,73$, on réduit la contamination des hadrons d'un facteur 3, en gardant 95% du signal. Les distributions correspondantes pour les parties latérales du calorimètre électromagnétique sont montrées sur la figure 5.22c. Le recouvrement entre les spectres des électrons et des hadrons est plus prononcé dans ce cas à cause de la présence du détecteur de pieds de gerbes, qui a pour effet d'élargir la taille de la gerbe électromagnétique. On applique comme coupure $S > 0,56$ dans cette région du calorimètre électromagnétique.

Après l'application de ce critère de forme de la gerbe S, le rapport signal sur bruit de fond est estimé à 2:3 pour la région centrale et 1:5 pour les régions latérales.

6. Critère associé au détecteur de pieds de gerbes

Comme nous l'avons déjà remarqué, la contamination des hadrons dans les régions latérales peut être réduite en appliquant une coupure sur l'énergie déposée dans les plans

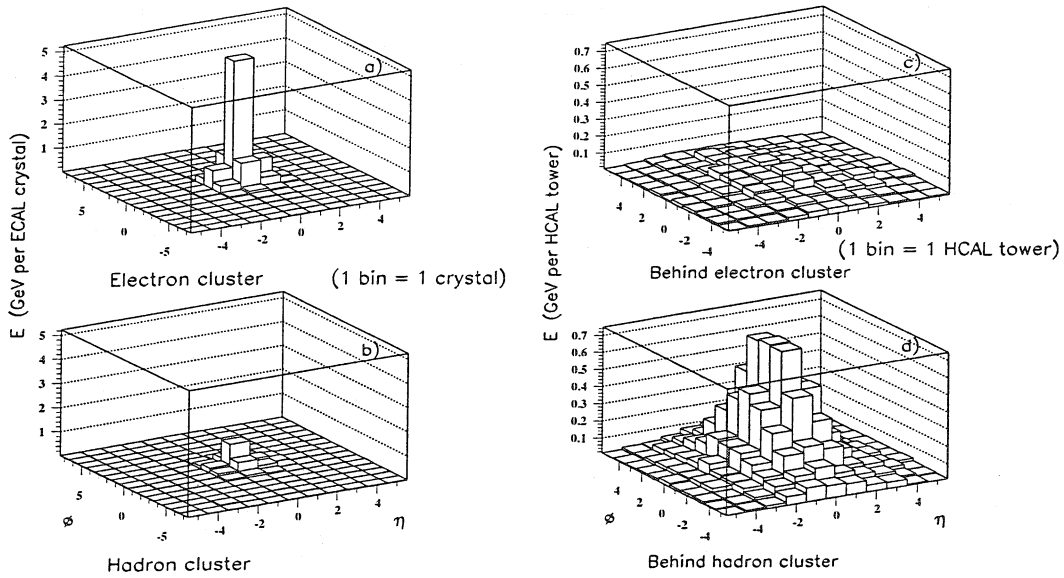

FIG. 5.21 - *Energie moyenne déposée dans le calorimètre électromagnétique par: a) les électrons et b) les hadrons. Energie moyenne déposée dans le calorimètre hadronique derrière les clusters formés par: c) les électrons et d) les hadrons dans le calorimètre électromagnétique.*

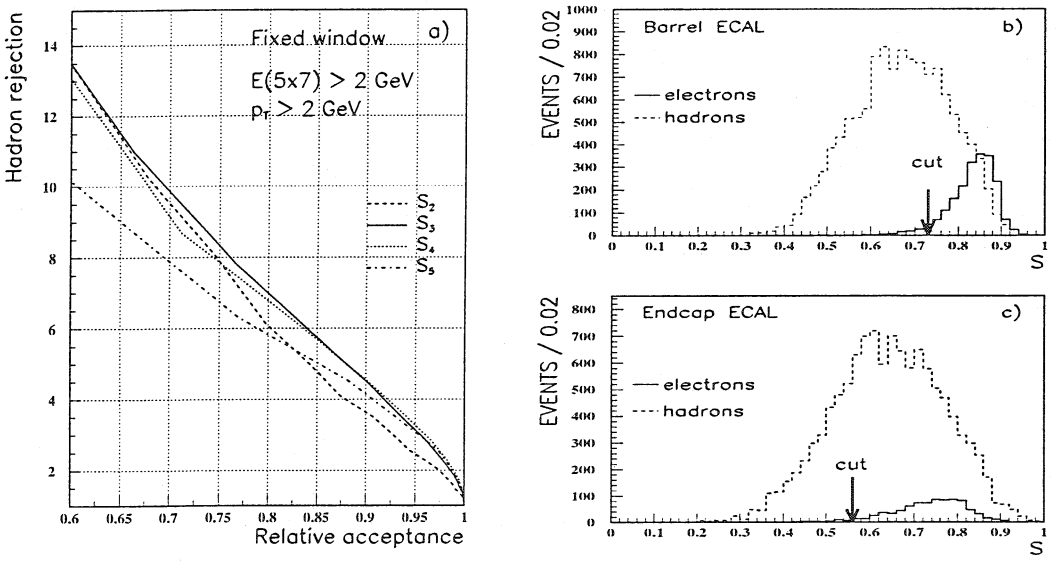

FIG. 5.22 - *a) Facteur de réjection des hadrons en fonction de l'acceptance relative des électrons dans la partie centrale du calorimètre électromagnétique pour le critère portant sur la forme de la gerbe. Distribution du paramètre $S = S_3$ dans: b) la partie centrale et c) les parties latérales du calorimètre électromagnétique.*

Critères	CENTRAL		LATERAL	
	Acceptance relative	Réjection des hadrons	Acceptance relative	Réjection des hadrons
Présélection des événements	0,81	6,4	0,82	3,7
Forme de la gerbe	0,95	3,2	0,97	1,4
Det. pieds de gerbes			0,91	8,5
H/E	0,98	1,3	0,99	1,4
E/p	0,96	20	0,9	5
Tous les critères	0,72	530	0,64	300

TAB. 5.2 - *Acceptance des électrons et facteur de réjection des hadrons pour les différentes coupures. Les inefficacités dues aux problèmes de reconnaissance de traces dans le détecteur central et aux pertes d'acceptance géométrique dans la région de transition entre la partie centrale et les parties latérales du calorimètre électromagnétique ne sont pas prises en compte.*

de détecteurs au silicium du détecteur de pieds de gerbes. Pour ce faire, nous extrapolons les traces des particules jusqu'aux plans des détecteurs silicium et nous recherchons la piste ayant l'énergie déposée la plus importante; celle-ci doit de plus être située dans une région proche du point extrapolé. Pour déterminer l'étendue de cette région, nous montrons sur les figures 5.23a et 5.23b les distances ΔX et ΔY entre la piste la plus chaude et l'impact de la particule sur les plans mesurant la coordonnée X et Y, respectivement. Nous observons que, dans la plupart des cas, la piste la plus chaude est dans un rayon de $\pm 2,5$ cm autour de la trace extrapolée de l'électron, alors que ce n'est pas le cas pour les hadrons. Nous définissons l'énergie déposée dans le premier plan de détecteurs au silicium du détecteur de pieds de gerbes comme la somme des trois pistes les plus chaudes et comme la somme des cinq pistes les plus chaudes pour le second plan.

Les distributions de l'énergie totale déposée dans les pistes les plus chaudes des détecteurs au silicium sont données sur les figures 5.23c et 5.23d. Le spectre des hadrons montre un pic proche de zéro (les queues à haute énergies sont dues à la présence de photons très proches de la trace du hadron), alors que les électrons déposent en moyenne 4 MeV dans le premier plan et 7 MeV dans le second. En appliquant comme coupures E_{si1} <1 MeV et E_{si2} <2 MeV, on obtient un facteur de réjection d'environ 8, et permet de garder plus de 90% des électrons. Le rapport signal sur bruit de fond dans les régions latérales après l'application de ce critère est maintenant de 4:3.

7. Critère utilisant le calorimètre hadronique: rapport H/E

Les cristaux n'étant pas segmentés en profondeur le seul moyen d'exploiter la différence de comportement entre les électrons et les hadrons dans le développement longitudinal de

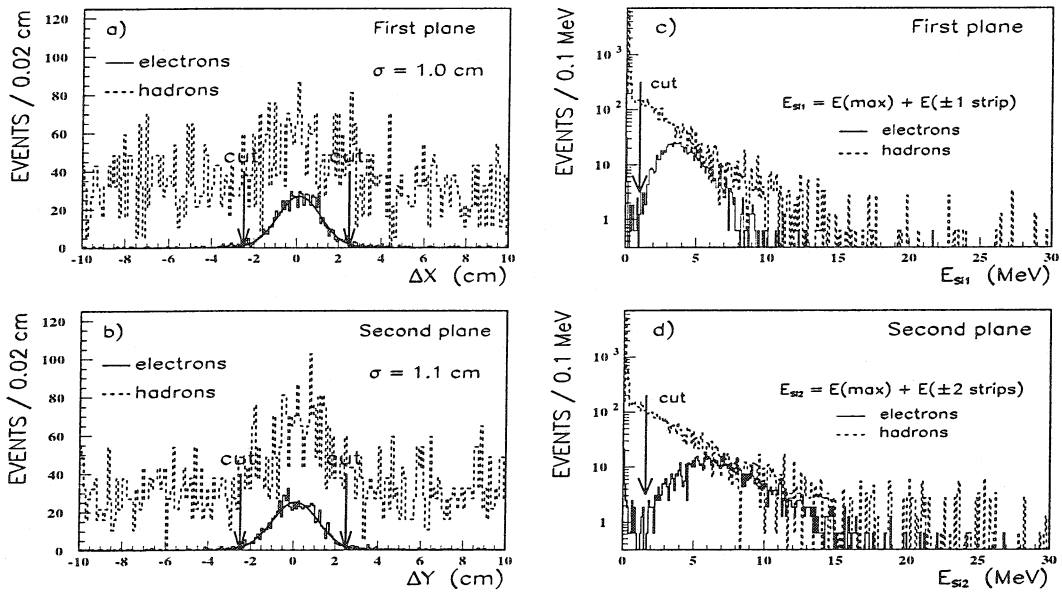

FIG. 5.23 - *Distance entre le point d'impact de la trace et la piste la plus énergétique dans le: a) premier et b) second plan de détecteurs au silicium. Distribution en énergie dans le: a) premier et b) second plan de détecteurs au silicium après l'application des coupures 1–4.*

la gerbe est d'utiliser l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique en regard du cluster formé dans le calorimètre électromagnétique. Nous calculons le rapport H/E, où H est la somme de l'énergie dans un cône ΔR autour de la direction d'une particule[5] dans le calorimètre hadronique et E et l'énergie $E(5\times7)$ du cluster calculée dans le calorimètre électromagnétique. Les distributions des énergies déposées dans les tours du calorimètre hadronique pour les électrons et les hadrons sont montrées sur les figures 5.21c et 5.21d. Une différence claire de comportement apparaît entre ces deux types de particules.

Dans la région centrale, le facteur de réjection des hadrons et l'acceptance des électrons en fonction de la coupure appliqué sur le rapport H/E sont montrés sur la figure 5.24a et 5.24b, pour différentes valeurs de ΔR=0,2, 0,12 et 0,087. Le meilleur choix correspond à la coupure H/E <0,4 pour un rayon ΔR =0,12. Une acceptance des électrons plus grande que 95% et un facteur de réjection de 1,3 sont alors obtenus pour la région centrale. Dans les régions latérales en appliquant les coupures H/E <0,4 et ΔR=0,087, on obtient un facteur de réjection de 1,4 pour les hadrons en conservant 99% des électrons. Dans ces régions, il existe une forte corrélation entre les critères H/E et celui concernant le détecteur de pieds de gerbes.

De manière générale, la faible valeur du facteur de réjection obtenue avec le critère H/E est principalement due au champ magnétique très intense (4 T) et au matériel contenu dans la région de transition entre le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique [104].

5. La trace de la particule est extrapolée sur la surface du calorimètre hadronique en prenant en compte la courbure dans le champ magnétique.

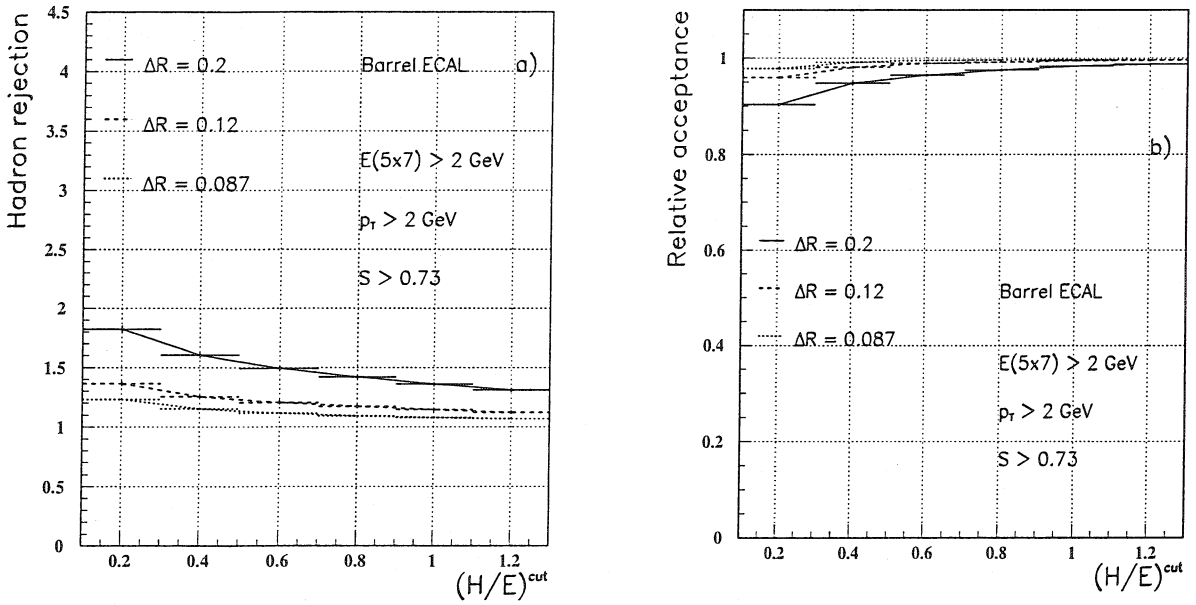

FIG. 5.24 - *a) Facteur de réjection des hadrons et b) acceptance relative des électrons pour le critère H/E et différents rayons ΔR pour le cône formé dans le calorimètre hadronique.*

8. Critère utilisant le détecteur central: rapport E/p

Le rapport de l'énergie $E(5\times7)$ et de l'impulsion p mesurée par le détecteur central est un outil puissant pour rejeter le bruit de fond hadronique. Ce rapport est montré sur la figure 5.25a en fonction de l'impulsion transverse reconstruite pour les électrons. En moyenne , le rapport E/p est proche de l'unité à l'exception de la queue observée pour $p_T < 5$ GeV. Cette queue peut être expliquée par les radiations de photons dans les couches du détecteur central proches du calorimètre électromagnétique: en effet, plus l'impulsion transverse est faible, plus la probabilité que les photons rayonnés soient dans les cristaux de la matrice 5×7 est faible, et donc le rapport E/p est en moyenne inférieur à 1. A titre de comparaison, le rapport E/p en fonction de l'impulsion transverse est montré pour les hadrons sur la figure 5.25b.

Sur la figure 5.26a, les distributions E/p après la présélection des événements (coupures 1–4) sont illustrées pour la région centrale. Pour les électrons, ce rapport montre un pic proche de 1, alors que les hadrons peuplent les valeurs plus faibles. Pour les régions latérales, le rapport E/p est montré sur les figures 5.26b et 5.26c, avant et après application de la procédure permettant de corriger l'énergie perdue dans le plomb du détecteur de pieds de gerbes. Même après avoir appliqué cette procédure de correction, la séparation électron/hadron est moins nette que dans la région centrale. Ceci est principalement du à la présence du détecteur de pieds de gerbes devant les cristaux des parties latérales du calorimètre électromagnétique. Le spectre E/p obtenu en combinant les régions centrale et latérales est montré sur la figure 5.26d.

Nous sélectionnons les électrons en gardant les événements situés dans un intervalle en E/p centré autour du pic des électrons. Suivant la coupure appliquée sur l'impulsion

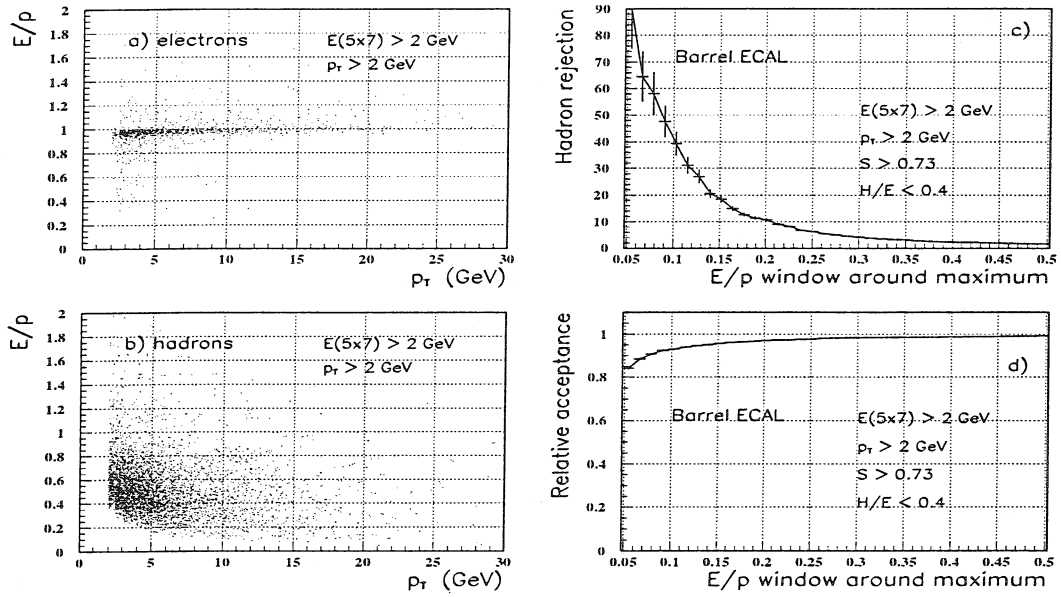

FIG. 5.25 - *Dépendance en impulsion transverse du rapport E/p dans la partie centrale du calorimètre électromagnétique pour: a) les électrons et b) les hadrons. c) Facteur de réjection des hadrons et d) acceptance relative des électrons pour le critère E/p.*

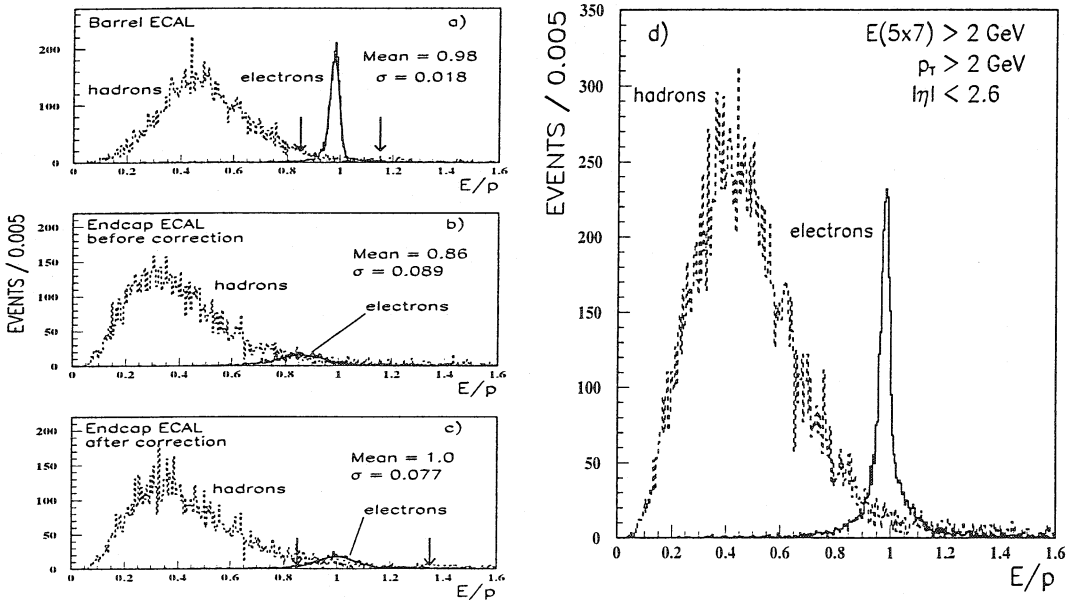

FIG. 5.26 - *Distribution E/p pour: a) la région centrale; b) les parties latérales b) avant et c) après correction pour l'énergie perdue dans le détecteur de pieds de gerbes. Les valeurs des coupures appliquées sont indiquées avec des flèches. d) Distribution E/p pour les régions centrale et latérales.*

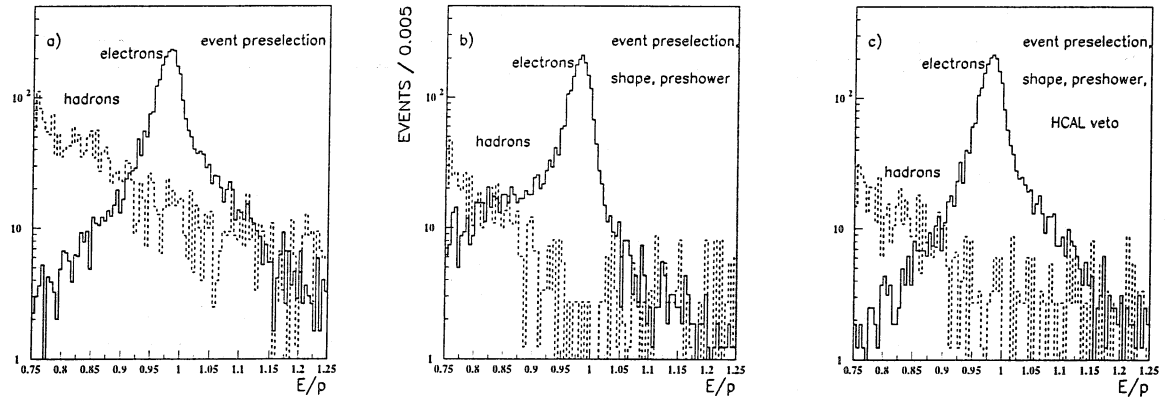

FIG. 5.27 - *Distributions E/p après l'application des coupures: a) 1–4, b) 1–6 et c) 1–7.*

transverse, une meilleure séparation entre les électrons et les hadrons peut être obtenue en prenant une fenêtre asymétrique autour du maximum (0,9< E/p < 1,2 par exemple, voir figure 5.25a). Dans notre analyse la coupure $0,85 < E/p < 1,15$ est appliquée: 96% des événements signal sont gardés et un facteur de réjection de 20 est obtenu pour la région centrale. Pour les régions latérales, la fenêtre optimale est $0,85 < E/p < 1,35$. L'acceptance des électrons est de 90% avec un facteur de réjection des hadrons d'environ 5. Le rapport signal sur bruit après l'application de tous les critères 1–8 est de l'ordre de 15 dans la région centrale et de l'ordre de 5 dans les régions latérales.

Le critère E/p permet, à lui seul, de réduire une part très importante du bruit de fond. Nous devons donc maintenant montrer l'utilité des critères (5, 6 et 7) développés pour séparer les électrons des hadrons. Sur la figure 5.27a, la distribution du rapport E/p après l'application des critères de présélection (1–4) est illustré. En utilisant uniquement le critère E/p (8) défini ci-dessus, la contamination des événements signal dépasserait 10–30% en fonction de la fenêtre choisie autour du pic des électrons. La figure 5.27b illustre l'effet des critères 5 et 6 (forme de la gerbe dans le calorimètre électromagnétique et détecteur de pieds de gerbes), et la figure 5.27c inclut la coupure sur le rapport H/E. Ces trois critères permettent une réduction du niveau du bruit de fond d'un facteur 5 dans la région située en dessous du pic des électrons.

Tous les critères de sélection discutés sont énumérés dans la table 5.1; les facteurs de réjection hadronique et l'acceptance relative des électrons correspondants sont présentés dans la table 5.2. L'acceptance des électrons dans le partie centrale est de 0,72, et de 0,64 dans les régions latérales, donnant une moyenne globale de 0,7. Ces valeurs n'incluent pas les inefficacités liées à la reconnaissance des traces dans le détecteur central (facteur multiplicatif 0,9) et aux pertes dans la région de transition entre partie centrale et latérales (correspondant à un autre facteur 0,96). En tenant compte de ces facteurs, nous obtenons une moyenne pour l'acceptance des électrons de 0,6. Le facteur de réjection des hadrons est de 500 pour la partie centrale et de 300 pour les parties latérales.

Le bruit de fond hadronique irréductible vient principalement de deux sources. La première comprend les hadrons déposant toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique (voir par exemple la figure 5.18). C'est le cas par exemple lors de l'interaction:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \tag{5.33}$$

où le π^0 emporte une part importante de l'énergie du π^-. La seconde a pour origine les particules incidentes chargées accompagnées par des photons de l'événement. Il existe également un bruit de fond associés aux électrons provenant d'autres sources que $b \rightarrow e$ que nous discuterons dans la section 5.3.3 suivante.

5.3.3 Résultats

Le spectre en p_T obtenu après l'application de tous les critères de l'algorithme (1–8) est montré sur la figure 5.19c. L'efficacité globale de cet algorithme est montré sur la figure 5.28a en fonction de l'impulsion transverse pour les parties centrale et/ou latérales. A l'exception de l'intervalle 2,5 GeV $< p_T <$ 5 GeV, l'efficacité ne dépend pas de l'impulsion transverse. Aucune dépendance en pseudorapidité n'est également observée dans les parties centrale et latérales du calorimètre électromagnétique.

De manière à déterminer sans ambiguïté le candidat e^{tag}, nous demandons qu'il n'y ait plus qu'un seul candidat par événement après l'application de toutes les coupures. Pour caractériser la pureté de l'échantillon, nous définissons la quantité W, fraction de mauvais candidats e^{tag}, comme:

$$W = \frac{N_w}{N_w + N_g} \tag{5.34}$$

où N_w et N_g correspondent aux nombre d'événements avec des candidats e^{tag} de bons et de mauvais signe. En plus des hadrons chargés, les électrons provenant d'autres décroissances peuvent également fournir des mauvais candidats. On peut les ranger en plusieurs catégories:

1. la décroissance $b \rightarrow c \rightarrow e$,

2. les décroissances π^0 et η de type Dalitz: $\pi^0, \eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$,

3. les décroissances des paires $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ additionnelles dans l'événement.

En utilisant notre échantillon initial de 12000 événements simulés, nous retrouvons toutes ces contributions, mais avec une statistique qui n'est pas suffisamment importante. Pour estimer ces bruits de fond avec une meilleure précision, une étude spéciale a été menée, basée sur la génération d'événements (pas de passage dans le détecteur) et la paramétrisation des résultats obtenus avec l'algorithme d'identification des électrons défini dans la section précédente[6]. Pour cette nouvelle analyse, plus de 10^6 événements $b\bar{b}$ ont été générés. Les résultats combinés entre cette analyse et l'étude menée dans les sections précédentes sont

6. L'efficacité globale de l'algorithme en fonction de p_T et de η se fait en utilisant les figures 5.28a et 5.28b.

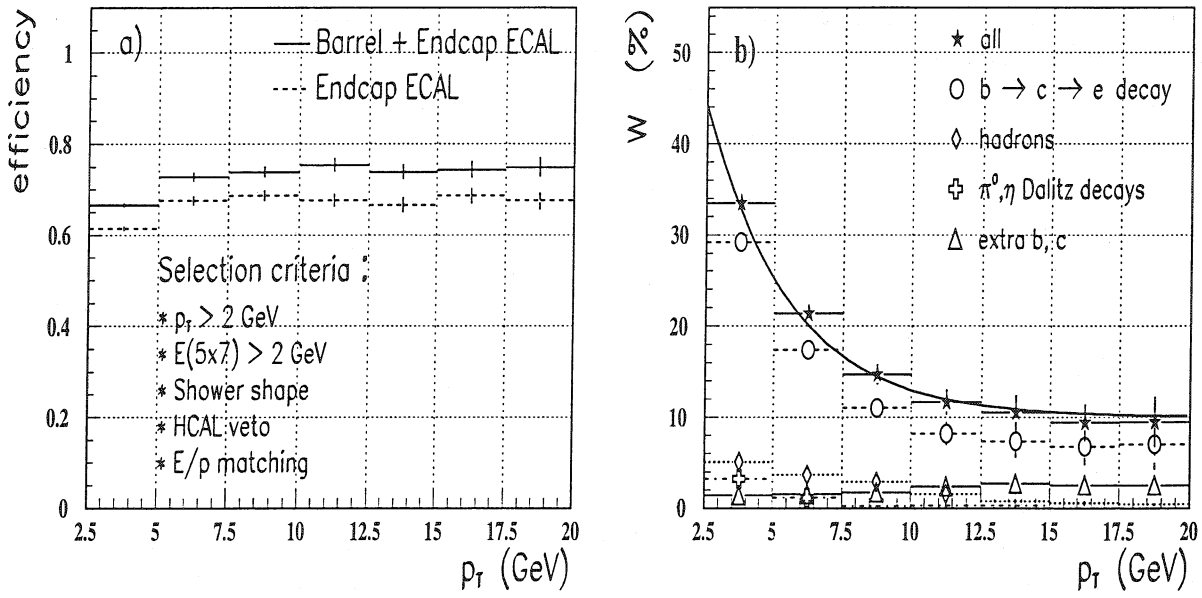

FIG. 5.28 - *a) Efficacité de l'algorithme identifiant les électrons en fonction de p_T. Les inefficacités dues à la reconnaissance de traces dans le détecteur central et aux pertes d'acceptances dans la région de transition entre les parties centrale et latérales du calorimètre électromagnétique ne sont pas pris en compte; b) fraction de mauvais candidats e^{tag} en fonction de p_T.*

présentés sur la figure 5.28b, où la quantité W est donnée en fonction de p_T. La contamination des hadrons est réduite à quelques pourcents et la principale contribution provient des décroissance $b \rightarrow c \rightarrow e$. Les hadrons, les décroissances Dalitz des π^0 et η, ainsi que les décroissances venant des paires de quarks additionnelles b/c donnent des candidats de signes correct dans 50% des cas, alors que les transitions $b \rightarrow c \rightarrow e$ amènent très majoritairement des candidats de mauvais signe. Ceci est pris en compte lorsque l'on calcule la quantité W dans l'équation (5.34). La courbe montrée sur la figure 5.28 correspond à un ajustement exponentiel $W(p_T) = a \times e^{b \times p_T} + c$, avec a, b et c paramètres libres.

Nous avons également considéré les électrons provenant des décroissances des résonances (ρ, ...) et les conversions de photons dans le matériel du détecteur central. La première contribution est inférieure à 1 % à cause d'un spectre en p_T très peuplé dans les faibles valeurs et à la valeur faible des rapports de branchement; les conversions de photons sont fortement supprimées en utilisant les coupures en paramètres d'impact.

Pour conclure, cet algorithme d'identification des électrons est optimisé pour les faibles valeurs de luminosité du LHC. Les électrons venant d'un jet de b avec p_T >2 GeV peuvent être identifiés de manière efficace. Nous avons trouvé que:

- plus de 20% des électrons ne sont pas retenus par nos critères de présélection (1–4) à cause d'interaction avec le matériel du détecteur central (20–60% de X_0 en fonction de

la valeur de η) et environ 4% à cause des pertes dans la région de transition entre les parties centrale et latérales du calorimètre électromagnétique;

- la partie de l'algorithme d'identification des élec-trons dédiée à la séparation des électrons et des hadrons (critères 5–8) a une efficacité de 85%;
- un facteur de réjection des hadrons supérieur à 400 est obtenu.

Cet algorithme permet donc de garder 60% des électrons provenant de la décroissance $b \rightarrow e$ dans les événements $b\bar{b}$ avec un rapport signal sur bruit supérieur à 10. Cela permet d'étiqueter des quarks b avec une bonne pureté: la contamination des hadrons est seulement de l'ordre de quelques pourcents; la contribution dominante aux mauvais candidats e^{tag} vient des électrons provenant d'autres sources que la décroissance $b \rightarrow e$.

5.4 Perspectives

Après avoir étudié en détails les résultats obtenus avec notre simulation pour le rapport E/p, nous nous intéresserons aux perspectives offertes par la mise au point de l'algorithme d'identification des électrons. En effet, nous verrons que certains des critères de cet algorithme peuvent être implémentés au second (et/ou troisième) niveau de déclenchement. Enfin, plus généralement, nous envisagerons la reconstruction de la décroissance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, lorsque les électrons sont sélectionnés à l'aide de l'algorithme développé dans la section précédente.

5.4.1 Remarques sur le rapport E/p

Le critère utilisant le rapport E/p est l'outil le plus puissant pour réduire la contamination venant des hadrons chargés. Nous allons voir que la clusterisation utilisée (fenêtre fixe 5×7) permet d'obtenir le meilleur facteur de rejection pour les hadrons comparé aux autres algorithmes développés dans CMS. De manière à mieux comprendre les résultats obtenus par le Monte-Carlo pour la distribution E/p, nous comparerons nos simulations avec les résultats publiés par l'expérience OPAL.

5.4.1.1 Comparaison pour différentes clusterisations

a) Clusterisations ne recouvrant pas les photons rayonnés par l'électron

En plus de l'algorithme de clusterisation utilisant la matrice de cristaux 5×7 (FW) pour collecter l'énergie, un autre algorithme reposant sur un procédé dynamique de formation des clusters (DC) [108] a été développé pour le calorimètre électromagnétique. Dans cet algorithme, tous les cristaux sont rangés par ordre décroissant en fonction de leur énergie déposée. Le cristal le plus chaud initie le cluster. Un cristal adjacent par côté est joint à ce cluster si son énergie déposée est plus faible. Le cluster est considéré comme terminé quand

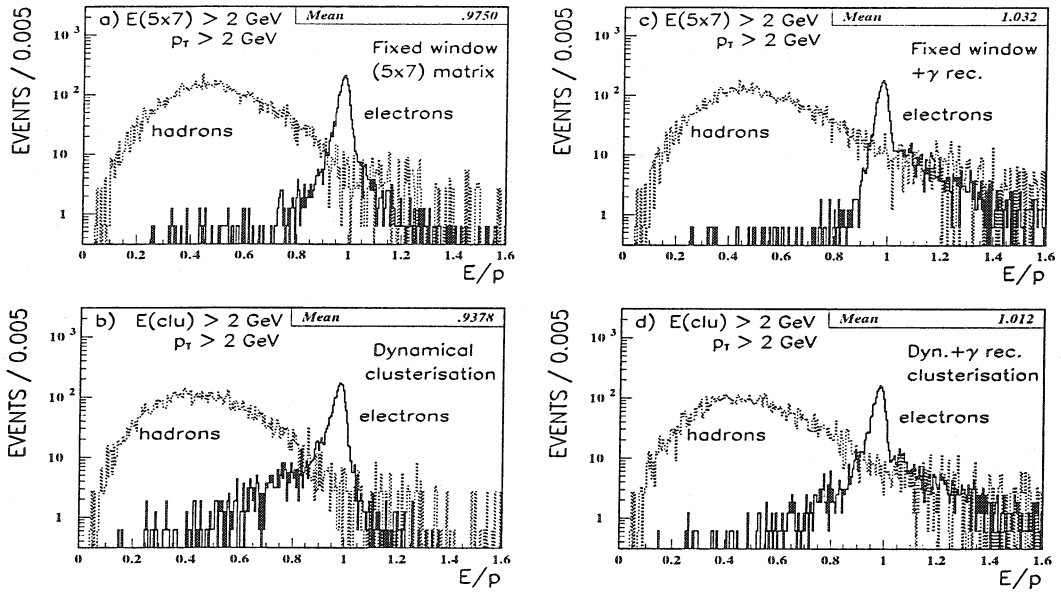

FIG. 5.29 - *Distribution du rapport E/p pour différents algorithmes de clusterisation dans la partie centrale du calorimètre électromagnétique: a) FW, b) DC, c) FWG et d) DWG.*

il n'y plus de cristaux adjacents candidats. Cette procédure s'arrête quand tous les cristaux sont assignés à un cluster.

Nous avons comparé les résultats obtenus par ces deux méthodes de clusterisation pour la séparation électrons / hadrons. Nous montrons dans les figures 5.29a et 5.29b les distributions du rapport E/p pour la partie centrale du calorimètre électromagnétique après avoir appliqué les critères 1–4 de la procédure d'identification des électrons et pour les deux algorithmes FW et DC. Pour un intervalle donné autour du pic des électrons, le meilleur rapport signal sur bruit est obtenu pour le dernier cas; il montre, cependant, des queues plus larges pour les électrons aux faibles valeurs de E/p amenant une perte d'événements signal. Dans les parties latérales, les deux algorithmes donnent des résultats similaires.

b) Clusterisations recouvrant les photons rayonnés par l'électron

Le(s) photon(s) rayonné(s) par l'électron dans les couches du détecteur central peu(ven)t être recouvert(s) dans le calorimètre électromagnétique. La méthode utilisée est basée sur l'estimation du point d'impact du photon dans le calorimètre électromagnétique, grâce à la mesure de l'impulsion transverse de l'électron [108]. En faisant l'hypothèse que le photon est émis au vertex primaire d'interaction proton-proton, on estime la distance maximale en azimut entre l'électron et le point d'impact du photon ($\pm\Delta\phi^{max}$). Dans une bande en η de taille ± 1 cristal autour du cristal touché par l'électron et jusqu'à $\pm\Delta\phi^{max}$, on cherche ensuite un cluster avec une énergie significative et on l'attache au cluster l'électron original. Cet algorithme, DCG, est présenté de façon détaillée dans la référence [108]. Dans ce cas, 30 cristaux sont attachés en moyenne au cluster des électrons de plus 2 GeV.

Une procédure similaire est adoptée pour l'algorithme FW:

- dans une bande en η de taille ± 1 cristal autour du cristal touché par l'électron et jusqu'à $\pm\Delta\phi^{max}$, nous cherchons le cristal ayant l'énergie déposée la plus grande;
- autour de ce cristal, l'énergie, $E(3\times3)$, est collectée dans une matrice de cristaux 3×3 et ne doit pas dépasser 0,5 GeV;
- la nouvelle valeur de l'énergie du cluster est alors donnée par la somme des énergies $E(5\times7)$ et $E(3\times3)$.

Cet algorithme de clusterisation permettant de recouvrir les photons rayonnés par l'électron est appelé FWG et nous l'appliquerons uniquement dans la partie centrale du calorimètre électromagnétique.

Les résultats obtenus dans la partie centrale du calorimètre électromagnétique pour ces deux algorithmes (FWG et DCG) après les critères 1–4 de l'algorithme d'identification des électrons sont présentés sur les figures 5.29c et 5.29d. Les rapport E/p obtenus avec ces deux algorithmes présentent des queues hadroniques plus prononcées que dans le cas des algorithmes FW et DC (qui ne possédent pas la procédure pour recouvrir les photons). Cela est dû aux clusters accidentellement recouverts qui accroissent la contamination par les hadrons. Par exemple, l'algorithme DCG donne deux fois plus de bruit de fond hadronique que l'algorithme FW. De façon générale, le recouvrement minimal entre électrons et hadrons est obtenu pour l'algorithme FW.

c) Conclusion

En conclusion, nous choisissons l'algorithme FW (sans procédure pour recouvrir les photons) pour sélectionner les électrons de faible impulsion transverse pour les raisons suivantes:

1. les algorithmes utilisant la clusterisation dynamique (DC et DCG) dans la partie centrale du calorimètre électromagnétique ont une acceptance relative pour les électrons inférieure aux algorithmes utilisant une clusterisation dans une fenêtre fixe;
2. cet algorithme peut être implémenté au deuxième ou troisième niveau de déclenchement.

5.4.1.2 Comparaison avec l'expérience OPAL

L'expérience OPAL [71] au LEP a publié en 1992 un article présentant la procédure de sélection utilisée pour identifier les électrons [109]. Deux critères utilisant le calorimètre électromagnétique sont utilisés pour séparer les électrons des hadrons: le premier exploite la différence entre le développement transverse de la gerbe électromagnétique et hadronique (analogue au critère 5 de notre algorithme) et le second utilise le rapport E/p.

Dans le but de mieux comprendre les résultats de notre simulation dans la séparation des électrons à l'aide du rapport E/p, il nous a semblé intéressant de comparer les résultats obtenus avec ceux de OPAL. En effet, comme on peut le constater dans la table 5.3, le calorimètre électromagnétique de l'expérience OPAL a des caractéristiques proches de celui de CMS. Les principales différences viennent de l'environnement dans lequel sont installés les calorimètres électromagnétiques: l'épaisseur de matériaux qui se trouvent en face du calorimètre électromagnétique est en moyenne 4 fois plus importante pour OPAL que pour CMS[7]; la valeur du champ magnétique est d'environ 0,5 T pour OPAL et 4 T pour CMS. Une comparaison de la résolution en énergie de OPAL avec celle attendue pour CMS est montrée sur la figure 5.30. Dans la région $E < 30$ GeV, les performances du calorimètre électromagnétique de CMS sont meilleures que celle de OPAL pour les raisons suivantes: i) la gerbe électromagnétique de l'électron n'est pas isolée dans le calorimètre électromagnétique de OPAL et ii) la présence de l'aimant devant le calorimètre dégrade la résolution.

Paramètres	OPAL [71]	CMS [57]
Rayon interne de la partie centrale (cm)	245,5	144
Matériaux avant les cristaux (X_0)	~2	0,3 - 0,7
Champ magnétique (T)	~0,435	~4
Type de cristal	Verre au Plomb (SF57)	$PbWO_4$
Longueur du cristal (X_0)	24,6	26
Rayon de Molière (cm)	2,92	2,0
Surface frontale du cristal (cm^2)	10×10	2,05×2,05
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0,041×0,041	0,0145×0,0145
σ/E (test sous faisceaux)	$\frac{6,3\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,2\%$	$\frac{2\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,5\% \oplus \frac{0,2}{E}$
σ/E (dans un jet de b)	$\frac{16\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ [109]	-

TAB. 5.3 - *Comparaison de la partie centrale des calorimètres électromagnétiques des expériences OPAL et CMS.*

La procédure employée par OPAL pour calculer le rapport E/p est la suivante:

- l'énergie est collectée dans une région centrée sur la position de la trace extrapolée à la surface du calorimètre électromagnétique;
- les tours du calorimètre électromagnétique associées au cluster doivent être situées dans un secteur angulaire inférieur à 30 mrad.[8];

7. l'aimant est placé en face des cristaux dans le cas d'OPAL et des détecteurs situés en face du calorimètre électromagnétique permettent en partie de corriger l'énergie perdue dans l'aimant.

8. La surface de chaque cristal est 10cm×10cm ce qui correspond à $\Delta\theta \times \Delta\phi = 29$mrad. × 29mrad. jusqu'à 41 mrad. × 41mrad. suivant la position du cristal dans le calorimètre électromagnétique.

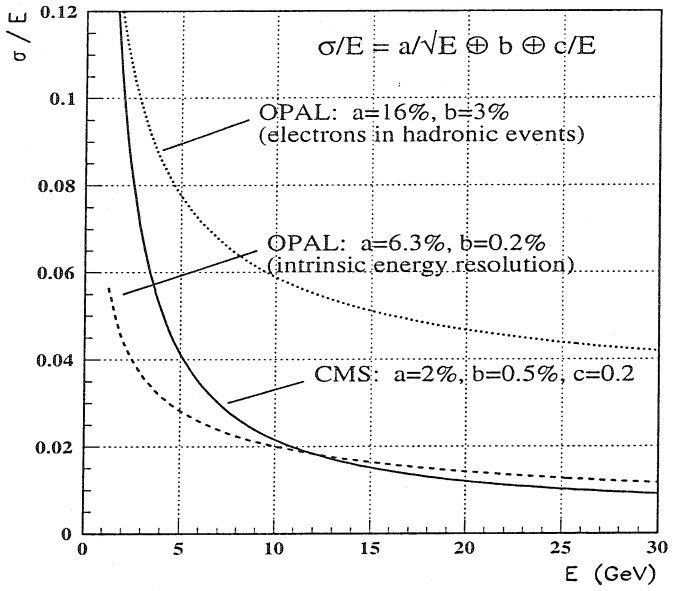

FIG. 5.30 - *Comparaison des résolutions en énergies des calorimètres électromagnétiques des expériences OPAL [109] et CMS.*

- aucune coupure sur l'énergie des clusters n'est appliquée.

Le bruit de fond correspond à des traces ($p_T > 0{,}8$ GeV) ayant une perte par ionisation dans les chambres à dérive, dE/dx, de 2,5 écart standard en dessous de la valeur attendue pour les électrons.

De manière à comparer nos résultats avec ceux obtenus par OPAL, nous avons modifié notre algorithme de sélection des électrons de la façon suivante:

- collection de l'énergie dans une matrice de cristaux 3×3 autour du point extrapolé de la trace; en tenant compte des différences au niveau de la taille des cristaux (cf. table 5.3) cette matrice se rapproche le plus de celle choisie par OPAL;

- pas de coupure sur l'énergie du cluster ainsi reconstruit.

La figure 5.31 montre une comparaison des distributions E/p obtenues pour les électrons et les hadrons par OPAL et CMS. On constate que la résolution pour le pic en E/p des électrons est meilleure pour CMS que pour OPAL principalement à cause de la résolution en énergie. La valeur moyenne de l'énergie déposée par les hadrons est inférieure dans le cas de CMS, ce qui rend la séparation entre les électrons et les hadrons plus efficace. En prenant en compte les remarques ci-dessus, cette comparaison permet de vérifier la validité des résultats donnés par le Monte-Carlo.

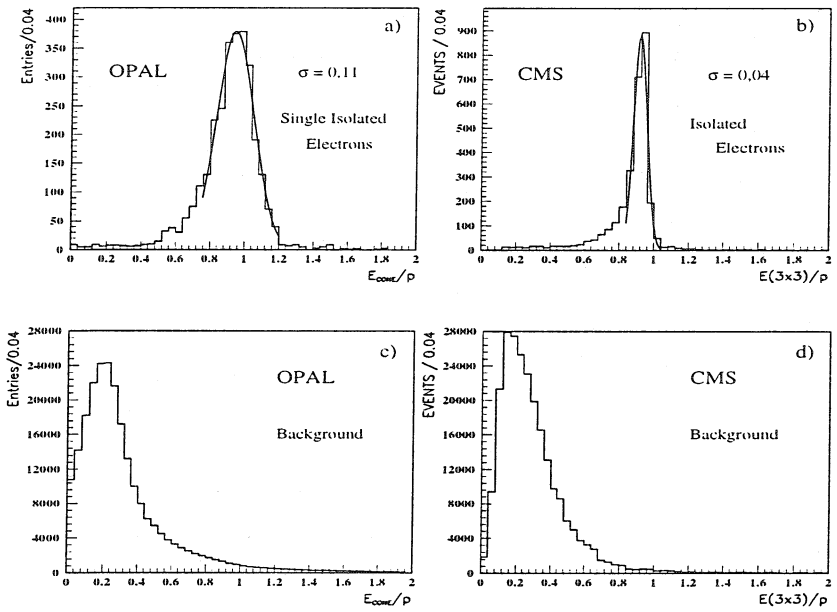

FIG. 5.31 - *Comparaison du rapport E/p obtenu par l'expérience OPAL pour: a) les électrons et b) les hadrons; et prédit par l'expérience CMS pour c) les électrons et d) les hadrons.*

5.4.2 Impact du déclenchement sur l'algorithme d'identification des électrons

Les critères de sélection du déclenchement de premier niveau sont basés sur les propriétés du développement des gerbes électromagnétiques (forme latérale et longitudinale et isolation de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre) comme cela est illustré sur la figure 5.32. Il est intéressant d'évaluer l'impact de cette procédure sur l'algorithme d'identification des électrons, développé en utilisant des critères analogues.

Dans la référence [110], la procédure de sélection des électrons de faible impulsion transverse au premier niveau de déclenchement est décrite pour la région centrale. Elle exploite l'isolation locale de l'électron dans un jet de b et l'absence d'activité dans le calorimètre hadronique derrière le cluster en électron. L'isolation locale est définie en utilisant la variable suivante:

$$R = \frac{E_T(2 \times 6)}{E_T(6 \times 6)} \tag{5.35}$$

où $E_T(6\times6)$ représente l'énergie mesurée dans une cellule de déclenchement, et $E_T(2\times6)$ est obtenue à partir d'une matrice de cristaux $\Delta\eta\times\Delta\phi = 2\times6$. Parmi les 5 régions locales possibles dans le calorimètre électromagnétique (en grisé sur la figure 5.32a), celle ayant le rapport R maximum est sélectionnée. Un événement est gardé si il y a au moins une cellule de déclenchement avec $R > 0,95$. Le reste de la sélection, décrite dans la référence [110], permet d'obtenir une efficacité globale pour les électrons de 75% pour p_T >10 GeV, en gardant un taux de déclenchement de premier niveau de l'ordre de ~10 kHz (cf. section 4.3)

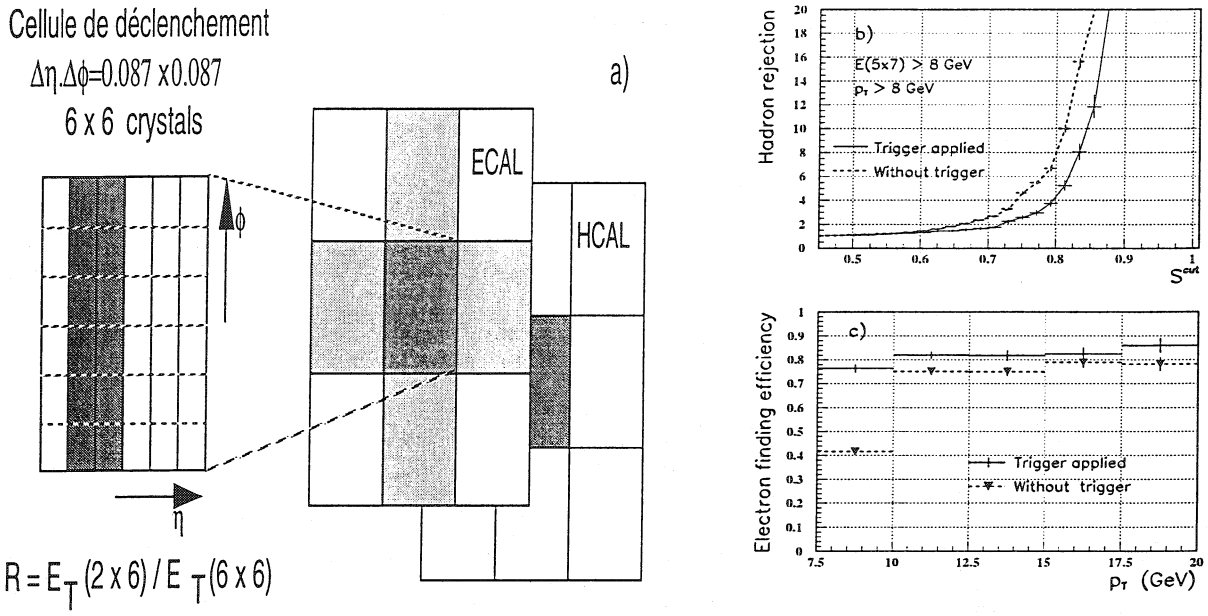

FIG. 5.32 - *a) Principe de la sélection du premier niveau pour les électrons. Effet de la procédure de sélection du premier niveau de déclenchement sur: b) le critère sur la forme de la gerbe, c) l'efficacité de l'algorithme de sélection des électrons de faible énergie – cf. section 5.3.*

Pour étudier l'impact de cet algorithme sur la séparation des électrons et des hadrons, nous avons généré un lot d'événements $b\bar{b}$. Nous avons ensuite appliqué l'algorithme d'identification des électrons de faible énergie avec les coupures décrites dans la table 5.1, à l'exception: i) d'une coupure plus grande sur l'impulsion transverse ($p_T > 8$ GeV) et ii) d'une fenêtre en E/p plus élargie $0,9 < E/p < 1,35$. Nous observons le recouvrement le plus important entre les deux algorithmes pour le critère sur la forme de la gerbe. La figure 5.32b montre le facteur de réjection des hadrons en fonction de la valeur seuil appliquée, S^{cut}, sur le paramètre S, avec et sans procédure de sélection de premier niveau de déclenchement. Pour la coupure $S^{cut} > 0,73$, cette procédure a déjà réduit de moitié la contamination hadronique car les deux algorithmes exploitent l'isolation locale de la gerbe électromagnétique. Cependant, dans le cas de l'algorithme de sélection des électrons de faible énergie, cette isolation est faite de manière plus précise ce qui permet de réduire le bruit de fond hadronique par un autre facteur 2.

L'efficacité relative de l'algorithme de sélection des électrons de faible énergie en fonction de p_T est illustrée sur la figure 5.32c avec application de la procédure de sélection de premier niveau de déclenchement, et sans celle-ci. Pour des impulsions transverses $p_T > 10$ GeV, l'efficacité moyenne de la procédure de sélection est supérieure à 80% après application de la procédure de sélection de premier niveau de déclenchement. Cette valeur doit être multipliée par l'efficacité de cette procédure (~75%), ce qui donne une efficacité globale de 60%. On peut comparer ce résultat avec celui obtenu pour l'efficacité de l'algorithme de sélection des électrons sans application de la procédure de sélection de premier niveau de déclenchement: 75% pour $p_T > 10$ GeV.

5.4.3 Reconstruction de la décroissance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$

Une des applications de l'algorithme d'identification des électrons est la reconstruction de la décroissance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

Nous avons généré des événements $b\bar{b}$ avec le programme PYTHIA 5.7 en faisant les mêmes hypothèses que dans la section 5.2.1. Un événement signal doit contenir au moins un méson B_d^0 qui décroît de la manière suivante: $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$. Le déclenchement se fait en utilisant le muon venant de la décroissance semileptonique du hadron B associé. Le premier niveau de déclenchement sélectionne des muons avec $p_T > 6{,}5$ GeV dans la région $|\eta| < 2{,}4$. Dans la suite de l'analyse nous considérerons seulement les candidats électrons avec $p_T > 2{,}5$ GeV dans la région $|\eta| < 2{,}6$. Le spectres en p_T et en η des électrons venant de la décroissance du J/ψ sont montrés sur les figures 5.33a et 5.33b: la plupart des électrons sont situés dans la région centrale ($|\eta| < 1{,}56$) à cause de la sélection d'un muon par le premier niveau du système de déclenchement (corrélation cinématique entre les deux jets de b). Au total un lot de 3000 événements signal sont passés à travers la simulation GEANT du détecteur. On applique ensuite l'algorithme d'identification des électrons pour sélectionner les deux candidats électrons pour la décroissance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. La décroissance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ est reconstruite en utilisant deux méthodes différentes:

(1) les angles polaire et azimutal sont mesurés dans le détecteur central; l'énergie, $E(5\times7)$, est mesurée dans le calorimètre électromagnétique;

(2) les angles polaire et azimutal sont mesurés dans le détecteur central; l'impulsion est mesurée par le détecteur de traces.

Nous allons maintenant examiner plus en détails la première méthode dans la section 5.4.3.1 et présenterons une comparaison des résultats donnés par les deux méthodes dans la section 5.4.3.2.

5.4.3.1 Reconstruction avec le calorimètre électromagnétique

Dans les figures 5.34a et 5.34b, nous montrons les distributions du rapport entre l'énergie du cluster reconstruite avec les deux algorithmes FW et FWG et l'impulsion générée avec PYTHIA pour les électrons. En utilisant l'algorithme FWG, l'énergie d'un cluster reconstruit est plus proche de l'impulsion générée de l'électron. La variance (RMS sur la figure 5.34) de la distribution est également plus petite dans le cas de l'algorithme FWG, ce qui diminue la taille de la queue de la distribution.

A titre de comparaison, nous montrons dans la figure 5.34c une distribution analogue pour le détecteur central. Même si le rapport présente un pic autour de 1, nous observons une queue plus longue que pour l'algorithme FWG. En effet, les électrons qui interagissent avec les matériaux du détecteur central (faisceau du tube à vide ou des premières couches) donnent, de façon systématique, une valeur sous-estimée de l'impulsion reconstruite. Les meilleurs résultats obtenus par l'algorithme FWG dans la reconstruction de l'énergie des électrons

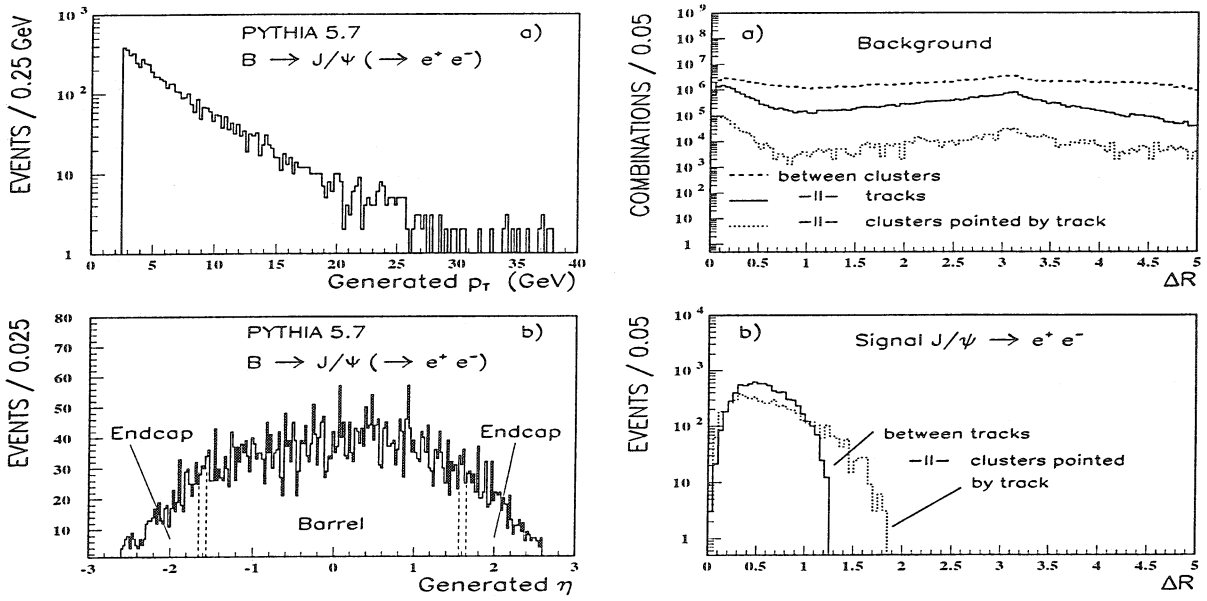

FIG. 5.33 - *Les électrons issus des décroissances de la résonance J/ψ dans les événements $b\bar{b}$ sont sélectionnés par le système de déclenchement des muons de premier niveau; spectres en a) p_T et en b) η. Distributions de la variable ΔR ($p_T > 2$ GeV, $E(5 \times 7) > 2$ GeV) pour: c) le bruit de fond et d) les événements signal.*

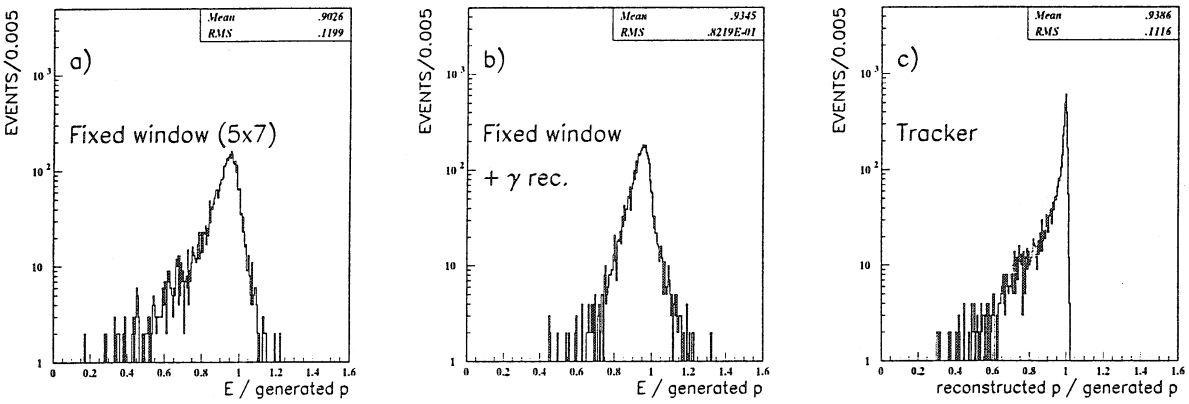

FIG. 5.34 - *Rapport entre l'énergie E reconstruite dans le calorimètre électromagnétique et l'impulsion p générée avec PYTHIA après l'application de la procédure de sélection des électrons de faible énergie pour les algorithmes: a) FW et b) FWG; c) le rapport entre les impulsions générée et reconstruite.*

peuvent être utilisés pour la reconstruction en masse de la décroissance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ comme nous allons le montrer maintenant.

Dans la figure 5.35a, nous montrons le spectre en masse invariante e^+e^- des électrons issus de la décroissance du J/ψ obtenu quand l'énergie est collectée dans une matrice de cristaux 5×7 avec l'algorithme FW. La partie gaussienne de la distribution donne une résolution en masse de σ=105 MeV; la queue significative observée pour les faibles masses est principalement due aux photons de rayonnement bremsstrahlung. L'application de la procédure de recouvrement des photons (algorithme FWG) permet de réduire cette queue et d'obtenir une distribution gaussienne du signal comme le montre la figure 5.35b; la valeur de la résolution en masse est maintenant de σ=120 MeV. Pour les deux algorithmes (FW et FWG), on observe un déplacement d'environ 200 MeV par rapport à la masse mesurée du J/ψ, principalement dû à:

i) l'étendue de la gerbe électromagnétique,

ii) les photons rayonnés qui ne sont pas recouverts et

iii) la suppression de zéro, $2\sigma_E$ par cristal.

Les figures 5.35c et 5.35d montre la dégradation de la résolution en masse du J/ψ reconstruit pour différents termes stochastiques, a=2% et 5%. Dans ces deux cas, la suppression de zéro n'est pas appliquée, et la valeur moyenne de la masse reconstruite est proche de la masse nominale du J/ψ.

Dans la suite, les décroissances $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ reconstruites en utilisant la méthode (1) utilisent l'algorithme FWG avec les paramètres a=5%, b=0,5% et c=0,2 pour la résolution en énergie. Nous corrigeons la valeur de la masse effective e^+e^- de manière à ce que la moyenne corresponde à la valeur nominale de la masse du J/ψ.

5.4.3.2 Estimation du bruit de fond

Le bruit de fond est constitué d'événements $b\bar{b}$ où un hadron B est forcé de se désintégrer semileptoniquement en un muon et l'autre de manière libre. Au niveau de PYTHIA, nous demandons qu'un muon ayant un $p_T > 6,5$ GeV dans la région $|\eta| < 2,4$ satisfasse le premier niveau de déclenchement. De plus, nous ne gardons que les événements avec au moins deux particules de charges opposées et obéissant aux critères cinématiques $p_T > 2,5$ GeV et $|\eta| < 2,6$. Ces particules sont considérées comme des candidats possibles pour former un J/ψ. Au total 9000 événements bruit de fond sont passés à travers la simulation GEANT du détecteur. De manière à calculer correctement le rapport signal sur bruit, nous utilisons le facteur de poids suivant:

$$\frac{\mathrm{B}(B \rightarrow X)}{\mathrm{B}(B \rightarrow J/\psi + X) \times \mathrm{B}(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} = \frac{1}{0,011 \times 0,06} = 1500 \qquad (5.36)$$

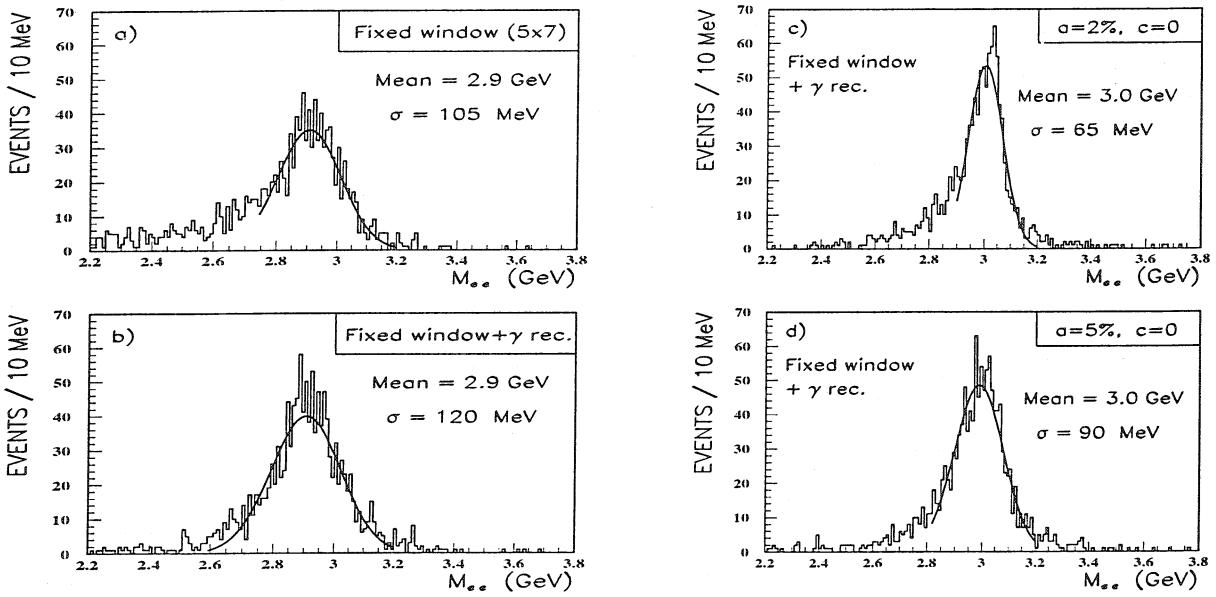

FIG. 5.35 - *Spectres en masse e^+e^- obtenus pour les électrons venant du J/ψ après l'application de toutes les coupures de la procédure de sélection pour les algorithmes: a) FW et b) FWG avec a=5%, b=0,5% et c=0,2. Spectres en masse e^+e^- obtenus en utilisant l'algorithme FWG avec b=0,5%, c=0 et c) a=2%, d) a=5%.*

En dehors de l'application de la procédure de sélection des électrons, nous utilisons un autre critère pour réduire le bruit de fond combinatoire. La figure 5.33c montre les distributions des distances entre deux clusters quelconques $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ (lignes à tirets), entre deux clusters quelconques associés à des traces (lignes pointillées) et entre deux traces quelconques de charges opposées (lignes pleines) pour les événements bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à celui attendu pour une luminosité intégrée de $L_{int} = 10^4$ pb^{-1}. Des distributions analogues pour les événements signal sont montrés sur la figure 5.33d. Si l'on impose $\Delta R < 1{,}2$ pour des paires de traces, on rejette 40% des événements bruit de fond avec une acceptance pour les événements signal proche de 100%. Cette coupure sur la variable ΔR (même entre deux clusters quelconques) peut être utilisée pour le déclenchement des événements (au deuxième ou troisième niveau).

5.4.3.3 Comparaison des deux méthodes de reconstruction du J/ψ

Nous montrons sur les figures 5.36a et 5.36b les spectres en masse invariante e^+e^- (incluant le bruit de fond), obtenus avec les deux méthodes de reconstruction: (1) détecteur central seul, et (2) détecteur central + calorimètre électromagnétique, pour une luminosité intégrée $L_{int} = 10^4$ pb^{-1}. Ce bruit de fond est dominé par les électrons venant des décroissances $b \to e$, $b \to c \to e$, des décroissances Dalitz du π^0 et η et partiellement des combinaisons accidentelles de ces électrons avec les hadrons.

La distribution en masse invariante reconstruite à l'aide des informations provenant uniquement du détecteur central est montrée sur la figure 5.36a; La partie gaussienne de

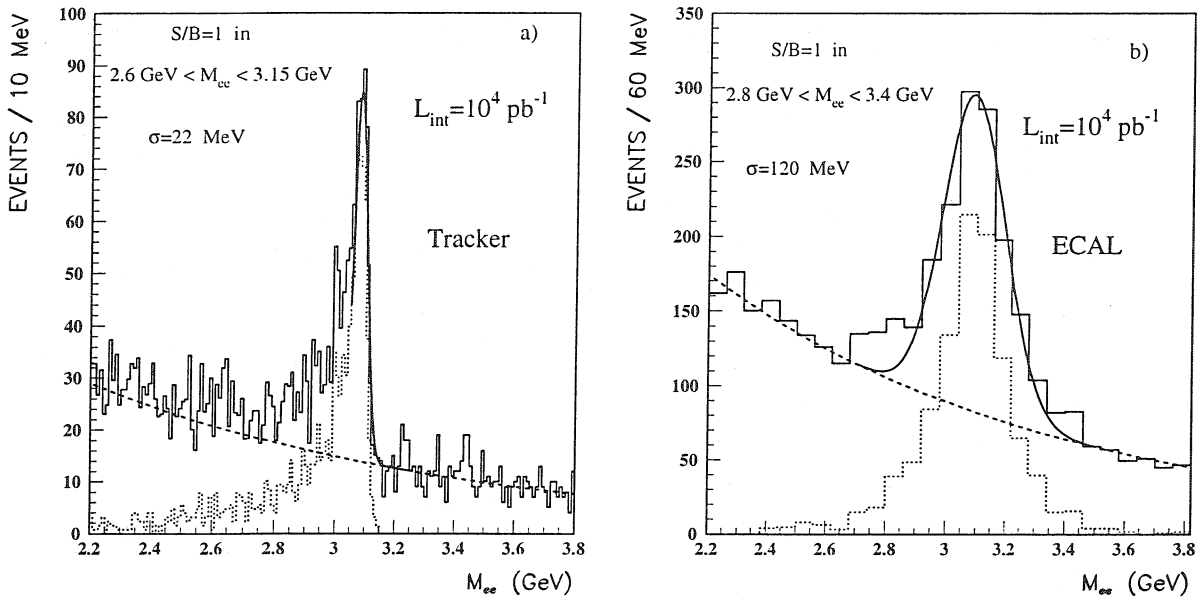

FIG. 5.36 - *Spectres en masse e^+e^- attendus pour les décroissances du J/ψ à une luminosité intégrée $L_{int} = 10^4\ pb^{-1}$ quand l'impulsion des électrons est mesurée dans: a) le détecteur de trace et b) le calorimètre électromagnétique.*

cette distribution donne une résolution $\sigma = 22$ MeV. La longue queue observée aux faibles masses est due aux photons rayonnés dans le détecteur central; leur énergie est partiellement récupérée dans le calorimètre électromagnétique en utilisant l'algorithme FWG comme le montre la figure 5.36b. Dans ce cas, nous gardons 95% des événements signal avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 1, dans l'intervalle de masse 2,8 GeV$< M_{ee} <$ 3,4 GeV – ou encore $\pm 2{,}5\sigma$. Quand les résonances J/ψ sont reconstruites avec seulement les informations du détecteur central, l'intervalle de masse 2,6 GeV$< M_{ee} <$ 3,15 GeV permet de garder seulement 90% des événements signal avec un rapport signal sur bruit identique au cas précédent. Comme nous le verrons dans la section 6.1.2, pour le calcul de la sensibilité attendue sur l'angle β du triangle d'unitarité, cet argument sera déterminant pour le choix de la méthode de reconstruction (1) – calorimètre électromagnétique + détecteur central.

5.4.3.4 Comparaison avec l'expérience L3

L'expérience L3 [70] a présenté récemment une version réactualisée du spectre en masse des décroissances $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ reconstruites en utilisant le calorimètre électromagnétique [111]. La procédure d'identification des électrons adoptée par L3 contient:

i) un critère sur la forme de la gerbe,

ii) une coupure sur le rapport E/p,

iii) une coupure sur l'angle entre les deux candidats électrons.

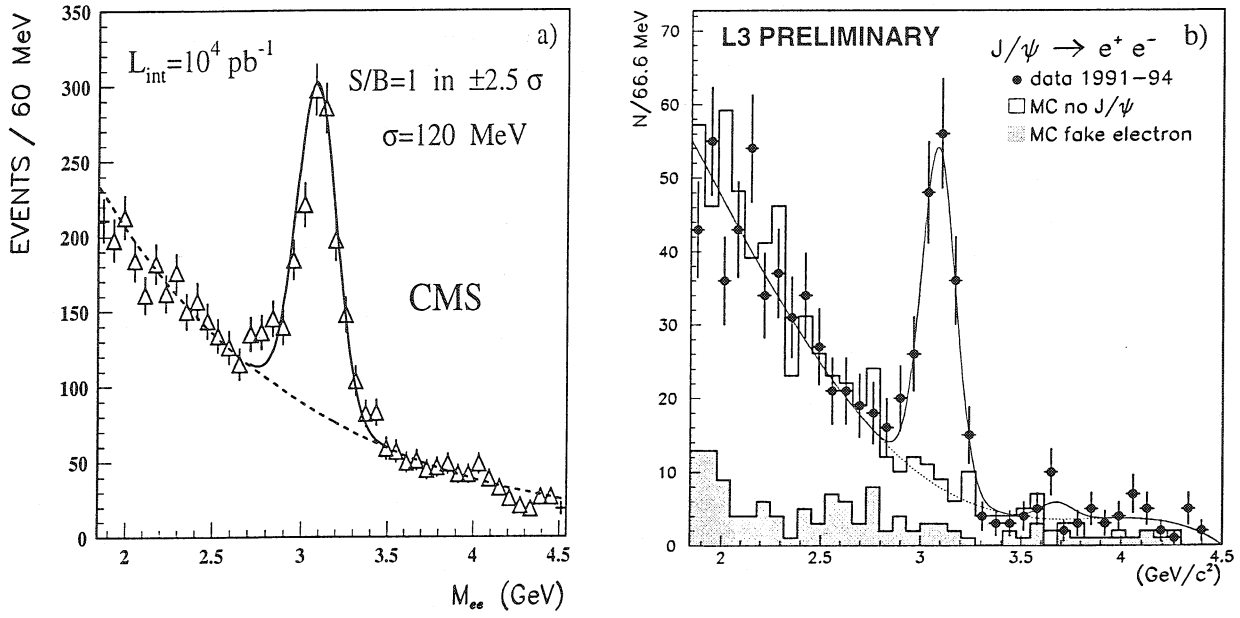

FIG. 5.37 - *Spectres en masse des décroissances J/ψ reconstruites avec: a) CMS et b) L3 [111].*

De plus, l'impulsion du candidat électron le moins (plus) énergétique doit être plus grande que 1,5 GeV (4 GeV). L'énergie, comme les angles polaire et azimutal, de l'électron sont mesurés en utilisant le calorimètre électromagnétique.

De même que pour l'expérience OPAL, il nous a paru intéressant de comparer les résultats obtenus par l'expérience L3 dans la reconstruction de la décroissance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ (rapport signal sur bruit et résolution en masse). Le calorimètre électromagnétique de l'expérience L3 présente, comme dans le cas de OPAL, une géométrie et des caractéristiques proches de celle du calorimètre électromagnétique de CMS comme le montre la table 5.4. Par contre, les environnements dans lesquels sont placés les calorimètres électromagnétiques des deux détecteurs sont foncièrement différents: l'épaisseur des matériaux en face du calorimètre électromagnétique est 5 fois plus importante dans le cas de CMS, et la valeur du champ magnétique de 0,5 T pour L3 et de 4 T pour CMS. Une comparaison des résolutions en énergie mesurée par L3 et attendue par CMS est montrée sur la figure 5.3. Pour un domaine en énergie ($E < 30$ GeV), les performances du calorimètre électromagnétique de CMS sont inférieures à celle obtenues par L3, principalement à cause d'une contribution venant du terme de bruit de fond électronique plus faible dans le cas de L3.

Sur les figures 5.37a (équivalent à la figure 5.36b) et 5.37b, nous montrons les spectres en masse e^+e^- attendus dans CMS et mesurés avec L3. La résolution obtenue à partir d'un ajustement gaussien est $\sigma = 83$ MeV, alors qu'il n'est que de $\sigma = 120$ MeV dans le cas de CMS. Les meilleures performances du calorimètre électromagnétique de L3 (résolution pour les faibles valeurs en énergie principalement) explique cette différence. Nous constatons également que le rapport signal sur bruit (S/B), dans un intervalle de masse de $\pm 2{,}5\sigma$ autour du pic, est: $S/B \sim 2{,}5$ pour L3 et $S/B \sim 1$ pour CMS. La faible multiplicité des

Paramètres	L3 [70]	CMS [57]
Rayon interne de la partie centrale (cm)	52	144
Matériaux avant les cristaux (X_0)	0,05 – 0,1	0,3 – 0,7
Champ magnétique (T)	~0,5	~4
Type de cristal	BGO	$PbWO_4$
Longueur du cristal (X_0)	22	26
Rayon de Molière (cm)	2,3	2,0
Surface frontale du cristal (cm^2)	2×2	2,05×2,05
Surface extérieure du cristal (cm^2)	2,6×2,6 à 2,9×2,9	2,4×2,4
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0,038×0,038	0,0145×0,0145
Collection de la lumière (relative)	$0,08 \div 0,15$	$0,002 \div 0,003$
Photo-détecteurs	Photodiodes (PD)	PD à avalanche
Résolution en énergie	$\frac{1,5\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \oplus \frac{0,004}{E}$	$\frac{2\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,5\% \oplus \frac{0,2}{E}$

TAB. 5.4 - *Comparaison de la partie centrale des calorimètres électromagnétiques de L3 et de CMS.*

événements dans le cas de L3 peut expliquer un meilleur rapport signal sur bruit. En prenant en compte ces remarques nous concluons que les résultats obtenus dans notre analyse sont raisonnablement en accord avec ce que l'on peut attendre pour CMS.

5.4.3.5 Conclusions

Pour les événements $b\bar{b}$ présélectionnés, quand un hadron B décroît en donnant un muon qui passe les critères du premier niveau de déclenchement, nous pouvons conclure que:

- plus de 30% des décroissances $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ ne sont pas reconstruites à cause de l'épaisseur des matériaux du détecteur central placés en face du calorimètre électromagnétique;
- l'efficacité de reconstruction moyenne de la résonance J/ψ est de l'ordre de 40%; cette estimation inclut les inefficacités dues à l'algorithme d'identification des électrons de faibles énergies et les pertes dues à l'acceptance géométrique dans la région de transition entre les parties centrale et latérales du calorimètre électromagnétique;
- les deux méthodes de reconstruction pour la décroissance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, (1) détecteur central seul, et (2) détecteur central + calorimètre électromagnétique, donnent une

résolution en masse $\sigma = 120$ MeV et 22 MeV (partie gaussienne). Pour un intervalle de masse optimal, les rapports signal sur bruit sont proches de 1 dans les deux cas, mais on peut garder environ 5% d'événements signal en plus dans le premier cas, grâce à l'algorithme permettant de recouvrir les photons rayonnés par les électrons.

Signalons que ces résultats peuvent être également utilisés pour d'autres canaux de physique du B tels que $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi + X$ de façon générale, et pour les canaux de désintégration du quark top comportant la résonance J/ψ.

Nous allons maintenant estimer les nouvelles sensibilités du détecteur CMS aux paramètres α et β du Modèle Standard en insistant sur l'apport que représente l'algorithme d'identification des électrons.

Chapitre 6

Mesure de la Violation de CP avec le détecteur CMS

Nous présentons dans ce chapitre les deux méthodes utilisées pour calculer les angles du triangle d'unitarité α et β à partir de l'asymétrie des taux de décroissance des mésons B_d^0 intégrée sur le temps et dépendante du temps. Nous donnerons ensuite une estimation de la précision attendue sur la mesure des deux angles. Cette analyse inclut les nouvelles possibilités offertes par l'identification des électrons de faible énergie présentée dans la section précédente. Nous nous intéresserons enfin à la stabilité des résultats obtenus dans le calcul des sensibilités et comparerons nos estimations avec celles des autres expériences qui pourront faire cette mesure (BaBar, Belle, CDF, ...).

6.1 Asymétrie intégrée sur le temps

De manière générale, l'asymétrie des taux de décroissance des mésons B_d^0 intégrée sur le temps s'écrit:

$$\mathcal{A}^{\exp} = A_0 + D \times \eta_{\mathrm{CP}} \times D_{int} \times \sin 2\Phi \tag{6.1}$$

avec

$$D = D_t \times D_m \times D_{S/B} \tag{6.2}$$

- $A_0 \sim 1\%$ tient compte de l'asymétrie de production $B^0/\overline{B^0}$ dans les collisions proton-proton [112]. L'asymétrie due à la mesure de la charge des particules dans CMS est négligée [74].

- $D_{int} = \dfrac{\sin(x_d \frac{t_{cut}}{\tau}) + x_d cos(x_d \frac{t_{cut}}{\tau})}{(1+x_d^2)}$, représente le facteur d'intégration entre t_{cut} et ∞, voir l'équation (3.61).

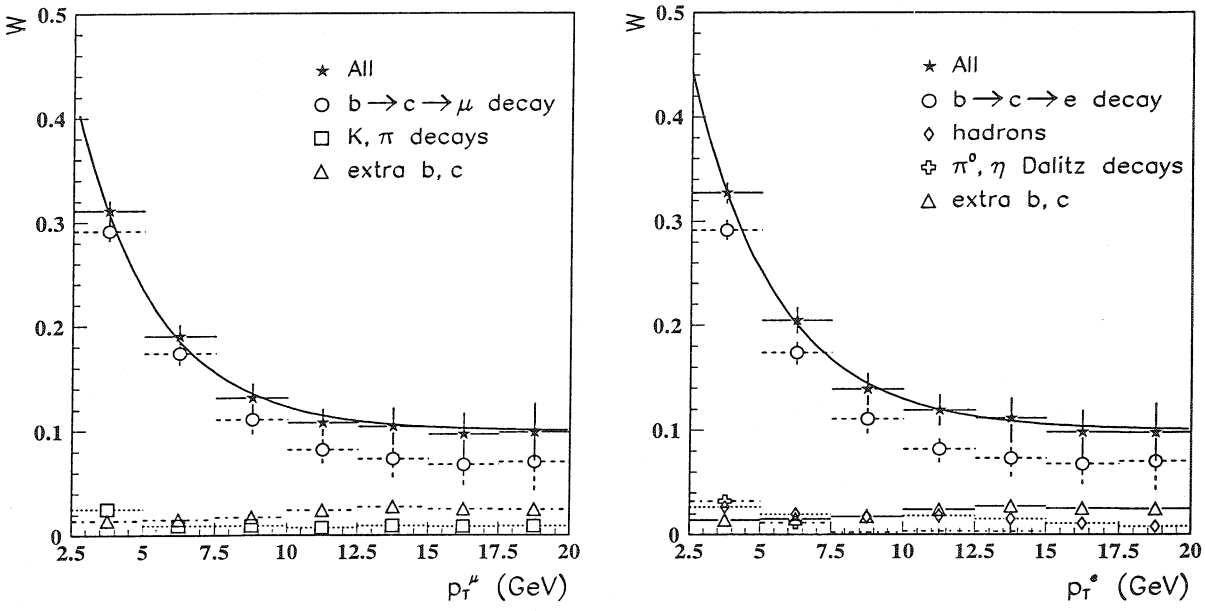

FIG. 6.1 - *Fraction de mauvais candidats à l'étiquetage en fonction de l'impulsion transverse pour les canaux: a) à muons et b) à électrons. Les courbes correspondent à un ajustement exponentiel.*

- $D_t = \dfrac{N_w - N_g}{N_w + N_g} = 1 - 2W$ est le facteur de dilution dû au mauvais étiquetage des quarks b, et W la fraction de mauvais candidats à l'étiquetage, défini dans l'équation (5.34). Nous présentons dans les figures 6.1a et 6.1b (analogue à la figure 5.28b) les différentes sources de mauvais candidats à l'étiquetage dans le cas des électrons et des muons. Les décroissances $b \to c \to l$ ($l = e, \mu$) sont la principale source de bruit de fond dans les deux cas. Ces figures sont obtenues après avoir appliqué la procédure de sélection pour les décroissances du B_d^0 ($B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ et $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$) que nous présenterons dans les sections 6.1.1 et 6.1.2. Pour montrer l'impact de la procédure de sélection du méson B_d^0 sur la valeur prise par la variable W, nous illustrons sur la figure 6.2 la corrélation entre la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du méson B_d^0 et la pourcentage de mauvais candidats à l'étiquetage venant de la décroissance $b \to c \to l$, qui est la principale source de bruit de fond. Les quarks b étant produits par paire il existe en effet une forte corrélation cinématique entre les deux côtés (signal et étiquetage) de la paire $b\bar{b}$.

- $D_m = \dfrac{N_w - N_g}{N_w + N_g} = \sum_{i=1}^{4} \dfrac{p_i}{(1 + x_i^2)}$ est le facteur de dilution dû au mélange des mésons B_d^0 (B_s^0), dont le calcul est détaillé dans l'annexe C. Les paramètres p_i sont les taux de production des hadrons beaux donnés dans la section 2.2.1 et les paramètres x_i permettent de quantifier l'oscillation des mésons neutres: $x_d = 0,73 \pm 0,05$ [15], $x_s = 10$ qui correspond à la limite inférieure actuellement mesurée [15]. Avec ces hypothèses, on trouve $D_m = 0,75$;

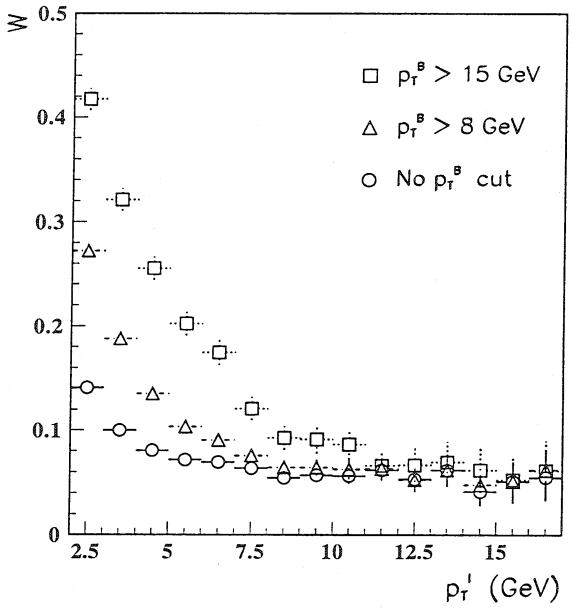

FIG. 6.2 - *Fraction de mauvais candidats à l'étiquetage venant des décroissances $b \to c \to l$ pour différentes coupures appliquées sur le signal B.*

- $D_{S/B} = \dfrac{N_S}{N_S + N_B}$ est le facteur de dilution dû à la contamination des événements signal (N_S) par les événements bruit de fond (N_B).

En utilisant la formule (6.1), le calcul de l'erreur statistique sur le paramètre Φ prend la forme:

$$\delta(\sin 2\Phi) = \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{D_{int} \times D_t \times D_m \times N_S} \tag{6.3}$$

La valeur du facteur de dilution du à la mauvaise identification du lepton, D_t, est calculée en convoluant l'ajustement $W(p_T)$ de la figure 6.1 avec le spectre en impulsion transverse, p_T^l, pour le canal correspondant. La figure 6.3 montre l'évolution de la sensibilité des angles du triangle unitaire en fonction de la coupure appliquée sur le temps propre du B_d^0. On obtient une valeur optimale de $\delta(\sin 2\Phi)$ pour une valeur $t_{cut}/\tau = 0,5$, que nous appliquerons dans la suite dans la procédure de sélection des mésons B_d^0. La valeur du facteur d'intégration pour $t_{cut} = 0,5 \times \tau$ est $D_{int} = 0,67$ au lieu de $D_{int} = 0,47$ pour $t_{cut} = 0$, ce qui permet de diminuer l'erreur statistique, $\delta(\sin 2\Phi)$.

Nous présentons dans la suite la procédure de sélection adoptée pour les canaux de décroissance $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ et $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$. L'étude des événements signal se fait en utilisant la description du détecteur CMS proposée dans la section 5.2.2. L'étude du bruit de fond se fait en utilisant une paramétrisation des performances du détecteur central à cause de la statistique trop importante (et donc du temps de calcul trop long):

- la résolution attendue pour l'impulsion transverse, les angles polaire et azimutal est calculée à partir des courbes de la figure 5.8;

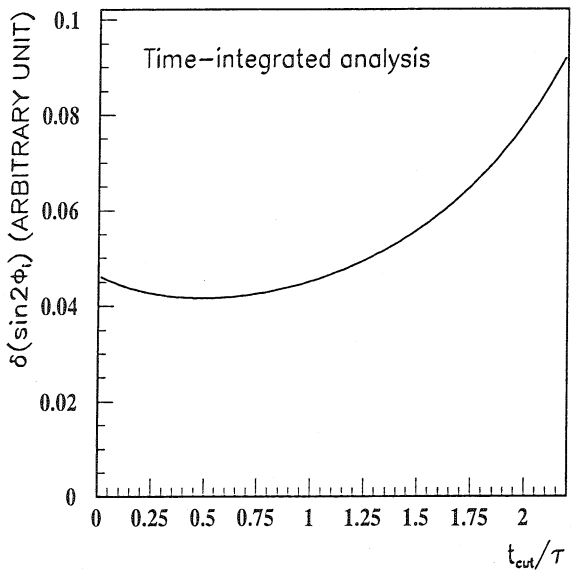

FIG. 6.3 - *Sensibilité aux angles du Triangle Unitaire en fonction de la coupure pour l'analyse utilisant l'asymétrie intégré sur le temps.*

- les paramètres d'impact (IP_{XY} et IP_Z) sont obtenus à partir de la figure 5.10;
- les performances des stations à muons (au premier niveau de déclenchement ou pour une analyse plus détaillée) sont paramétrisées comme cela est indiqué dans la référence [113].

Ces paramétrisations sont implémentées dans la simulation avec des fluctuations gaussiennes. De manière générale, et principalement à cause de l'absence de reconnaissance de traces dans le détecteur central de CMS, nous faisons l'hypothèse que l'efficacité de reconstruction des particules de l'événement, ϵ^{rec} est de: 95% pour les muons satisfaisant aux conditions du premier niveau de déclenchement et 90% pour toutes les autres particules chargées, électrons compris.

6.1.1 Les décroissances $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$

Nous avons montré dans le chapitre 3 que la décroissance $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ est un des canaux prometteurs pour la mesure de l'angle α du triangle unitaire. Le nombre d'événements signal attendus pour une année de prises de données à faible luminosité au LHC, N_S, est donné par l'expression:

$$N_S = 2 \times L_{int} \times \sigma_{b\bar{b}} \times \mathrm{B}(\bar{b} \to B_d^0) \times \mathrm{B}(B_d^0 \to \pi^+\pi^-) \times \mathrm{B}(b \to l) \times A^{trig} \times A^{\pi} \times \epsilon^c \times \epsilon^{rec} \times A^B \quad (6.4)$$

où le facteur 2 prend en compte la désintégration conjuguée de charge, A^{trig} est l'efficacité de déclenchement sur le lepton considéré (e ou μ), A^{π} l'acceptance relative pour les pions

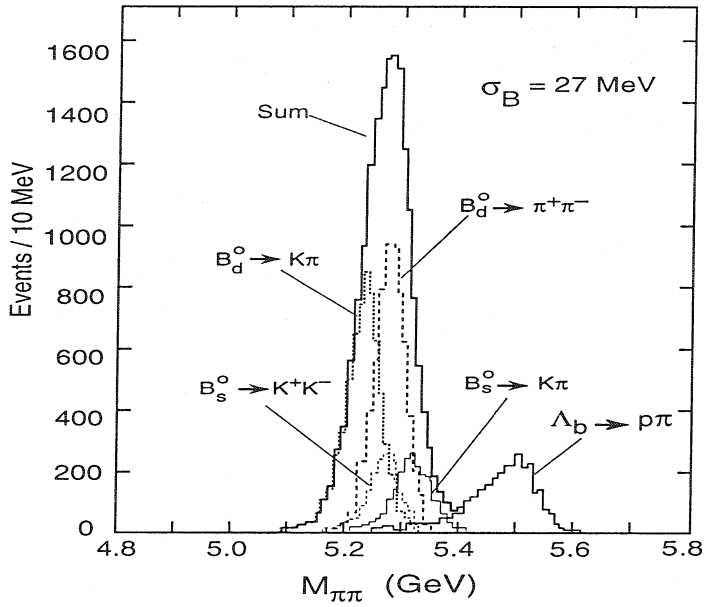

FIG. 6.4 - *Contamination des événements signal $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ par les décroissance à deux corps des hadrons beaux.*

et A^B l'acceptance correspondant à l'intervalle sur la masse reconstruite du B_d^0. La quantité ϵ^c est la fraction d'événements passant la procédure de sélection définie plus bas; elle est calculée en supposant la contribution des mécanismes de scission de gluons à la production de paire $b\bar{b}$ est deux fois plus importante que les mécanismes de fusion de gluons (voir la section 4.1.3:

$$\epsilon^c = \frac{\epsilon_f^c + 2\epsilon_s^c}{3}, \tag{6.5}$$

où les fractions ϵ_f^c et ϵ_s^c sont calculées en appliquant la procédure de sélection sur des lots d'événements générés à l'aide de mécanismes de fusion et de scission de gluons. La somme des deux rapport de branchement $\mathrm{B}(B_d^0 \to \pi^+\pi^-, K\pi)$ a été récemment mesurée par l'expérience CLEO comme étant $1{,}8\times10^{-5}$ [114]. Pour ces décroissances et les canaux associés nous faisons les hypothèses suivantes:

$$\begin{aligned} \mathrm{B}(B_d^0 \to \pi\pi) &= \mathrm{B}(B_d^0 \to K\pi) = 0,9 \times 10^{-5} \\ \mathrm{B}(B_s^0 \to KK) &= \mathrm{B}(B_s^0 \to K\pi) = 0,9 \times 10^{-5} \\ \mathrm{B}(\Lambda_b \to p\pi) &= 3 \times 10^{-5} \end{aligned} \tag{6.6}$$

Le détecteur CMS ne possède pas d'identificateur de particules et un des bruits de fond vient donc des décroissances à deux corps des hadrons B comme l'illustre la figure 6.4a où la masse du pion est donnée aux kaons et aux protons. La très bonne résolution en masse attendue pour la décroissance $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$, $\sigma_B = 27$ MeV, permet en partie de réduire ce bruit de fond.

Nous allons maintenant montrer que la procédure de sélection utilisée pour sélectionner les décroissances $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ permet de réduire les autres sources de bruit de fond à un

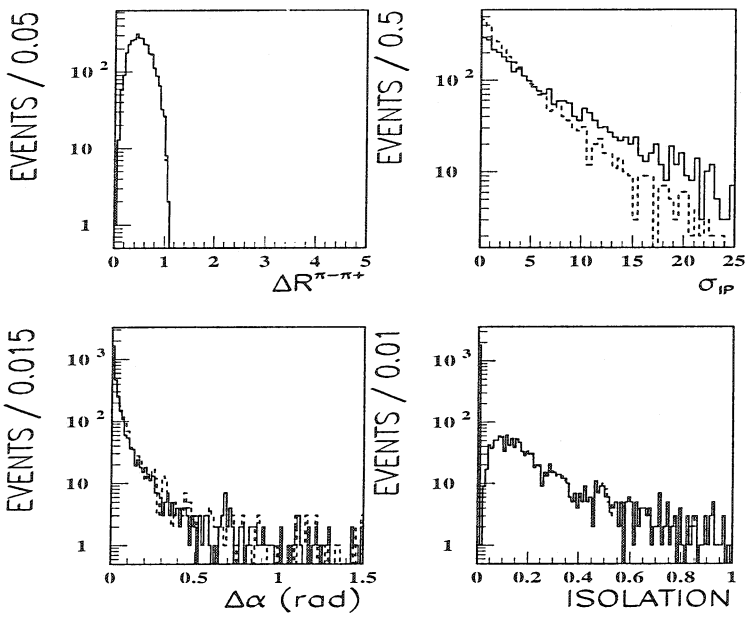

FIG. 6.5 - *Distributions des variables servant à la sélection des événements signal* $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$. *Les lignes pleines (pointillées) correspondent aux événements signal générés par le processus de fusion (scission) de gluons.*

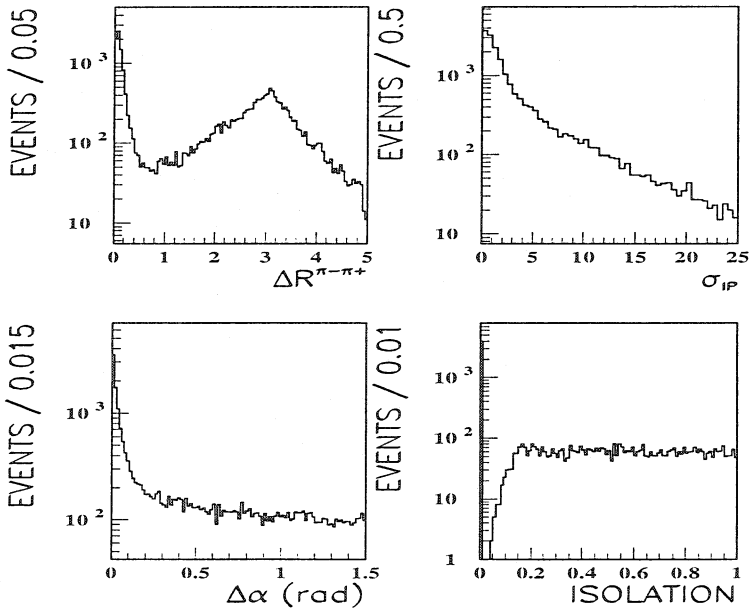

FIG. 6.6 - *Distributions des variables servant à la sélection des événements bruit de fond* $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$.

Coupures	Signal		Bruit de fond
	fusion de gluons	scission de gluons	4,8 GeV< $M_{\pi\pi}$ < 5,8 GeV
$\Delta R < 1$	1	1	1
$\sigma_{IP} > 2$	0,54	0,49	0,04
t/τ >0,5	0,52	0,47	0,03
$\Delta\alpha < 0{,}1$ rad.	0,52	0,47	0,01
I < 0,3	0,48	0,39	0,003
ϵ^c	0,44		–

TAB. 6.1 - *Acceptances des différents critères appliqués pour les événements signal et bruit de fond pour le canal à muon d'étiquetage.*

niveau inférieur à celui des décroissances à deux corps des hadrons B. La sélection pour le premier niveau de déclenchement consiste à demander la présence d'un muon (électron) ayant les caractéristiques cinématiques suivantes: $p_T^l > 6{,}5$ (10) GeV dans la région $|\eta| < 2{,}4$ (1,5). On obtient pour les acceptances des leptons: $A^\mu = 0,95 \times 10^{-2}$ ($A^e = 1,05 \times 10^{-3}$). Le lot d'événements sélectionné contenant un électron est ensuite purifié en utilisant l'algorithme développé dans la section 5.3.

Les candidats pour la décroissance $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sont ensuite sélectionnés suivant des critères analogues pour le canal à électron et muon d'étiquetage, les coupures appliquées étant différentes dans certains cas à cause d'une sélection différente pour le premier niveau de déclenchement. La procédure de sélection est organisée comme suit:

- Deux hadrons de charges opposées avec $p_T > 3,5$ GeV (> 5 GeV dans le cas du canal à électron) dans la région $|\eta| < 2{,}4$; $\Delta R < 1{,}6$ (< 1 dans le cas du canal à électron); La masse du pion est attribuée à ces deux hadrons. L'acceptance relative des pions, A^π, est de 0,28 pour les canaux à muons et de 0,32 pour les canaux à électrons.

- Pour les deux pions, un paramètre d'impact dans le plan transverse divisé par sa résolution $\sigma_{IP} = |IP|/\sigma > 2$, où IP est le paramètre d'impact transverse 'mesuré' et σ son erreur; le temps propre du B_d^0 doit satisfaire à $t/\tau > 0,5$ pour des raisons expliquées sur la figure 6.3.

- Dans le plan transverse, l'angle entre l'impulsion du B_d^0 reconstruit et la direction entre les vertex primaire et secondaire, $\Delta\alpha$, doit être inférieur à $\pm$ 0,1 rad..

- L'isolation des pions, $I = \sum p_T^h/p_T^B < 0,3$, où seuls les hadrons de $p_T^h > 2$ GeV dans un cône $\Delta R < 1$ autour de la direction de l'impulsion du B_d^0 sont pris en compte; p_T^B est l'impulsion transverse du candidat B_d^0 reconstruit.

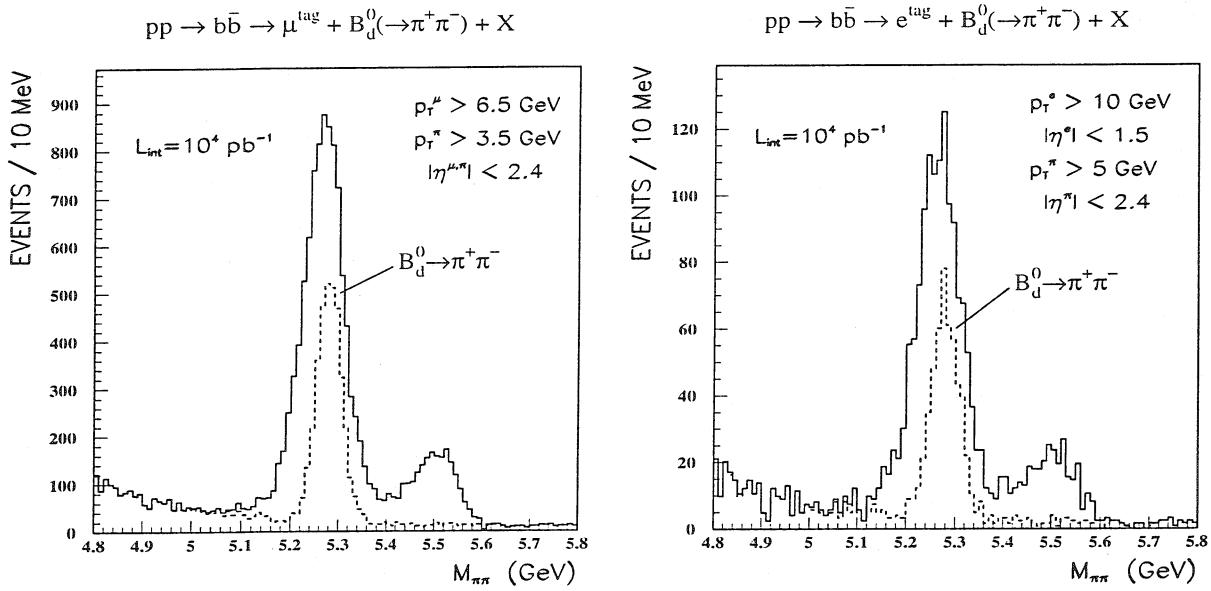

FIG. 6.7 - *a) Spectre en masse attendu pour le canal $B_d^0 \to \pi^+\pi^-, \mu^{tag}$ - signal + bruit de fond. Les lignes pointillées correspondent au cas où l'on peut identifier (de façon idéale) les hadrons; b) spectre en masse attendu pour le canal $B_d^0 \to \pi^+\pi^-, e^{tag}$ - signal + bruit de fond.*

Pour estimer le bruit de fond combinatoire (autre que les décroissances à deux corps des hadrons beaux), nous avons généré plus de 10^8 événements $b\bar{b}$ avec une coupure sur l'impulsion transverse du quark b, $p_T^b > 7$ GeV. Les distributions des quatre variables utilisées pour la sélection sont illustrées sur les figures 6.5 et 6.6 pour les événements signal et bruit de fond respectivement. La table 6.1 montre les valeurs des acceptances relatives des différentes coupures de la sélection; les valeurs obtenues pour ϵ^c sont 0,42 (0,44) pour le canal à muon (électron) d'étiquetage.

Nous appliquons finalement une coupure sur la masse reconstruite, $M_{\pi\pi}$, du méson B_d^0: $M_{B_d^0} - 1,5\sigma_B < M_{\pi\pi} < M_{B_d^0} + 2\sigma_B$, ($M_{B_d^0} = 5,279$ GeV). En effet, la moitié du bruit de fond dans les décroissances à deux corps vient du canal $B_d^0 \to K\pi$ - voir la figure 6.4a, dont le pic en masse est situé à $M_{\pi\pi} = 5,24$ GeV (car le kaon a la masse du pion); le choix d'un intervalle asymétrique combiné à la très bonne résolution en masse permet donc de rejeter une part plus importante de bruit de fond et d'obtenir une meilleure sensibilité au paramètre $\delta(\sin 2\alpha)$. Le nombre d'événements signal, N_S, appartenant à cet intervalle est estimé à 3000 dans le cas du canal à muon et 330 dans le cas du canal à électron; cette différence est due à une coupure plus forte en impulsion transverse, $p_T > 10$ GeV, pour les électrons au niveau du premier niveau de déclenchement ($p_T > 6,5$ GeV pour les muons). Dans les deux cas, le rapport signal sur bruit attendu est de l'ordre de 1 et le bruit de fond est dominé par les décroissances à deux corps des hadrons beaux (90 %), le reste venant du bruit de fond combinatoire (10 %).

Les figures 6.7a et 6.7b montrent le signal attendu pour les décroissances $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ dans le cas de l'étiquetage avec un muon et un électron; les deux sources de bruit de fond,

combinatoire et décroissance à deux corps, sont inclus.

La table 6.2 donne la valeur des sensibilités attendues pour la mesure du paramètre $\sin 2\alpha$. En combinant la statistique des deux canaux de décroissance $B_d^0 \to \pi^+\pi^-, e^{tag}$ et $B_d^0 \to \pi^+\pi^-, \mu^{tag}$, on obtient pour l'analyse intégrée sur le temps: $\delta(\sin 2\alpha) = 0{,}067^{+0{,}020}_{-0{,}015}$. La valeur des erreurs systématiques est expliquée dans la section 6.3.1.

	μ^{tag}	e^{tag}	$\mu^{tag} \oplus e^{tag}$
N_S	3070	330	3400
N_B	3000	300	3300
$D_{S/B}$	0,5	0,53	
D_t	0,7	0,78	
D	0,27	0,31	
Intégration sur le temps	0,071	0,19	$0{,}067^{+0{,}020}_{-0{,}015}$
Dépendante du temps	0,062	0,17	$0{,}060^{+0{,}018}_{-0{,}014}$

TAB. 6.2 - *Sensibilité attendue sur la mesure de* $\sin 2\alpha$ *en utilisant les canaux de décroissances* $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$.

6.1.2 Les décroissances $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$

Nous avons montré dans le chapitre 3 que la décroissance $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$ est un des canaux prometteurs pour la mesure de l'angle β du triangle unitaire. On peut calculer le nombre d'événements signal attendus pour une année de prises de données à faible luminosité au LHC, en utilisant une expression similaire à l'équation (6.4):

$$\begin{aligned} N_S \;=\; & 2 \times L_{int} \times \sigma_{b\bar{b}} \times \mathrm{B}(\bar{b} \to B_d^0) \times \mathrm{B}(B_d^0 \to J/\psi K_S^0) \times \mathrm{B}(J/\psi \to l^+l^-) \\ & \times \mathrm{B}(K_S^0 \to \pi^+\pi^-) \times \mathrm{B}(b \to l) \times A^{trig} \times A^l \times A^{K_S^0} \times A^\pi \times A^{J/\psi} \times A^B \end{aligned} \tag{6.7}$$

Les rapports de branchement mesurés pour les différents canaux sont [15]:

$$\begin{aligned} \mathrm{B}(B_d^0 \to J/\psi K_S^0) &= 3{,}75 \times 10^{-4} \\ \mathrm{B}(J/\psi \to \mu^+\mu^-(e^+e^-)) &= 0{,}06(0{,}06) \\ \mathrm{B}(K_S^0 \to \pi^+\pi^-) &= 0{,}68 \end{aligned} \tag{6.8}$$

La reconstruction de la décroissance $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ a été étudiée en utilisant une simulation détaillée du détecteur CMS et un programme de reconstruction de traces spécialement mis au point dans cette optique. Deux événements d'empilement sont rajoutés aux événements $b\bar{b}$ générés [57]. La résolution en masse obtenue à partir d'un ajustement gaussien de la distribution présentée sur la figure 6.8a est σ= 8,6 MeV avec un rapport signal sur bruit de

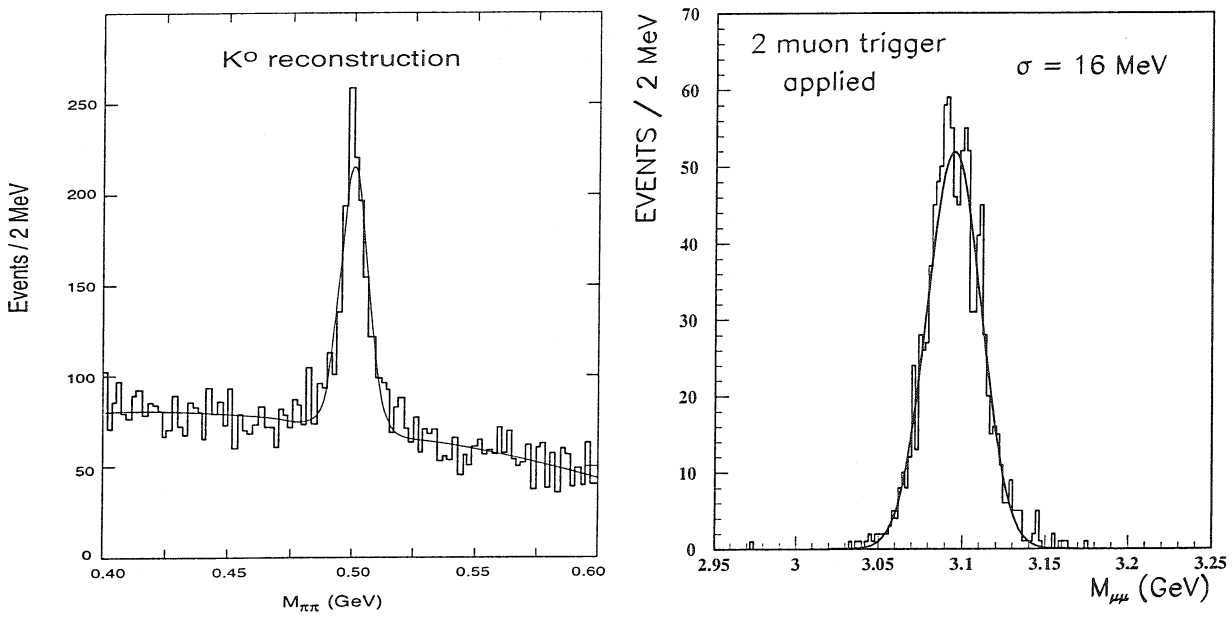

FIG. 6.8 - *a) Reconstruction du K_S^0 dans la décroissance $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ [57]; b) reconstruction du J/ψ dans la décroissance $J/\psi \to \mu^+\mu^-$. Ces deux figures sont obtenues à partir d'une simulation détaillée du détecteur CMS.*

~ 2 dans un intervalle en masse de $\pm$ 2 σ autour de la masse du K_S^0. L'efficacité totale de reconstruction du K_S^0 est estimé à 0,35. Ces résultats sont comparables à ceux obtenus par l'expérience CDF au Tevatron [83].

La distribution en masse du J/ψ reconstruit dans le canal de décroissance $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ obtenue à l'aide de la simulation détaillée du détecteur CMS est montrée sur la figure 6.8b. La résolution en masse est estimée à $\sigma_B = 16$ MeV. Le bruit de fond attendu dans ce cas est très faible (voir par exemple l'article de l'expérience CDF sur la reconstruction de cette décroissance [115]) et nous le négligerons dans la suite. Les résultats concernant la décroissance $J/\psi \to e^+e^-$ ont été discutés dans la section 5.4.3.

Les décroissances $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$ sont divisés en quatre parties suivant le premier niveau de déclenchement appliqué (lepton unique ou dilepton). Nous avons déjà présenté et commenté les algorithmes utilisés pour ce premier niveau de déclenchement dans la section 4.3. Nous montrons dans la figure 6.9 la distribution en $p_T - \eta$ des muons venant des décroissances inclusives $B_d^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-) + X$ et sélectionnés par le premier niveau de déclenchement à deux muons ($p_T^\mu > 4,5$, 3,6 et 2,6 GeV pour $|\eta^\mu| < 1,5$, 2,0 et 2,4, respectivement). Grâce à des seuils en η différents suivants les valeurs de p_T, une fraction importante d'événements signal peut être conservée à ce niveau de sélection. Sur la même figure, nous illustrons, en lignes pointillées, la région $p_T - \eta$ correspondant au premier niveau de déclenchement sur deux électrons ($p_T > 5$ GeV dans la région $|\eta| < 1,6$) [116]. Le nombre total d'événements sélectionnés $B_d^0 \to J/\psi(\to e^+e^-)$ correspondra donc à 10% de la statistique attendue pour la décroissance $B_d^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)$. Pour sélectionner la décroissance $B_d^0 \to J/\psi(\to e^+e^-)$, il paraît donc plus astucieux d'utiliser une combinaison muon+électron au niveau du premier niveau de déclenchement [117].

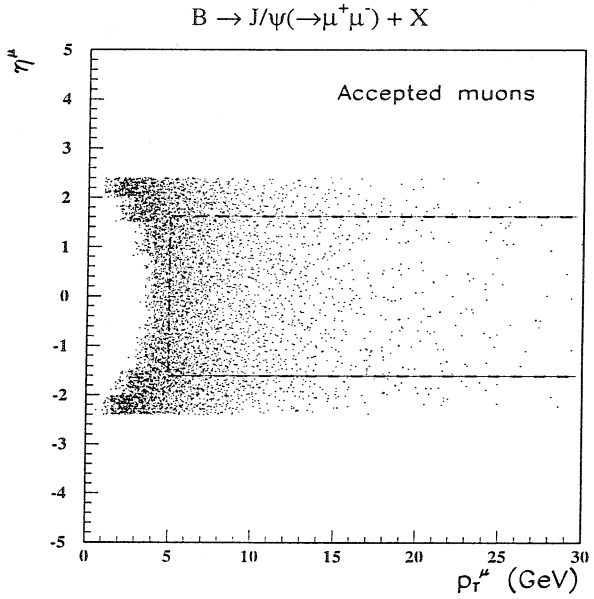

FIG. 6.9 - *Distribution $p_T - \eta$ des muons venant des décroissances inclusives $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)$ et sélectionnées par le premier niveau de déclenchement à deux muons. La ligne pointillée représente la région sélectionnée par le premier niveau de déclenchement à deux électrons.*

De manière générale, l'extraction du signal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ est grandement facilitée par sa signature très claire: deux objets 'lourds' (J/ψ et K_S^0) décroissant en deux particules identiques de signes opposés. On utilise donc principalement la très bonne résolution en masse du détecteur CMS comme critère de sélection.

Nous énumérons maintenant les différents canaux de décroissance $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ considérés.

a) $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$, μ^{tag}, ou canal à 3 muons

Pour présélectionner ce canal de décroissance du B_d^0, on utilise le premier niveau de déclenchement à deux muons. Le troisième muon doit atteindre les premières stations de muons. L'acceptance, A^{trig}, correspondante est estimée à $A^{trig} = 0{,}8 \times 10^{-2}$. Elle est réduite de quelques pourcents par rapport aux études précédentes [83] principalement à cause de la production de B_d^0 à partir des résonances B^{**} comme nous le détaillerons dans la section 6.1.3. Une combinaison de deux muons doit correspondre à la masse du J/ψ à $\pm$ 2 σ. Les pions issus de la décroissance du K_S^0 doivent satisfaire aux conditions cinématiques suivantes: $p_T^\pi > 0{,}7$ GeV dans la région $|\eta^\pi| < 2{,}4$, correspondant à une acceptance relative $A^\pi = 0{,}55$. Le vertex de décroissance du K_S^0 doit être compris entre 2 et 40 cm à partir du point d'interaction proton-proton. Le signal B_d^0 est reconstruit après avoir appliqué une coupure en masse $\pm 2\sigma$ sur les candidats J/ψ et K_S^0. Le muon d'étiquetage doit avoir une impulsion transverse $p_T > 5$ GeV dans la région $|\eta| < 2{,}4$, correspondant à une acceptance relative $A^l = 0{,}41$.

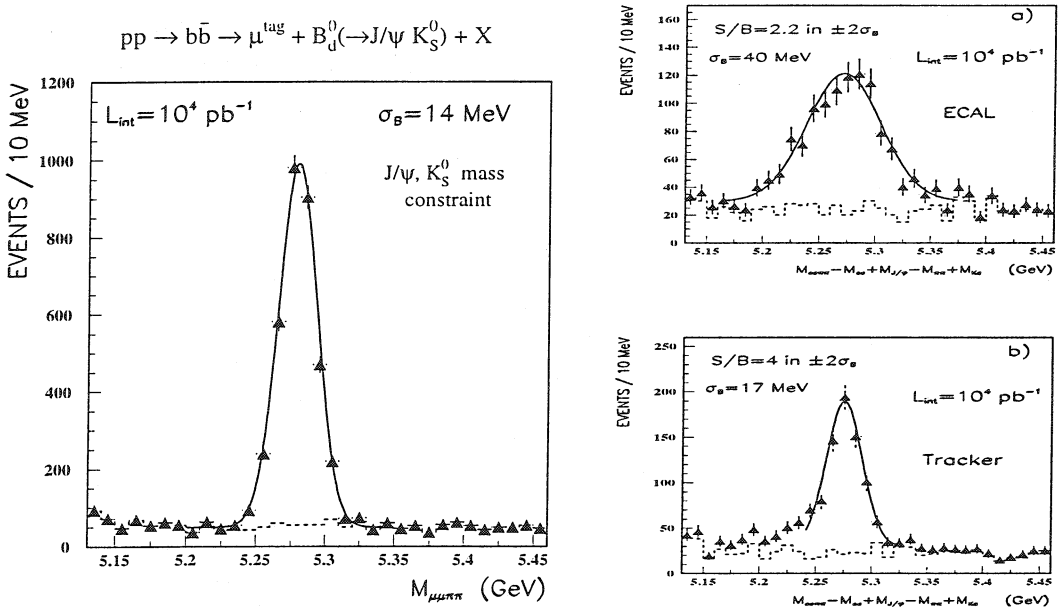

FIG. 6.10 - *a) Spectre en masse invariante $B_d^0 \to J/\psi K_S^0 \to \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ quand la masse du J/ψ et du K_S^0 sont contraintes à leur valeurs nominales dans le canal à muon d'étiquetage. Spectre en masse invariante $B_d^0 \to J/\psi K_S^0 \to e^+e^-\pi^+\pi^-$ avec une contrainte en masse sur le J/ψ et le K_S^0 pour la méthode de reconstruction du J/ψ: b) (1) et c) (2) [118].*

La figure 6.10a montre le spectre en masse du B_d^0 reconstruit lorsque que l'on contraint les masses des particules J/ψ et K_S^0 à prendre leur valeurs nominales. Dans un intervalle en masse $\pm 2\sigma_B$ centré sur la valeur nominale de la masse du B_d^0 le nombre d'événements signal attendus est estimé à $N_S = 3000$ pour une année à faible luminosité avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 9. Le bruit de fond, estimé à partir d'un échantillon de 10 millions d'événements $b\bar{b}$ analysés en utilisant la paramétrisation des détecteurs, est dominé par les décroissances inclusives $B \to J/\psi + X$ combinées avec deux hadrons passant le critère de sélection du K_S^0.

b) $B_d^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)K_S^0(\to \pi^+\pi^-)$, e^{tag}

Comme dans le canal à 3 muons, deux muons sont fournis par le premier niveau de déclenchement. L'acceptance correspondante est $A^{trig} = 1{,}34 \times 10^{-2}$. L'électron d'étiquetage est identifié par la procédure décrite dans la section 5.3. Les conditions cinématiques que doit satisfaire cet électron sont à peu près identiques à celle du muon d'étiquetage ($p_T > 5$ GeV dans une région $|\eta| < 2{,}6$) et on obtient $A^l = 0{,}155$. Comme nous l'avons montré dans la section 5.3, la source dominante de bruit de fond provient des électrons venant des décroissances $b \to c \to l$ (voir la figure 6.1b).

En sélectionnant les particules J/ψ et K_S^0 et le méson B_d^0 reconstruit dans les mêmes intervalles en masse que dans le canal à 3 muons, on estime le nombre total d'événements à $N_S = 1300$. Ce résultat est inférieur à celui attendu dans le canal à 3 muons à cause d'une efficacité de reconstruction des électrons inférieure à celle des muons, en plus d'une

acceptance inférieure pour le premier niveau de déclenchement: dans le cas du canal à 3 muons, la probabilité d'avoir au moins 2 muons satisfaisant aux requêtes du premier niveau de déclenchement est plus élevée que pour le canal à 2 muons. En effet, dans le canal à 3 muons, les deux muons peuvent venir soit de la décroissance du J/ψ, soit de la décroissance semileptonique du quark b.

c) $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow e^+e^-)K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-),\ \mu^{tag}$

Le premier niveau de déclenchement correspond dans ce cas à un muon ayant une impulsion transverse $p_T > 6,5$ GeV, le muon d'étiquetage. Les pions issus de la décroissance du K_S^0 sont sélectionnés comme dans le cas du canal à 3 muons. Les deux électrons venant de la décroissance du J/ψ doivent satisfaire aux critères de l'algorithme de sélection des électrons de faible énergie et à la condition ΔR <1,2.

Le méson B_d^0 est obtenu en combinant un candidat K_S^0 avec un candidat J/ψ reconstruit par la méthode (1), calorimètre électromagnétique + détecteur central dans un intervalle en masse [2,8 GeV; 3,4 GeV] ou par la méthode (2), détecteur central uniquement, dans un intervalle en masse [2,6 GeV; 3,15 GeV]. Le résultat est montré sur les figure 6.10b et 6.10c. Les résolutions en masse sont estimées à 40 MeV et 22 MeV (partie gaussienne) quand les particules J/ψ sont reconstruites en utilisant la méthode (1) et (2) respectivement. Même si le rapport signal sur bruit est deux fois plus faible dans le cas de la méthode de reconstruction (1), le nombre d'événements signal dans un intervalle $\pm 2\sigma_B$ centré sur la masse nominale du B_d^0 est environ 20% plus grand que dans le cas de la méthode de reconstruction (2), ce qui correspond à $N_S = 1000$ événements. Cette différence se traduit par une meilleure valeur de la sensibilité dans le cas de la reconstruction (1) [118]. La moitié du bruit de fond vient de combinaisons entre de faux J/ψ et des vrais K_S^0 de l'événement et l'autre moitié de combinaisons entre les décroissances inclusives $B \rightarrow J/\psi(\rightarrow e^+e^-) + X$ avec deux traces passant les critères de sélection du K_S^0.

pour un muon d'étiquetage $p_T > 5$ GeV. Les lignes pleines correspondent à

d) $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow e^+e^-)K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-),\ e^{tag}$

Le premier niveau de déclenchement à deux électrons permet de sélectionner cette décroissance. Comme nous l'avons déjà mentionné (cf. figure 6.9) l'acceptance du premier niveau de déclenchement est trop faible pour permettre de reconstruire une nombre significatif d'événe-ments signal. Dans la suite ce canal ne sera pas considéré.

La table 6.3 donne la valeur des sensibilités attendues pour la mesure du paramètre sin 2β. En combinant la statistique des trois canaux de décroissance $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$, $\mu^{tag}(e^{tag})$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow e^+e^-)K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$, μ^{tag}, on trouve pour l'analyse intégrée sur le temps: $\delta(\sin 2\beta) = 0{,}057^{+0,018}_{-0,012}$.

	μ^{tag}		e^{tag}	$\mu^{tag} \oplus e^{tag}$
$J/\psi \rightarrow$	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	
N_S (N_S, $t/\tau > 0{,}5$)	3000 (1800)	1000 (600)	1300 (800)	5300 (3200)
N_B (N_B, $t/\tau > 0{,}5$)	330 (200)	430 (260)	140 (90)	900 (550)
$D_{S/B}$	0,9	0,69	0,9	
D_t	0,67	0,71	0,65	
D	0,45	0,37	0,44	
Intégration sur le temps	0,074	0,14	0,12	$0{,}057^{+0{,}018}_{-0{,}012}$
Dépendante du temps	0,069	0,14	0,11	$0{,}053^{+0{,}017}_{-0{,}012}$

TAB. 6.3 - *Sensibilité attendue sur la mesure de* $\sin 2\beta$ *en utilisant les canaux de décroissances* $B^0_d \rightarrow J/\psi K^0_S$.

6.1.3 Les décroissances $B^{**} \rightarrow B^0_d\ (\rightarrow J/\psi\ K^0_S)\ \pi$

Dans la référence [119], la possibilité d'étiqueter le méson B grâce à un pion chargé proche dans l'espace des phases, produit lors de la désintégration du B^{**}, est présentée. Cette possibilité permet de s'affranchir du facteur de dilution lié à l'oscillation du méson B^0_d. Récemment, une résonance de masse inférieure à 5,8 GeV a été observé au LEP [120]. Quatre états résonnants B^{**} excités orbitalement sont attendus. Nous faisons l'hypothèse que la probabilité de production du B^{**} multiplié par son rapport de branchement est:

$$\mathrm{B}(\bar{b} \rightarrow B^{**+}) \times \mathrm{B}(B^{**+} \rightarrow B^0_d \pi^+) = 0,12 \times 2/3 = 0,08 \tag{6.9}$$

et que la masse (largeur) du plus lourd et du plus léger des états B^{**} est 5,6 GeV (60 MeV) et 5,7 GeV (20 MeV) respectivement.

Le nombre d'événements signal attendus pour une année de prises de données à faible luminosité au LHC, est donné par:

$$\begin{aligned} N_S \;=\; & 2 \times L_{int} \times \sigma_{b\bar{b}} \times \mathrm{B}(\bar{b} \rightarrow B^{**+}) \times \mathrm{B}(B^{**+} \rightarrow B^0_d \pi^+) \\ & \times \mathrm{B}(B^0_d \rightarrow J/\psi K^0_S) \times \mathrm{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \times \mathrm{B}(K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-) \\ & \times A^{trig} \times A^{K^0_S} \times A^{\pi^+} \times \epsilon^c \times A^{J/\psi} \times A^B \end{aligned} \tag{6.10}$$

Les acceptances relatives des pions, A^{π^+} sont montrées sur la figure 6.11 pour les deux états B^{**} quand la décroissance $B^0_d \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)\ K^0_S(\rightarrow \pi^+\pi^-)$ est sélectionnée comme dans le cas du canal à 3 muons. Dans la suite, nous faisons l'hypothèse que les états lourds et légers du B^{**} sont produits dans des proportions égales et nous utilisons donc une moyenne des acceptances A^{π^+}.

La masse invariante, $M_{B\pi}$, est formée à partir d'un B^0_d et d'un hadron proche dans l'espace des phases $\Delta R < 1$, et satisfaisant à $p_T > 1,5$ GeV dans la région $|\eta| < 2,4$. Elle doit être située dans l'intervalle en masse 5,5 GeV$< M_{B\pi} <$ 5,8 GeV. L'origine du pion de

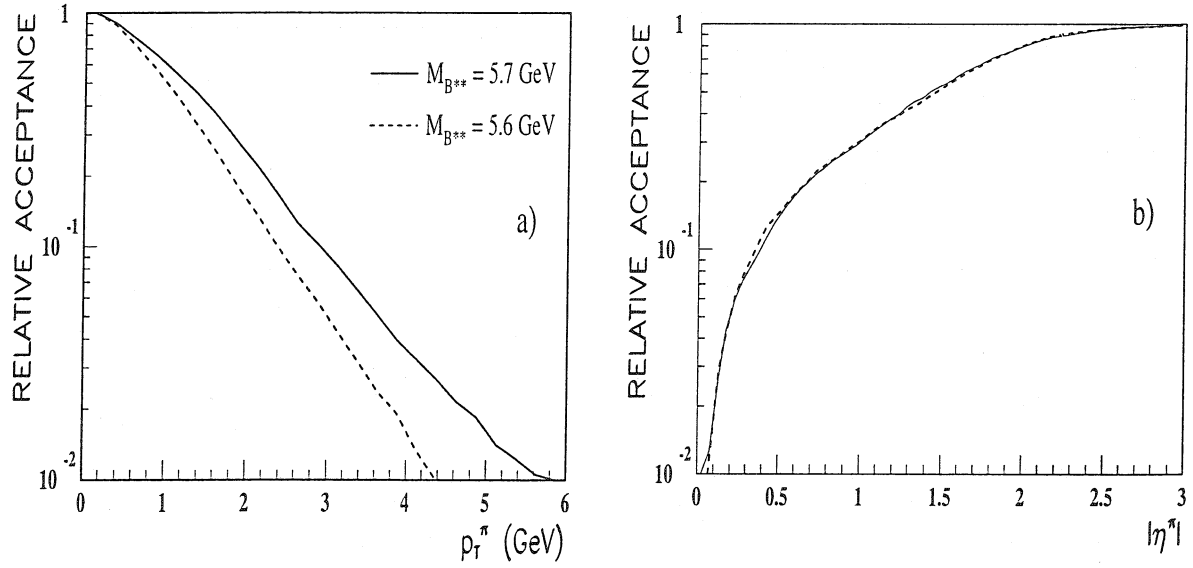

FIG. 6.11 - *Acceptances relatives des pions pour les décroissances* $B^{**} \to B_d^0\pi$ *quand* $B_d^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)K_S^0(\to \pi^+\pi^-)$ *est sélectionné, en fonction de: a)* p_T^π *et b)* η^π.

faible impulsion transverse doit être compatible avec le vertex primaire qui correspond au point d'interaction proton-proton. Pour cela, nous appliquons une coupure $\sigma_{IP} < 7$. Un événement est sélectionné si seulement une combinaison et une seule satisfait à ces critères de sélection.

Un nombre total $N_S = 3600$ de décroissances B^{**} reconstruites est attendu après cette sélection. Nous obtenons également une valeur sur le facteur de dilution dû à une mauvaise identification du pion $D_t = 0{,}47$ et un facteur de dilution global $D = 0{,}42$. La valeur attendue pour la sensibilité sur l'angle β est: $\delta(\sin 2\beta) = 0,071$. Ce résultat est comparable à celui obtenu dans le canal à 3 muons. Cependant de grandes incertitudes entachent cette estimation:

- les masses et les largeurs des états B^{**} ne sont pas bien connues,
- une meilleure compréhension est nécessaire pour évaluer l'asymétrie de charge potentielle du détecteur central de CMS pour les particules à faibles valeurs de p_T.

Pour ces raisons, nous ne combinons pas ce résultat avec ceux obtenus en utilisant des leptons d'étiquetage.

6.2 Asymétrie dépendante du temps

Une meilleure détermination des angles du triangle unitaire peut être obtenue en mesurant l'asymétrie dépendante du temps:

$$\mathcal{A}^{\exp}(t) = D \times \eta_{CP} \times \sin(x_d \frac{t}{\tau}) \times \sin 2\Phi \qquad (6.11)$$

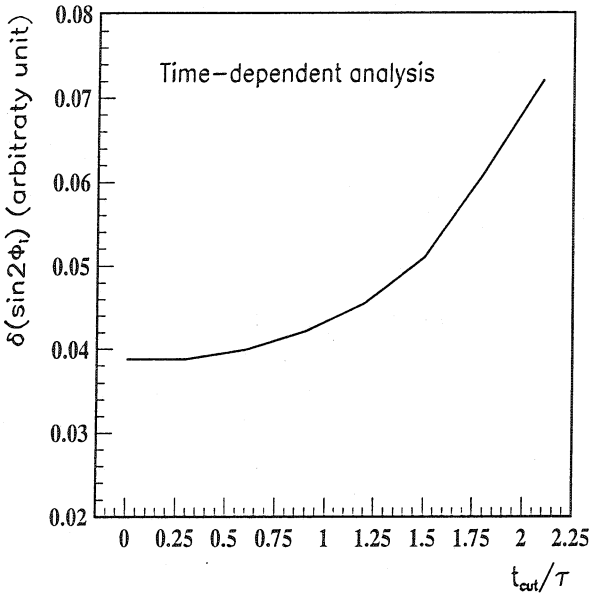

FIG. 6.12 - *Sensibilité aux angles du Triangle Unitaire en fonction de la coupure pour l'analyse dépendante du temps.*

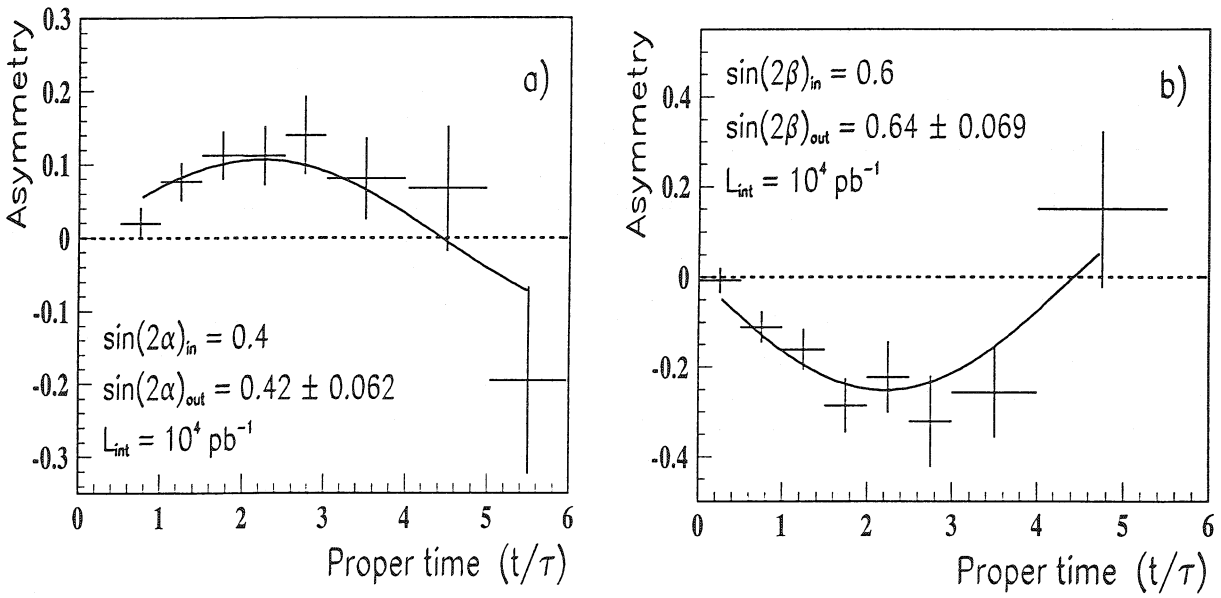

FIG. 6.13 - *Asymétrie dépendante du temps pour les décroissances: a)* $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ *et b)* $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$.

Cette évaluation utilise les mêmes critères de sélection que l'analyse intégrée sur le temps, développée dans la section précédente. On fait l'hypothèse que la dépendance des événements bruit de fond en fonction du temps est exponentielle et identique à celle des décroissances du méson B_d^0. La figure 6.12 montre la sensibilité attendue pour les angles du triangle unitaire en fonction de la coupure appliquée sur le temps propre: contrairement à ce que l'on avait constaté pour l'analyse intégrée sur le temps, il n'existe pas de minimum local, plutôt un plateau pour des valeurs comprises entre $t_{cut}/\tau = 0$ (pas de coupure sur le temps propre du B_d^0) et $t_{cut}/\tau = 0,5$.

Pour illustrer les résultats obtenus avec cette analyse dépendante du temps, nous considérons les décroissances $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ et $B_d^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)K_S^0$ étiquetées par un muon. La figure 6.13a montre l'asymétrie $\mathcal{A}^{\exp}(t)$ attendue pour une valeur de $\sin 2\alpha = 0,4$; l'erreur statistique obtenue à partir de l'ajustement est $\delta(\sin 2\alpha) = 0,062$. Dans le cas de la décroissance $B_d^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)K_S^0$, l'asymétrie $\mathcal{A}^{\exp}(t)$ attendue est montrée sur la figure 6.13b et l'erreur statistique correspondante est $\delta(\sin 2\beta) = 0,069$.

En combinant les différents canaux $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$, on obtient une erreur statistique $\delta(\sin 2\alpha) = 0,053^{+0,017}_{-0,012}$. En faisant de même pour les canaux $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$, on trouve $\delta(\sin 2\beta) = 0,060^{+0,018}_{-0,014}$. Ces chiffres sont donnés séparément pour chacun des canaux dans les tables 6.2 pour $\sin 2\alpha$ et 6.3 pour $\sin 2\beta$.

6.3 Erreurs systématiques

6.3.1 Calcul des erreurs systématiques

Nous étudions, dans cette partie, la stabilité des résultats obtenus pour les sensibilités de $\sin 2\alpha$ et $\sin 2\beta$ en fonction des différentes hypothèses faites dans cette analyse. Dans la suite nous donnons la liste des paramètres susceptibles de modifier l'expression permettant de calculer l'erreur statistique commise sur $\sin 2\alpha$ et $\sin 2\beta$, équation (6.3), ainsi que l'incertitude qui leur est associée.

1. Section efficace de production $b\bar{b}$: la section efficace de production $b\bar{b}$, $\sigma_{b\bar{b}}$, au LHC n'est pas connue de manière précise pour les raisons expliquées dans la section 4.1.3. Comme le montre l'équation (4.4), $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \pm 150$ mb, soit une incertitude de $\pm 30\%$. L'effet sur la valeur attendue pour $\delta(\sin 2\Phi)$ est de l'ordre de 20% (voir la table 6.4).

2. Fonctions de structure: il est difficile d'estimer la corrélation entre le choix d'une fonction de structure et l'incertitude calculée sur $\delta(\sin 2\Phi)$. Pourtant, ce choix modifie le spectre des hadrons B (voir par exemple la figure 5.5), ce qui conduit à une modification des acceptances cinématiques dans la procédure de sélection. L'hypothèse faite sur l'incertitude de la section efficace de production $b\bar{b}$, $\pm 30\%$, inclut également l'incertitude sur les fonctions de structures.

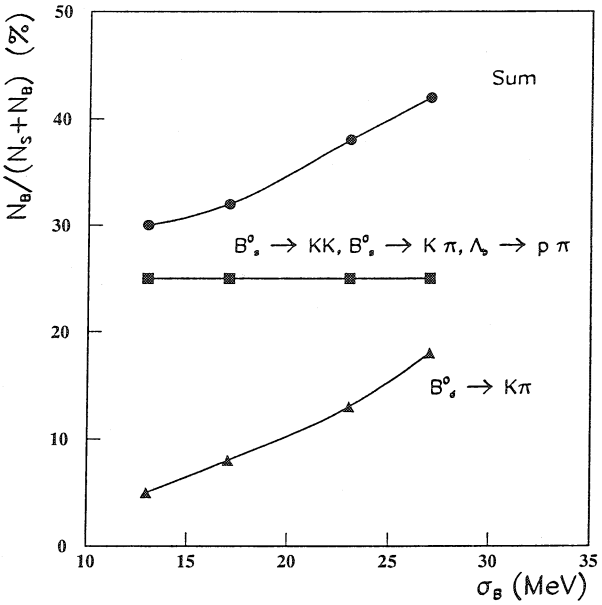

FIG. 6.14 - *Contamination du signal $B^0_d \rightarrow \pi^+\pi^-$ dans l'intervalle en masse $\pm\ \sigma_B$ par des décroissances à deux corps en fonction de la valeur de la résolution en masse du B^0_d, σ_B.*

3. Mécanismes de production des paires $b\bar{b}$: l'incertitude sur la contribution relative à la production des paires $b\bar{b}$ venant de la fusion et de la scission de gluons est estimée à 50% autour du rapport moyen 2:1. L'acceptance des critères de sélection ϵ^c pour la décroissance $B^0_d \rightarrow \pi^+\pi^-$ est modifiée de quelques pourcents. L'influence sur la valeur attendue pour $\delta(\sin 2\Phi)$ est négligeable.

4. Fonctions de fragmentation: une variation du paramètre ϵ_b dans la fonction de fragmentation du quark b de $\pm$ 20% modifie l'acceptance des critères de sélection de moins de 1%. L'influence sur la valeur attendue pour $\delta(\sin 2\Phi)$ est négligeable.

5. Contribution des états résonnants B^{**}: comme nous l'avons mentionné dans la section 6.1.3, les expériences LEP ont observé que la proportion des hadrons B produits à partir des résonances B^{**} était de 30%. En conséquence, la valeur moyenne de l'impulsion des hadrons B est plus faible que dans le cas de la production directe. L'influence de cet effet est négligeable sur la valeur attendue pour $\delta(\sin 2\Phi)$.

6. Facteurs de dilution $D_m \times D_t$: l'incertitude estimée sur le rapport des facteurs de dilution $D_m \times D_t$ est estimé à $\pm$20%. Dans le cas de D_m, l'incertitude est de $\pm$5% principalement à cause de l'incertitude sur la valeur expérimentale du paramètre quantifiant l'oscillation $x_d = 0,73 \pm 0,05$ [15]. La valeur attendue pour $\delta(\sin 2\Phi)$ est très sensible aux modifications de la valeur des facteurs de dilution $D_m \times D_t$, voir la table 6.4.

7. D_{int} et la coupure sur le temps propre du B^0_d, t/τ: la figure 5.11 montre que la résolution en temps propre attendue pour une valeur de t/τ=0,5 est de l'ordre de $\pm$ 15 %. Or, la valeur attendue pour $\delta(\sin 2\Phi)$ est peu sensible à une variation sur la valeur

prise par t/τ comme l'illustre la figure 6.3 pour l'analyse intégrée sur le temps et la figure 6.12 pour l'analyse dépendante du temps.

8. Efficacité de reconstruction de traces: la principale incertitude vient de la reconstruction du K_S^0. En faisant l'hypothèse d'une incertitude de $\pm 10\%$ sur cette efficacité, l'erreur systématique introduite pour la valeur attendue pour $\delta(\sin 2\Phi)$ est inférieure à 10 %.

9. Bruit de fond combinatoire: en faisant comme hypothèse que l'incertitude sur le bruit de fond combinatoire est de $\pm 50\%$, l'erreur systématique introduite pour la valeur attendue sur $\delta(\sin 2\Phi)$ est inférieure à 5 %.

10. Rapports de branchements $B_d^0 \to \pi\pi$ / $B_d^0 \to K\pi$: dans le cas du canal $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$, une large fraction du bruit de fond provient de la décroissance $B_d^0 \to K\pi$ comme le montre la figure 6.14. L'incertitude sur le rapport $B_d^0 \to \pi\pi$ / $B_d^0 \to K\pi$ est de $\pm 30\%$. L'erreur systématique introduite pour la valeur attendue sur $\delta(\sin 2\Phi)$ est alors de l'ordre de 10%.

11. Production relative de B_d^0 et B_s^0: ceci a un effet non négligeable sur le canal $B_d^0 \to \pi\pi$ puisque les décroissances $B_s^0 \to K\pi, KK$ sont également une source de bruit de fond. Nous faisons comme hypothèse que l'incertitude est de l'ordre de $\pm 10\%$, et l'erreur systématique correspondante pour $\delta(\sin 2\Phi)$ est inférieure à 5%.

12. Résolution en masse: dans le cas des décroissances $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$, l'incertitude sur la résolution en masse est estimé à $\pm 10\%$. En utilisant la figure 6.14 le calcul sur l'erreur systématique correspondante pour $\delta(\sin 2\Phi)$ est inférieure à 5%.

13. Résolution sur le paramètre d'impact: un des critères de sélection pour le canal $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ utilise la coupure sur le paramètre d'impact. L'incertitude attendue sur cette variable pour les pions issus du méson B_d^0 est $\pm 25\%$, ce qui donne une erreur systématique correspondante pour $\delta(\sin 2\Phi)$ inférieure à 5%.

La plupart des incertitudes présentées dans la table 6.4 seront connues de manière plus précises au moment du démarrage de la prise de données. Certaines, comme celles concernant les facteurs de dilution, peuvent également être contrôlées en utilisant d'autres canaux de décroissances du B_d^0 comme $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ ou $B_d^0 \to J/\psi K^*$ étiquetés par un muon. Nous allons maintenant présenter plus en détail le rôle joué par les canaux de contrôle pour la mesure de certaines erreurs systématiques.

6.3.2 Canaux de contrôle

De manière à mesurer la violation de CP dans le canal $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$, il est nécessaire d'utiliser les informations qui ne peuvent pas être mesurées dans ce canal:

- Correction de l'asymétrie de production entre B_d^0 et $\overline{B_d^0}$ dans les collisions pp: lorsque les mésons B_d^0 $(\bar{b}d)$ sont produits par le processus d'interaction quark-quark, ces quarks

	$B_d^0 \to \pi^+\pi^-$	$B_d^0 \to J/\psi K_S^0 \to$	
		$\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$	$e^+e^-\pi^+\pi^-$
$\sigma_{b\bar{b}}$	$^{+0,015}_{-0,011}$	$^{+0,016}_{-0,011}$	$^{+0,041}_{-0,022}$
Bruit de fond combinatoire	$^{+0,002}_{-0,002}$	$^{+0,002}_{-0,002}$	$^{+0,008}_{-0,008}$
$D_m \times D_t$	$^{+0,019}_{-0,014}$	$^{+0,021}_{-0,014}$	$^{+0,041}_{-0,029}$
IP	$^{+0,005}_{-0,003}$	–	–
$B_d^0 : B_s^0$	$^{+0,002}_{-0,002}$	–	–
$B_d^0 \to \pi\pi$, $K\pi$	$^{+0,005}_{-0,005}$	–	–
résolution en masse	$^{+0,004}_{-0,004}$	–	–
Efficacité de reconstruction du K_S^0	–	$^{+0,004}_{-0,004}$	$^{+0,004}_{-0,004}$
total	$^{+0,022}_{-0,017}$	$^{+0,024}_{-0,016}$	$^{+0,045}_{-0,029}$

TAB. 6.4 - *Principales contributions aux erreurs systématiques dans les canaux à muon d'étiquetage pour une analyse intégrée sur le temps calculées à partir des incertitudes présentées dans la section 6.3.1. Les erreurs systématiques totales – dernière ligne – sont obtenues en ajoutant quadratiquement toutes les incertitudes.*

peuvent être des quarks de valence et des quarks de la mer alors que les mésons $\overline{B_d^0}$ $(b\bar{d})$ ne peuvent être produits qu'avec des quarks de la mer – les protons ne possèdent pas d'antiquark de valence. Le même argument peut être utilisé pour les mésons $B^\pm$ et les baryons Λ_b. Pour contrôler ceci expérimentalement, on utilise les décroissances: $B^\pm \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)K^\pm$ et $B_d^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)K^*(\to K\pi)$; une identification de la nature du mésons B est possible en utilisant le signe du K pour le $B^\pm$ et en reconstruisant la masse invariante $K\pi$ dans le second cas.

- Estimation du facteur de dilution D_t du au mauvais étiquetage du quark b associé: on se sert également des deux canaux mentionnés dans le point précédent. Pour estimer D_t, on utilise le fait que la nature du méson B est connue à partir des produits de sa décroissance: on peut ainsi calculer la pureté de l'étiquetage donné par le muon venant du hadron B associé.

- Vérification des asymétries instrumentales pour le muon d'étiquetage: on se sert aussi dans ce cas là des deux canaux mentionnés plus haut, le canal $B_s^0 \to J/\psi\phi$ étiqueté par un muon où aucune asymétrie due à la violation CP n'est attendue peut être également utilisé.

Tous ces canaux de contrôle considérés ont été observés par l'expérience CDF [121] et les études de simulation menées par CMS [83] montrent que l'on peut atteindre une sensibilité de l'ordre de 1% dans la mesure du facteur de dilution D_t.

Expérience	BaBar	BELLE	HERA-B	CDF (D0)
Erreur statistique sur $\sin 2\alpha$				
$B_d^0 \to \pi^+\pi^-$	0,2	0,15	0,14	0,10
$B_d^0 \to \rho^\pm\pi^\mp$	0,11	0,15	–	–
Erreur statistique sur $\sin 2\beta$				
$B_d^0 \to J/\psi K_S^0$	0,1	0,08	0,13	0,08
$B_d^0 \to J/\psi K_L^0$	0,16	0,14	–	–
$B_d^0 \to D^+D^-(D^{*+}D^{*-})$	0,21 (0,15)	–	–	–

TAB. 6.5 - *Sensibilités attendues dans la mesure des paramètres α et β par les expériences BaBar, BELLE, HERA-B et CDF (D0) pour une année de prises de données [122].*

6.4 Comparaison avec les autres expériences

Nous avons déjà présenté dans la table 4.2 une comparaison entre les différences expériences produisant (ou qui produiront) des résultats sur la physique du B. Nous allons maintenant restreindre notre comparaison aux expériences susceptibles de mesurer les angles α et β du triangle d'unitarité. Elles peuvent être rangées en deux catégories suivant les dates des prises de données: i) futur immédiat (1998-2005) et ii) futur plus lointain (> 2005).

6.4.1 Expériences entre 1998 et 2005

Trois expériences dédiées à la physique du B, HERA-B, BaBar et BELLE sont concernées; elles sont munies d'identificateurs de particules qui permettent notamment d'éliminer le bruit de fond venant des décroissances à deux corps pour le canal $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ – et d'utiliser d'autre particules pour l'étiquetage des quarks b comme les kaons.

Les expériences BaBar et BELLE peuvent également utiliser d'autres canaux de décroissances du B_d^0 pour mesurer les angles α et β comme le montre la table 6.5. Elles peuvent également, dans le cas de la décroissance $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ mesurer la contribution des diagrammes pingouins en utilisant les canaux de décroissance $B_d^0 \to \pi^0\pi^0$ et $B^\pm \to \pi^\pm\pi^0$ [123]. L'expérience CDF a déjà démontré ses capacités pour reconstruire des canaux de décroissances inclusifs $B_d^0 \to J/\psi + X$ et est en train de modifier des parties du détecteur pour accroître ces capacités dans la mesure des paramètres de la violation de CP.

Les sensibilités attendues dans la mesure des paramètres α et β par ces expériences sont montrées dans la table 6.5.

	ATLAS [58]	CMS	LHC-B [60]
$\sigma(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)$ (MeV)	3 - 8	9	4
Efficacité de reconstruction du K_S^0	0,91	0,35	0,67
$\sigma(J/\psi \to \mu^+\mu^-)$ (MeV)	30 - 45	16	8
$\sigma(B_d^0 \to J/\psi K_S^0)$ (MeV)	16	14	7
$\sigma(J/\psi \to e^+e^-)$ (MeV) avec CD	75–100	22	12
$\sigma(B_d^0 \to J/\psi K_S^0)$ (MeV)	-	17	9
$\sigma(J/\psi \to e^+e^-)$ (MeV) avec ECAL	-	120	-
$\sigma(B_d^0 \to J/\psi K_S^0)$ (MeV)	-	40	-
$\sigma(B_d^0 \to \pi^+\pi^-)$ (MeV)	50	27	14

TAB. 6.6 - *Résolutions en masse pour différents canaux de décroissances pour les expériences ATLAS, CMS et LHC-B à faible luminosité. CD signifie détecteur central et ECAL signifie calorimètre électromagnétique.*

6.4.2 Expériences après 2005

Les expériences au LHC (ATLAS, CMS et LHC-B) sont les seules candidates pour la mesure des angles du triangle d'unitarité après 2005. Les deux premières expériences ne sont pas optimisées pour la mesure des paramètres α et β, et la résolution en masse joue un rôle crucial pour la réduction du bruit de fond, notamment dans le cas du canal $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$. Les valeurs attendues pour la résolution en masse des différents canaux utilisés pour mesurer les paramètres α et β sont montrées dans la table 6.6. Le détecteur LHC-B est dédié aux études concernant la physique du B (et en ce sens comparable aux détecteurs BELLE et BaBar) et possède notamment un identificateur de particules.

La comparaison des erreurs statistiques attendues pour les expériences LHC est donnée dans la table 6.7. Les différences obtenues entre ATLAS et CMS dans les canaux $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$ viennent principalement du fait que le détecteur central d'ATLAS comporte des détecteurs TRT (Transition Radiation Detector) qui permettent d'identifier les électrons, et donc de pouvoir abaisser la coupure en p_T à 1 GeV au lieu de 2 GeV pour CMS, et d'obtenir 35 points par trace chargée, et donc une meilleure efficacité pour la reconstruction du K_S^0.

Les sensibilités attendues pour les expériences LHC sont meilleures que pour les expériences dédiées à la physique du B exposés dans la section précédente, principalement à cause d'un nombre d'événements attendus plus grand. Les expériences LHC pourront donc tester

	ATLAS [124]	CMS	LHC-B [60]
$B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$			
Rapport de branchement	2×10^{-5}	$0{,}9\times10^{-5}$	2×10^{-5}
Déclenchement 1er niveau	1 μ	1 μ, 1 e	e, μ, hadron
Nombre d'evts/an	7100	3300	14000
S/B	~ 1	~ 1	peut être 0
Erreur statistique sur sin 2α	0,043	0,060	0,039
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$			
Déclenchement 1er niveau	1 μ	1 (2) μ, 1 (2) e	e, μ, hadron
Nombre d'evts/an	22300	5300	55000
S/B	~ 10	~ 6	$\sim 3{,}5$
Erreur statistique sur sin 2β	0,018	0,05	0,023

TAB. 6.7 - *Sensibilités attendues dans la mesure des paramètres α et β par les expériences ATLAS, CMS et LHC-B pour une année de prises de données au LHC ($10^7 s$).*

les prédictions du Modèle Standard de façon approfondie et compléter les résultats obtenus par les expériences qui prennent des données avant le début du LHC.

Chapitre 7

Caractérisation des détecteurs Micro-Gap Chamber (MGC)

Nous nous intéresserons dans ce chapitre à une nouvelle génération de détecteurs gazeux à micropistes qui seront placés dans le détecteur central de CMS. Conçus il y a une dizaine d'années [125], ces détecteurs ont été utilisés comme détecteur de traces pour la première fois dans une expérience de physique des particules, NA12, en 1991 [126]. Ils ont également commencé à trouver des applications dans d'autres domaines de la physique, comme l'astronomie [127] et de la médecine, comme la radiologie [128].

Après avoir rappelé le principe de fonctionnement des détecteurs gazeux, en insistant sur le rôle joué par le mélange gazeux utilisé et la valeur du champ électrique à l'intérieur du détecteur, nous présenterons les deux types de chambres gazeuses à micropistes que nous avons testé: la première basée sur l'alternance des pistes d'anodes et de cathodes posées sur un substrat de verre (MSGC) et la seconde formée de pistes d'anodes séparées par un isolant d'un plan de la cathode reposant sur le même substrat (MGC). Enfin, nous détaillerons le processus de fabrication des détecteurs MGC, le dispositif expérimental de test utilisé et présenterons les résultats obtenus en les comparant à ceux des MSGC.

7.1 Fonctionnement des détecteurs de traces utilisant un mélange gazeux

Ces détecteurs de traces utilisent la façon dont une particule incidente interagit avec le milieu gazeux. Cette particule excite ou ionise les atomes et/ou les molécules de gaz le long de son passage, et dans ce dernier cas les charges créées dérivent sous l'effet du champ électrique et sont collectées sur les électrodes du détecteur. Le signal contient donc une double information: spatiale, et énergétique, le nombre de charges collectées pouvant être relié à l'énergie incidente pour certains régimes de fonctionnement.

De manière générale, un détecteur gazeux est caractérisé par sa résolution spatiale et temporelle, son efficacité de détection des particules, et pour certains régime de fonctionnement par son pouvoir d'amplification et sa résolution en énergie. Son utilisation dans le

détecteur CMS impose qu'il soit résistant pendant une dizaines d'années aux hautes doses de radiation et qu'il conserve ses performances en fonction du temps.

7.1.1 Formation et développement du signal

Dans la suite, le signal physique détecté est la conséquence directe du mouvement, et dans une faible mesure de la collection, des électrons et des ions produits lors du passage de la particule incidente (et éventuellement de leur multiplication dans le gaz). Ces déplacements de charges provoquent un courant induit sur les électrodes qui est ensuite amplifié par l'électronique de lecture du détecteur.

7.1.1.1 Interactions entre le gaz et la particule incidente

Les interactions des particules avec les atomes et/ou les molécules de gaz se traduisent par une perte d'énergie que l'on peut paramétriser à l'aide de la formule de Bethe–Bloch, voir l'équation (B.2) dans l'annexe B. Cette perte d'énergie présente un minimum en fonction de l'énergie incidente de la particule qui varie suivant le mélange gazeux et la nature de la particule. Pour des valeurs en énergies supérieures à ce minimum, la perte d'énergie peut être considérée comme constante en première approximation – les particules sont alors dites au minimum d'ionisation (MIP). Les collisions de telles particules avec les molécules de gaz conduisent à :

1. l'excitation des atomes du mélange gazeux: dans ce cas, l'énergie perdue par la particule incidente n'est pas suffisante pour qu'un électron du cortège atomique soit éjecté. Un photon UV de désexcitation est alors émis.

2. l'ionisation des atomes du mélange gazeux: lorsque l'énergie perdue par la particule incidente est supérieure ou égale à l'énergie de liaison des électrons du cortège atomique, il y a ionisation des atomes gazeux et l'électron produit est appelé électron primaire. Le nombre moyen, n_p, de paires électron-ion créés par une particule incidente dans le gaz suit une distribution de Poisson et la probabilité, $p_i^{n_p}$, que i paires soient créées est donné par:
$$p_i^{n_p} = \frac{n_p}{i!} e^{-n_p} \tag{7.1}$$
Ce processus constitue la base du fonctionnement des détecteurs gazeux.

Pour obtenir le nombre moyen total de paires, n_T, créées durant l'interaction de la particule avec le milieu, il faut multiplier le nombre d'électrons primaires par le nombre d'électrons secondaires, n_s, (créés lors de l'ionisation des atomes de gaz par les électrons primaires):
$$n_T = n_p \times n_s = \frac{\Delta E}{W_m} \tag{7.2}$$
où ΔE est l'énergie perdue par la particule dans le gaz et W_m est l'énergie nécessaire pour la création d'une paire électron-ion dans le gaz. Le nombre total d'électrons dépend donc du

mélange gazeux utilisé, de la nature et de l'énergie de la particule incidente pour ΔE, et de l'épaisseur de gaz traversée.

Nous allons maintenant nous intéresser au transport des électrons et des ions produits lors du passage d'une particule incidente chargée dans le mélange gazeux lorsqu'une différence de potentiel est appliquée entre les électrodes du détecteur.

7.1.1.2 Transport des électrons dans le gaz

a) Diffusion des électrons dans le gaz

Les électrons dérivent dans le gaz et, à cause de leur faible masse, diffusent de façon isotrope. Lorsqu'un champ électrique est appliqué, une vitesse de dérive de direction opposée au champ s'ajoute à la vitesse de dérive aléatoire due à la diffusion. Les électrons sont ainsi accélérés suivant les lignes de champ en direction de l'anode. Durant cette phase, les électrons diffusent dans le gaz longitudinalement (le long du champ E) et latéralement (perpendiculairement au champ E). Si on admet une distribution gaussienne des électrons dans l'espace autour de leurs directions, l'écart quadratique moyen de cette distribution dans la direction i est donné par:

$$\sigma_i = \sqrt{2Dt} \tag{7.3}$$

où D est le coefficient de diffusion et t le temps de dérive. La diffusion longitudinale a pour effet de décaler l'arrivée en temps des électrons primaires dans la zone proche des électrodes et constitue une des raisons de la dégradation de la résolution temporelle de la chambre. La diffusion latérale influence elle la résolution spatiale du détecteur en élargissant la trace laissée par la particule incidente.

b) Absorption des électrons

Deux processus peuvent également perturber la progression des charges dans le gaz:

- la recombinaison des électrons: en présence de champ électrique, les ions et les électrons se déplacent suivant deux directions opposées; si en dérivant les électrons traversent une région avec une forte concentration d'ions X^+, ils peuvent interagir suivant la réaction:

$$e^- + X^+ \rightarrow X + h\nu \tag{7.4}$$

- la capture électronique: un électron peut être absorbé par un atome très électronégatif et former un ion négatif suivant le processus:

$$e^- + X \rightarrow X^- + h\nu \tag{7.5}$$

ou encore provoquer la dissociation d'une molécule de gaz, XY:

$$e^- + XY \rightarrow (XY)^{-*} \rightarrow X^* + Y^{-*} \tag{7.6}$$

Les composés X et Y se désexcitent ensuite en émettant un photon ou un électron.

Ces processus participent à la dégradation de la qualité du signal recueillie sur les électrodes.

c) Phénomène d'avalanche

Si la valeur du champ électrique est suffisamment grande, les électrons sont à l'origine de nouvelles ionisations dans le gaz; en effet leur énergie devient supérieure à l'énergie de liaison W_i. Ils provoquent alors une réaction en chaîne aboutissant à une multiplication du nombre d'électrons primaires. Ce phénomène physique, appelé avalanche, se développe en une fraction de nanoseconde à quelques dizaines de microns de l'anode où le champ devient suffisamment intense. Le nombre moyen, α (en cm^{-1}), de paires électron-ion créées par unité de longueur dans l'avalanche par un électron primaire, encore appelé premier coefficient d'ionisation ou coefficient de Townsend est donné par:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} \tag{7.7}$$

où λ est le libre parcours moyen entre deux ionisations. Le premier coefficient de Townsend est spécifique pour chaque mélange gazeux et augmente avec la valeur du champ électrique. L'expression empirique de α la plus couramment citée est donnée par la formule de Korff [129]:

$$\frac{\alpha}{P} = A \times e^{(\frac{-B \times P}{E})} \tag{7.8}$$

où A et B sont des constantes relatives au gaz; E représente l'intensité du champ électrique et P la pression du gaz. La valeur prise par le coefficient de Townsend en fonction du champ électrique et de la pression est montré sur la figure 7.1. Suivant cette figure, la valeur du coefficient de Townsend pour de l'argon à $P = 760$ Torr (conditions normales de pression) et pour un champ électrique de 100 kV/cm est $\alpha \sim 1000$ cm^{-1}.

Le détecteur est souvent caractérisé par le facteur multiplicatif de l'avalanche qui se calcule de la manière suivante: après un parcours dx dans le gaz, le nombre total n d'électrons dans l'avalanche a augmenté de dn

$$dn = n \times \alpha dx \tag{7.9}$$

En intégrant entre les positions de l'électron primaire au début de l'avalanche, x_d, et au moment de la collection sur l'anode, x_f, on obtient:

$$n = n_T \times e^{\int_{x_d}^{x_f} \alpha(x)dx} \tag{7.10}$$

et le facteur multiplicatif ou gain, G, est alors donné par:

$$G = \frac{n}{n_T} = e^{\int_{x_d}^{x_f} \alpha(x)dx} \tag{7.11}$$

Dans la pratique, le coefficient multiplicatif possède une limite supérieure appelée limite de Raether est dont la valeur est de l'ordre de 10^8. Au delà de cette limite, un régime de décharges continues s'établit pour les raisons données dans la section 7.1.2.

Le courant induit sur l'anode par le déplacement des électrons de l'avalanche dans le gaz ne représente cependant qu'une petite fraction du signal recueilli sur l'anode (de quelques pourcents de la charge totale à 15 % suivant les détecteurs [130]), le reste étant dû au déplacement des ions produits dans l'avalanche de l'anode vers la cathode (voir également la section 7.1.1.3c).

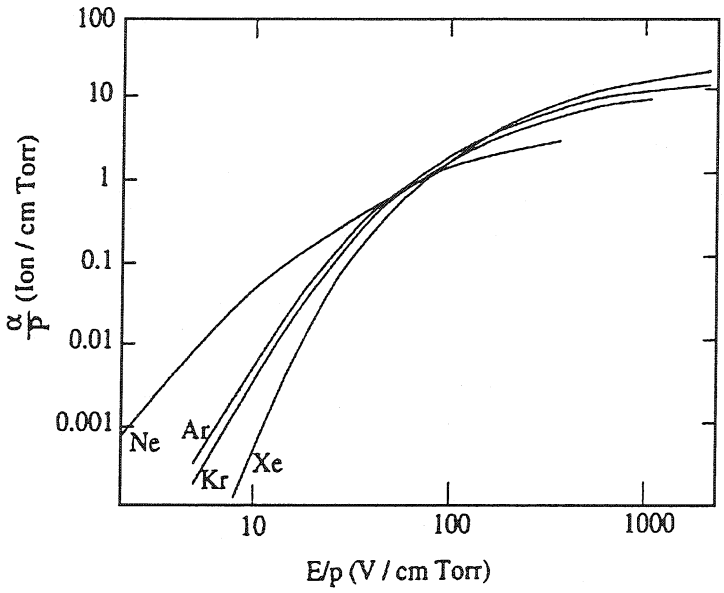

FIG. 7.1 - *Coefficient de Townsend, α, pour les gaz rares en fonction du champ électrique E et de la pression du gaz P.*

7.1.1.3 Transport des ions dans le gaz

a) Diffusion des ions dans le gaz

Les ions produits lors de l'ionisation du gaz par la particule incidente sont accélérés sous l'application d'un champ électrique dans la direction opposée aux électrons primaires. Ils diffusent également dans le gaz mais, à cause de leur masse plus élevée, ont un comportement différent de celui des électrons primaires: ils acquièrent peu d'énergie et leur vitesse de dérive est environ 1000 fois plus lente que celle des électrons; une grande partie de l'énergie acquise pendant leur libre parcours est perdue au cours de la collision suivante.

Leur vitesse de dérive moyenne, w, est directement proportionnelle au rapport entre la valeur du champ électrique, E, et de la pression, P:

$$w = \mu_1 \times \frac{E}{P} \tag{7.12}$$

μ_1 est appelé coefficient de mobilité. Cette relation s'applique quand le rapport E/P est tel que l'énergie moyenne des ions est proche de l'énergie d'agitation thermique, kT (k est la constante de Boltzmann et T la température). Pour des valeur supérieures de E/P où cette approximation n'est plus valable, cette vitesse moyenne s'écrit:

$$w = \mu_2 \times \left(\frac{E}{P}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{7.13}$$

où μ_2 est un coefficient de mobilité différent de μ_1. La figure 7.2 montre la valeur prise par la vitesse de dérive pour différents gaz en fonction du rapport E/P. La largeur de la

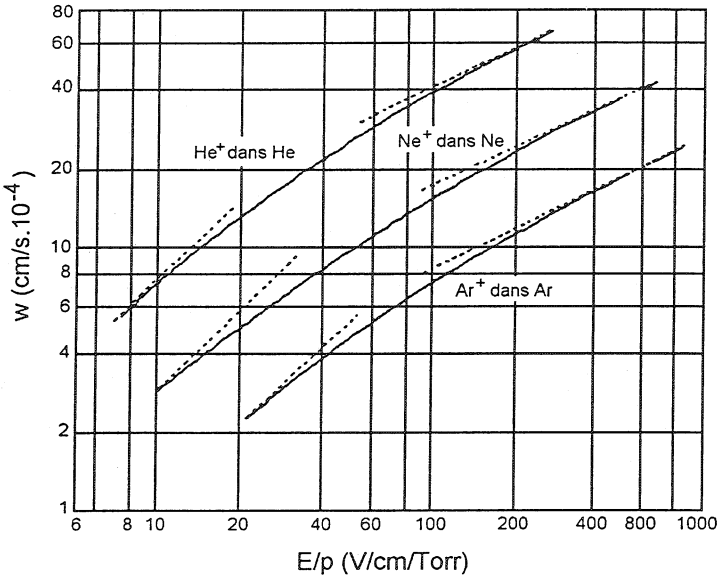

FIG. 7.2 - *Vitesse de dérive des ions positifs dans leur propre gaz en fonction du rapport E/P. La différence entre champ fort et champ faible est clairement visible [131].*

distribution spatiale des ions est donnée par une formule identique à l'équation (7.3).

b) Interaction des ions avec le mélange gazeux et autres mécanismes

Les ions positifs, X^+, sont également sensibles aux phénomènes de recombinaison avec les électrons, voir l'équation (7.4), ou les ions négatifs Y^-:

$$\begin{aligned} X^+ + Y^- + Z &\rightarrow XY + Z \\ X^+ + Y^- + Z &\rightarrow X + Y + Z \end{aligned} \tag{7.14}$$

où Z est une élément électronégatif catalyseur de la réaction. Dans le cas d'un mélange gazeux avec un gaz rare, les ions peuvent transférer leur charge à l'autre atome ou molécule du mélange gazeux suivant la réaction:

$$X^+ + Y \rightarrow X + Y^+ \tag{7.15}$$

En plus de l'interaction avec les particules gazeuses, l'ion positif est également sensible au mécanisme de fluorescence, un électron passe sur une couche interne en émettant un photon:

$$X^+ \rightarrow X^+ + h\nu \tag{7.16}$$

ou à l'effet Auger, un à deux électrons supplémentaires sont éjectés:

$$X^+ \rightarrow X^{(n+1)+} + ne^- \quad (n = 1 \text{ ou } 2) \tag{7.17}$$

La probabilité relative de ces deux processus dépend de la nature du gaz (la probabilité relative de l'effet Auger diminue lorsque le numéro atomique augmente).

c) Phénomène d'avalanche et charge d'espace

La création d'une avalanche électronique, lorsque le champ électrique est suffisamment intense, entraîne la création d'un nuage d'ions, qui dérivent suivant les lignes de champ. Ces ions sont collectés par les cathodes qu'ils mettent quelques microsecondes à atteindre car ils s'éloignent de la région où le champ est intense. Si le nombre de charges créées près de l'anode, après l'avalanche produite par l'électron, devient trop important des phénomènes de charges d'espace apparaissent qui d'une part provoquent une recombinaison électron-ion et d'autre part perturbent localement le champ électrique et conduisent à une diminution du champ électrique créé par l'anode. La valeur du gain est alors diminuée. Ce phénomène de charge d'espace apparaît quand l'amplification est très forte et quand le détecteur est soumis à des flux intenses de particules. Le signal induit sur les électrodes par le mouvement des ions dans le mélange gazeux est beaucoup plus long que pour les électrons (jusqu'à quelques μs).

7.1.2 Les différents régimes de fonctionnement

Nous présentons sur la figure 7.3 les différents modes de fonctionnement des détecteurs gazeux en fonction de la différence de potentiel appliquée entre la cathode et l'anode:

- Recombinaison avant collection: les électrons n'ont pas suffisamment d'énergie pour échapper aux phénomène de recombinaison électron-ion, et seule une partie des électrons est collectée sur l'anode.
- Chambre d'ionisation: pour des tensions plus élevées, la probabilité de recombinaison diminue et toutes les charges produites sont collectées sur l'anode.
- Compteur proportionnel: en augmentant encore la différence de potentiel entre anode et cathode, une avalanche apparaît au voisinage de l'anode. Les ions traversent tout le volume gazeux et sont recueillis sur la cathode. Leur contribution au signal est cependant répartie dans le temps. Le nombre de charges collectées sur les électrodes est proportionnel au nombre de charges initiales – c'est-à-dire à l'énergie déposée dans le gaz par la particule incidente.
- Régime saturé: lorsque que la tension entre cathode et anode est encore augmentée un grand nombre de photons UV provenant de la désexcitation des atomes, des ions des molécules gazeuses ou de la capture électronique sont émis pendant l'avalanche. Ces photons peuvent alors être réabsorbés par le gaz et donner naissance à une nouvelle avalanche. Le compteur est alors en mode Geiger-Müller.
- Décharges continues: des phénomènes de claquages électriques entre anode et cathode apparaissent. Le détecteur peut dans ce cas être fortement endommagé par le passage d'un courant de grande intensité.

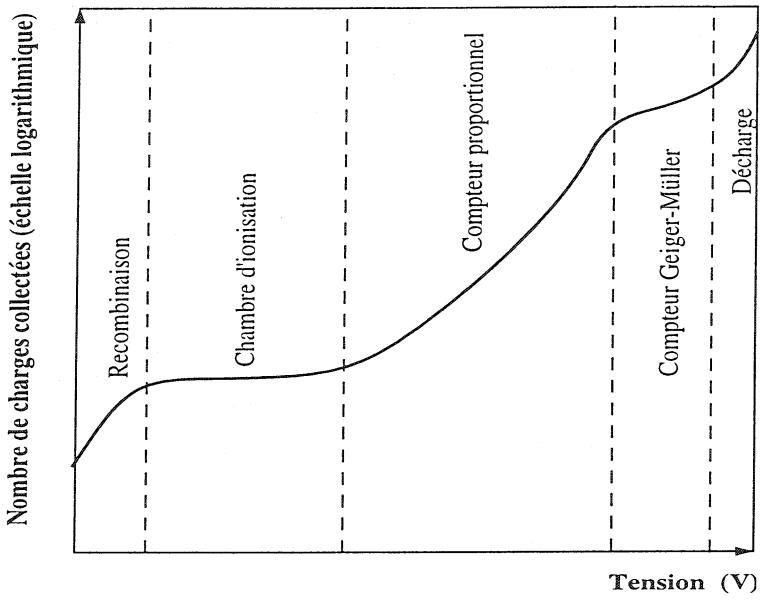

FIG. 7.3 - *Nombres de charges collectées en fonction de la tension appliquée aux bornes du détecteur. Pour chaque domaine en tension les différents mode de fonctionnement du détecteur sont indiqués.*

Nous nous intéresserons dans la suite aux détecteurs gazeux en mode proportionnel, et montrerons l'influence du mélange gazeux sur le fonctionnement du détecteur.

7.1.3 Choix du mélange gazeux

Le phénomène d'avalanche est possible dans n'importe quel mélange gazeux et son choix n'apparaît donc pas comme le paramètre déterminant. Cependant il doit satisfaire aux exigences suivantes:

- fort gain à faible tension;
- bonne proportionnalité (c'est-à-dire stabilité du gain);
- bon comportement sous forte irradiation.

Pour répondre à ces exigences, deux types de gaz sont utilisés:

- Gaz de travail: le phénomène d'avalanche a lieu à partir d'une valeur de champ électrique plus faible pour les gaz rares que pour les autres gaz. Le choix entre les gaz rares (de l'hélium, au xénon) est dicté par le coût (ce qui exclut le krypton et le xénon) et par le potentiel d'ionisation qui doit être le plus faible possible (ce qui exclut l'hélium). Le choix du gaz de travail se restreint donc à l'argon et au néon dont les propriétés

Gaz	Densité (g/cm^3)	I_e (eV)	I_0 (eV)	W (eV)	F	b
Ne	0,84	16,6	21,5	36	0,17	0,45
Ar	1,66	11,6	15,7	26	0,17	0,5
DME	2,09	-	10,0	28	-	-

TAB. 7.1 - *Caractéristiques de l'argon, du néon et du DME; I_e: potentiel d'excitation [129], I_0: potentiel d'ionisation [129], W: énergie nécessaire pour la création d'une paire électron-ion dans le gaz [129], F: facteur de Fano [133] et b: paramètre caractéristique de la statistique de l'avalanche [133].*

sont présentés dans la table 7.1. Les gaz rares posent cependant un problème lors de la désexcitation des atomes, ions ou molécules de gaz par un processus radiatif: les photons UV émis ont une énergie suffisante pour ioniser les particules de métal des électrodes; les électrons produits lors de cette ionisation peuvent donc provoquer une autre avalanche et perturber le bon fonctionnement du compteur proportionnel.

- Gaz extincteur: un gaz, dit extincteur, doit alors être ajouté au gaz de travail pour absorber les photons UV produits dans l'avalanche et éviter les décharges dans le détecteur. Après l'absorption du photon, la molécule de gaz se trouve dans un état excité vibratoire ou rotationnel. Ces gaz permettent donc une augmentation du gain du détecteur tout en restant dans un régime de compteur proportionnel. Le gaz extincteur utilisé est un gaz polyatomique (hydrocarbures, alcools, ...). Ce gaz a cependant un effet néfaste: la désexcitation d'une molécule gazeuse produit des radicaux dont la moitié sont des espèces électriquement neutres. Il peut donc y avoir formation de polymères dans la zone de l'avalanche qui se condensent et se solidifient sur les électrodes ou les parois du détecteurs ce qui provoque une chute locale du gain et une dégradation de la résolution en énergie. Cette effet est d'autant plus grand que le flux incident de particules est élevée. Les gaz extincteur généralement retenus sont le dioxyde de Carbone (CO_2), ou le DiMethyle Ether (DME, $(CH_3)_2O$) [132]. Les caractéristiques de ce dernier sont décrites dans la table 7.1.

Le choix final du mélange gazeux se fait de manière empirique en comparant les performances du détecteur dans chacun des cas.

Le bon fonctionnement de la chambre et le maintien d'un gain constant nécessitent le renouvellement de la quantité de particules disponibles pour les interactions avec les particules chargées incidentes (les molécules de gaz extincteur se dissocient après absorption des photons). C'est la raison pour laquelle les détecteurs sont conçus comme des enceintes non isolées et traversées en permanence par un flux constant du mélange gazeux.

Après un bref rappel historique sur les compteurs proportionnels gazeux, nous présenterons les deux types de chambres que nous avons étudiées: les MSGC (pour MicroStrip Gas Chamber) et les MGC (pour MicroGap Chamber).

7.2 Les chambres gazeuses à micropistes

Le dernier paramètre libre après le choix du mélange gazeux et les tensions appliquées aux électrodes est la géométrie des cathodes et des anodes qui conditionnent la forme des lignes de champ et l'intensité du champ électrique dans la zone de l'avalanche. Dans cette section nous allons présenter 3 différents type de géométries et leur performances. Après avoir rappelé les motivations qui ont conduit à la mise aux points des chambres gazeuses à micropistes, nous présenterons les caractéristiques de deux types de détecteurs gazeux à micropistes: les MSGC et les MGC.

7.2.1 Introduction

Les compteurs proportionnels multifils (MWPC) ont été mis au point pour des applications en physique des particules par G. Charpak et al [134]. Ces détecteurs sont composés de deux plans de cathodes sur lesquels sont appliqués une tension négative et situés de part et d'autre d'un plan composé de fils d'anodes métalliques, équidistants et parallèles, portés par un cadre rigide. Les anodes agissent comme autant de compteurs proportionnels indépendants. Un schéma de ce détecteur est proposé sur la figure 7.4d et les lignes de champ correspondantes sont montrées sur la figure 7.4a.

Comme nous l'avons déjà expliqué dans la section 7.1, les paires électron-ion formées lors du passage de la particule chargée créent un signal induit sur une ou plusieurs anodes. Grâce à la connaissance de la charge déposée sur chacune des anodes du détecteur on peut localiser le passage des particules chargées dans la dimension orthogonale aux fils d'anodes. La résolution spatiale est généralement comprise entre 200 et 500 μm suivant l'espacement entre les fils. L'efficacité de détection des particules au minimum d'ionisation est proche de 100 %. Le facteur d'amplification de l'énergie déposée par la particule est compris entre 10^4 et 10^5 suivant la valeur de la tension appliquée sur les cathodes. L'utilisation de ce détecteur dans un champ magnétique intense est possible [135].

Cependant, dans l'optique d'une utilisation comme détecteur de traces auprès du LHC, leur temps de réponse relativement élevé ($\sim$ 500 ns), et leur limitation en résolution spatiale ($> 200\mu$m), font obstacle à leur utilisation.

7.2.2 Les chambres gazeuses à micropistes (MSGC)

L'utilisation de la photolithographie, procédure utilisée pour la mise au point des masques de circuits imprimés, pour la fabrication des pistes des détecteurs gazeux permet de diminuer d'un facteur 10 à 100 la taille des anodes (pouvant aller jusqu'à quelques microns avec une précision de $\pm$ 0,2 μm) et le pas entre anodes (100–200 μm au lieu de 1mm). Ce détecteur, mis au point pour la première fois en 1988 à l'Institut Laue-Langevin de Grenoble par A. Oed, a donné naissance à un nouveau type de détecteur: les chambres gazeuses à micropistes ou MSGC [125]. Nous allons maintenant présenter plus en détails les caractéristiques et les performances obtenues avec les détecteurs MSGC.

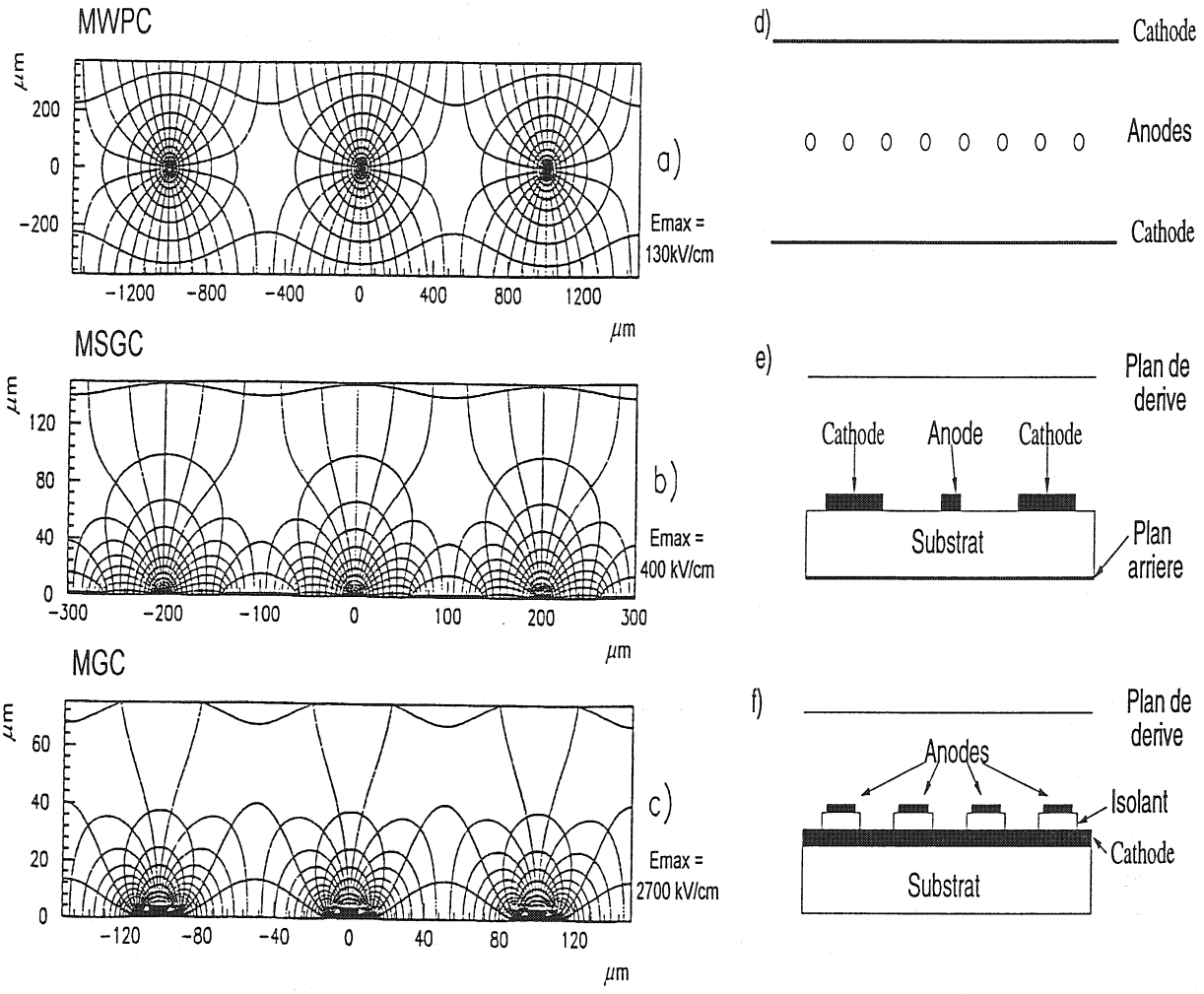

FIG. 7.4 - *Lignes du champ électrique et équipotentielles pour les: a) chambres à fils, b) MSGC et c) MGC [130]; géométrie des différents détecteurs gazeux: d) chambres à fils, e) MSGC et f) MGC.*

Le schéma d'une chambre gazeuse à micropistes est montré sur la figure 7.4e. Elle est composée d'un substrat en verre, sur lequel sont déposées des pistes successivement d'anode et de cathode. Un plan conducteur, dit plan de dérive, est placé à quelques millimètres au dessus de ces électrodes. Le tout est fermé par un cadre mécanique qui délimite le volume gazeux de la chambre et supporte le plan conducteur. Enfin, sur l'autre face du substrat en verre, la présence éventuel d'un plan arrière permet de réduire les problèmes d'accumulation de charges à la surface du substrat. Ce plan arrière n'est efficace que si la résistivité de surface du substrat est grande ($\rho > 10^{15}\Omega\times$cm). Dans le cas contraire, on dépose une fine couche de quelques dixièmes de microns faite d'un matériau de résistivité adéquate (carbone amorphe ou diamant) et l'application d'une tension sur le plan arrière du substrat n'est alors plus nécessaire.

Le plan de dérive et les cathodes sont portées à des tensions négatives et les anodes sont mises usuellement à la masse. Les électrons produits lors de l'ionisation d'une particule

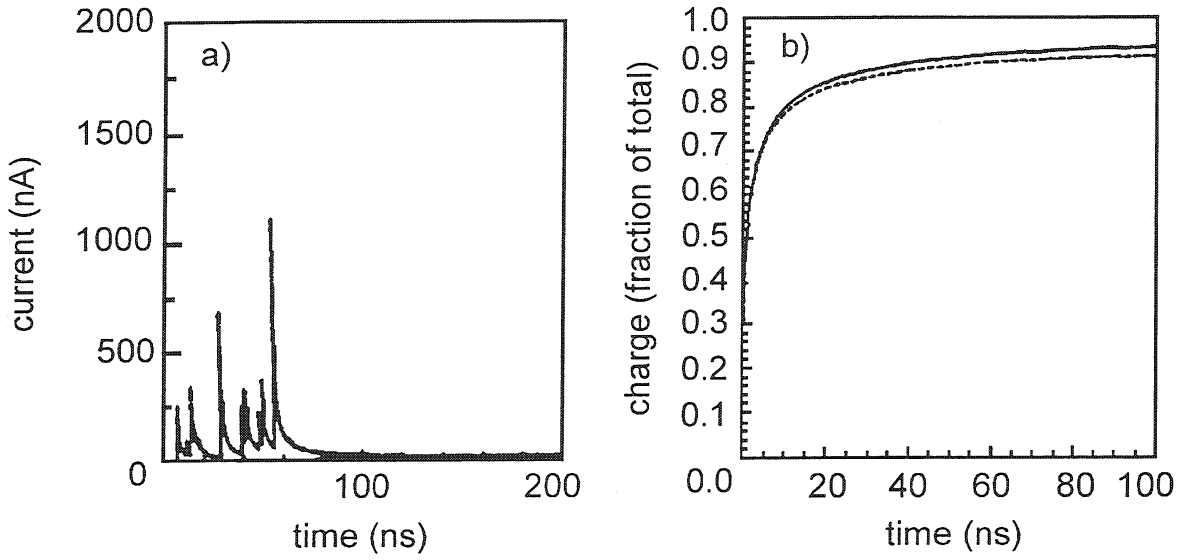

FIG. 7.5 - *a) Le signal en courant dans une MSGC pour une particule au minimum d'ionisation; b) fraction de la charge totale collectée sur les anodes (ligne pleine) et la cathode (ligne pointillée) [130].*

chargée dans le détecteur migrent suivant les lignes de champ montrées sur la figure 7.4b. Les premiers détecteurs de surface efficace 2,56× 2,56 cm^2 ont été utilisés dans l'expérience NA12 en 1991 [126]. Les expériences sur cibles fixes HERMES à DESY [136], et SMC au CERN [137] utilisent des détecteurs de surface plus grande, 10×10 cm^2. Enfin, l'installation de détecteurs de surface encore plus importante (12× 25 cm^2) et en plus grand nombre ($\sim$ 12000 au lieu de quelques dizaines) est prévue dans le détecteur central de CMS [57]. Un programme de Recherche et Développement a donc été entrepris pour optimiser les performances de ces détecteurs dans le but de leur utilisation au LHC; les résultats sont les suivants [138]:

- une résolution spatiale de l'ordre de 30μm;
- un temps de formation du signal pour un électron primaire de 50 ns permettant un flux de particules jusqu'à $10^6 mm^{-2} s^{-1}$; dans le cas d'une particule au minimum d'ionisation, le nombre d'électrons primaires est supérieur à 1 et le temps de formation du signal est alors l'ordre de 100 ns comme le montre la figure 7.5a;
- une résolution en énergie de 11% pour des rayons X de 5,9 keV du ^{55}Fe;
- des valeurs de gain pouvant aller jusqu'à 10^4;
- une efficacité proche de 100%;
- une faible perte de gain sous irradiation prolongée;
- possibilité d'opération du détecteur dans un champ magnétique intense (2,5 T).

7.2.3 Les MGC

Récemment, un autre type de géométrie pour les détecteurs à micropistes a été proposé, le détecteur MGC [139], dans lequel l'alternance cathode-anode est remplacée par un plan de la cathode séparé des anodes par une fine couche d'isolant. Un schéma de ce détecteur est montré sur la figure 7.4f. Il permet d'améliorer les performances des MSGC grâce à [139]:

1. une meilleure résolution temporelle: une temps de réponse de $\sim$ 10 ns à un électron primaire (au lieu de 50 ns);
2. l'absence de problèmes de collection des ions positifs sur les cathodes: seuls quelques pourcents des ions positifs sont collectés par le plan de dérive; le problème de chargement du substrat à haut flux dont nous avons parlé pour les MSGC est également résolu par la présence du plan de la cathode;
3. très forte amplification sur un volume faible: le gain est donc plus élevé à tension égale;
4. la possibilité intrinsèque de mesurer deux coordonnées (et non une seule comme pour les MSGC): la fraction de la charge collectée sur les électrodes en fonction du temps pour le détecteur MGC est montrée sur la figure 7.5b. La distribution est analogue pour la cathode et l'anode et en segmentant la cathode on peut donc obtenir une information à deux dimensions. Un effort a été fait pour optimiser la géométrie de la cathode afin d'utiliser cette capacité dans le détecteur CMS [140, 141].

Il existe deux types de géométrie pour les détecteurs MGC: la première où la largeur de l'anode est inférieure à celle de l'isolant (SA) et la seconde, qui porte le nom d'auto-alignement, où les deux largeurs sont égales (NSA). Ces deux géométries sont montrées sur la figure 7.6: les détecteurs à géométrie auto-alignée sont plus simples à fabriquer (un seul masque est suffisant lors de la lithographie, voir la section 7.3.1.2) que les détecteurs à géométrie non alignée (deux à trois masques sont alors nécessaires); par contre, la distance entre anode et cathode doit être plus grande dans le cas de détecteurs à géométrie auto-alignée pour éviter les décharges, qui limite la valeur du gain du détecteur [142]. Les prototypes que nous avons testés ont une géométrie auto-alignée à cause de la simplicité de leur fabrication.

Signalons qu'il existe déjà d'autres domaines d'applications pour les détecteurs MGC que la physique des particules, en particulier l'étude des rayons X en astronomie [143].

7.3 Montage et dispositif de test des détecteurs

Nous décrivons dans cette section les différentes étapes de la fabrication du prototype MGC avec une géométrie auto-alignée au laboratoire PHASE (Strasbourg), ainsi que sa connexion sur la carte électronique. Nous présenterons ensuite le dispositif expérimental utilisé lors des tests effectués à l'aide d'une source de ^{55}Fe et d'un canon à rayons X.

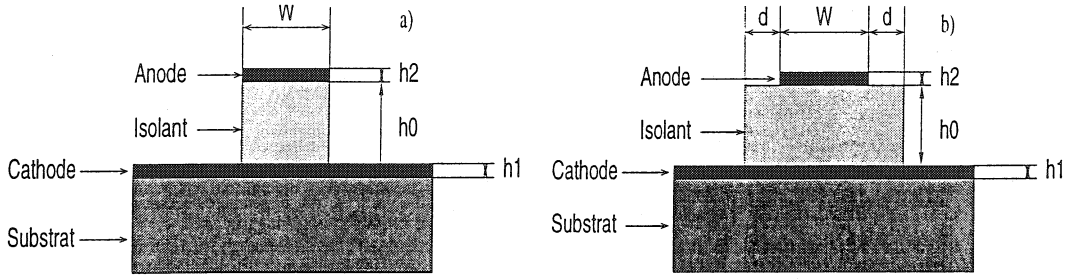

FIG. 7.6 - *Différents types de géométrie pour les détecteurs MGC. Les distances h_0, h_1, h_2, et W sont en microns et sont précisées dans la section 7.3 suivante.*

7.3.1 Fabrication des détecteurs MGC

7.3.1.1 Caractéristiques des détecteurs MGC

Les prototypes que nous avons fabriqués ont une surface utile de 26×26 mm^2 pour une dimension totale de 28×28 mm^2. Un ensemble de 128 pistes d'anodes de largeur $W = 9$ μm et d'épaisseur $h_2 = 0{,}8$ μm reposent sur une couche d'isolant d'épaisseur, h_0, variant entre 8 et 12 μm selon les échantillons. Le pas entre deux anodes est de 200 μm. L'épaisseur du plan de la cathode est de $h_1 = h_2 = 0{,}8$ μm. Le substrat est en verre commercial Desag D263 de 500μm d'épaisseur. Ce verre a été retenu principalement pour ces critères de coût et de qualité de surface [144].

7.3.1.2 Les pistes sur le substrat

La procédure utilisée pour déposer les électrodes sur le substrat est similaire à celle employée pour les MSGC. Les principales étapes de la fabrication sont montrées sur la figure 7.7:

1. Nettoyage du substrat: le substrat est nettoyé avec différents produits chimique (acétone, Extran, sulfochrome). Il est ensuite rincé avec de l'eau désionisée, puis séché dans une étuve.

2. Métallisation du substrat: une des faces du substrat est métallisée sous vide; une couche de titane de 0,15 μm est d'abord évaporée, et sert à faire adhérer la couche de 0,8 μm d'aluminium qui servira de cathode. L'évaporation de ces deux couches se fait en utilisant un canon à électrons.

3. Dépôt de l'isolant: le polyimide (Kapton PI 2611) est déposé sur la couche d'aluminium par centrifugation et cuit à haute température (200°C puis 400°C pendant 15 minutes). L'épaisseur voulue est obtenue en réglant la vitesse de la centrifugeuse et le temps de cuisson de chacune des deux phases.

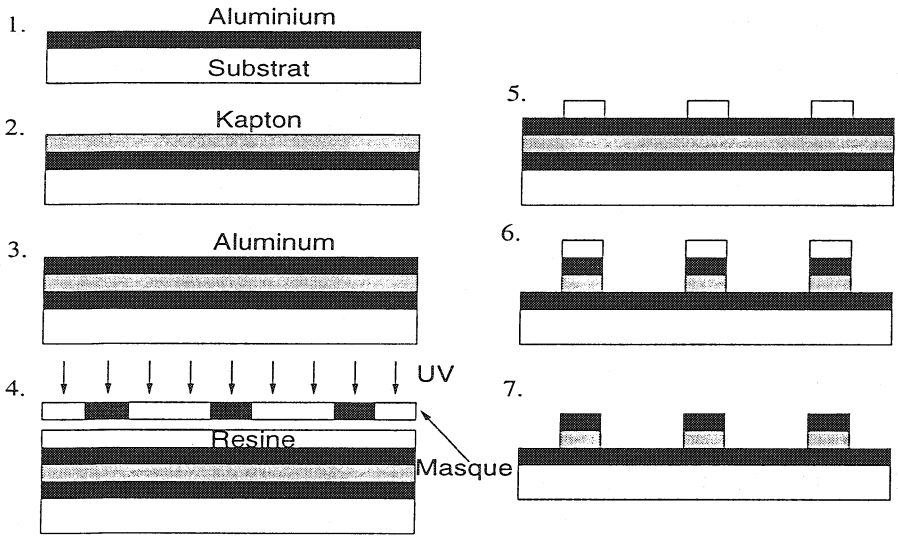

FIG. 7.7 - *Schémas des différentes étapes de la fabrication du détecteur MGC (l'échelle des distances n'est pas respectée).*

4. Métallisation de l'isolant: la même technique que celle exposée au point n°2 est employée pour déposer la couche de titane et d'aluminium d'épaisseurs comparables à la première étape. Cette couche correspondra aux anodes du détecteur.

5. Lithographie: une résine photo-sensible est déposée sur la couche d'aluminium par centrifugation et cuite (90°C). La résine est ensuite illuminée à travers un masque représentant le motif désiré puis développée, ce qui provoque la dissolution des zones de résine positives exposées. Les régions où la résine n'est pas développée sont alors cuites (120°C) et servent de protection lors de la gravure chimique des matériaux déposés auparavant (aluminium, Kapton et aluminium).

6. Gravure chimique des matériaux: des solutions d'acide (nitrique et orthophosphorique) sont utilisées pour enlever les parties non protégées des couches d'aluminium. Les couches de titane sont ensuite enlevées grâce à un mélange d'acide nitrique et d'eau oxygénée et le Kapton par un plasma d'oxygène.

7. Nettoyage et découpage: après la gravure chimique, la résine photo-sensible est éliminée à l'acétone. Le substrat est finalement rincé avec de l'eau désionisée et séché dans l'étuve. Un échantillon de taille 28×28 mm^2 est alors découpé à l'aide d'une scie diamantée d'une précision de 10μm. Après un dernier nettoyage, le détecteur est prêt à être monté.

De manière à pouvoir souder les pistes d'anodes sur la carte électronique, il a fallu modifier l'une des extrémités des pistes. En effet, à cause de la mauvaise adhérence de l'aluminium sur le Kapton, il faut qu'une partie de la piste repose sur le substrat où ce problème n'existe plus, comme le montre les figures 7.8a et 7.8b. Dans la région de transition avant que la piste en aluminium ne repose sur le substrat (région agrandie de la figure

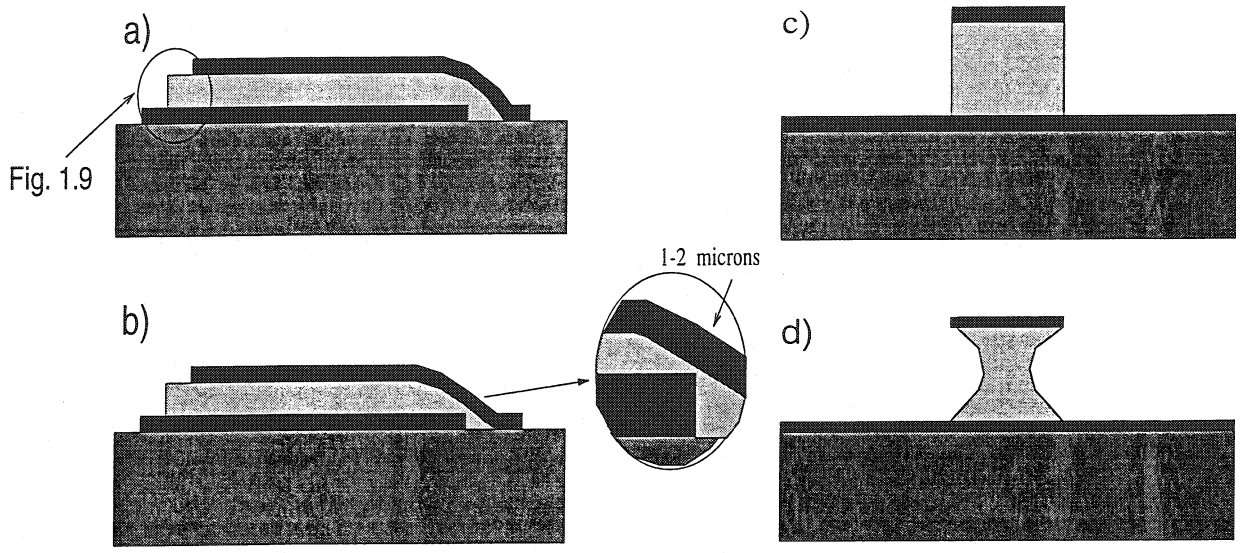

FIG. 7.8 - *Problèmes rencontrés lors de la fabrication d'un détecteur MGC: a) et c) forme normale et b) et d) accident lors de la phase de fabrication.*

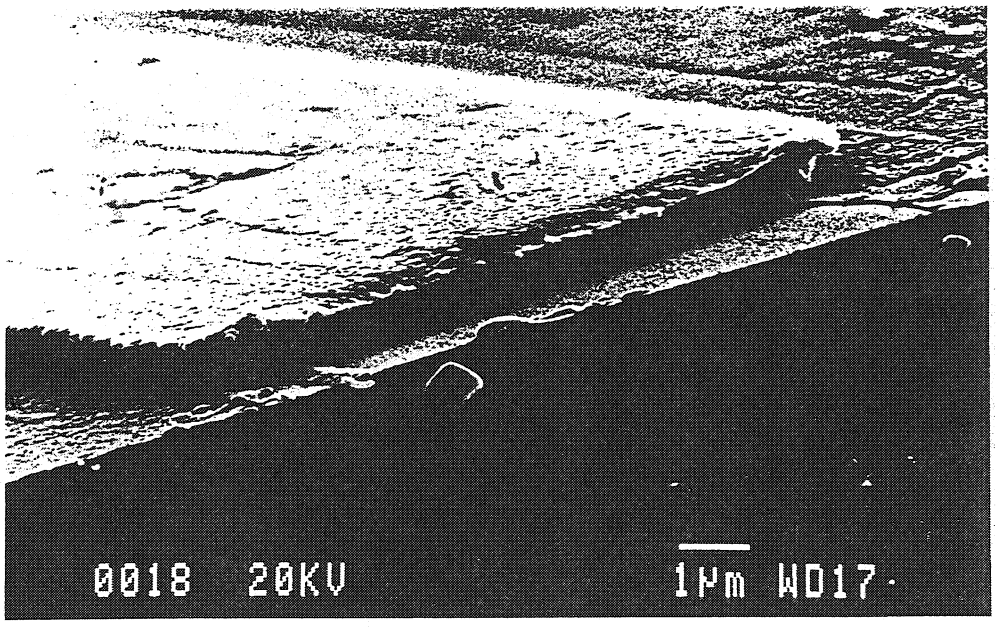

FIG. 7.9 - *Photographie de la structure interne d'un MGC – fin d'anode correspondant à l'extrémité gauche de l'anode schématisée sur la figure 7.8a – prise avec un microscope à balayage.*

7.8b), il est cependant difficile de contrôler l'épaisseur de l'isolant, ce qui conduit à une augmentation de la probabilité d'avoir des décharges entre électrodes lors de la mise sous tension du détecteur. La figure 7.9 montre l'autre extrémité de la piste d'anode (côté gauche de la figure 7.8a) à la fin de la phase de fabrication du détecteur. Notons que de manière générale ce problème d'adhésion de l'anode en aluminium sur le Kapton peut être résolu en utilisant un autre type d'isolant comme le SiO_2 qui permet une bonne adhérence de la couche d'aluminium.

Lors de la phase de gravure chimique du Kapton, un autre problème peut survenir: la diminution de la largeur de Kapton sous l'anode, ou sous-gravure, comme le montre les figures 7.8c et 7.8d. Ceci conduit à une limitation de la différence de potentiel applicable entre anodes et cathode. Une solution pour résoudre ce problème consiste à utiliser le type de géométrie non-alignée (voir la figure 7.6b). Comme nous l'avons déjà remarqué, cette procédure nécessite cependant l'utilisation d'autre(s) masque(s), et est donc plus coûteuse et plus compliquée.

Enfin signalons que les étapes de la fabrication d'un MGC avec une géométrie auto-alignée est identique à celle d'un détecteur MSGC si l'on enlève les étapes N° 3 et 4.

7.3.2 Montage des détecteurs sur carte électronique

7.3.2.1 Description de la carte électronique

La fabrication du détecteur terminée, le substrat est monté sur une carte constituée de deux substrats en céramique (Al_2O_3, 635 μm d'épaisseur) sur lesquels sont sérigraphiés des pistes en or comme le montre la figure 7.10a. La première céramique est découpée aux dimensions du détecteur qui est collé au niveau des quatre coins sur la seconde. Une coupe transverse du détecteur monté sur la carte est présenté sur la figure 7.11

Le gaz arrive par l'intermédiaire d'orifice dans une enceinte délimitée par un cadre en résine epoxy (Stesalit) de 3 mm d'épaisseur, collé sur la céramique. Le tout est couvert par une feuille d'aluminium d'épaisseur 10 μm qui constitue le plan de dérive.

Les connexions entre les pistes d'anodes de la céramique et celle du détecteur sont faites par soudure ultra-sonique d'un fil d'aluminium de 25 μm de diamètre. Les cartes, initialement conçues pour accueillir des détecteurs MSGC, ne peuvent être connectées que sur une moitié des 128 anodes du détecteur MGC car les pistes d'anodes ne peuvent être soudées que d'un côté (voir la figure 7.8a). La 7.10b montre le schéma de distribution de la haute tension et de lecture des pistes du détecteur. Les anodes sont mises à la masse. Les chaînes électroniques permettant de lire et d'amplifier le signal recueilli sur les anodes et le plan de la cathode sont décrites en détails dans la section 7.3.3 suivante.

7.3.2.2 Tests de qualité

Le détecteur est soumis à deux tests de qualité. Le premier consiste en une inspection optique (au microscope) des pistes du détecteur. Cette méthode permet de mettre en évidence

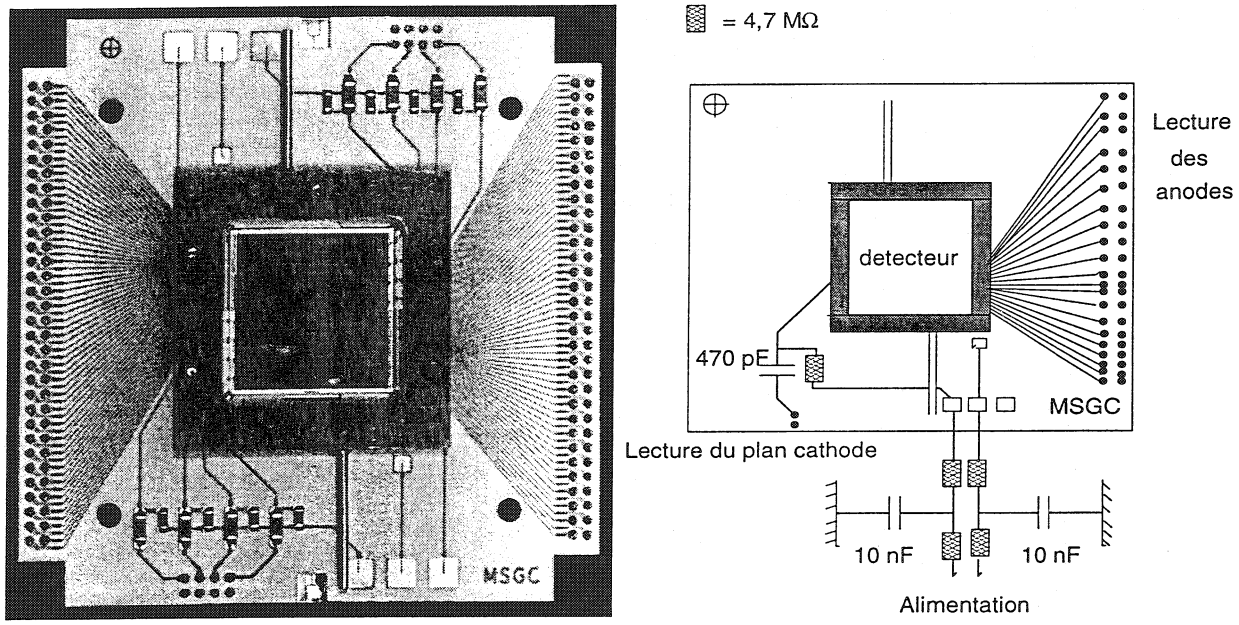

FIG. 7.10 - *a) Photographie de la céramique utilisée pour tester les chambres gazeuses à micropistes, le plan de dérive n'est pas montré, et b) schéma du circuit électronique de permettant l'amenée de la haute tension et la lecture des anodes et du plan de la cathode.*

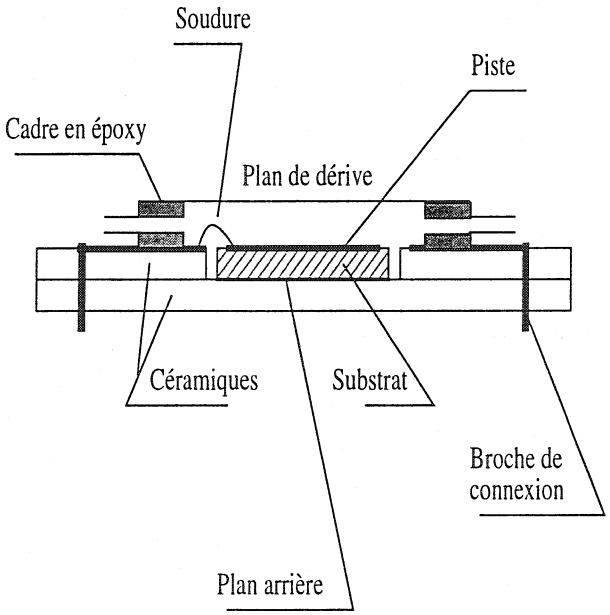

FIG. 7.11 - *Schéma des différents éléments d'une chambre gazeuse à micropistes.*

les coupures de pistes, les court-circuits, ... – ces défauts surviennent durant la fabrication du détecteur, au moment de la lithographie notamment. Le second test a pour but la mesure des capacités entre les anodes et le plan cathode. Dans le cas de la géométrie auto-alignée, la surface en regard entre les deux électrodes correspond à la surface de l'anode ($W \times L$) et on a donc, en première approximation pour la valeur de la capacité, C:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \times (W \times L)}{h_0} \tag{7.18}$$

avec,

ϵ_0: permittivité du vide

ϵ_r: permittivité relative de l'isolant

W: largeur d'une piste anode

L: longueur d'une piste anode

h_0: épaisseur de l'isolant

En fait le calcul de la valeur de capacité C est plus compliqué car il faut tenir compte du fait que la cathode est un plan (et non simplement surface conductrice de même surface que l'anode). En utilisant le logiciel d'électrostatique ELECTRO (I.E.S., Manitoba, Canada), on trouve C=1,32 pF pour $\epsilon_r = 2{,}9$; W=9 μm; $h_0 = 9$ μm et $L = 2{,}6$ cm.

La figure 7.12 montre les résultats des mesures de capacités du détecteur MGC. La valeur moyenne de la capacité anode-cathode est de l'ordre de 1,3 pF, ce qui est cohérent avec la prédiction ci-dessus. Les valeurs de capacités inférieures à la moyenne permettent de repérer les anodes coupées: plus la coupure est proche de la soudure sur la carte, plus la surface en regard est plus faible et donc plus la capacité est faible (anodes N° 5 et N° 54 par exemple). Dans le cas d'un court-circuit la valeur de la capacité est supérieure à la valeur moyenne.

7.3.3 Dispositif expérimental

Lorsque la vérification de la carte est terminée, celle-ci est montée sur une plaque de test qui permet son maintien en regard des sources. Nous décrivons dans cette section le système de distribution du gaz ainsi que les chaînes électroniques permettant l'amplification du signal pour les mesures de gain et d'irradiation à haut flux.

7.3.3.1 Banc de gaz

Le détecteur MGC a été testé en utilisant un mélange de gaz rare (argon ou néon) et de gaz polyatomique (DME) pour les raisons détaillées dans la section 7.1.3. La figure 7.13 montre le système de circulation du gaz employé pendant les tests. La proportion des deux gaz dans le mélange est contrôlée grâce à des régulateurs à débit massique.

La propreté du banc de gaz est un impératif pour le bon fonctionnement du détecteur. Pour atteindre cet objectif, on s'attache à ce que le mélange gazeux qui arrive dans le détecteur soit le plus pur possible, c'est-à-dire vierge de tous matériaux contaminants. Pour cela on procède de la manière suivante:

- les éléments du système d'alimentation sont reliés par des tubes en acier inoxydable, préalablement dégraissés et chauffés pour dégazage;

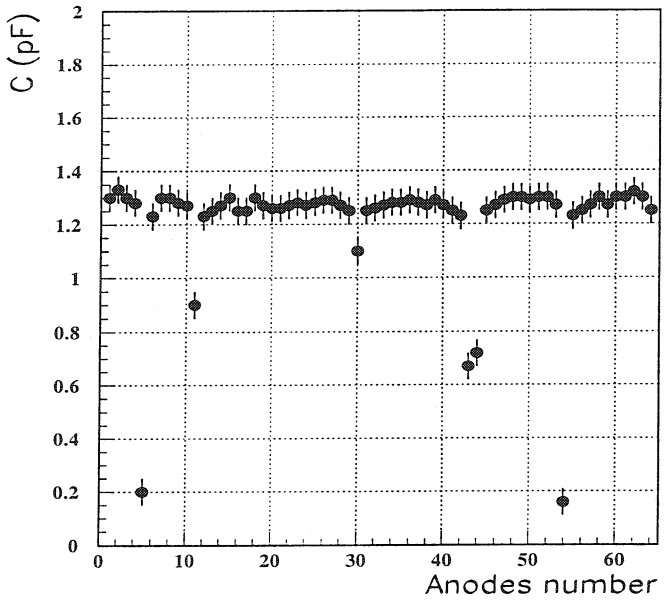

FIG. 7.12 - *Valeur de la capacité entre les anodes et le plan de la cathode d'un détecteur MGC.*

- les molécules d'oxygène et d'eau présentes dans le gaz rare sont piégées par un composé hydrophile: l'oxysorb.

7.3.3.2 Mesures de gain

Les mesures de gain s'effectuent avec une source de ^{55}Fe. Elle est caractérisée par l'emission de rayons X de 5,9 keV qui interagissent dans le gaz par effet photoélectrique. L'ion positif créé se désintègre en émettant un électron par effet Auger dans 85 % des cas et un photon de fluorescence, dont le libre parcours moyen dans le gaz est de quelques cm (donc la probabilité d'interaction du photon de fluorescence dans le détecteur est très faible), dans 15 % des cas. Dans le cas où deux électrons sont émis (photoélectron + électron d'Auger), la totalité de l'énergie du rayon X incident sera perdue dans le détecteur et recueillie sur les électrodes; dans le cas d'un photoélectron et d'un photon de fluorescence, seul l'énergie du photoélectron est mesurée par le détecteur.

La zone d'irradiation du détecteur est ajustée en utilisant un diaphragme réglable de diamètre 0,5, 1 ou 4 mm. La chaîne d'électronique est montrée sur la figure 7.14 et comprend: un préamplificateur de charges (ORTEC 142A, adapté à ce type de mesure car il demande une électronique peu rapide), un amplificateur et un analyseur de tension multicanaux. Le calibrage de cette chaîne est fait à l'aide d'un générateur d'impulsions.

Pour les mesures de gain, on utilise la charge, Q, recueillie sur le plan cathode qui est équivalente à la charge recueillie sur l'ensemble des anodes. Elle est donnée par:

$$Q = n_T \times G \times e = \frac{\Delta E}{W_m} \times G \times e \tag{7.19}$$

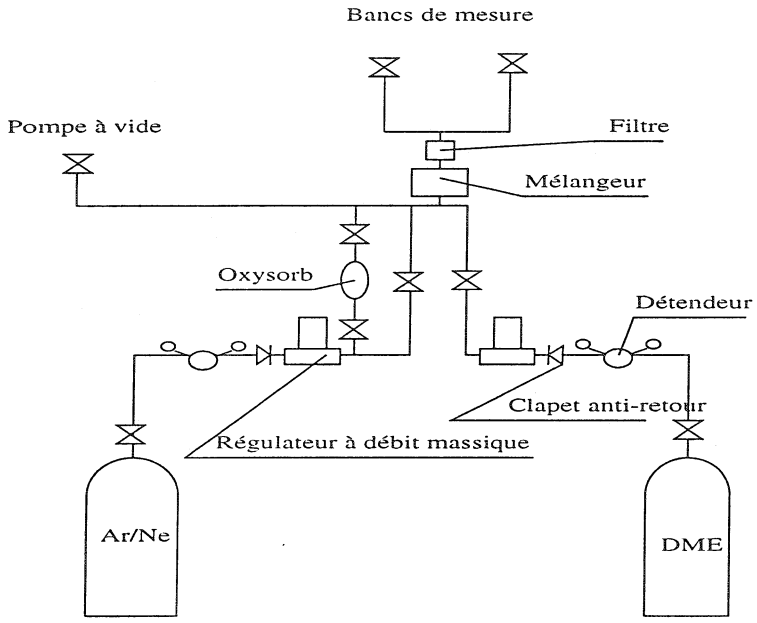

FIG. 7.13 - *Banc de gaz utilisé pour tester les prototypes.*

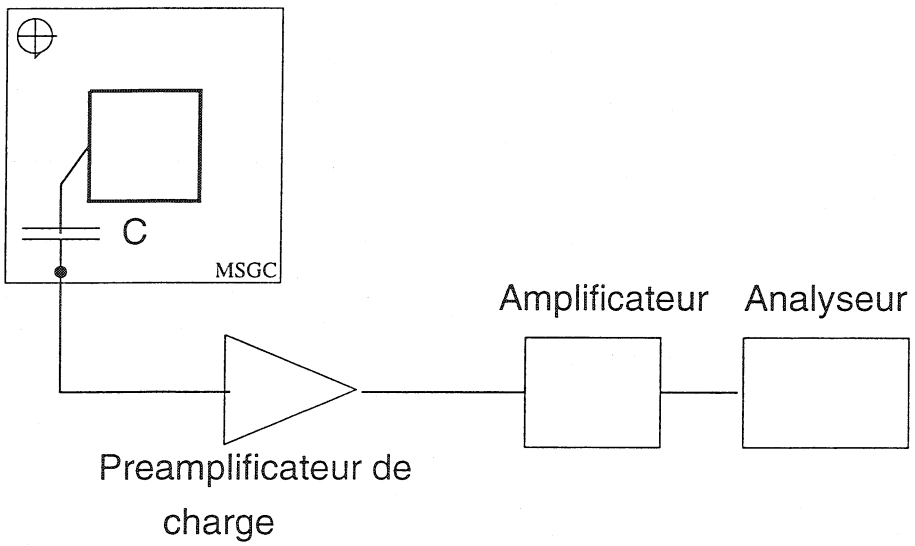

FIG. 7.14 - *Schéma de la chaîne électronique utilisée pour la lecture du détecteur pour les mesures de gain.*

où ΔE est l'énergie perdue par la particule dans le milieu gazeux[1], W_m l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-ion dans le mélange gazeux utilisé calculée comme étant la moyenne pondéré des potentiels d'ionisation des différents gaz du mélange. G représente le facteur multiplicatif ou gain défini dans l'équation (7.11). La valeur du gain s'écrit donc:

$$G = \frac{Q \times W_m}{\Delta E \times e} \tag{7.20}$$

Comme on détecte la totalité de la charge Q, il est possible de calculer le gain du détecteur, ce que l'on fait grâce à l'analyseur multicanaux en mesurant la position du pic correspond à la raie de la source de ^{55}Fe et en corrigeant par le facteur de calibrage de la chaîne électronique.

7.3.3.3 Mesures sous haut flux

Les mesures de tenue du détecteur sous irradiation se font à l'aide d'un canon à rayons X muni d'une anticathode en tungstène. Le dispositif expérimental employé pour les mesures à haut flux est présenté sur la figure 7.15a. Une intensité d'une valeur maximale $I = 10$ mA circule dans un filament et les électrons qui en sont émis sont accélérés grâce à l'application d'une différence de potentiel, $U = 15$ kV, et percutent l'anticathode. Celle-ci émet alors des rayons X dont le spectre en énergie, mesuré à l'aide d'un détecteur au silicium, est présenté sur la figure 7.15b. Les raies d'émission du tungstène qui correspondent aux trois pics visibles (le premier pic correspond au bruit électronique) de la figure 7.15b sont:

- $L_{\alpha 1}$ (8,39 keV) et $L_{\alpha 2}$ (8,33 keV) non séparées;
- $L_{\beta 1}$ (9,67 keV) et $L_{\beta 2}$ (9,96 keV) non séparées;
- L_{γ} (11,28 keV).

Le fond présent sous les pics d'émission provient du rayonnement bremsstrahlung des électrons au moment de l'interaction sur l'anticathode. Afin de sélectionner la raie d'émission à 8,3 keV on utilise des feuilles de cuivre[2] de différentes épaisseurs (20, 30, 50 et 100 μm) devant la sortie du canon. En réglant l'intensité du courant qui traverse le filament de tungstène et l'épaisseur de l'absorbant, on obtient des valeurs de flux dans une plage allant de 10^4 à 10^7 particules $mm^{-2}s^{-1}$.

La valeur du flux incident sur le détecteur est calculée à l'aide d'un compteur à un fil d'anode fonctionnant en mode proportionnel[3] appelé moniteur dans la suite. Une feuille de nickel d'épaisseur 1 μm, placée après l'absorbeur de cuivre et faisant un angle de 45° avec la trajectoire des rayons, émet des rayons X par fluorescence dans la direction du compteur. Leur nombre est directement proportionnel au taux de comptage du moniteur, N_m, et on

1. $\Delta E = 5{,}9$ keV dans 85 % des cas (deux électrons primaires) et $\Delta E = 2{,}7$ keV dans 15 % des cas (un électron primaire et un photon de fluorescence).

2. Le seuil de photo-absorption du cuivre étant d'environ 9 keV, le taux de transmission des rayons X d'énergie correspondant aux trois raies $L_{\beta 1}$, $L_{\beta 2}$ et L_{γ} est fortement diminué.

3. Mélange d'argon–DME (90%–10%) et tension sur le fil d'anode de 1000 V.

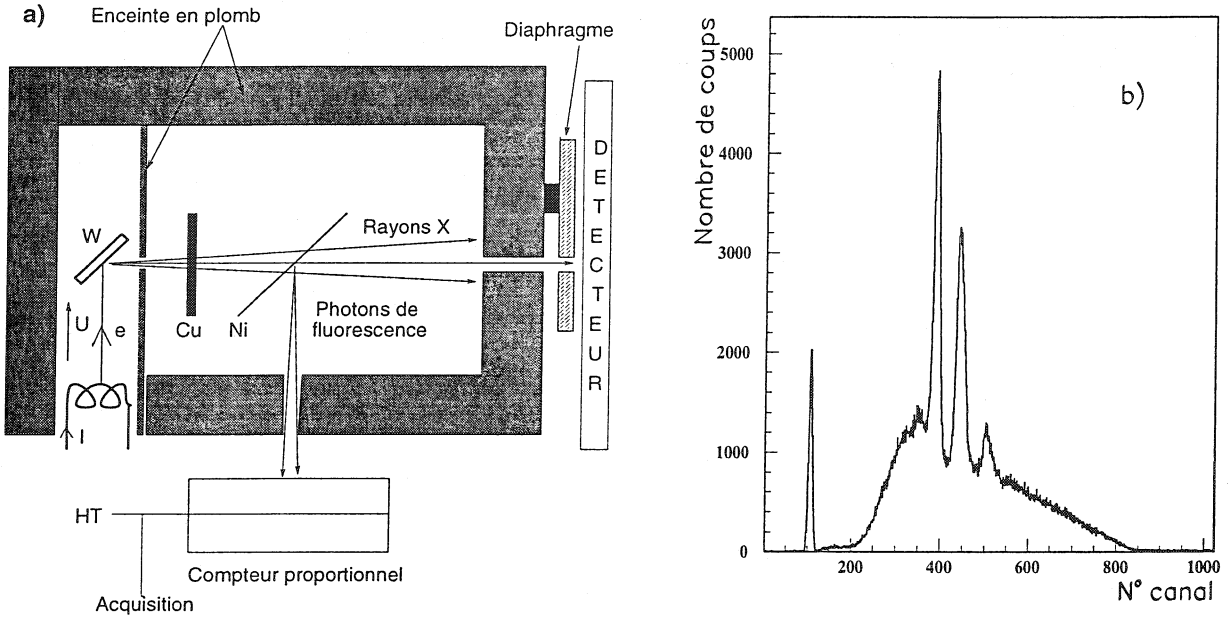

FIG. 7.15 - *a) Banc de test utilisé pour les mesures à haut flux. b) Spectre des rayons X émis par le canon.*

peut ainsi calculer le nombre de rayons X atteignant le détecteur, N_d, pendant T secondes comme:

$$\frac{N_d}{T} = \epsilon_c \times (C_1 \frac{N_m}{T} + C_2) \tag{7.21}$$

C_1 et C_2 sont les constantes de calibrage calculées en faisant le rapport entre le nombre de coups détectés sur le plan de la cathode à faible flux (10^4 particules $mm^{-2}s^{-1}$) et le nombre de coups dans le moniteur N_m; ϵ_c représente la probabilité de conversion des rayons X dans le mélange gazeux[4].

Le flux total, F_T (en particules mm^{-2} s^{-1}), arrivant sur le détecteur pour un diaphragme de diamètre d est donc:

$$F_T = \frac{N_d}{T \times \epsilon_c \times (\pi d^2)} = \frac{C_1 \frac{N_m}{T} + C_2}{\pi d^2} \tag{7.22}$$

et le flux efficace, F_e, correspondant au flux de particules interagissant dans le mélange gazeux du détecteur est donné par:

$$F_e = \epsilon_c \times F_T \tag{7.23}$$

Le dispositif de lecture et d'acquisition utilisé pour cette mesure est montré sur la figure 7.16; le préamplificateur employé pour la mesure de gain est remplacé par un préamplificateur de courant (construit au laboratoire) plus rapide et qui permet des taux de comptage pouvant aller jusqu'à 100 MHz. Il est utilisé à la sortie des anodes et du plan de la cathode. C'est le signal venant du plan de la cathode qui, déclenché à partir du signal donné par les anodes, est traité par le module QVT (en mode analyseur de charge).

4. Dans le cas du mélange néon–DME que nous utilisons pour ce type de mesure et en tenant compte de l'épaisseur du plan de dérive en aluminium (10 μm), $\epsilon_c = 0{,}47$ % .

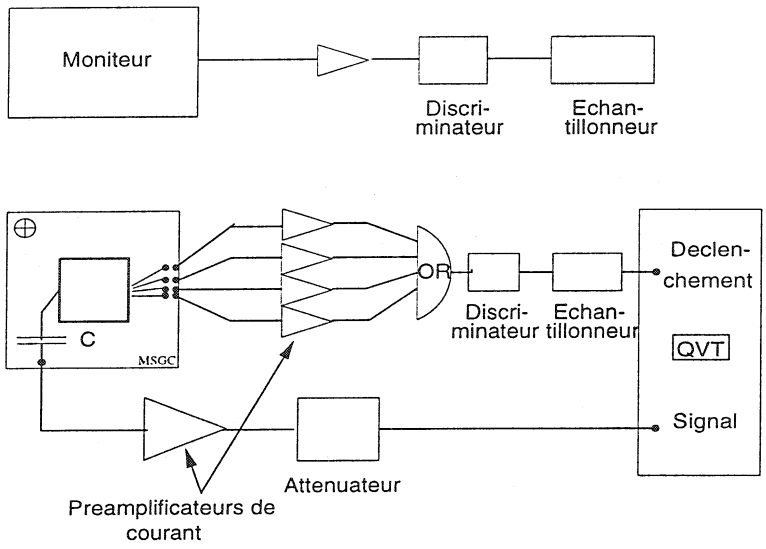

FIG. 7.16 - *Chaîne d'électronique utilisée pour les mesures à haut flux.*

7.4 Résultats et conclusions

Six détecteurs MGC fabriqués avec une géométrie auto-alignée ont été testés au laboratoire et une bonne reproducibilité des résultats a été constatée. Nous présentons dans cette section les valeurs de gain et de résolution en énergie obtenus en utilisant une source de ^{55}Fe pour différents mélanges gazeux. Nous nous intéresserons ensuite à la tenue aux radiations de ce détecteur. De manière générale, nous nous assurerons de la compatibilité de nos résultats avec les impératifs du détecteur CMS. Nous finirons en comparant les résultats des MGC avec ceux obtenus pour les MSGC ainsi que les performances des détecteurs MGC fabriqués dans les autres laboratoires.

7.4.1 Mesure de gain pour différents mélanges gazeux

Ces mesures de gain sont faites en utilisant le dispositif expérimental décrit dans la section 7.3.3.2 et deux types de mélange gazeux (argon–DME et néon–DME). Pour protéger le détecteur contre les décharges entre cathode et anodes, la limite du courant acceptable entre les deux électrodes est fixée à 2 μA.

Pour s'assurer de l'uniformité du détecteur, nous avons mesuré la valeur du gain en fonction de la position de la source sur le détecteur. Le résultat est montré sur la figure 7.17 où la valeur du gain relatif est constante à $\pm$ 5 % près (aussi bien suivant une direction parallèle qu'orthogonale aux pistes).

a) Mélange gazeux argon–DME

Nous appliquons pour les mesures utilisant un mélange argon–DME une tension $V_{drift} = -2500$ V sur le plan de la cathode de dérive, car c'est la valeur maximale avec laquelle on

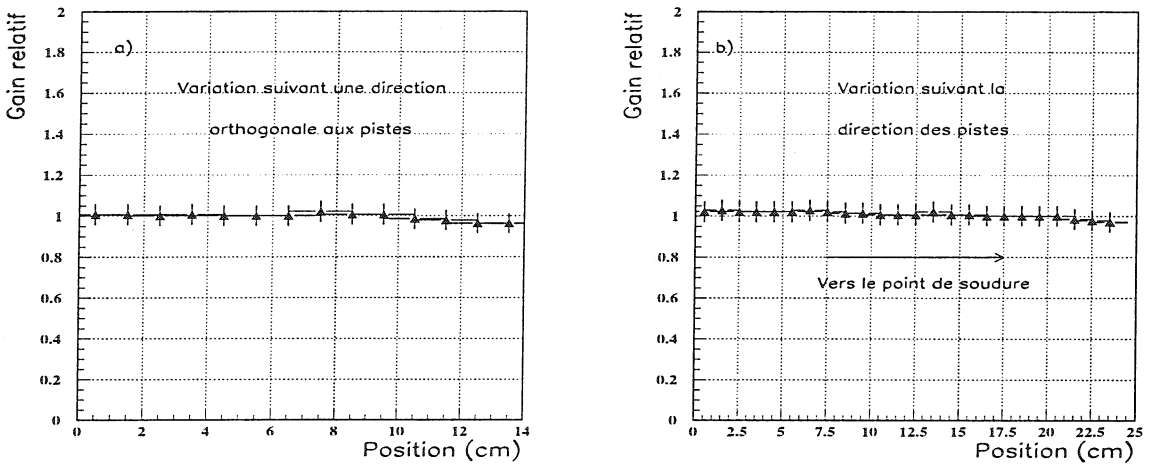

FIG. 7.17 - *Valeur relative du gain en fonction de la position de la zone d'irradiation sur le détecteur suivant une direction: a) parallèle et b) orthogonale à la direction des pistes;* V_{cath} *= - 350 V,* V_{drift} *= -2500 V pour un mélange argon–DME (60%–40%).*

obtient une bonne stabilité du détecteur. La figure 7.18 montre le gain, G, en fonction de la tension appliquée sur la cathode pour différents mélanges argon–DME. Les courbes tracées sur la figure correspondent à des exponentielles de la forme $G = a \times e^{b \times V_{cath}}$. La valeur maximale du gain, $G = 850$ est atteinte pour le mélange argon–DME (50 %–50 %) et une tension de cathode de $V_{cath} = -450$ V. Trois constatations s'imposent:

- A tension constante, les valeurs du gain sont les plus grandes pour les mélanges contenant peu de DME; les photons UV produits par la désexcitation des ions ou des atomes d'argon peuvent être à l'origine d'une autre avalanche et sont donc responsable d'une valeur de gain plus élevée.

- L'augmentation de la proportion de gaz extincteur permet de diminuer le libre parcours moyen de ces photons UV et ainsi d'augmenter la tension applicable sur le plan de la cathode. Le bon équilibre entre tension de cathode élevée et fort gain est obtenu pour le mélange argon–DME (50 %–50 %) comme le montre la figure 7.18.

- Les valeurs des tensions applicables sur le plan de la cathode sont limitées par les décharges entre les anodes et le plan de la cathode. Ces décharges peuvent provoquer un décollement local de l'anode et l'établissement d'un court-circuit permanent entre cathode et anodes qui nécessite d'enlever l'anode du circuit électronique.

Le spectre en énergie obtenu pour un mélange argon–DME (50%–50%) et pour des tensions V_{cath} = -425 V et V_{drift} = -2500 V (soit un gain G= 550) est montré sur la figure 7.19.

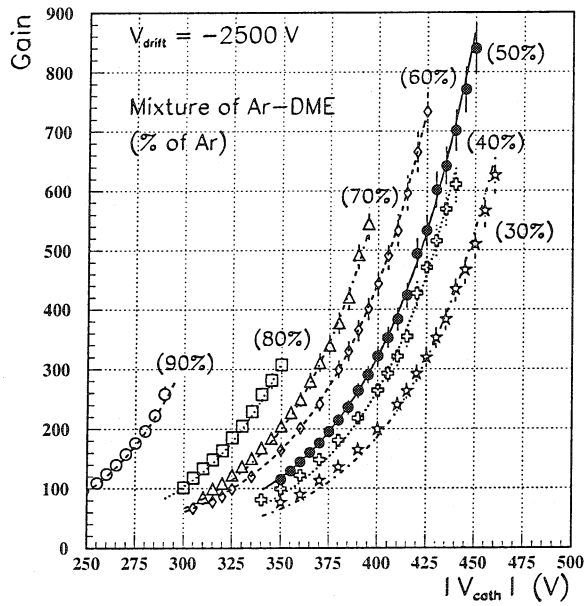

FIG. 7.18 - *Valeur du gain en fonction de la tension appliquée sur la cathode pour différents mélanges argon–DME.*

La résolution en énergie (largeur à mis hauteur) sur le pic de ^{55}Fe est de 23 %. Un second pic est visible; il correspond au pic d'échappement de l'argon, c'est-à-dire le cas où le photon de fluorescence n'interagit pas avec le gaz.

b) Mélange gazeux néon–DME

Le second mélange utilisé est du néon–DME. Les valeurs de gain obtenues en fonction des tensions appliquées sur la cathode sont montrées sur la figure 7.20a pour différentes proportions de néon et de DME. A tension égale sur le plan de la cathode et le plan de dérive, les valeurs de gain sont légèrement inférieures à celles du mélange argon–DME. Cependant la tension appliquée sur le plan de la cathode peut prendre des valeurs plus élevée, jusqu'à 500 V au lieu de 450 V pour le mélange argon–DME. Ceci a pour conséquence d'augmenter la valeur du gain maximum jusqu'à des valeurs de l'ordre de 2100 pour le mélange optimal, néon–DME (70%–30%).

Ces différences de résultats entre les mélanges néon–DME et argon–DME peuvent être expliquées par les différents potentiels d'excitation et d'ionisation des gaz composant le mélange: les valeurs pour le néon (16,6 eV et 21,5 eV), sont bien supérieures à celles de l'argon (15,7 eV et 11,6 eV) et au potentiel d'ionisation du DME (10 eV). La principale conséquence de la valeur supérieure du potentiel d'excitation du néon par rapport à l'argon est la production plus faible de photons UV, ce qui diminue le risque de formation d'autres avalanches, principal limitation pour l'obtention d'une tension élevée. L'écart entre les potentiels d'excitation du néon et du DME provoque également une diminution de la production de photons UV puisque les électrons interagissent plus facilement avec les molécules de DME dans un mélange néon–DME que dans un mélange argon–DME.

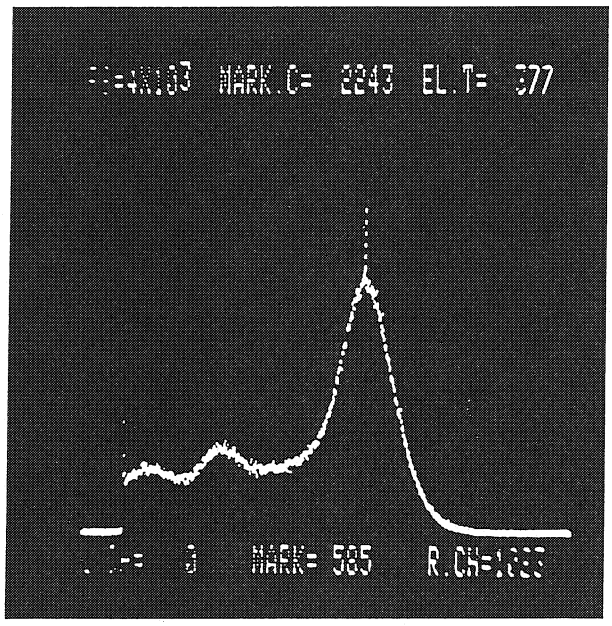

FIG. 7.19 - *Résolution en énergie pour un mélange argon–DME (50%–50%) et pour des tensions V_{cath} = -425 V et $V_{drift} = -2500$ V.*

Pour le mélange gazeux donnant les meilleurs résultats, néon–DME (70%–30 %), nous avons augmenté la tension appliquée sur le plan de dérive jusqu'à la valeur maximale acceptée par le détecteur, $V_{drift} = -2900$ V[5]. Notons cependant que le dispositif et les prototypes utilisés ne sont pas optimisés pour atteindre les performances maximales du détecteur au niveau du gain. Les résultats présentés sur la figure 7.20b montrent que la valeur de gain maximale est supérieure à 3000. Cette valeur est compatible avec les impératifs du détecteur CMS qui exigent un gain supérieur à 1500.

La résolution en énergie (largeur à mis hauteur) est d'environ 30 % dans le cas du mélange néon–DME (50 %–50%), pour une tension de cathode $V_{cath} = -465$ V et une tension de dérive $V_{drift} = -2500$ V (soit un gain $G = 750$). Pour comprendre l'élargissement du pic par rapport au mélange argon–DME, nous avons calculé la valeur de la résolution en énergie attendue pour des gains supérieurs à 100 [133]:

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \sqrt{\frac{F+b}{n_T}} \tag{7.24}$$

où F est le facteur de Fano (quantification des fluctuations autour de la valeur moyenne des électrons primaires et secondaires), b est le paramètre caractéristique de la statistique de l'avalanche, et n_T le nombre d'électrons secondaires. Si les valeurs de F et de b pour l'argon et le néon sont comparables (voir la table 7.1), la différence entre le nombre d'électrons secondaires créés dans l'argon (n_T =226) et le néon (n_T =163) permet d'expliquer une dégradation de la résolution de 15 % dans le cas du mélange néon–DME.

5. Des décharges entre cathode et anodes sont observées pour des valeurs supérieures à V_{drift} =-2900 V.

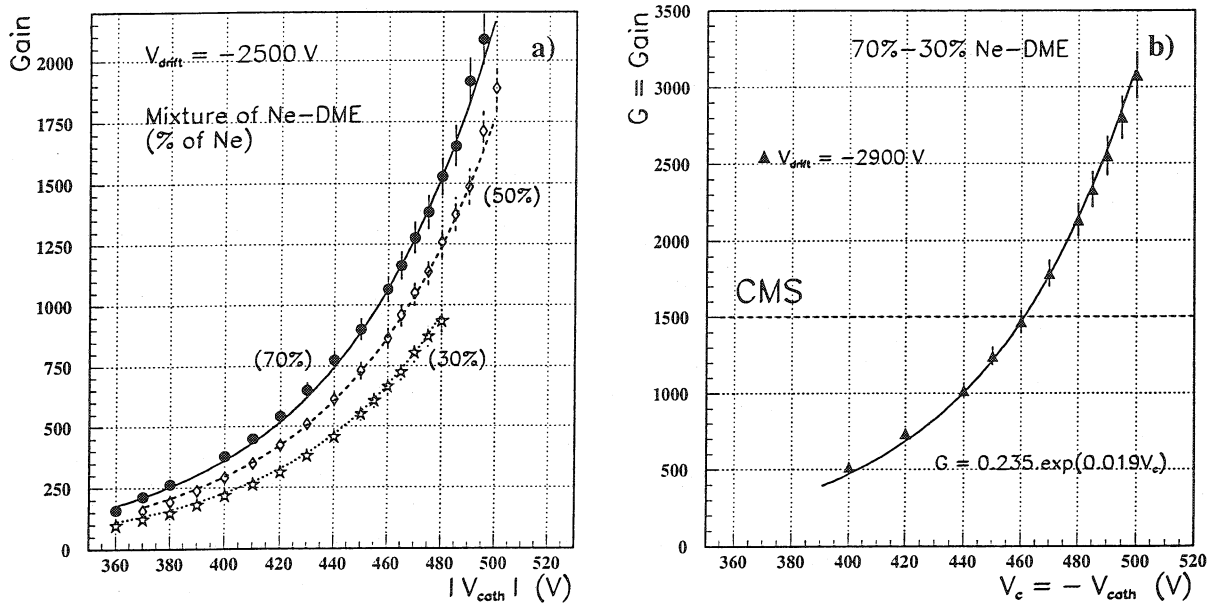

FIG. 7.20 - *a) Valeur du gain en fonction de la tension appliquée sur la cathode pour différents mélanges néon–DME; b) Même courbe pour un mélange néon–DME (70%–30%) et une tension sur le plan de dérive $V_{drift} = -2900$ V.*

7.4.2 Détecteur à 2 dimensions

Grâce au montage réalisé sur la figure 7.15a, nous avons visualisé la forme du signal à la sortie du préamplificateur de courant du plan de la cathode et d'une anode[6]. La figure 7.21 montre le résultat obtenu, sous faible irradiation du canon à X, sur l'oscilloscope et pour $V_{cath} = -430$ V, $V_{drift} = -2900$ V, et un mélange néon–DME (50%–50%). Le déclenchement se fait à partir de l'anode.

Puisque la cathode couvre une région supérieure à celle de la zone d'irradiation de la source, la totalité du signal y est recueilli. Ce n'est pas le cas pour une anode, ce qui explique que la valeur de la charge recueillie sur la cathode soit supérieure à celle recueillie sur une anode (voir la figure 7.21). On remarque également que le temps de montée est comparable pour le signal provenant de la cathode et de l'anode, conformément à ce qui est attendu pour ce type de détecteur (voir la section 7.2.3). Enfin, le temps de descente est plus long pour le signal provenant de la cathode que pour celui venant de l'anode, ce qui peut s'expliquer de la manière suivante: la capacité de la cathode est grande ($C \sim 100$ pF, la somme des capacités de toutes les anodes connectées) par rapport à celle d'une anode (1,3 pF). La constante de temps $\tau = RC$ de descente du signal à la sortie de l'anode est donc plus grande pour la cathode que pour l'anode.

La figure 7.21 permet d'illustrer le comportement à deux dimensions "naturel" du détecteur MGC. Son exploitation pose cependant le problème de la segmentation de la cathode,

6. L'amplitude du signal est alors une tension proportionnelle à l'intensité du courant et la surface entre le signal est la ligne de base correspond à la charge recueillie sur le détecteur, Q.

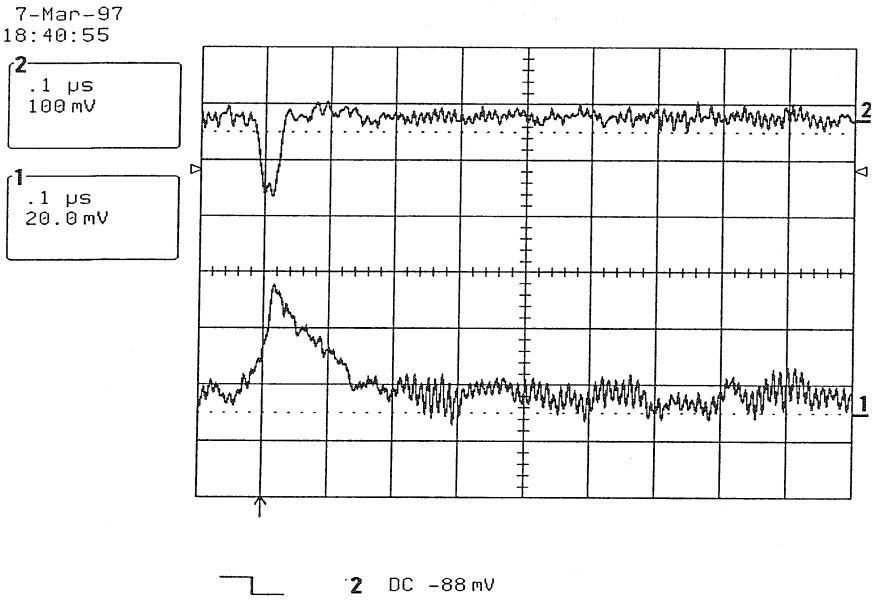

FIG. 7.21 - *Forme du signal pour un événement sur l'oscilloscope LECROY LC534M à la sortie du préamplificateur de courant pour une anode (Voie 2) et le plan de la cathode (Voie 1). Le déclenchement se fait sur l'anode.*

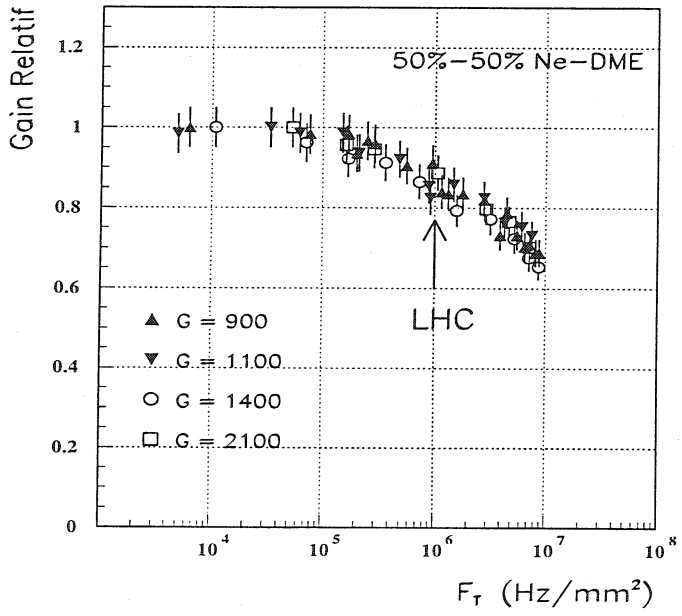

FIG. 7.22 - *Valeur relative du gain en fonction du flux total de particules arrivant sur le détecteur MGC. La valeur moyenne du flux de particules auquel sera exposé le détecteur MGC au LHC est montré d'une flèche.*

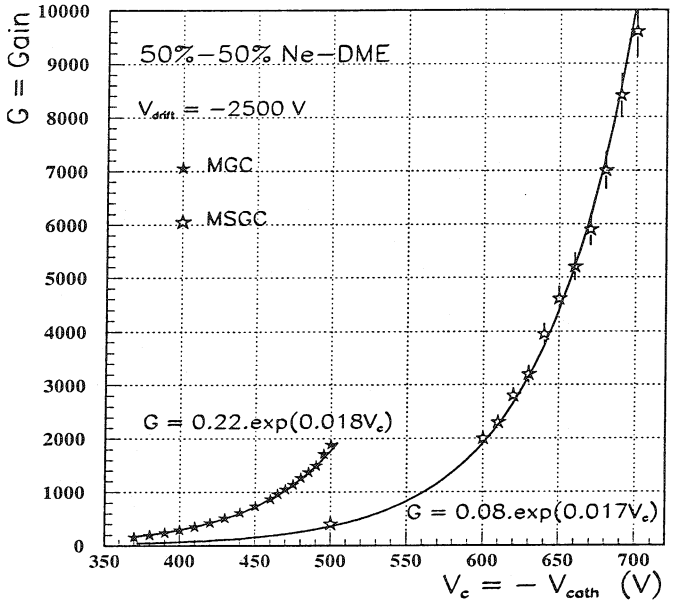

FIG. 7.23 - *Comparaison des valeurs de gain obtenues dans les mêmes conditions de travail (même mélange gazeux et même tension de dérive) par les détecteurs MGC et MSGC fabriqués au laboratoire de Strasbourg.*

le signal mesuré ayant, dans notre cas, une amplitude assez faible ce qui peut poser des problèmes lors du traitement du signal par l'électronique de lecture.

7.4.3 Tenu du détecteur à haut flux

Les mesures de tenue aux radiations sont faites en utilisant le montage présenté sur la figure 7.15a; le gaz employé est un mélange de néon–DME (50%–50%). Pour être conformes aux contraintes imposés par le LHC, le détecteur doit conserver des performances constantes en fonction du temps pour les deux situations suivantes:

- Un haut flux de particules: au LHC, on attend un flux de particules au minimum d'ionisation de $F_T \sim F_e = 5\times10^4$ mm^{-2}s^{-1} à 40 cm de l'axe des faisceaux à haute luminosité. Dans le cas du canon à X, les photons perdent toute leur énergie en interagissant avec le mélange gazeux et on peut établir la comparaison suivante avec des particules au minimum d'ionisation (MIP): 1 rayon X = 9,3 × MIP. Le flux de particules correspondant aux normes LHC est donc: $F_e = 5{,}4\times10^3$ rayons X mm^{-2}s^{-1} et $F_T = F_e/\epsilon_c = 1{,}15\times10^6$ rayons X mm^{-2}s^{-1}.

- Une longue utilisation: 10 ans de prises de données à haute luminosité au LHC.

Nous avons testé le comportement du détecteur MGC dans le premier cas (haut flux de particules). Les résultats sont montrés sur la figure 7.22 et illustrent l'évolution de la valeur

relative du gain du détecteur pour différentes valeurs du flux incident et pour différentes valeurs de gain (obtenus en faisant varier la tension appliquée sur le plan cathode et sur le plan de dérive). Aucune dépendance en gain n'a été constatée.

La chute du gain observée, 20 % dans les conditions du LHC, à partir d'un flux de particules $F_T = 10^5$ rayons X $mm^{-2}s^{-1}$ n'est pas encore expliquée. Plusieurs hypothèses ont été proposées, mais aucune ne permet d'expliquer de façon satisfaisante ce phénomène:

- Une polymérisation au niveau des électrodes: le phénomène observé est réversible ce qui veut signifie qu'après une période d'irradiation à haut flux une mesure à bas flux redonne une valeur de gain identique à celle précédent l'irradiation.
- Un empilement d'événements au niveau de l'électronique: un générateur a été utilisé pour simuler la réponse du détecteur jusqu'à des fréquences proches de 1 MHz. Aucun phénomène d'empilement n'a été constaté.
- Un chargement du Kapton: les simulations de la carte de champ électrique montre que le Kapton se charge en dessous de l'anode. Il faudrait une simulation dynamique détaillée de la perturbation des lignes du champ électrique (et donc la valeur du gain) apportée par le chargement du Kapton pour valider cette hypothèse.
- Une charge d'espace: La création d'une charge d'espace dans la zone entre l'anode et le plan de la cathode peut perturber les lignes du champ électrique. Cependant la chute de gain observée ne dépend pas de la valeur du gain du détecteur, ce qui aurait dû être le cas s'il y avait une charge d'espace.

7.4.4 Comparaison avec les performances des MSGC

Il est intéressant de comparer les résultats obtenus par les détecteurs MGC avec ceux des MSGC fabriqués au laboratoire. Comme nous l'avons déjà mentionné dans la section 7.2.3, la distance entre anode et cathode étant plus faible dans le cas des MGC, la valeur du gain dans des conditions de fonctionnement analogues (tension de cathode, plan de dérive et mélange gazeux) doit donc être supérieure pour les détecteurs MGC. La figure 7.23 montre l'évolution de la valeur du gain en fonction de la tension de cathode pour une même tension sur le plan de dérive (V_{drift} = -2500 V), et un même mélange gazeux, néon–DME (50%–50%). A tension de cathode égale, le gain est effectivement supérieur pour les détecteurs MGC; cependant la tension maximale que peut atteindre le MGC est limité par l'adhérence des pistes d'anodes sur l'isolant. Les détecteurs MSGC qui ne sont pas limités par ce problème mais par les décharges entre anodes et cathodes peuvent atteindre une tension de cathode plus élevée (V_{cath} = -700 V) et donc un gain absolu plus grand ($G \sim 10000$).

Les performances des 6 détecteurs MGC fabriqués et testés au laboratoire de Strasbourg sont comparables et peuvent être résumé en quatre points:

1. des valeurs de gain 2 à 3 fois plus élevées pour le mélange gazeux néon–DME que pour le mélange argon–DME;

2. une valeur de gain supérieure à 3000 pour un mélange gazeux néon–DME (50%–50%), compatible avec les impératifs du détecteur CMS; le gain du détecteur MGC est 4 à 5 fois supérieur à celui d'un MSGC dans les mêmes conditions (tension et mélange gazeux);

3. une résolution en énergie de 23% et 30% pour les mélange argon–DME (50%–50%) et néon–DME (50%–50%);

4. la mise en évidence de la possibilité d'avoir une information à 2 dimensions.

Ces résultats permettent de valider le principe du détecteur MGC. Plusieurs problèmes technologiques ont été cependant rencontrés: une mauvaise adhérence de l'aluminium sur le Kapton qui limite la tension acceptable par le détecteur et provoque un décollement des anodes pour des valeurs limites de la tension (et un court-circuit permanent entre cathode et anodes). Une sous-gravure au niveau du Kapton qui favorise les décharges entre anodes et cathode. Une solution consiste à utiliser un autre isolant (SiO_2, par exemple) et un autre type de géométrie où la largeur de l'anode est inférieure à celle du polyimide. Enfin, une chute de gain de 20% a été observée pour un flux de particules incidentes de $10^6 cm^{-2} s^{-1}$, qui correspond au flux attendu pour les détecteurs au LHC.

Conclusion

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la préparation du détecteur CMS, qui sera installé auprès du futur collisionneur proton-proton LHC au CERN. Le travail est divisé en deux parties: dans la première, nous évaluons les performances du détecteur CMS pour la mesure des paramètres du Modèle Standard responsables de la violation de CP; dans la deuxième, le développement des détecteurs gazeux à micropistes (MSGC) et les résultats des tests d'un nouveau type de ces détecteurs, les MGC (Micro-Gap Chambers), sont présentés.

Dans le Modèle Standard, les effets les plus importants de la violation de CP sont attendus dans le système des mésons beaux. Les angles du triangle d'unitarité de la matrice CKM sont obtenus à partir de la différence entre les deux largeurs de désintégration $\Gamma(B_d^0 \to f)$ et $\Gamma(\overline{B_d^0} \to \overline{f})$. Nous nous sommes intéressé plus particulièrement aux canaux de décroissance $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ et $B_d^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-, e^+e^-)K_S^0(\to \pi^+\pi^-)$ pour mesurer deux des angles du triangle CKM, α et β. La connaissance de la nature du méson B_d^0 (B_d^0 ou $\overline{B_d^0}$), se fait en utilisant le signe du lepton venant de la décroissance du quark b associé.

Nous nous sommes placé dans le cadre des prises de données à faible luminosité au LHC où les leptons d'étiquetage sont (semi-)isolés dans le jet des quarks b. Dans ce cadre, les performances de CMS dans l'utilisation des électrons d'étiquetage ont été examinées en utilisant une simulation détaillée basé du détecteur tel qu'il est décrit dans la Proposition Technique. Nous avons mis au point un algorithme d'identification des électrons de faible énergie s'appuyant sur la fine granularité et l'excellente résolution en énergie du calorimètre électromagnétique de CMS, ainsi que sur le faible rayon de Molière des cristaux qui le composent. Les électrons de faible énergie peuvent être identifiés avec une efficacité d'environ 60 % et un facteur de réjection des hadrons chargés d'environ 400. La contamination du signal venant des hadrons chargés est alors réduite à quelques pourcents et la source principale de bruit de fond vient alors des électrons produits lors des cascades $b \to c \to e$. Nous avons également reconstruit la décroissance $J/\psi \to e^+e^-$ avec le calorimètre électromagnétique. La résolution en masse est estimée à $\sigma = 120$ MeV et le rapport signal sur bruit à 1. L'algorithme de reconstruction des traces chargées, en cours de développement, permettra d'affiner et de compléter cette analyse.

Cette étude, en montrant la capacité de CMS dans l'identification des électrons de faible énergie, a permis d'augmenter les potentialités du détecteur dans la physique du B, et de façon générale peut trouver des applications dans la physique du top et du Higgs.

Pour réévaluer la sensibilité attendue sur la mesure des angles α et β avec le détecteur CMS, nous avons utilisé un ensemble récent de fonctions de structure du proton, ainsi que

des valeurs actuelles pour les temps de vie et les rapports de branchement des hadrons B. Pour une année de prises de données au LHC à faible luminosité, les sensibilités attendues pour les angles α et β en combinant la statistique des canaux à électron et muon d'étiquetage sont:

$$\delta(\sin 2\alpha) = 0,06^{+0.018}_{-0,014} \qquad \delta(\sin 2\beta) = 0,053^{+0,017}_{-0,012}$$

Nous avons également étudié la possibilité d'étiqueter le méson B^0_d en utilisant le signe du pion dans le canal de décroissance $B^{**} \rightarrow B^0_d(\rightarrow J/\psi K^0_S)\pi$, et la sensibilité attendue pour le paramètre β est: $\delta(\sin 2\beta) = 0,071$. Même si le détecteur CMS n'est pas optimisé pour les mesures de violation de CP dans la physique du B, il sera néanmoins compétitif avec les expériences dédiées à cette physique (BaBar, BELLE, HERA-B).

Les détecteurs MGC sont des compteurs proportionnels qui représentent une évolution par rapport aux MSGC, dans la mesure où les pistes de cathodes sont remplacées par un plan de la cathode et les anodes sont séparées de ce plan par une couche d'isolant d'une dizaine de microns. Leur utilisation est envisagée dans la partie centrale du détecteur CMS. Des prototypes (2,6 $\times$ 2,6 cm^2) fabriqués au laboratoire de Strasbourg avec une géométrie auto-alignée (la largeur de l'anode est égale à la largeur de l'isolant) ont été testés sous irradiation d'une source de ^{55}Fe pour différents mélanges gazeux. Une bonne stabilité des performances a été constatée. La résolution en énergie du détecteur pour les rayons X d'énergie 5,9 keV provenant de la source est de 20 % pour un mélange argon–DME (60%–40%) et de 30 % pour un mélange néon–DME (50%–50%). Les valeurs de gain atteintes sont supérieures à 3100 en utilisant un mélange gazeux néon–DME (70%–30%).

Nous avons également montré que le détecteur MGC a une capacité intrinsèque de mesurer la position à deux dimensions d'une particule. La tenue aux radiations du détecteur jusqu'à des flux incidents de 2×10^5 particules mm^{-2} s^{-1} a été observée.

La principale limitation à l'obtention de gain plus élevé vient de l'adhérence des pistes en aluminium sur le Kapton. En effet pour des tensions élevées sur le plan de la cathode les décharges entre la cathode et les anodes provoquent un décollement des anodes et l'apparition de court-circuits permanents.

Annexe A

Référentiel utilisé et grandeurs cinématiques

A.1 Système de coordonnées

Le système de coordonnées utilisé dans l'exposé est le suivant: la coordonnée z est portée par un axe parallèle à la ligne de faisceau, dont l'origine se trouve au point d'interaction attendu des deux faisceaux; la coordonnée x appartient au plan de courbure des faisceaux et pointe vers le centre du collisionneur; la coordonnée y est normale au plan de courbure; le repère x, y, z est un trièdre direct. Les axes des coordonnées x et y (on utilise également le système de coordonnées polaires r, ϕ) forment un plan perpendiculaire à z appelé plan transverse.

A.2 Impulsion transverse et pseudorapidité

L'étude de la cinématique des réactions se fait à l'aide des grandeurs suivantes:

- la pseudorapidité η définie comme suit:

$$\eta = \frac{1}{2} ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = ln \left[tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \tag{A.1}$$

  où θ est l'angle polaire mesuré à partir de l'axe z positif, p et p_z étant respectivement l'impulsion totale de la particule et sa projection sur l'axe z ($|\vec{p_z}| = |\vec{p}| cos\theta$).

- l'impulsion transverse $p_T = |\vec{p}| sin\theta$.

Annexe B

Passage des particules à travers la matière

B.1 Les particules chargées

De manière générale, une particule chargée interagit par l'intermédiaire de la force électromagnétique avec la matière. Le traitement complet et correct de ces processus est obtenu grâce à l'électrodynamique quantique (QED). On peut classer ces interactions en deux catégories:

1. interactions avec les électrons atomiques et avec le noyau;

2. émissions de photons: rayonnement Čerenkov, bremsstrahlung et radiations dues à un changement brutal de milieux avec des propriétés optiques différentes (radiations de transition).

D'autre part si la particule est sensible à l'interaction forte, elle peut également interagir inélastiquement avec les composants du noyau.

Le comportement de la particule dans la matière peut être exprimé en termes de valeurs moyennes avec des fluctuations autour ces valeurs. Il est généralement caractérisé par:

- sa perte d'énergie (à cause d'un ou de plusieurs des processus énumérés plus haut) à laquelle on associe une distance parcourue moyenne; longueur de radiation (X_0) pour les électrons de haute énergie (E_0 >100 MeV) et longueur nucléaire d'interaction (λ_I) pour les hadrons dans le même domaine en énergie;

- le changement de sa direction initiale principalement due à la diffusion multiple sur les noyaux.

L'importance relative des processus responsables de l'interaction particule-matière est très fortement dépendante de la nature et de l'énergie incidente de la particule. Par exemple, une particule α issue de la décroissance du Polonium perd ses 5,30 MeV d'énergie initiale dans 3,84 cm d'air alors qu'un électron de 100 GeV a besoin de $\sim$ 12 cm de plomb pour perdre 95% de son énergie.

Pour cette raison nous séparerons les particules chargées en deux catégories: d'une part les particules chargées de masses élevées ($m_0 > 100$ MeV/c^2) c'est-à-dire les muons, les pions, protons, dans la section B.1.1 et les électrons dans la section B.1.2 d'autre part.

B.1.1 Les particules chargées de masses élevées

a) La diffusion élastique particule-noyau ou diffusion Rutherford

Cette diffusion élastique est la conséquence de la répulsion électrostatique du noyau pour une particule chargée. Elle provoque un changement de direction de la trajectoire de la particule incidente sans que son énergie en soit affectée de façon significative. En négligeant les effets de spin et d'écrantage des électrons, on peut calculer la section efficace différentielle $(d\sigma_{el}/d\Omega)$ de ce processus:

$$d\sigma_{el}/d\Omega = \frac{z_0^2 Z^2 r_e^2}{100} \times \frac{m_0c^2/\beta_0 p_0 c}{4sin^4(\theta/2)} \tag{B.1}$$

avec,

z_0: charge de la particule	v_0: vitesse de la particule
Z: nombre atomique de l'absorbeur	E_0: énergie de la particule
r_e: rayon classique de l'électron	β_0: $v_0/c = p_0c/E_0$
c: vitesse de la lumière	p_0c: impulsion de la particule
m_0c^2: masse de la particule	θ: angle de déflection de la particule

Lorsque le matériau est suffisament dense et épais le nombre d'interactions de ce type devient très important (diffusion multiple) et est décrit de façon statistique par la théorie de Molière [145]. La particule suit alors un chemin aléatoire en "zigzag".

b) Collisions inélastiques particule-électrons atomiques. Pouvoir d'arrêt

Ces collisions inélastiques ont pour conséquence d'amener un des électrons du cortège vers des couches supérieures (excitation) ou de l'arracher complètement de l'atome créant ainsi une paire électron/ion (ionisation). Dans ce cas si l'électron arraché provoque une ionisation secondaire, il est appelé rayon Δ. Dans ce type de collisions la direction de la particule incidente n'est pratiquement pas modifiée, et une partie de son énergie cinétique

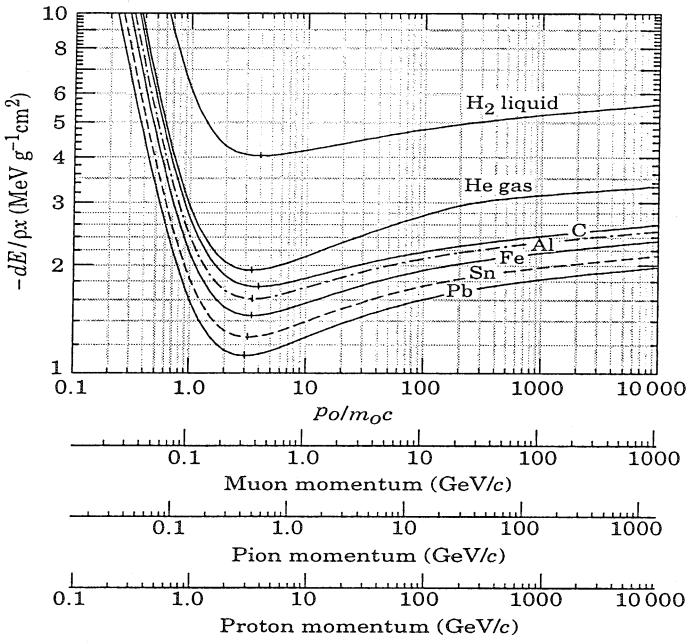

FIG. B.1 - *Taux d'énergie perdue par ionisation (excitation) dans différents matériaux [15].*

est transférée à l'atome. Cette énergie dE perdue par unité de longueur dx est connue sous le nom de pouvoir d'arrêt du milieu absorbeur et est donnée par la formule de Bethe-Bloch:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z_0^2}{\beta_0^2} \times \left[\ln\left(\frac{2m_e v_0^2 W_{max}}{I^2(1-\beta_0^2)}\right) - 2\beta_0^2 - \delta/2\right] \qquad \text{(B.2)}$$

avec,

N_A: nombre d'Avogadro

$m_e c^2$: masse de l'électron

ρ: densité de l'absorbeur

A: masse atomique de l'absorbeur

W_{max}: énergie transférée maximale par collision

I: potentiel moyen d'excitation (ionisation)

δ: correction due à la densité du milieu absorbeur

Cette expression est valable pour des particules ayant une grande vitesse par rapport à celle des électrons atomiques ($v_0 > 0{,}05$ c) et pour une énergie plus petite que 100 GeV à partir de laquelle d'autre processus deviennent prépondérants (décrits dans la section B.1.1d). L'énergie perdue par unité de longueur ne dépend pas de la masse de la particule incidente et peu du milieu absorbeur, comme on peut le voir sur figure B.1.

Le minimum de la fonction dE/dx correspond au minimum d'ionisation. Les particules relativistes qui perdent une énergie proche de cette valeur sont appelées *particules au minimum d'ionisation* (MIP). On peut considérer en première approximation que toutes les particules chargées de masses élevées d'énergie $E_0 > 1$ GeV perdent à peu près 2 MeV.g^{-1}.cm^2

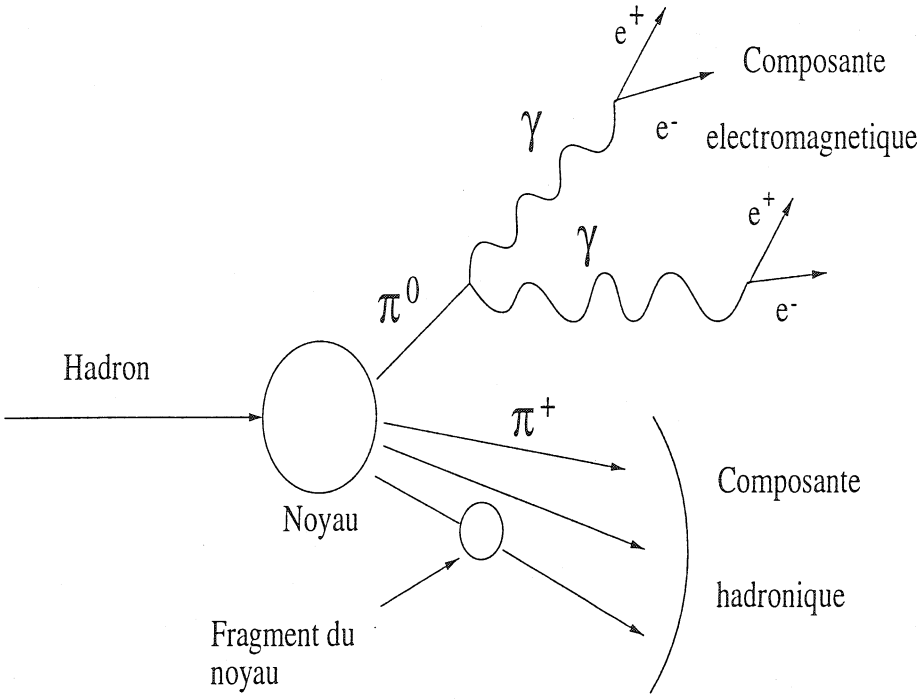

FIG. B.2 - *Collisions hadron-noyau [146].*

quelque soit l'absorbeur, si celui-ci a un nombre atomique plus grand que 4. Par exemple un proton de 10 GeV perd environ 1 MeV dans 10 cm de plomb.

c) Collisions inélastiques particule-noyau. Longueur d'absorption nucléaire

Seules les particules sensibles à l'interaction forte peuvent interagir avec les composantes du noyau. Ces collisions dépendent de l'énergie de la particule incidente et de l'absorbeur considéré. Elles sont extrêmement rares comparées aux deux processus précédents à cause la faible portée de l'interaction forte. Les produits de la collision sont traditionnellement rangés en deux catégories (voir figure B.2):

1. la partie électromagnétique qui contient environ 1/3 de l'énergie principalement à cause de la décroissance du π^0 en 2 photons. Elle inclut également, dans une proportion beaucoup plus faible, les photons issus des désexcitations des fragments du noyau;

2. la partie hadronique qui comporte les pions chargés, les neutrons et les fragments du noyau.

La longueur caractéristique de cette interaction est appelée *longueur d'absorption nucléaire* (λ_I) et représente la distance moyenne parcourue par la particule avant qu'elle n'interagissent inélastiquement avec le noyau. Comme la probabilité d'interaction dans la matière est constante, la probabilité qu'un hadron passe à travers une longueur donnée d'absorbeur

sans interagir décroît exponentiellement avec la longueur de l'absorbeur. Une bonne approximation de λ_I est donnée par [15]:

$$\lambda_I = \frac{1}{\rho} \times \frac{A}{N_A \sigma_I} \sim 35 \times \frac{A^{1/3}}{\rho} \tag{B.3}$$

où σ_I est la section efficace inélastique nucléaire. La table B.1 donne un exemple de la valeur de λ_I pour différents matériaux. On remarque que la plus faible valeur de λ_I est obtenue pour le cuivre.

d) Rayonnements électromagnétiques

Bremsstrahlung

Toute particule chargée qui traverse le champ électrique du noyau ou du nuage électronique est accélérée et émet un rayonnement électromagnétique appelé *bremsstrahlung*. Dans le cas où la particule est accélérée à cause du champ électrique du noyau (dans le cas champ électrique du nuage électronique, le raisonnement est analogue en remplaçant Z^2 par $Z(Z+1)$ dans l'expression finale) ce rayonnement dépend de la force du champ et de l'énergie de la particule incidente. Il est également modifié par l'écrantage des électrons atomiques.

On peut démontrer que la section efficace (σ_B) de ce processus, est proportionelle à l'inverse de la masse de la particule incidente au carré:

$$\sigma_B \propto 4\alpha \frac{(\alpha Z \hbar c)^2}{m_0^2 c^4} \tag{B.4}$$

où $\hbar$ est la constante de Planck et α la constante de structure fine.

L'angle moyen d'émission des photons bremsstrahlung (θ_p) est indépendant de leur énergie et pour des particules chargées énergétiques ($E_0 \gg m_0 c^2$) a pour valeur:

$$< \theta_p >= \frac{m_0 c^2}{E_0} \tag{B.5}$$

Ils sont donc émis dans un cône très petit centré sur la tangente à la trajectoire de la particule. Cette propriété a des conséquences pour le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique.

L'énergie perdue par unité de longueur à cause du rayonnement bremsstrahlung est donnée par:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem} \sim 4\frac{\alpha \rho N_A E_0 Z^2 r_e^2}{A} \times \ln(183 Z^{-1/3}) \,, \quad \text{pour} \quad E_0 \gg \frac{m_0 c^2 Z^{-1/3}}{\alpha} \tag{B.6}$$

Elle varie linéairement avec l'énergie incidente alors que l'énergie perdue par ionisation (excitation) est constante pour $E_0 > 1$ GeV. Il existe donc une énergie pour laquelle

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} \tag{B.7}$$

appelée énergie critique, E_c. Elle est supérieure à 100 GeV pour les hadrons et les muons qui perdent donc principalement leur énergie en ionisant (excitant) les atomes du milieu absorbeur, dans le cas où il n'y a pas d'interaction nucléaire inélastique.

Le rayonnement Čerenkov et la radiation de transition [147]

Une particule chargée émet des rayonnements électromagnétiques si sa vitesse est supérieure à celle de la lumière dans le milieu considéré (rayonnement Čerenkov) ou si elle change brutalement de milieu avec des propriétés optiques différentes (radiation de transition). Ces phénomènes contribuent de manière infime à l'énergie perdue dans la matière.

B.1.2 Les électrons (positrons)

Puisque l'électron est une particule chargée, il interagit avec la matière suivant les processus décrits dans la section B.1.1, à part les collisions inélastiques avec le noyau). L'énergie totale perdue par unité de longueur par l'électron est donc:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem} \tag{B.8}$$

Les expressions de l'énergie perdue lors des collisions inélastiques avec les électrons atomiques et par radiation bremsstrahlung sont modifiées pour tenir compte du fait que l'électron a une masse 200 fois plus faible que la plus légère des particules considérées dans la section B.1, le muon.

Ceci a pour conséquence, dans le cas de $(dE/dx)_{coll}$, de modifier la trajectoire de l'électron et la valeur de W_{max} [148]. De manière générale, la diffusion des électrons est considérée comme venant d'une collision inélastique avec les électrons atomiques si l'énergie perdue est inférieure à deux fois la masse de l'électron ($\sim$ 255 keV). Dans le cas contraire on considère que la diffusion est du type de Møller (ou de Bhabha). La différence, à valeur β_0 égale, entre le $(dE/dx)_{coll}$ du proton et de l'électron est faible, de l'ordre de 10% [149]. Une autre conséquence de cette faible masse est la possibilité de *diffusion arrière*. En effet, les électrons de faibles énergies peuvent à la la suite de diffusions multiples ressortir de l'absorbeur; ils sont alors appelés électrons albedo. Signalons enfin que pour les énergies proches du MeV, les positrons peuvent s'annihiler en interagissant avec un électron atomique et créer un photon.

Dans le cas de $(dE/dx)_{brem}$, l'expression (B.7) nous montre que:

$$\sigma_B(\text{électron}) \sim \left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2 \sigma_B(\text{muon}) \sim 40000 \times \sigma_B(\text{muon}) \tag{B.9}$$

où m_μ est la masse du muon. La figure B.3 montre la répartition entre ces différents phénomènes de la fraction d'énergie perdue en fonction de l'énergie incidente dans le cas du plomb.

L'énergie critique est maintenant comprise entre 10 et 100 MeV suivant le matériau considéré (Z>4). La cause principale de la perte d'énergie de l'électron pour $E_0 > 100$ MeV

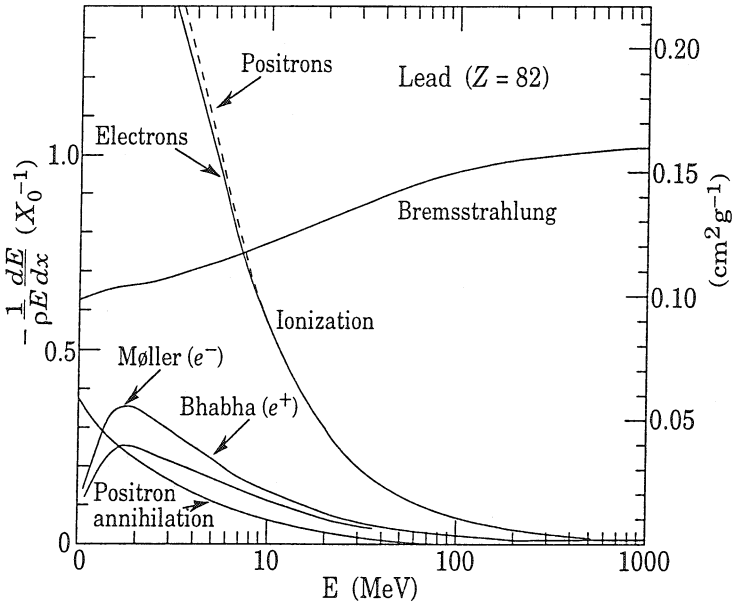

FIG. B.3 - *Fraction d'énergie perdue par longueur de radiation dans le plomb par les électrons et les positrons (échelle de gauche). L'échelle de droite représente la même grandeur exprimée en cm^2g^{-1} (X_0 (Plomb) = 6,37 $g.cm^{-2}$) [15].*

vient donc du rayonnement bremsstrahlung. Une bonne approximation de l'énergie critique (E_c) pour les électrons est donné par la formule de Bethe et Heitler:

$$E_c \sim \frac{800}{Z} \text{ MeV} \tag{B.10}$$

Il existe une autre définition, dite définition de Rossi [150], de l'énergie critique pour l'électron qui correspond à l'énergie pour laquelle la perte par ionisation (excitation) est égale à l'énergie de l'électron incident. Sur la figure B.3 cela correspond à l'énergie E_c pour laquelle:

$$-\frac{1}{E_c}\frac{dE}{dx} = \frac{1}{X_0} \tag{B.11}$$

Une bonne approximation est donnée par:

$$E_c \sim \frac{550}{Z} \text{ MeV} \tag{B.12}$$

Pour les énergies où seules les pertes par rayonnement sont considérées, on définit la *longueur de radiation* (X_0) comme la distance moyenne à partir de laquelle l'énergie de l'électron est réduite de 1/e $\sim$ 63,2% par rapport à son énergie initiale. En posant

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4\alpha\rho N_A Z^2 r_e^2}{A} \times \ln(183Z^{-1/3}) \,, \quad \text{pour} \quad E_0 \gg 70Z^{-1/3} \text{ MeV} \tag{B.13}$$

dans l'équation (B.6), on obtient

$$\frac{dE}{E} = \frac{dx}{X_0} \tag{B.14}$$

et en intégrant

$$E = E_0 e^{-x/X_0} \tag{B.15}$$

On peut simplifier la formule (B.13) pour des valeurs de Z comprises entre 13 et 92 [84] pour lesquelles $\ln(183Z^{-1/3}) \sim 4$, et on obtient:

$$X_0 \sim 180\frac{A}{\rho Z^2} \quad \text{pour} \quad 13 < Z < 92 \tag{B.16}$$

En première approximation on peut donc considérer que X_0 dépend du rapport masse (A) sur charge (Z) au carré, c'est-à-dire décroît pour Z croissant. On peut noter que c'est le contraire de la longueur d'absorption nucléaire λ_I, cf. équation (B.3). Cette différence de comportement entre électrons et hadrons peut s'exprimer par le rapport

$$\frac{\lambda_I}{X_0} = 180 \times \frac{A/Z^2}{35A^{1/3}} \sim 0,2 \times \frac{Z^2}{A^{2/3}} \tag{B.17}$$

qui est maximum pour des absorbeurs à grand Z comme le plomb (Pb) ou le tungstène (W). La table B.1 illustre cette différence en donnant la valeur de X_0 et de λ_I pour différents matériaux. La longueur de radiation est particulièrement utile pour décrire le développement longitudinal des gerbes électromagnétiques.

Absorbeurs	X_0 (cm)	λ_I (cm)	λ_I/X_0
Air	30050	74700	2,49
Al	8,9	39,41	4,43
Si	9,36	45,49	4,86
Fe	1,76	16,76	9,52
Cu	1,43	15,06	10,53
W	0,35	9,58	27,37
Pb	0,56	17,09	30,52

TAB. B.1 - *Longueurs de radiation (X_0) et longueur d'interaction nucléaire (λ_I) pour quelques matériaux rangés par Z croissant [15].*

B.2 Les particules neutres

Les particules neutres ne sont pas sensibles à l'interaction électrostatique avec les électrons et le noyau et interagissent par l'intermédiaire de processus spécifiques dans le cas des photons et principalement à cause de l'interaction forte dans le cas des neutrons. Nous décrivons ici les lignes principales de ces processus.

B.2.1 Les photons

Les principaux processus d'interaction des photons avec la matière sont:

1. l'effet photoélectrique, c'est-à-dire l'absorption du photon par un électron du cortège atomique et son éjection de la couche de liaison. La section efficace de ce processus est notée $\sigma_{p.e}$.

2. la diffusion du photon sur un électron libre. Cette diffusion peut être cohérente (diffusion Compton) ou incohérente (diffusion Rayleigh) c'est-à-dire que le photon est diffusé ou absorbé par l'électron libre. Les sections efficaces de ces processus sont notées $\sigma_{coherent}$ et σ_{incoh}.

3. la production d'une paire e^+e^- (ou conversion) dans le champ du noyau ou des électrons atomiques. Pour que ce phénomène ait lieu, l'énergie minimale du photon doit être supérieure à deux fois la masse de l'électron soit 1,022 MeV. La section efficace de ce processus est notée κ_N (champ du noyau) et κ_E (champ des électrons atomiques).

4. l'absorption du photon par le noyau. La section efficace de ce processus est notée σ_{nucl}.

Les processus 1 et 3 ne sont possibles qu'en présence de matière (sinon le principe de conservation de l'énergie-impulsion serait violé) et le second est possible quand l'énergie de liaison de l'électron est négligeable devant celle du photon (on peut alors considérer que l'électron est libre). Signalons que le phénomène de diffusion arrière est aussi possible pour le photon.

La contribution des différents processus à la section efficace du photon avec le milieu absorbeur en fonction de l'énergie incidente est montrée sur la figure B.4.

On voit que pour des énergies plus grandes que 50 MeV, le photon perd la plus grande partie de son énergie à cause de la production d'une paire e^+e^-. Pour ces énergies, on peut également définir, par analogie avec l'électron, une distance moyenne d'interaction pour le photon, X_{pair}. Puisque les diagrammes de Feynman responsables de ce processus sont similaires à ceux à l'origine du rayonnement bremsstrahlung, on trouve une valeur légerement supérieure à celle de l'électron. Plus exactement:

$$X_{pair} \sim \frac{9}{7} X_0 \tag{B.18}$$

Notons également que l'électron et le positron émis lors de la conversion de photons énergétiques ($E_0 \gg 50$ MeV) ont une direction à peu près identique à celle du photon initial. Plus exactement, l'angle moyen entre l'électron émis et le photon est identique à celui entre le photon bremsstrahlung et l'électron, équation (B.5).

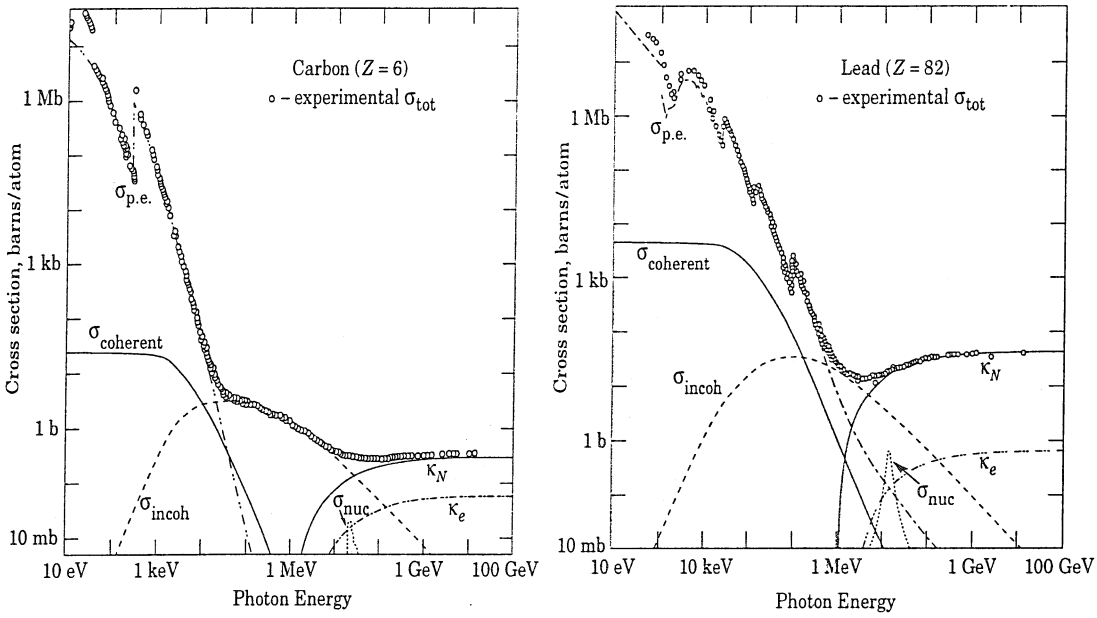

FIG. B.4 - *Contribution des différents processus à la section efficace du photon avec le carbone (à gauche) et le plomb (à droite) [15].*

B.2.2 Les neutrons

Ces particules interagissent uniquement par l'intermédiaire de l'interaction forte et sont donc beaucoup plus pénétrantes que les particules chargées. Les processus de réactions des neutrons avec la matière sont très dépendants de leurs énergies et ils sont classés en différentes catégories allant des hautes énergies (E > 100 MeV, neutrons rapides) aux très faibles (E $\sim$ 10^{-3} eV, neutrons froids).

Leur étude constitue en fait un domaine à part entière d'une importance toute particulière pour le LHC. En effet, ils y seront produits en grande quantité lors des collisions proton-proton et lors des interaction inélastiques des hadrons dans les calorimètres provoquant l'endommagement des détecteurs et de l'électronique associée [86].

Annexe C

Calcul du facteur de dilution dû au mélange des mésons beaux, D_m

Nous allons calculer la probabilité, intégrée sur le temps, qu'un méson B^0 oscille avant de se désintégrer. Pour cela, on utilise les résultats présentés dans les équations (3.46) et (3.51) des sections 3.3.1 et 3.3.2.

Dans ces équations on pose $f = B^0$, et on déduit que $|A_f| =< B^0|\mathcal{T}|\overline{B^0} >= 1$. Nous faisons également l'hypothèse qu'il n'y a pas de violation de CP dans le mélange $B^0 - \overline{B^0}$:

$$\left|\frac{p}{q}\right| = \left|\frac{q}{p}\right| = 1 \tag{C.1}$$

d'après l'équation (3.52) de la section 3.3.3.

On obtient les largeurs partielles suivantes:

$$\Gamma(B^0(0) \to B^0(t)) \;=\; e^{-\Gamma t}\cos^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)|A_f|^2 \;=\; e^{-\Gamma t}\cos^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right) \tag{C.2}$$

et

$$\Gamma(B^0(0) \to \overline{B^0(t)}) \;=\; e^{-\Gamma t}\left|\frac{q}{p}\right|^2\sin^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right)|\overline{A_f}|^2 \;=\; e^{-\Gamma t}\sin^2\left(\frac{x_q t}{2\tau}\right) \tag{C.3}$$

En intégrant l'équation C.2 sur le temps, on obtient:

$$\begin{aligned} P_1 \;&=\; P'(B^0(0) \to B^0) = \int_0^\infty \Gamma(B^0(0) \to B^0(t)) \times dt \\ &=\; \frac{1}{2}\int_0^\infty e^{-\Gamma t}\left(1+\cos\left(\frac{x_q t}{\tau}\right)\right) = \frac{1}{2\Gamma} + \int_0^\infty e^{-\Gamma t}\cos\left(\frac{x_q t}{\tau}\right) \\ &=\; \frac{1}{2\Gamma} + \frac{1}{2\Gamma(1+x_q^2)} = \frac{1}{2\Gamma}\left(\frac{2+x_q^2}{1+x_q^2}\right) \end{aligned} \tag{C.4}$$

et, par analogie

$$\begin{aligned} P_2 &= P'(B^0(0) \to \overline{B^0}) = \int_0^\infty \Gamma(B^0(0) \to \overline{B^0(t)}) \times dt \\ &= \frac{1}{2\Gamma} - \frac{1}{2\Gamma(1+x_q^2)} = \frac{1}{2\Gamma}\left(\frac{x_q^2}{1+x_q^2}\right) \end{aligned} \tag{C.5}$$

La probabilité relative qu'un méson B^0 n'oscille pas avant de se désintégrer est donc:

$$P(B^0(0) \to B^0) = \frac{P_1}{P_1+P_2} = \frac{2+x_q^2}{2(1+x_q^2)} \tag{C.6}$$

et la probabilité relative qu'un méson B^0 oscille est:

$$\chi_q = P(B^0(0) \to \overline{B^0}) = \frac{P_2}{P_1+P_2} = \frac{x_q^2}{2(1+x_q^2)} \tag{C.7}$$

Dans le cas du méson B_d^0, la probabilité d'osciller avant de se désintégrer est de $\sim$ 17,5 % ($x_d = 0{,}73$ [15]) alors que pour B_s^0 on trouve $\sim$ 50 % ($x_s > 10$ [33]).

Le facteur de dilution, D_m^1, dû au mélange des mésons B_d^0 ($x_q = x_d$) s'exprime comme:

$$\begin{aligned} D_m^1 &= \frac{N_w - N_g}{N_w + N_g} = \frac{P(B^0(0) \to B^0) - P(B^0(0) \to \overline{B^0})}{P(B^0(0) \to B^0) + P(B^0(0) \to \overline{B^0})} \\ &= \frac{1}{1+x_d^2} \end{aligned} \tag{C.8}$$

et pour les mésons B_s^0 ($x_q = x_s$):

$$D_m^2 = \frac{1}{1+x_s^2} \tag{C.9}$$

De manière générale, on a donc:

$$D_m = \sum_{i=1}^{2} D_m^i = \sum_{i=1}^{2} \frac{p_i}{1+x_i^2} \tag{C.10}$$

avec p_1 et p_2 les taux de production des hadrons B_d^0 et B_s^0 donnés dans la section 2.2.1.

Bibliographie

[1] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and the LEP Electroweak Working Group, "*A combination of Preliminary LEP Electroweak Measurement and Constraints on the Standard Model*", CERN PPE/95-172

[2] C. Rubbia, "*The quest for the infinitesimally small*", CERN PPE/94-15

[3] R. Brun et al., "*GEANT-CERN Program Library*", W5013 (1994)

CHAPITRE 1:

[4] J.H. Kühn, "*Quarkonium physics*", Ecole d'été de physique des particules, Gif 1991, XXIII$^{\text{ème}}$, Tome II

[5] F. Mandl and G. Shaw, "*Quantum Field Theory*", J. Wiley&Sons, New York (1984)

[6] I.J.R. Aitchison and A.J.G. Hey, "*Gauge Theories in Particle Physics*", Adam Higler LTD, Bristol (1982)

[7] S.L. Glashow, "*Partial symmetries of weak interactions*", Nucl. Phys. **22** (1961), 579

[8] A. Salam and J.C. Ward, "*Electromagnetic and weak interactions*", Phys. Lett. **13** (1964), 168

[9] S. Weinberg, "*A model of leptons*", Phys. Rev. Lett. **13** (1967), 1264

[10] N. Cabibbo, "*Unitary symmetry and leptonic decays*", Phys. Rev. Lett. **10** (1963), 531;
M. Kobayashi and T. Maskawa, "*CP violation in the renormalizable theory of weak interaction*", Prog. Theor. Phys. **49** (1973), 652

[11] L. Wolfenstein, "*Parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix*", Phys. Rev. Lett. **51** (1983), 1945

[12] M. Neubert, "*B decays and CP violation*", Int. Jour. of Mod. Phys. **A11** (1996), 4173

[13] D.H. Perkins, "*Introduction to High Energy Physics*", Addison-Wesley Publishing Company, New York (1987)

[14] G. Sterman et al., "*Handbook of Perturbative QCD*", Rev. of Mod. Phys. **67** (1995), 157

[15] R.M. Barnett et al., "*Review of Particle Physics*", Phys. Rev. **D54** (1996)

[16] Y.A. Gol'fand, E.P. Likhtman, "*Extension of the algebra of Poincaré group generators and violation of P invariance*", JETP Lett. **13** (1971), 323

J. Wess, B. Zumino, "*A Lagrangian model invariant under supergauge transformations*", Phys. Lett. **49B** (1974), 52

CHAPITRE 2:

[17] S. Herb et al., "*Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400 GeV proton-nucleus collisions*", Phys. Rev. Lett. **39** (1977), 252

[18] R.P. Feynman, "*Very high-energy collisions of hadrons*", Phys. Rev. Lett. **23** (1969), 1415

[19] J.D. Bjorken and E.A. Paschos "*Inelastic electron proton and gamma scattering, and the structure of the nucleon*", Phys. Rev. **185** (1969), 1975

[20] P. Nason, S. Dawson and R.K. Ellis, "*The total cross section for the production of heavy quarks in hadronic collisions*", Nucl. Phys. **B303** (1988), 607

[21] H.L. Lai et al., "*Global QCD analysis and the CTEQ parton distributions*", MSU-HEP-41024, CTEQ-404 (1994)

[22] P.L. McGaughey and al., "*Heavy quark production in pp collisions*", Int. Jour. Mod. Phys. **A10** (1995), 2999

[23] X. Artru, "*Classical string phenomenology, how strings work*", Phys. Rep. **97** (1983), 147

[24] B. Andersson et al., "*Parton fragmentation and string dynamics*", Phys. Rep. **97** (1983), 33

[25] C. Peterson et al., "*Scaling violations in inclusive e^+ e^- annihilation spectra*", Phys. Rev. **D27** (1983), 105

[26] OPAL Collaboration, "*A study of b-quark fragmentation into B^0 and B^+ mesons at LEP*", Phys. Lett. **B364** (1995), 93

[27] M. Gell-mann and A. Païs, "*Behavior of neutral particles under charge conjugation*", Phys. Rev. **97** (1955), 1387

[28] E. Boldt, D. Caldwell and Y. Pal, "Θ_1^o, Θ_2^o *mass difference*", Phys. Rev. Lett. **1** (1958), 150

[29] D. Green, "*Lectures in Particle Physics*", World Scientific Lectures Notes in Physics, Vol. 55 (1994)

[30] R. Aleksan, "*La violation de CP*", Ecole d'été de physique des particules, Gif 1991, XXIII^{ème}, Tome I

[31] A.J. Buras, W. Slominki and H. Steger, "B^0 - $\overline{B^0}$ *mixing, CP violation and the B-meson decay*", Nucl. Phys. **B245** (1984), 369

[32] A. Ali, "*B decays, flavour mixings and CP violation in the Standard Model*", DESY 96-106

[33] ALEPH Collaboration, "*Limit on B_s^0 oscillation using a jet charge method*", Phys. Lett. **B356** (1995), 409;

ALEPH Collaboration, "*Study of the $B_s^0\overline{B_s^0}$ oscillation frequency using D_s^-, l^+ combinations in Z decays*", Phys. Lett. **B377** (1996), 205

[34] A. Fridman, "*Introduction to beauty-hadron physics*" INFN AE/95-12 (1995)

[35] J.L. Cortes, X.Y. Pham and A. Tounsi, "*Mass effects in weak decays of heavy particles*", Phys. Rev. **D25** (1982), 188

[36] Y. Nir and H. R. Quinn, "*CP violation in B decays*", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992), 211

CHAPITRE 3:

[37] C. Leroy, "*Introduction à la Physique des Particules*", cours à l'Université de Montréal, Montréal (1993)

[38] R.E. Marshak, Riazuddin and C.P. Ryan, "*Theory of weak interactions in particle physics*", Wisley-interscience (1968)

[39] J.L. Rosner, "*Our present understanding of CP Violation*", Proceedings of Particles, Strings, and Cosmology (PASCOS) conference (1994), 37; hep-ph/9407257

[40] R.P. Feynman and M. Gell-mann, "*Theory of the Fermi interaction*", Phys. Rev. **109** (1959), 143

[41] Gargamelle Neutrino Collaboration, "*Observation of neutrino interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment*", Phys. Lett. **B46** (1973), 138

[42] UA1 Collaboration, "*Further evidence for charged intermediate vector bosons at the SPS collider*", Phys. Lett. **B129** (1983), 273

[43] T.D. Lee and C.N. Yang, "*Question of parity conservation in weak interactions*", Phys. Rev. **104** (1956), 254

[44] C.S. Wu et al., "*Experimental test of parity conservation in beta decay*", Phys. Rev. **105** (1957), 1413

[45] F. Halzen and A.D. Martin, "*Quarks and Leptons*", John Wiley&Sons, New York (1984)

[46] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch and R. Turlay, "*Evidence for the 2 π decay of the K_2^0*", Phys. Rev. Lett. **13** (1964), 138

[47] C. Jarlskog et al., "*CP Violation*", Advanced Series on Directions in High Energy Physics-Vol.3, Ed. C. Jarlskog (1988)

[48] L.L. Chau and W.Y. Keung, "*Comments on the parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix*", Phys. Rev. Lett. **53** (1984), 1802

[49] J.D. Bjorken and I. Dunietz, "*Rephasing invariant parametrizations of generalized Kobayashi-Maskawa matrices*", Phys. Rev. **D36** (1987), 2109

[50] M.K. Gaillard and L. Maiani, "*Quarks and leptons*", Cargese (1979), 433

[51] L. Wolfenstein, "*Violation of CP invariance and the possibility of very weak interactions*", Phys. Rev. Lett. **13** (1964), 562

[52] A.D. Sakharov, "*Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the Universe*", JETP Lett. **5** (1967), 24

[53] M.B. Gavela et al., "*Standard Model Baryogenesis*", CERN TH/94-7368

[54] A.S. Cohen, D.B. Kaplan and A.E. Nelson, "*Progress in electroweak baryogenesis*", Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **43** (1993), 27

[55] D. Wyler, "*CP-violation with many B mesons*", Nucl. Inst. Meth. **A251** (1994), 8

CHAPITRE 4:

[56] LHC Study Group, "*The Large Hadron Collider*", CERN AC/95-05 (LHC), Octobre 1995

[57] CMS Collaboration, "*The CMS Technical Proposal*", CERN LHCC/94-38, 15 Décembre 1994

[58] ATLAS Collaboration, "*The ATLAS Technical Proposal*", CERN LHCC/94-43, 15 Décembre 1994

[59] ALICE Collaboration, "*Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at CERN LHC*", CERN LHCC/95-71, Décembre 1995

[60] LHC-B Collaboration, "*Letter of Intent for A Dedicated LHC Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation*", CERN LHCC/95-5, Août 1995

[61] UA4/2 Collaboration, "*Predictions on the total cross-section and real part at LHC and SSC*", Phys. Lett. **B315** (1993), 503

[62] D. Denegri, "*Standard Model physics at the LHC (pp collisions)*", Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop, Vol. I (1990) 55, CERN 90-10; mis à jour en 1994

[63] K. Eggert et al., "*FELIX, a full acceptance detector for the CERN LHC*", CERN PPE/96-136

[64] A. Blondel, "*Precision electroweak physics at LEP*", CERN PPE/94-133 (1994)

[65] K. Eggert et al., "*Luminosity Considerations for the LHC*", CERN AT/94-04 (DI)

[66] HERA-B Collaboration, "*An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring*", DESY PRC/94-02

[67] BELLE Collaboration, "*Technical design report*", KEK R/95-1

[68] BaBar Collaboration, "*Technical design report*", SLAC R/95-457

[69] ALEPH Collaboration, "*Performance of the ALEPH detector at LEP*", Nucl. Inst. Meth. **A360**, 481

CDF Collaboration, "*The CDF detector: an overview*", Nucl. Instr. Meth. **A271** (1988), 387

CLEO Collaboration, "*The CLEO-II detector*", Nucl. Inst. Meth. **A320** (1992), 66

DELPHI Collaboration, "*Performance of the DELPHI detector*", CERN PPE/95-194

D0 Collaboration, "*The D0 detector*", Nucl. Instr. Meth. **A338** (1994), 185

[70] L3 Collaboration, "*The construction of the L3 experiment*", Nucl. Instr. Meth. **A289** (1990), 35

[71] OPAL Collaboration, "*The OPAL detector at LEP*", Nucl. Instr. Meth. **A305** (1991), 275

[72] E.L. Berger, "*Dynamics of bottom quark production*", Nucl. Phys. **B1** (Proc. Suppl.) (1988), 425

[73] M. Pimiä et al., "*Compact Muon Solenoid*", Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop, Vol. III (1990), 547, CERN 90-10

[74] S. Qian, "*Charge asymmetry in CMS barrel tracker*", CMS TN/94-155

[75] G. Hall and G. Stefanini, "*CMS tracker readout system*", CMS TN/94-137

[76] A. Caner, "*Proposal for a new Tracker Layout*", CMS collaboration meeting 96-89

[77] M. Andlinger et al., "*Pattern Comparator Trigger (PACT) for the muon system of the CMS experiment*", Nucl. Instr. Meth. **A370** (1996), 389

[78] CMS Muon Trigger Group, "*Preliminary specifications of the baseline trigger algorithms*", CMS TN/96-60

[79] G. Wrochna, "*CMS Level-1 Trigger for B-physics studies*", CMS CR/1996-002, to be published in Nucl. Instr. Meth. **A384** (1997)

[80] A. Nisati, "*Muon rates at the LHC*", Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop, Vol. III (1990), 447, CERN 90-10

[81] M. Ćwiok and G. Wrochna, "*Muon rates in UA1, D0, CDF and CMS predicted by PYTHIA 5.7*", CMS TN/95-150

[82] CMS Calorimeter Trigger Group, "*Preliminary specifications of the baseline trigger algorithms*", CMS TN/96-10

CHAPITRE 5:

[83] D. Denegri et al., "*B physics and CP violation studies with the CMS detector at LHC*", International Journal of Modern Physics **A9** (1994), 4211

[84] U. Amaldi, "*Fluctuations in calorimetry measurements*", Phys. Scr. **23** (1981), 409

[85] C.W. Fabjan, "*Calorimetry in high energy physics*", in "Experimental Techniques in High energy physics", T. Ferbel editor, Addison-Wesley, New-York (1987), 257

[86] M. Huhtinen, "*The radiation environment at the CMS experiment at the LHC*", Report series, HU-SEFT R 1996-14

[87] T. Sjöstrand, "*PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, Physics and Manual*", CERN TH/93-7112, Comp. Phys. Comm. **82** (1994), 74

[88] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, "*Deep inelastic scattering in perturbation theory*", Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972), 438

[89] G. Altarelli and G. Parisi, "*Asymptotic freedom in parton language*", Nucl. Phys. **B126** (1977), 298

[90] ZEUS Collaboration, "*Measurement of the proton structure function F_2 in ep scattering at HERA*", Phys. Lett. **B316** (1993), 412

[91] H1 Collaboration, "*Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the low-x region at HERA*", Nucl. Phys. **B407** (1993), 515

[92] E. Eichten et al., "*Super collider physics*", Rev. Mod. Phys. **58** (1985), 1065

[93] H.L. Lai et al., "*Global QCD Analysis and CTEQ Parton Distributions*", Phys. Rev. **D51** (1995), 4763

[94] E. Pilon, "*Quelques éléments de chromodynamique*", Ecole d'été de physique des particules, Gif 1995, XXVII$^{\text{ème}}$

[95] CDF Collaboration, "*Measurement of correlated $\mu - \bar{b}$ jet cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*", Phys. Rev. **D53** (1996), 1051

[96] M. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, "*Heavy quark correlations in hadron collisions at next-to-leading order*", Nucl. Phys. **B373** (1992), 295

[97] C. Charlot et al., "*CMSIM-CMANA Simulation Facilities*", CMS TN/93-63, Version de Décembre 1994

[98] S. Qian, "*Simultaneous Pattern Recognition and Track Fitting by Kalman Filtering Method for CMS Inner Tracker*", CMS TN/96-001

[99] V. Karimaki, "*Fast tracker response simulation*", CMS TN/94-275

[100] Nous remercions Danek Kotlinski de nous avoir donné les programmes d'ajustement des vertex secondaires

[101] C. Charlot, "*Electromagnetic shower parameterization in CMSIM*", CMS TN/94-312, X-LPNHE/95-05

[102] D. Barney, "*Results from the 1995 ECAL Test Beam with Preshower*", CMS TN/96-061

[103] D. Barney, P. Bloch and V. Popov, "*Monte-Carlo Studies of Barrel ECAL with Preshower*", CMS TN/94-325

[104] A. Nikitenko and J. Varela, "*A simulation study of the ECAL / HCAL interface region*", CMS TN/94-195

[105] V. Genchev and L. Litov, "*Fast simulation of the CMS hadron calorimeter using the parameterization of e.m. showers*", CMS TN/94-149

[106] C.J. Purves, "*New values for electron / charged-pion Discrimination from the '95 CMS Electromagnetic Calorimeter Prototype*", CMS TN/96-006

[107] Ph. Bloch, communication privée

[108] P. Busson and C. Charlot, "*A method for Electron/Photon reconstruction in CMS $PbWO_4$ crystals ECAL*", CMS TN/95-074

[109] OPAL collaboration, "*A measurement of electron production in hadronic Z^0 decays and a determination of* $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$", Z. Phys. **C55** (1992), 191

[110] C. Lourenço, A. Nikitenko and J. Varela, "*A low p_T 1st level single electron trigger for beauty studies in CMS*", CMS TN/95-197

[111] L3 Collaboration, "*Dilepton Resonance Production in Hadronic Z Events*", ICHEP'96 Ref. pa05-046

CHAPITRE 6:

[112] M. Chaichian and F. Fridman, "*On a possibility for measuring effects of CP violation at pp collider*", Phys. Lett. **B298** (1993), 218

[113] M. Konecki, J. Krolikowski and G. Wrochna, "*Parametrisation functions of the RPC based muon trigger*", CMS TN/96-104

[114] CLEO Collaboration, "*Search for exclusive charmless hadronic B decays*", Phys. Rev. **D53** (1996), 1039

[115] CDF Collaboration, "*Measurement of the average lifetime of B hadrons produced in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ = 1.8 TeV*", Phys. Rev. Lett. **21** (1993), 3421

[116] N. Nobrega and J. Varela, "*The CMS electron/photon trigger: simulation study with CMSIM data*, CMS TN/96-021

[117] A. Kharchilava and P. Pralavorio, " *Sensitivity to CP Violation in CMS*", CMS TN/96-117

[118] A. Kharchilava and P. Pralavorio, "*$J/\psi \rightarrow e^+e^-$ Reconstruction in CMS*", CMS TN/96-116

[119] M. Gronau, A. Nippe and J.L. Rosner, "*Method for flavor tagging in neutral B meson decays*", Phys. Rev. **D47** (1993), 1988

[120] OPAL Collaboration, "*Observations of π-B charge-flavor correlations and resonant $B\pi$ and BK production*", Z. Phys. **C66** (1995), 19;

DELPHI Collaboration, "*Observation of orbitally excited B mesons*", Phys. Lett. **B345** (1995), 598

[121] CDF Collaboration, "*Reconstruction of $B^0 \rightarrow J/\psi K^0_S$ and measurement of ratios of branching ratios involving $B \rightarrow J/\psi K^{(*)}$*", Phys. Rev. Lett. **76** (1996), 2015

[122] T. Nakada, "*Future Prospects for studying CP violation in B-meson decays*", PSI-PR-96-22

[123] M. Gronau and D. London,"*Isospin analysis of CP asymmetries in B decays*", Phys. Rev. Lett. **65** (1990), 3381

[124] P. Eerola, "*B-physics potential of ATLAS: an update*", Nucl. Instr. and Meth. **A384** (1996), 93

CHAPITRE 7:

[125] A. Oed, "*Position sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*", Nucl. Instr. Meth. **A263** (1988), 351

[126] F. Angelini et al., "*Results from the first use of microstrip gas chambers in a high-energy physics experiment*", Nucl. Instr. Meth. **A315** (1992), 21

[127] C. Budtz-Jorgensen et al., "*Substratum and layout parameters for microstrip in gas detectors*", Nucl. Instr. Meth. **A310** (1991), 82

[128] E.B. Babichev et al., "*High pressure multiwire portional and gas microstrip chambers for medical radiology*", Nucl. Instr. Meth. **A360** (1995), 271

[129] F. Sauli, "*Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*", CERN 77-09

[130] R. Bellazzini and M.A. Spezziga, "*Electric field, avalanche growth and signal development in Micro-Strip Gas Chamber and Micro-Gap Chamber*", Riv. Nuovo. Cim. **17** (1994), 1

[131] W. Blum and R. Rolandi, "*Particle Detection with Drift Chambers*", Spring-Verlag 61

[132] J.A. Kadyk, "*Wire chamber aging*", Nucl. Instr. Meth. **A300** (1991), 436

[133] G.F. Knoll, "*Radiation detection and measurement*", Wiley&Sons, New York (1989)

[134] G. Charpak et al., "*The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles*", Nucl. Instr. Meth. **62**, 262

[135] A. Acevski and T.C. Meyer, "*Particle Detector Tracking*", Encyclopedia of Applied Physics, Vol. 13

[136] T. Henkes et al., "*Operational experiences with the large microstrip gas tracker of HERMES*", Proceedings of the 4th International Conference on Position-Sensitive Detectors (Manchester, 09/09/96 - 13/09/96). To be published in Nucl. Instr. Meth. **A**

[137] M.K. Ballintijn et al., "*Results from the MSGC tracker at SMC*, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B44** (1995), 268

[138] F. Sauli, "*Development of Microstrip gas chambers for radiation detection and tracking at high rates: Final status report*", CERN LHCC/96-18

[139] F. Angelini et al., "*The Micro-Gap Chamber*", Nucl. Instr. Meth. **A335** (1993), 69

[140] R. Bellazzini and G. Spandre, "*The Micro-Gap Chamber: a new detector for the next generation of high energy, high rate experiments*", Nucl. Instr. Meth. **A368** (1995), 259

[141] R. Bellazzini et al., "*The MicroGap Chamber: new developments*", Nucl. Instr. Meth. **A384** (1996), 192

[142] F. Angelini et al., "*Further tests and development of the Micro-Gap Chamber*", Nucl. Instr. Meth. **A349** (1994), 412

[143] R. Bellazzini et al., "*The MicroGap Chamber as a polarimeter for X-ray Astronomy*, Proceedings of the International Workshop on Micro-Strip Gas Chambers (Lyon, 30/11/95 - 02/12/95). Eds: D. Contardo and F. Sauli (1996)

[144] A. Pallares, "*Etude de substrats pour chambres gazeuses à micropistes dans le cadre de l'expérience CMS à LHC*", Thèse 3ème cycle, CRN 96-22

ANNEXE B:

[145] W.T. Scott, "*The theory of small-angle multiple scattering of fast charged particles*", Rev. Mod. Phys. **35** (1963), 231

[146] H.J. Hilke, "*Particle detectors*", 1991-1992 Academic Training Programme, CERN Lectures Series (1991)

[147] W.W.M. Allison and P.R.S. Wright, "*The physics of charged particle identification: dE/dx, Čerenkov and transition radiation*", in "Experimental Techniques in High energy physics", T. Ferbel editor, Addison-Wesley, New York (1987), 371

[148] W.R. Leo, "*Techniques for nuclear and particles physics experiments*", Springer Verlar, Berlin (1987)

[149] E. Segrè, "*Nuclei and particle: an introduction to nuclear and subnuclear physics*", W. A. Benjamin, New York (1964);

H. A. Bethe and J. Askin, "*Passage of radiations through matter*", Experimental Nuclear Physics, Vol. 1, John Wiley&Sons, New York (1953)

[150] B. Rossi, "*High energy particles*", Prentice-Hall, Englewood Cliffs (1952)

Résumé : Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la préparation du détecteur CMS auprès du futur collisionneur LHC au CERN, dont la mise en service est prévue pour les années 2004-2005. Le travail est divisé en deux parties.

La première partie comprend une étude générale sur l'identification des électrons de faible énergie en utilisant la très fine granularité et la très bonne résolution en énergie du calorimètre électromagnétique de CMS. L'efficacité de l'algorithme est de ~ 60% et le facteur de rejection des hadrons est de ~ 400. Les électrons ainsi identifiés peuvent être utilisés comme des particules d'étiquetage pour les mésons beaux ou pour reconstruire les décroissances inclusives $B^{\circ}_{d} \rightarrow J/\Psi\ (\rightarrow e^{+}e^{-}) + X$. La réévaluation de la sensibilité aux angles α et β du triangle CKM d'unitarité avec ces nouvelles possibilités et des fonctions de structure du proton récentes donne :

$$\delta(\sin 2\alpha) = 0.06^{+0.018}_{-0.014} \qquad \delta(\sin 2\beta) = 0.053^{+0.017}_{-0.012}$$

Ces résultats sont comparables avec ceux attendus par les expériences dédiées à la physique du B.

La deuxième partie a consisté à développer un nouveau type de chambres gazeuses à micropistes (MGC) où les anodes sont séparées d'un plan cathode par une couche isolante de quelques microns. Cette géométrie permet une collection rapide des charges (~ 10 ns), d'atteindre des gains supérieurs à 3000 et d'avoir une résolution en énergie de 20% pour le pic d'une source de ^{55}Fe.

Mots-clés : Violation de CP, CMS, LHC, Hadrons beaux, Identification des électrons, Chambres gazeuses à micropistes.

Abstract : This thesis has been performed for the CMS project at the LHC, the proton-proton collider at CERN, whose first data taking is foreseen for the years 2004-2005. This work is divided in two parts.

The first part includes a general study about low energy electron identification using the fine granularity and the high resolution of the electromagnetic calorimeter of CMS. The efficiency of this algorithm is estimated to be about 60% and the hadron rejection factor is ~ 400. These identified electrons can be used for B hadron tagging as well as for the reconstruction of the semi-inclusive decay $B^{\circ}_{d} \rightarrow J/\Psi\ (\rightarrow e^{+}e^{-}) + X$. The new sensibilities of the CMS detector to the angles α and β of the CKM unitarity triangle with this new possibilities and new proton structure functions are :

$$\delta(\sin 2\alpha) = 0.06^{+0.018}_{-0.014} \qquad \delta(\sin 2\beta) = 0.053^{+0.017}_{-0.012}$$

This results are comparable to what is expected for the dedicated B-Physics experiments.

The second part concerns the developpement of a new type of microstrip gaz chambers (MGC) where the anodes are separated from the cathode plane by a few microns. This geometry allows a fast charge collection (~ 10 ns), gain values of more than 3000 and an energy resolution of 20% for the peek of a ^{55}Fe source.

Keywords : CP Violation, CMS, LHC, Beauty hadrons, Electron identification, Microstrip gas chambers.