Optimistation par réseaux de neurones du potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal H ->ZZ* ->4e± sur le détecteur CMS, et étude des primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique

Stéphane Bimbot

▶ **To cite this version:**

Stéphane Bimbot. Optimistation par réseaux de neurones du potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal H ->ZZ* ->4e± sur le détecteur CMS, et étude des primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2006. Français. NNT : . pastel-00002590

HAL Id: pastel-00002590
https://pastel.hal.science/pastel-00002590

Submitted on 27 Jun 2007

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

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

Laboratoire Leprince-Ringuet
École Polytechnique, Palaiseau

Optimisation par réseaux de neurones du potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^+2e^-$ sur le détecteur CMS

et étude des primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique

Stéphane BIMBOT

Thèse soutenue le 19 octobre 2006

Composition du jury :

Bernard Ille	Président du jury & rapporteur
Corinne Augier	Rapporteur
Ludwik Dobrzynski	Directeur de thèse
Pascal Paganini	Co-Directeur de thèse
Michel Gonin	Examinateur
Laurent Serin	Examinateur

Table des matières

Introduction **7**

1 Le boson de Higgs : fondements théoriques et principales caractéristiques **11**
1.1 Les bases du modèle standard 11
1.2 Invariance de jauge et médiateurs des interactions 13
1.2.1 L'exemple de l'électrodynamique quantique 14
1.2.2 Interaction électrofaible 15
1.3 Le mécanisme de Higgs 16
1.3.1 Le mécanisme de Higgs appliqué au groupe U(1) . . . 16
1.3.2 Le mécanisme de Higgs dans la théorie électrofaible . . 19
1.4 Contraintes sur la masse du boson de Higgs 20
1.4.1 Contraintes théoriques sur la masse du Higgs 20
1.4.2 Contraintes expérimentales indirectes sur la masse du Higgs 25
1.4.3 Contraintes expérimentales directes sur la masse du boson de Higgs 28
1.5 Modes de production et de désintégration du boson de Higgs au LHC 31
1.5.1 Production du boson de Higgs 31
1.5.2 Désintégration du boson de Higgs 33
1.6 Conclusion 36

2 La situation expérimentale **39**
2.1 Introduction 39
2.2 Les expériences ne cherchant pas directement le Higgs 40
2.3 Les expériences à la recherche du Higgs 42
2.3.1 Le LEP au CERN 42
2.3.2 Le Tévatron au Fermilab 48
2.3.3 Le LHC au CERN 51

3 LHC et CMS : présentation technique **59**
3.1 Caractéristiques du LHC 59

3.2 Caractéristiques techniques de CMS 61
3.2.1 Trajectographe 62
3.2.2 Calorimètre électromagnétique 68
3.2.3 Calorimètre hadronique 69
3.2.4 Solénoïde 71
3.2.5 Détecteurs de muons 71
3.3 Les caractéristiques du calorimètre électromagnétique 72
3.3.1 Géométrie 72
3.3.2 Les cristaux de $PbWO_4$ 76
3.3.3 Conversion de la lumière 77
3.3.4 L'électronique de lecture 79
3.3.5 Résolution en énergie 81
3.3.6 Calibration des cristaux 84
3.3.7 Monitorage 86
3.4 Conclusion 87

4 Participation aux études menées en faisceau test et élaboration d'un logiciel de simulation 89
4.1 Dispositif expérimental utilisé lors des tests sur faisceaux . . . 90
4.2 Exemples de résultats obtenus sur faisceau-test 92
4.3 Reconstruction des données obtenues lors des tests 93
4.3.1 Description des signaux issus du calorimètre 93
4.3.2 Reconstruction de l'énergie : la méthode des poids . . 97
4.3.3 Résolution en énergie 99
4.4 Simulation des données prises sur faisceau 100
4.4.1 Geant4 et H4Sim 101
4.4.2 g4Simulation 101
4.4.3 Comparaison de la simulation et des données 104
4.5 Conclusion 106

5 Etude et analyse des primitives de déclenchement 107
5.1 Le premier niveau de déclenchement de ECAL 108
5.2 Les Trigger Primitives : description technique 108
5.3 Comparaison de la simulation des Trigger Primitives avec les données 112
5.4 Relation reliant la réponse des TPG à l'énergie réelle 116
5.5 Etude de la résolution en énergie 118
5.6 Identification du croisement de faisceaux 121
5.7 Conclusion 122

6 Caractéristiques du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^{\pm}$ 125
6.1 Le bruit de fond physique 126
6.2 Simulation du signal et du bruit de fond 129
6.2.1 Génération de la cinématique des événements 129

6.2.2 Simulation de l'énergie déposée dans les différentes parties de CMS . . . 133
6.2.3 Simulation des signaux de sortie . . . 134
6.3 Reconstruction des électrons . . . 134
6.3.1 Identification des électrons . . . 135
6.3.2 Optimisation de la détermination des grandeurs associées à l'électron . . . 139
6.4 Présentation des variables potentiellement discriminantes . . . 145
6.4.1 Triggers et préselections . . . 147
6.4.2 Impulsions transverses . . . 148
6.4.3 Isolation . . . 151
6.4.4 Compatibilité de vertex . . . 153
6.4.5 Masses invariantes reconstruites par les deux paires électron-positron . . . 154
6.4.6 Masse invariante reconstruite par les quatre électrons . 158
6.5 Conclusion . . . 159

7 Optimisation de la recherche du boson de Higgs par réseaux de neurones 161
7.1 Principe de la séparation par un réseau de neurones . . . 161
7.2 Algorithme de rétro-propagation . . . 170
7.3 Pouvoir de sélection et significance . . . 172
7.4 Le choix d'un réseau adapté . . . 173
7.5 Réseau simple couche . . . 175
7.5.1 Apprentissage . . . 175
7.5.2 Les meilleurs réseaux . . . 177
7.5.3 Sélection opérée sur chacun des bruits . . . 177
7.5.4 Combinaison des trois tris et significance . . . 178
7.6 Réseau double couche . . . 181
7.7 Analyse à différentes masses . . . 184
7.8 Stratégie menant à la découverte du Higgs . . . 187
7.9 Découverte du Higgs . . . 191
7.9.1 Faisabilité : événements FAMOS dans réseaux FAMOS 191
7.9.2 Extension des résultats : événements ORCA dans réseaux FAMOS . . . 195
7.9.3 Simulation d'une expérience réelle . . . 195
7.10 Conclusion . . . 198

Conclusion 199

Bibliographie 203

Remerciements 209

Introduction

La physique de l'infiniment petit, ou physique des particules, a pour objectif d'expliquer la structure et le comportement de la matière au-dessous du femtomètre en ce qui concerne les dimensions et bien au-delà du GeV pour ce qui est des énergies mises en jeu. Deux champs de recherche distincts mais corrélés se sont développés dans le but d'atteindre cet objectif. Il s'agit de l'étude des composants ultimes de la matière, encore appelées particules élémentaires et de celle des forces mises en jeu, les interactions fondamentales. Ce développement s'est effectué en parallèle sur le plan expérimental et théorique et a abouti à l'élaboration du « modèle standard de la physique des particules », qui effectue la synthèse entre ces deux champs, et s'est avéré capable d'expliquer l'ensemble des phénomènes observés dans ce domaine jusqu'à aujourd'hui.

Depuis le milieu du XXème siècle, les grandes étapes qui ont marqué les progrès de cette physique ont été l'hypothèse des quarks, formulée par Gell-Mann et Zweig dans les années 1960, et la théorie électrofaible, élaborée par Glashow, Salam et Weinberg à la même époque. La première a permis d'expliquer la structure de toute la matière stable en faisant appel à quatre constituants de base, les quarks u et d, l'électron et le neutrino, puis celle de la matière dans tous ses états, stables ou instables en introduisant deux autres familles de quatre particules, homologues de la précédente. La seconde étape a été le premier pas vers l'unification des forces fondamentales en étendant le formalisme de l'électrodynamique quantique à l'ensemble des interactions faibles. Rappelons que, dans les années 1930, quatre interactions fondamentales avaient été dénombrées, la gravitation, la force électromagnétique, l'interaction forte et l'interaction faible. La théorie quantique de la force électromagnétique, amorcée par Dirac et achevée par Feynmann, expliquait la transmission de cette force à distance par l'échange de particules médiatrices, qui sont les photons. La théorie électrofaible a étendu ce formalisme à l'interaction faible et montré qu'elle se confond en une seule et même interaction avec la force électromagnétique. Elle a été brillamment confirmée, en 1984, au CERN, par la mise en évidence des bosons Z^0 , W^+ et W^-, qui sont venus rejoindre le photon en tant que médiateurs de l'interaction électrofaible. Cependant, ces « bosons faibles » présentent une différence essentielle avec le photon : ce sont des particules massives. Cette propriété

était prévue théoriquement, parce qu'elle est en relation avec la courte portée de l'interaction faible, et a été confirmée expérimentalement par la mesure de leur masse. Mais l'existence de tels médiateurs massifs n'était pas sans soulever d'importantes questions théoriques. En particulier, elle se trouvait en opposition avec les principes de symétrie - ou d'invariance - qui sont omniprésents en physique. Une théorie, comme l'électrodynamique quantique, doit en effet laisser invariants les systèmes physiques lorsqu'on leur fait subir les transformations appartenant à certains groupes de symétrie. C'est ce qu'on appelle l'invariance de jauge de la théorie. En ce qui concerne l'interaction électrofaible, l'existence de bosons massifs s'avérait donc en contradiction avec l'invariance de jauge. Pour rétablir cette invariance, le théoricien Peter Higgs imagina un mécanisme consistant à introduire un nouveau champ, appelé depuis « champ de Higgs », qui, en se couplant à l'interaction électrofaible, provoque une brisure spontanée de symétrie conduisant à l'existence d'une masse pour ces bosons médiateurs. Qui plus est, ce champ se couple également aux fermions, et l'intensité, plus ou moins grande de ce couplage, explique les différences de masse entre électrons, muons, taus, d'une part, et entre les différents quarks, d'autre part. Cette théorie est très séduisante, et sa confirmation expérimentale permettrait d'achever la validation du modèle standard. Cette confirmation consisterait à mettre en évidence la particule associée à ce nouveau champ, le « boson de Higgs », également désigné par un raccourci, « le Higgs ». C'est pourquoi des efforts considérables sont prodigués actuellement par la physique des particules pour atteindre cet objectif majeur : la découverte du Higgs.

Le modèle standard et la théorie de Higgs ont fourni des indications sur un certain nombre de propriétés de cette particule, et ce sont ces prévisions qui ont guidé la préparation des expériences en cours et programmées dans ce domaine. La masse du Higgs est l'un des paramètres les plus importants, parce qu'elle conditionne l'énergie des collisions à mettre en oeuvre pour espérer le synthétiser, mais les sections efficaces des différents processus pouvant mener à sa production ne le sont pas moins, parce qu'elles imposent l'intensité minimale des faisceaux ou la luminosité minimale des collisionneurs qui devront être utilisés à cet effet. Les contraintes expérimentales indirectes situent la masse du Higgs dans une zone allant de 89 à 170 GeV/c^2, avec un degré de confiance de 95%. Cela signifie que, de ce point de vue, sa découverte n'aurait pas été hors de portée du LEP. Les résultats obtenus avec ce collisionneur ont porté la limite inférieure de cette masse à 114 GeV/c^2. Par ailleurs, la mise en évidence du boson est toujours possible avec le Tevatron, encore en fonctionnement actuellement. Mais, pour maximiser les chances de découverte, et éventuellement accéder à l'étude expérimentale des propriétés de cette nouvelle particule, il a été décidé de construire au CERN un collisionneur de protons de très haute énergie (14 TeV) et de très grande luminosité. Cette machine devrait entrer en fonctionnement à l'été 2007.

Cependant, il ne suffit pas de produire une particule pour démontrer son

existence. Encore faut-il l'identifier avec certitude. Cette identification passe par celle de ses produits de désintégration, ce qui implique un volet théorique et un volet expérimental. Dans le cas qui nous concerne, le volet théorique, c'est la prévision des modes de désintégration du boson de Higgs, et le volet expérimental, c'est l'utilisation d'un grand détecteur, le « Compact Muon Solenoid », ou CMS.

Les prévisions théoriques relatives à la désintégration du Higgs sont issues du modèle standard et de la théorie de Higgs. Plusieurs modes de désintégration sont prévus. Le plus facile à observer devrait être celui qui conduit à l'émission simultanée de deux photons. Mais d'autres mécanismes pourraient être utilisés pour découvrir la particule de Higgs ou confirmer sa découverte. En particulier, si sa masse est inférieure à 180 GeV/c^2, sa désintégration en deux bosons Z, dont l'un serait virtuel, chacun d'eux produisant à son tour une paire électron-positron, pourrait fournir également une bonne signature de l'existence du boson tant recherché. C'est ce canal de désintégration qui fait l'objet de ce travail. Il est noté $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^+2e^-$, où le symbole H désigne le boson de Higgs, Z et Z^* le boson Z^0 dans un état réel et dans un état virtuel, et où e^+ et e^- représentent respectivement le positron et l'électron. Du point de vue expérimental, la découverte du Higgs par ce canal implique de détecter et d'identifier les deux électrons et les deux positrons, et de démontrer que ces quatre particules sont issues de la désintégration de deux bosons Z provenant eux-mêmes de celle d'une seule particule. Cette démonstration sera fondée sur les propriétés cinématiques des deux paires électron-positron, qui doivent permettre de reconstruire la masse invariante des deux Z, et celle du Higgs. Le détecteur CMS, dont la construction s'achève, permettra une détection efficace de ces électrons dans une large gamme d'énergies, et la reconstruction de leur cinématique, notamment grâce à son calorimètre électromagnétique ECAL et à son trajectographe interne. Cette thèse s'inscrit dans les phases ultimes de préparation de cette expérience qui ont pour but de finaliser les outils expérimentaux et informatiques. Elle fait partie intégrante d'un travail d'équipe, qui s'est étendu sur de nombreuses années au sein de la grande collaboration CMS qui regroupe près de 2000 personnes.

Le premier volet de cette étude concerne la participation à des expériences réalisées sur un faisceau d'électrons de haute énergie du CERN, afin de tester les principales composantes du calorimètre électromagnétique. Les données recueillies au cours de ces tests ont été notamment utilisées pour mettre au point des simulations spécifiques. Ces dernières ont servi à plusieurs usages, dont la vérification du bon fonctionnement du système électronique qui sera utilisé pour effectuer un tri rapide des événements avant de les diriger vers le système d'acquisition de données. Un tel tri est rendu indispensable par le nombre formidable d'interactions se produisant au point de croisement des faisceaux du collisionneur combiné à la grande efficacité du détecteur CMS. Ce système constitue les primitives de déclenchement du calorimètre

électromagnétique, encore appelées Trigger Primitives.

Le second volet de ce travail est centré sur l'optimisation de l'extraction du signal correspondant au Higgs par rapport au bruit de fond constitué de l'ensemble des événements donnant naissance à deux électrons et deux positrons. Pour atteindre cet objectif, qui a déjà fait l'objet de plusieurs études, une analyse originale mettant en jeu des réseaux de neurones a été développée en partant des principes de base de cette méthode informatique, et tous les paramètres permettant d'optimiser l'extraction du signal ont été étudiés.

Le premier chapitre présente les fondements théoriques sur lesquels repose le mécanisme de Higgs, ainsi que les caractéristiques du boson, telles qu'elles résultent du modèle standard. Le deuxième chapitre fait le point sur la situation expérimentale concernant les recherches passées, en cours et en projet, visant à la découverte du Higgs. Le troisième donne les principales caractéristiques du collisionneur LHC et celles du détecteur CMS, tous deux en fin de construction au CERN, en s'attardant sur les parties du détecteur plus particulièrement mises en oeuvre pour la recherche du Higgs via le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^+2e^-$, c'est-à-dire sur le trajectographe et le calorimètre électronique ECAL. Le quatrième chapitre indique comment les expériences réalisées sur un faisceau d'électrons du CERN ont permis de parfaire la calibration des cristaux composant ce calorimètre ECAL. Le cinquième chapitre présente l'étude menée sur les primitives de déclenchement qui a permis de valider les caractéristiques de l'électronique qui leur est associée. Le sixième chapitre décrit la procédure d'analyse des données menant à la reconstruction des événements de physique détectés par CMS, et l'extraction des caractéristiques qui seront utilisées pour l'identification formelle du boson de Higgs. Enfin, le septième chapitre est consacré à l'optimisation de l'extraction de la signature du Higgs, initialement noyée dans un abondant bruit de fond. Après un rappel du principe des logiciels intelligents appelés « réseaux de neurones », il présente l'élaboration d'un tel logiciel spécialement adapté au problème concerné. Puis il décrit comment les différentes variantes de ce code ont été utilisées, d'une part pour choisir les paramètres à retenir afin d'optimiser l'identification du signal par rapport aux bruits, et d'autre part pour son extraction proprement dite, ce qui a permis d'atteindre des taux élevés de réjection de ces bruits, qui pourront permettre l'observation du boson de Higgs.

Chapitre 1

Le boson de Higgs : fondements théoriques et principales caractéristiques

1.1 Les bases du modèle standard

L'Univers est constitué de composants élémentaires : les particules. Celles-ci peuvent être classées en deux catégories, les particules de rayonnement, qui sont des bosons, caractérisés par un spin entier, et les particules de matière, qui sont des fermions, au spin demi-entier. Il y a deux sous-catégories de fermions : les quarks et les leptons.

Quarks	Leptons
up u	électron e
down d	neutrino ν_e
charmed c	muon μ
strange s	neutrino ν_μ
top t	muon τ
bottom b	neutrino ν_τ

TAB. 1.1 – Les fermions, particules de matière

L'ensemble de la matière qui nous entoure, ainsi que toutes les entités observées jusqu'à présent dans les accélérateurs de particules, s'interprètent comme des combinaisons de ces composants élémentaires, et de leurs anti-particules[1] associées.

Le modèle standard décrit non seulement la composition de la matière, mais aussi les interactions entre les particules élémentaires. Il intègre trois

[1] A chaque particule de matière correspond une particule d'antimatière appelée anti-particule, ayant des caractéristiques identiques mais une charge électrique opposée.

des quatre interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, l'interaction forte (responsable de la liaison des quarks dans les neutrons et les protons, ainsi que de celle des protons et des neutrons dans le noyau) et l'interaction faible (responsable notamment de toutes les réactions faisant intervenir un neutrino et, en particulier, de la désintégration β). La gravitation n'est pas prise en compte dans le modèle. En effet, aux échelles auxquelles on s'intéresse, ses effets peuvent être considérés comme négligeables.

INTERACTION	PORTEE	INTENSITE	MEDIATEUR	ACTEURS
Gravitationnelle	Infinie	10^{-38}	?Graviton?	Toutes les particules
Electromagnétique	Infinie	10^{-2}	Photon	Leptons chargés et Quarks
Nucléaire Forte	10^{-13} cm	1	Les 8 Gluons	Quarks
Nucléaire Faible	10^{-15} cm	10^{-7}	W^+, W^-, Z^0	Tous les Leptons et tous les Quarks

TAB. 1.2 – Les interactions fondamentales et les bosons médiateurs associés

Le modèle standard est fondé sur la théorie quantique des champs, qui unifie la mécanique quantique et la mécanique relativiste. Il s'appuie largement sur des symétries de jauge.

Ces symétries traduisent le fait que les lois de la physique ne doivent pas dépendre de «choix arbitraires». Cela signifie que si l'on applique certaines transformations sur les fonctions d'état d'un système, ce système (ou plutôt les grandeurs mesurables qu'il met en jeu) doit rester invariant. Une telle invariance est appelée symétrie. Si la transformation appliquée n'est pas la même pour les différents points de l'espace, la transformation de jauge est dite locale. Pour que le système physique reste invariant (localement), il faut alors qu'un champ de force apparaisse. C'est ce champ compensateur, appelé champ de force de jauge où encore interaction de jauge, qui permettra de conserver l'invariance locale des grandeurs mesurables du système. Cette invariance est appelée symétrie locale de jauge.

Les groupes de jauge rassemblent l'ensemble des transformations qui doivent laisser le système invariant. Celui qui est utilisé dans le modèle standard est noté $\mathrm{SU}(3)_C \otimes \mathrm{SU}(2)_L \otimes \mathrm{U}(1)_Y$ [Weinberg, 1980].

$U(1)_Y$ désigne un groupe de symétries analogue à celui qui permet de caractériser l'interaction électromagnétique en électrodynamique quantique[2]. Le système n'est pas modifié quand on change la phase de la fonction d'onde. Il est équivalent de dire qu'on peut choisir arbitrairement l'origine des potentiels. L'indice Y signifie que ce groupe de transformations s'applique sur l'hypercharge[3].

[2]C'est la combinaison de $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$ qui permet de faire apparaître le photon dans la thèorie électro-faible.

[3]L'hypercharge Y est reliée à la projection d'isospin I_3 et à la charge électrique Q par la relation $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$.

$SU(2)_L$ est le groupe qui concerne l'interaction faible, ou plus exactement les composantes d'hélicité[4] négative, dites «gauches», relevant de cette interaction. Le système mettant en jeu ces composantes n'est pas modifié quand on change la projection de l'isospin faible, c'est-à-dire lorsque l'on transforme un électron en neutrino.

$SU(3)_C$ est le groupe de jauge qui régit l'interaction forte et qui permet son introduction dans le modèle standard, c'est-à-dire la chromodynamique quantique. Nous n'expliciterons pas ce point qui n'intervient pas au premier plan dans la problématique du boson de Higgs.

Les transformations de jauge, qu'elles soient locales ou globales, doivent donc laisser invariant l'état physique du système. C'est ainsi qu'apparaissent les potentiels correspondant aux différentes interactions. Le fait d'introduire la transformation fait apparaître un ou plusieurs champs nécessaires pour laisser les équations du mouvement inchangées.

1.2 Invariance de jauge et médiateurs des interactions

Tout système physique est caractérisé par une fonction L appelée fonction de Lagrange ou lagrangien. En mécanique classique, cette fonction dépend uniquement du temps, des coordonnées et des vitesses généralisées (notées q_i et $\dot{q}_i$).

Ce lagrangien permet, *via* le principe de moindre action, d'aboutir aux équations du mouvement. Ce sont les équations d'Euler-Lagrange :

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \tag{1.1}$$

Ce formalisme est étendu au cas où le système est décrit par des coordonnées continues représentées par un champ dépendant du temps $\phi(\vec{x}, t)$ en remplaçant le lagrangien L par une densité lagrangienne $\mathcal{L}$, définie par :

$$L = \iiint_V \mathcal{L} d^3x \tag{1.2}$$

$\mathcal{L}$ est une fonction du champ ϕ, et les équations d'Euler-Lagrange s'écrivent alors :

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial(\mathcal{L})}{\partial(\partial_\mu \phi)} \right) - \frac{\mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \tag{1.3}$$

où les ∂^μ désignent les dérivées partielles par rapport aux variables

[4] On dit qu'une particule est d'hélicité droite (R) ou positive si son spin est orienté dans le même sens que son impulsion. Dans le cas contraire, on dit qu'elle est d'hélicité gauche (L) ou négative.

$x_\mu = (x_0, x_1, x_2, x_3) = (t, x, y, z)$: $\partial_\mu = (\frac{\partial}{\partial x^0}, -\vec{\nabla})$ et $\partial^\mu = (\frac{\partial}{\partial x^0}, \vec{\nabla})$.

Chaque interaction sera décrite par un lagrangien particulier, qui doit respecter les invariances par transformation de jauge.

1.2.1 L'exemple de l'électrodynamique quantique

Le lagrangien correspondant à l'électrodynamique quantique (notée QED pour «Quantum Electro Dynamics») s'écrit (voir par exemple [Halzen and Martin, 1984]) :

$$\mathcal{L}_{QED} = i\overline{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\overline{\psi}\psi \tag{1.4}$$

Les termes présents dans cette équation sont les suivants :
- ψ est un vecteur à 4 dimensions appelé bi-spineur, qui représente en fait la fonction d'onde des électrons décrits par la théorie QED,
- les $\partial^\mu\psi$ désignent les dérivées partielles de ce vecteur,
- $\overline{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$, où $\psi^\dagger$ est la transposée du conjugué de ψ,
- les γ^μ sont les matrices (4×4) de Dirac :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

$$\gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{1.6}$$

En substituant $\mathcal{L}_{QED}$ dans l'équation d'Euler-Lagrange, on obtient l'équation de Dirac

$$(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi = 0. \tag{1.7}$$

Le lagrangien doit rester invariant sous la transformation de jauge

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \tag{1.8}$$

Si $\alpha(x)$ est une constante (c'est-à-dire si elle est indépendante de x), la transformation est globale. Elle se résume alors à une modification de la phase de la fonction d'onde. On peut démontrer que l'invariant associé à cette transformation globale est la charge électrique. En d'autres termes, la symétrie globale de jauge de l'électrodynamique quantique équivaut à la conservation de la charge électrique.

Si maintenant $\alpha(x)$ est une fonction scalaire dépendante de la position, la transformation est locale. Le lagrangien, tel qu'il est calculé ci-dessus, n'est plus invariant par cette transformation. Afin de le rendre invariant,

il est nécessaire de remplacer les dérivées partielles ∂_μ, par les opérateurs $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$, appelés dérivées covariantes, où A_μ est un champ vectoriel (le champ de jauge), qui agit sur les particules décrites par ψ, c'est-à-dire sur les électrons. Notons que A^μ est le quadrivecteur regroupant les potentiels scalaires et vecteur de l'électrodynamique classique

($A^\mu = (\Phi, \vec{A})$ et $A_\mu = (\Phi, -\vec{A})$)

Le lagrangien QED prend alors la forme :

$$\mathcal{L}_{QED} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + e\overline{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.9}$$

où $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ correspond au champ électromagnétique classique :

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & B_z & -B_y \\ -E_y & -B_z & 0 & B_x \\ -E_z & B_y & -B_x & 0 \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

On note que le formalisme ne fait pas apparaître de terme de masse, qui serait de la forme $-\frac{1}{2}m^2A_\mu A^\mu$. En effet, un tel terme ne respecterait pas la symétrie de jauge. Le médiateur de l'interaction, associé au champ de jauge A_μ est donc de masse nulle. Ce médiateur correspond au photon. Le terme $\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ est, quant à lui, appelé terme cinétique.

1.2.2 Interaction électrofaible

L'interaction faible agit sur les quarks et les leptons, et plus précisément sur les composantes d'hélicité gauche de ces particules. Celles-ci sont groupées en doublets d'isospin faible, tels que (u_L, d_L), (ν_{eL}, e_L), $(\nu_{\mu L}, \mu_L)$, ... Au contraire, les quarks et leptons d'hélicité droite, qui constituent des singulets d'isospin (u_R), (d_R), (e_R), (μ_R), ... sont insensibles à l'interaction faible.

La théorie électrofaible, qui combine électromagnétisme et interaction faible, est fondée sur l'invariance par transformation de jauge locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Comme pour l'électrodynamique quantique, l'invariance par rapport à $U(1)_Y$ s'écrit :

$$\psi \rightarrow \psi' = V\psi \qquad \text{avec } V = e^{i\alpha(x)} \tag{1.11}$$

.

Cette transformation fait apparaître un médiateur, électriquement neutre, parfois noté B_0.

La transformation de jauge locale, appartenant au groupe $SU(2)_L$ est dite de Yang-Mills. Elle a une action sur les doublets d'isospin. Cette transformation laisse invariants les singulets :

$$\psi_R \rightarrow \psi'_R = \psi_R \tag{1.12}$$

tandis que pour un doublet, cette transformation s'écrit :

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}_L \rightarrow \begin{pmatrix} \psi_1' \\ \psi_2' \end{pmatrix}_L = U \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}_L \quad \text{avec } U \in SU(2) \tag{1.13}$$

Il est équivalent de dire que la fonction d'onde ψ est changée en ψ' telle que :

$$\psi' = \exp\ (i\ \epsilon(\vec{x^\mu}) \cdot \vec{\tau})\ \psi \tag{1.14}$$

où le terme $\epsilon(\vec{x^\mu})$ désigne un vecteur dépendant de l'espace et du temps et où $\vec{\tau}$ est un opérateur de rotation dans l'espace d'isospin faible, dont les trois composantes peuvent être prises égales aux matrices de spin de Pauli [5]

Cette transformation fait apparaître dans le lagrangien trois champs de jauge, dont les médiateurs sont trois bosons portant respectivement une charge positive, négative et nulle, et que l'on désigne par W^+, W^- et W^0.

Cependant, à cette étape de la théorie, les quatre bosons sont de masse nulle. Ceci est en contradiction avec la courte portée de l'interaction faible qui impose des médiateurs massifs. C'est pour résoudre ce problème que le mécanisme de Higgs à été introduit.

1.3 Le mécanisme de Higgs

Le principe du mécanisme de Higgs [Higgs, 1964] est d'introduire un nouveau champ, scalaire, qui va se coupler avec l'interaction de jauge. Ce couplage va faire apparaître des termes de masse qui seront associés aux particules porteuses de l'interaction. Le potentiel correspondant à ce champ est dit en $\lambda\phi^4$ ($V(\phi) = -\mu^2\phi^2 + \lambda\phi^4$), ce qui représente l'expression la plus simple qui permette, tout en ayant une symétrie de révolution, d'aboutir à la brisure spontanée de symétrie indispensable à l'apparition de bosons massifs. Nous étudierons tout d'abord comment ce mécanisme s'applique dans le cadre d'une théorie abélienne, c'est-à-dire commutative, comme la QED (voir par exemple [Gunion et al., 1989]), puis nous expliquerons qualitativement comment elle se transpose à la théorie électrofaible, qui est non abélienne.

1.3.1 Le mécanisme de Higgs appliqué au groupe U(1)

En tenant compte du potentiel $V(\phi)$ que nous venons de définir, le lagrangien de l'équation 1.9 devient :

$$\mathcal{L} = (\overline{D_\mu\psi})(D^\mu\psi) + \mu^2\overline{\psi}\psi - \lambda(\overline{\psi}\psi)^2 - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \tag{1.16}$$

[5] Les matrices de Pauli sont les suivantes :

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{1.15}$$

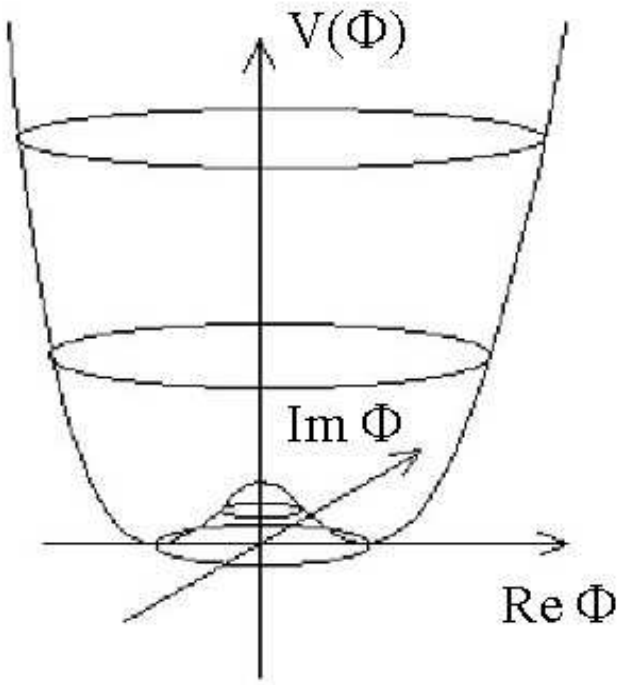


FIG. 1.1 – Représentation du potentiel de Higgs

L'apparition des termes de masse se produira dans le cas où $\mu^2>0$, et sera due au fait que le minimum de potentiel, qui caractérise l'état fondamental, ne sera pas situé en $\phi = 0$, mais en $\phi = \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}}$ qui représente un état d'équilibre stable. Cet état représente également l'état du vide.

Quel que soit l'argument de ϕ qui positionne le point d'équilibre dans le plan $(Re(\phi), Im(\phi))$, l'état physique du système est identique. Bien que $V(\phi)$ présente une symétrie de révolution, cette symétrie n'est plus visible pour le système physique. On dit que la symétrie à été spontanément brisée. C'est cette brisure qui va faire apparaître des termes de masse dans le lagrangien. En effet, en le développant autour du minimum de potentiel, c'est-à dire en posant :

$$\phi = \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \tag{1.17}$$

où $h(x)$ est un champ réel, on obtient :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[(\partial_\mu - igA_\mu)(v+h)(\partial^\mu + igA^\mu)(v+h)] + \frac{1}{2}\mu^2(v+h)^2 - \frac{1}{4}\lambda(v+h)^4 - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \tag{1.18}$$

On note que la dérivée covariante D_μ est ici $(\partial_\mu - igA_\mu)$ afin de distinguer ce cas général de groupe $U(1)$ du cas particulier de QED traité plus haut.

Le développement de cette équation fait apparaître plusieurs termes importants :

- un terme $\frac{g^2v^2}{2}A_\mu\ A^\mu$, interprèté comme un terme de masse pour le boson de jauge, qui est donc devenu massif,

- un terme $-\lambda\ v^2\ h^2$, où apparait la masse du boson scalaire,

- des termes en h^3, h^4, $hA_\mu\ A^\mu$ et $h^2A_\mu\ A^\mu$ représentant diverses interactions avec leurs forces respectives.

La théorie, qui impliquait un boson scalaire complexe et un boson de jauge sans masse, a donc été remaniée en une théorie mettant en jeu un boson scalaire réel et un boson de jauge massif, grâce à l'introduction d'un potentiel scalaire présentant un minimum pour une valeur de ϕ non nulle. C'est l'essence-même du mécanisme de Higgs.

Ici, quatre remarques peuvent être faites :

1. Le boson représenté par le champ h, désormais réel, correspond à une entité physique, le Higgs.

2. Sa masse dépend de v et de λ. La masse du boson de jauge détermine v, mais λ a été introduit comme paramètre pour définir le potentiel scalaire, et sa valeur ne peut être tirée de la seule théorie. Sa détermination requiert des informations expérimentales sur les caractéristiques du boson de Higgs. En conséquence, la masse du Higgs est *a priori* inconnue.

3. Les termes d'interaction - et ceux qui découlent du couplage du boson de Higgs aux fermions, à qui ce couplage confère une masse - déterminent quels sont les modes de production et de désintégration du boson de Higgs, c'est-à-dire la façon dont il se couple aux particules dont la collision peut engendrer ce nouveau boson et à celles qui résultent de sa désintégration. Les termes de « self-interaction » dépendent de λ et sont donc inconnus, mais ceux qui décrivent l'interaction du Higgs avec le boson de jauge ne dépendent pas de ce paramètre. Leur force (intensité) est donc connue.

4. Le nombre d'états indépendants (degrés de liberté de la théorie) a été conservé par l'introduction du mécanisme de Higgs. Au départ, ces états étaient au nombre de quatre, deux servant à définir la partie réelle et la partie imaginaire du champ complexe ϕ, et deux correspondant aux deux états de polarisation du boson de jauge sans masse - le photon dans le cas de QED. A l'arrivée, un seul degré de liberté est consacré à définir le boson de Higgs (qui est un scalaire réel), mais le boson de jauge, massif et de spin 1, possède trois états de polarisation ($J_Z = 1$, 0 et -1), ce qui conduit encore, au total, à quatre degrés de liberté.

1.3.2 Le mécanisme de Higgs dans la théorie électrofaible

L'extension du mécanisme de Higgs au groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, non abélien, est calquée sur l'application de ce mécanisme au groupe $U(1)$, que nous venons d'examiner. Cependant, son développement mathématique s'avère beaucoup plus complexe.

Le champ scalaire minimal ϕ qu'il faut introduire pour briser la symétrie $SU(2)_L$ et générer les masses des trois bosons de jauge (W^+, W^-, et Z^0) est maintenant un doublet de scalaires complexes $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 - i\phi_2 \\ \phi_3 - i\phi_4 \end{pmatrix}$ comprenant quatre champs réels, ϕ_k avec $k \in [1;4]$.

Au départ, les trois bosons de jauge sont de masse nulle, et chacun d'entre eux est décrit par deux champs, correspondant à leurs deux états de polarisation possibles. Le nombre initial de champs indépendants, c'est-à-dire de degrés de liberté, est donc égal à 10.

Le minimum de potentiel responsable de la brisure de symétrie est situé en $\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$, où v est toujours donné par la relation $v^2 = \frac{\mu^2}{\lambda}$.

On développe alors le champ ϕ au premier ordre au voisinage de ce minimum ; ce développement fait apparaître trois bosons de jauge massifs, correspondant chacun à trois champs (un de polarisation longitudinale, deux de polarisation transverse). Le dernier champ, scalaire, est le champ de Higgs. Le boson de Higgs est la particule qui correspond à ce champ. C'est l'interaction entre les Higgs virtuels[6], qui peuvent apparaître n'importe où dans le vide, et les bosons W et Z qui donne leur masse à ces bosons. Comme nous l'avons déjà signalé, les valeurs de ces masses sont déterminées par les termes d'interaction apparaissant dans les équations du type 1.18.

Dans cette démarche, qui présente une vue simplifiée de la théorie réelle, la symétrie $U(1)$ de la QED n'a pas été brisée, puisque seul le lagrangien de $SU(2)$ a été modifié. Le photon reste donc un boson sans masse.

Cependant, l'application complète du mécanisme de Higgs à la théorie électrofaible nécessite de l'étendre à la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La procédure est la même que celle exposée ci-dessus, et elle conduit non seulement à faire apparaître des termes de masse pour les bosons de jauge, mais en plus, elle permet, grâce à l'introduction du couplage de Yukawa avec le champ de Higgs, d'obtenir des termes de masse pour les fermions, c'est-à-dire pour les particules de matière.

Le mécanisme de Higgs, que nous venons de présenter succinctement, joue donc un rôle clé dans le modèle standard de la physique des particules. Le boson de Higgs, qui en constitue la pièce maîtresse, n'a jamais été observé expérimentalement. Sa découverte permettrait d'achever la validation

[6] Une particule est dite virtuelle si elle viole la conservation de l'énergie. Cette particule ne peut alors exister que pendant un temps très bref donné par la relation d'incertitude d'Heisenberg.

de cette théorie.

1.4 Contraintes sur la masse du boson de Higgs

Selon le modèle standard, toutes les charges du boson de Higgs (électrique, spin, ...) doivent être nulles, sauf la masse qui est un paramètre libre de la théorie. Toutefois, cette masse ne peut pas prendre n'importe quelle valeur. En effet, elle a pu être contrainte à partir d'hypothèses purement théoriques concernant notamment le domaine en énergie dans lequel la théorie des perturbations, et donc le modèle standard, restent valables. Par ailleurs, elle est liée à un certain nombre de paramètres du modèle, qui ont été déterminés expérimentalement avec une grande précision. Ces mesures ont fourni des contraintes expérimentales indirectes sur la masse du Higgs. Enfin, bien que négatives, les expériences de recherche du boson de Higgs, entreprises entre 1989 et 2000 sur les deux versions du LEP (LEP 1 et LEP 2), ont permis aussi de fixer des limites à la masse du boson. Une analyse détaillée de ces contraintes peut être trouvée dans la référence [Djouadi, 2005].

1.4.1 Contraintes théoriques sur la masse du Higgs

La validité du modèle standard repose sur un certain nombre d'hypothèses dont plusieurs mettent en jeu, directement ou indirectement, la valeur de la masse du boson de Higgs. Nous examinerons ci-dessous les contraintes dues à l'unitarité[7], à l'applicabilité de la théorie des perturbations, à la trivialité du modèle, à la stabilité du vide et à l'ajustement ou réglage fin (fine-tuning) des corrections radiatives portant sur la masse du Higgs.

L'unitarité

La condition d'unitarité impose une limite supérieure aux sections efficaces de certains processus à haute énergie, tels que la diffusion des bosons chargés $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$[Chanowitz, 1998] qui peut s'effectuer par couplage direct de la voie d'entrée à la voie de sortie, ou par l'intermédiaire d'un boson de Higgs. Or, l'analyse théorique de l'amplitude de cette diffusion, lorsque l'énergie est bien supérieure à la masse des bosons W ($\sqrt{s} >> M_W$), fait apparaître une contribution croissante de la composante longitudinale de ces bosons, menaçant d'entraîner la section efficace au-delà de la limite imposée par la condition d'unitarité. On démontre alors que l'unitarité ne peut être respectée que si la masse du Higgs, qui apparaît explicitement dans le développement de l'amplitude de diffusion, est elle-même inférieure à une certaine limite. Cette dernière s'élève à 870 GeV/c^2 si l'on se limite aux canaux mettant en jeu des bosons W, et à seulement 710 GeV/c^2 si

[7] Respecter l'unitarité signifie que la somme des probabilités des différents processus aboutissant à un état final donné ne peut être supérieure à 1.

l'on considère aussi le couplage avec d'autres canaux impliquant notamment des bosons Z [Marciano and Willenbrock, 1988]. Nous retiendrons donc cette dernière valeur :

$$M_H < 710 \text{ GeV}/c^2 \tag{1.19}$$

Cette argumentation peut aussi être présentée de façon à faire apparaître une limite en énergie à l'applicabilité du modèle standard [Chanowitz, 1998] : si l'on suppose que le boson de Higgs est très massif, ou, hypothèse équivalente, qu'il n'existe pas, et si l'on examine le même processus de diffusion des bosons chargés, la condition d'unitarité restera satisfaite tant que l'énergie $\sqrt{s}$ sera inférieure à $1,7$ TeV, si l'on prend en compte uniquement les canaux impliquant des bosons W et à $1,2$ TeV si l'on élargit l'étude à l'ensemble des canaux. Cette énergie de $1,2$ TeV peut être considérée comme la limite de validité du modèle standard si la masse du boson de Higgs est très grande ou si celui-ci n'existe pas. Des phénomènes nouveaux devront en effet apparaître au-delà de ces énergies afin de restaurer l'unitarité de la théorie.

L'applicabilité de la méthode des perturbations

De la même façon qu'elle risque de mettre en péril l'unitarité, la masse du boson de Higgs, si elle s'avère trop élevée, est susceptible de compromettre la théorie des perturbations, clé de voûte du modèle standard. Si l'on considère, par exemple, la désintégration du Higgs en bosons de jauge Z et W, l'application de la théorie des perturbations conduit au développement suivant de la largeur partielle de désintégration du Higgs (notée Γ) en ces bosons [Marciano and Willenbrock, 1988] :

$$\Gamma = \Gamma_0[1 + 3\hat{\lambda} + 62\hat{\lambda}^2 + f(\hat{\lambda}^3)] \tag{1.20}$$

où Γ_0 désigne la largeur correspondant au premier ordre de la théorie (Leading Order, noté LO),

$\hat{\lambda} = \frac{\lambda}{16\pi^2}$, λ étant la constante de couplage quartique qui régit les vertex mettant en jeu quatre Higgs,

et où le dernier terme de l'expression ($f(\hat{\lambda}^3)$) regroupe l'ensemble des corrections d'ordre supérieur.

Plus le terme $\hat{\lambda}$ est faible par rapport à 1, plus la série convergera vite. Par ailleurs, si $\hat{\lambda} > 1/3$, la convergence n'a plus lieu : la théorie des perturbations ne peut plus s'appliquer. Comme la masse du Higgs M_H entre dans l'expression de λ (λ est proportionnel à la masse du Higgs au carré), cette condition pose une contrainte sur cette masse. En fait, elle lui impose une borne supérieure de l'ordre de 1 TeV/c^2. En tenant compte d'autres processus, comme la diffusion des bosons W que nous avons déjà considérée plus haut, et en raffinant l'approche théorique [Luscher and Weisz, 1988], on montre que cette limite doit être abaissée aux environs de 700 GeV/c^2, une valeur équivalente à celle qui résulte de la condition d'unitarité.

La trivialité

Strictement parlant, pour que la théorie des perturbations reste applicable à toutes les échelles, l'argument de trivialité [Luscher and Weisz, 1988] [Cabibbo et al., 1979] exige que la constante λ de couplage quartique définie ci-dessus soit nulle, ce qui correspondrait à un Higgs sans masse. A défaut, on peut espérer que cette valeur reste très petite. Le calcul du terme du premier ordre, et des corrections radiatives correspondant à ce couplage quartique, en fonction de l'énergie mise en jeu, fait apparaître deux valeurs clés, qui sont

1. l'énergie v^2 pour laquelle la limite de validité de la théorie électrofaible est atteinte. Tant que l'échelle d'énergie reste très petite par rapport à v^2, la théorie reste triviale [Wilson and Kogut, 1974]
2. le pôle de Landau, correspondant à l'énergie Λ_C pour laquelle le couplage λ devient infini.

Ces deux valeurs sont liées entre elles et à la masse du Higgs par la relation : $\Lambda_C = v\ exp\ (\frac{4\pi^2 v^2}{M_H^2})$

On constate, à partir de cette relation, que l'énergie de « cut-off » Λ_C sera élevée si la masse du Higgs est relativement faible et vice-versa. Par exemple, une masse M_H inférieure à 200 GeV/c^2 porterait la valeur du cut-off à 10^{16} GeV, et si l'on établit le cut-off à l'énergie correspondant à la masse du Higgs ($\Lambda_C = M_H$), on retrouve une valeur de l'ordre de 700 GeV/c^2. La valeur résultant de simulations de théories de jauge sur réseaux, dans lesquelles les effets non perturbatifs sont pris en compte rigoureusement, fixe cette limite, due à la condition de trivialité de la théorie, avec plus de précision : $M_H < 640$ GeV/c^2 [Hasenfratz, 1992].

La stabilité du vide

La condition de stabilité du vide apparaît lorsque l'on calcule le couplage quartique λ en tenant compte, non seulement du couplage du Higgs à lui-même, mais aussi des contributions des bosons et fermions massifs. Parmi elles, c'est la contribution du quark top qui s'avère prépondérante. Son incorporation dans l'analyse théorique (par les équations du groupe de renormalisation) n'apporte cependant pas de grand changement si la valeur de λ est assez élevée. La limite en masse assurant la trivialité de la théorie s'en trouve simplement quelque peu modifiée. C'est dans le cas où la valeur de λ est faible que la contribution du top peut s'avérer cruciale. En effet, elle apparaît sous la forme d'un terme négatif qui peut faire basculer λ dans la région de valeurs négatives [Lindner et al., 1989]. Or ces valeurs sont interdites parce qu'elles correspondent à une instabilité du vide. Contrairement aux contraintes précédentes, celle qui apparaît sur la masse du Higgs pour assurer la stabilité du vide, en maintenant une valeur suffisante à λ, fixe

donc une borne inférieure à M_H. En fait, cette limite dépend de la valeur de l'énergie de cut-off Λ_C :

si Λ_C est de l'ordre de 10^3 GeV, la condition s'écrit $M_H > 70$ GeV/c^2

si Λ_C est de l'ordre de 10^{16} GeV, elle devient $M_H > 130$ GeV/c^2

En combinant les contraintes issues de la trivialité et de la stabilité du vide, on peut ainsi encadrer la masse du boson de Higgs entre une borne inférieure et une borne supérieure qui peuvent être calculées en fonction de l'énergie Λ_C au-dessous de laquelle le modèle standard reste valide. Les valeurs de ces bornes, calculées avec une précision supérieure aux estimations données ci-dessus sont représentées en fonction de Λ_C dans la figure 1.2. Cette figure inclut une estimation des erreurs (bandes colorées sur la figure). Les contraintes sur la masse du Higgs s'expriment par la double inégalité :

50 GeV/$c^2 \leq M_H \leq 800$ GeV/c^2 si Λ_C est de l'ordre du TeV ;

130 GeV/$c^2 \leq M_H \leq 180$ GeV/c^2 si Λ_C est de l'ordre de 10^{16} GeV.

Cette seconde hypothèse correspond à un domaine possible beaucoup plus restreint pour la masse du Higgs.

Le réglage fin de la masse du Higgs

Paradoxalement, une contrainte supplémentaire apparaît sur la masse du boson de Higgs lorsque l'on tente de la calculer avec un maximum de précision par la théorie des perturbations en appliquant les corrections radiatives appropriées. En effet, lorsque ce type de calcul, appelé «réglage fin» (fine-tuning) est effectué, il apparaît un terme correctif du premier ordre proportionnel au carré de l'énergie Λ_C, (énergie à laquelle on tronque les intégrales qui entrent en jeu dans le calcul) alors que ce terme est généralement logarithmique. Une telle divergence mène à des corrections radiatives importantes, voire à l'impossibilité de calculer M_H, en particulier si la valeur de Λ_C est élevée. Toutefois dans le domaine d'énergie correspondant à $\Lambda_C < 100$ TeV, on peut définir, pour chaque valeur de Λ_C, un intervalle de masse du Higgs pour lequel l'incidence du réglage fin sera inférieure à une valeur relative donnée (par exemple à 10% de la masse du Higgs) [Kolda and Murayama, 2000]. On peut ainsi définir, pour Λ_C compris entre 1 et 100 TeV, des domaines pour lesquels cette incidence sera limitée. Bien que les contours de ces domaines soient flous puisqu'ils dépendent du pourcentage de la masse du Higgs considéré comme acceptable pour ces corrections, ils laissent nettement ouverte l'éventualité d'une valeur M_H comprise entre 100 et 400 GeV/c^2 lorsque Λ_C est inférieur à environ 10 TeV, et maintiennent la possibilité d'un Higgs de masse proche de 200 GeV/c^2 jusqu'à $\Lambda_C = 100$ TeV.

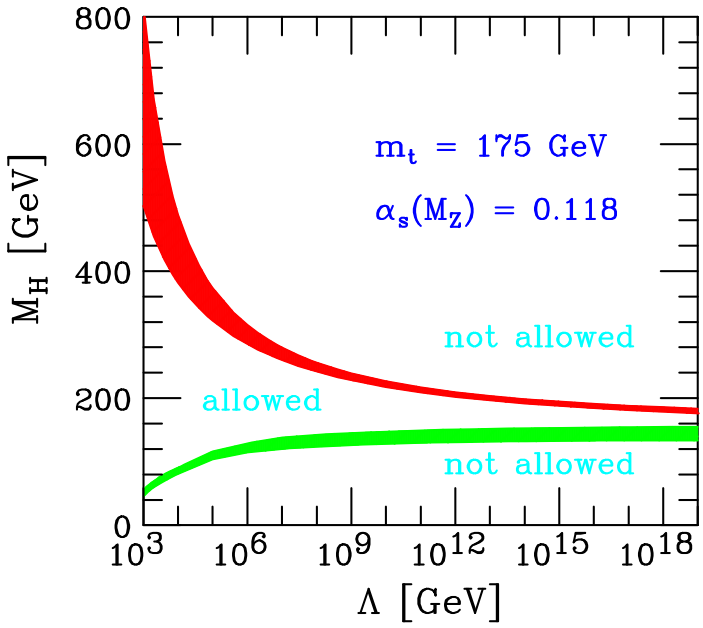


FIG. 1.2 – Limites théoriques sur la masse du boson de Higgs en fonction de la valeur de l'énergie pour laquelle le modèle standard reste valable (Λ_C). Les bandes colorées illustrent les différentes incertitudes. [Hambye and Riesselmann, 1997]

1.4.2 Contraintes expérimentales indirectes sur la masse du Higgs

Aux contraintes théoriques que nous venons d'examiner s'ajoutent des contraintes provenant des mesures expérimentales. Dans le but de fournir des tests aussi contraignants que possible du modèle standard et de la théorie électrofaible, un grand nombre d'observables relevant de cette théorie, telles que la largeur totale du boson Z^0 (Γ_Z), l'angle de mélange électrofaible, dit de Weinberg, ($sin(\theta_W)$), ou encore la masse du boson W (M_W) ont été mesurées avec une grande précision (de l'ordre de 0,5 pour mille). Ces grandeurs physiques sont ensuite comparées aux valeurs calculées à partir d'ingrédients de base du modèle standard, tels que les constantes de couplage de l'interaction forte, celle de l'interaction électrofaible G_μ, la masse du quark top et celle du boson Z (M_Z), également déterminés de façon très précise, notamment au CERN ou au Fermilab. Ces calculs peuvent être effectués au premier ordre de la théorie, mais on n'aboutit alors qu'à une précision de l'ordre du pourcent. Pour atteindre des valeurs théoriques suffisamment précises, il est nécessaire d'effectuer des corrections radiatives, dont l'amplitude dépend de la masse du boson de Higgs. La comparaison entre valeurs expérimentales et théoriques impose ainsi des contraintes, dites indirectes, sur cette masse. Par exemple, la figure 1.3 ([The LEP Electroweak Working Group, 2006][The LEP Electroweak Working Group , 2005-2006]) compare les valeurs expérimentales moyennes de l'angle de mélange électrofaible (à gauche), et de la masse du boson W (à droite), avec les valeurs théoriques calculées en tenant compte des corrections radiatives dans tout un domaine de variation de M_H. On voit qu'un accord satisfaisant est obtenu pour les deux grandeurs ($\sin^2(\theta_W)$ et M_W) aux environs de $M_H = 100$ GeV/c^2.

On dispose en fait d'un nombre important de mesures de haute précision concernant des grandeurs de la théorie électrofaible :

- les résultats obtenus à basse énergie à partir des sections efficaces de diffusion profondément inélastique de neutrinos et d'antineutrinos muoniques par des nucléons. Le rapport de ces sections efficaces permet d'accéder à une détermination précise de l'angle de Weinberg, $\sin^2(\theta_W)$, *via* les couplages droits et gauches des fermions au boson Z^0,
- toujours à basse énergie, la détermination de la même grandeur finale ($\sin^2(\theta_W)$) par la mesure de la violation de parité dans les atomes de césium et de thallium donnant la charge faible Qw qui exprime le couplage du noyau au boson Z^0,
- aux énergies du LEP1, les paramètres issus des mesures effectuées sur le boson Z^0 : largeur totale Γ_Z, section efficace hadronique σ^0_{had} au pic de production, largeurs partielles R_l, R_b et R_c de décroissance du boson en leptons, et en quarks b et c (ces largeurs étant normalisées à celle de la décroissance hadronique), asymétrie avant-arrière de ces décroissances,

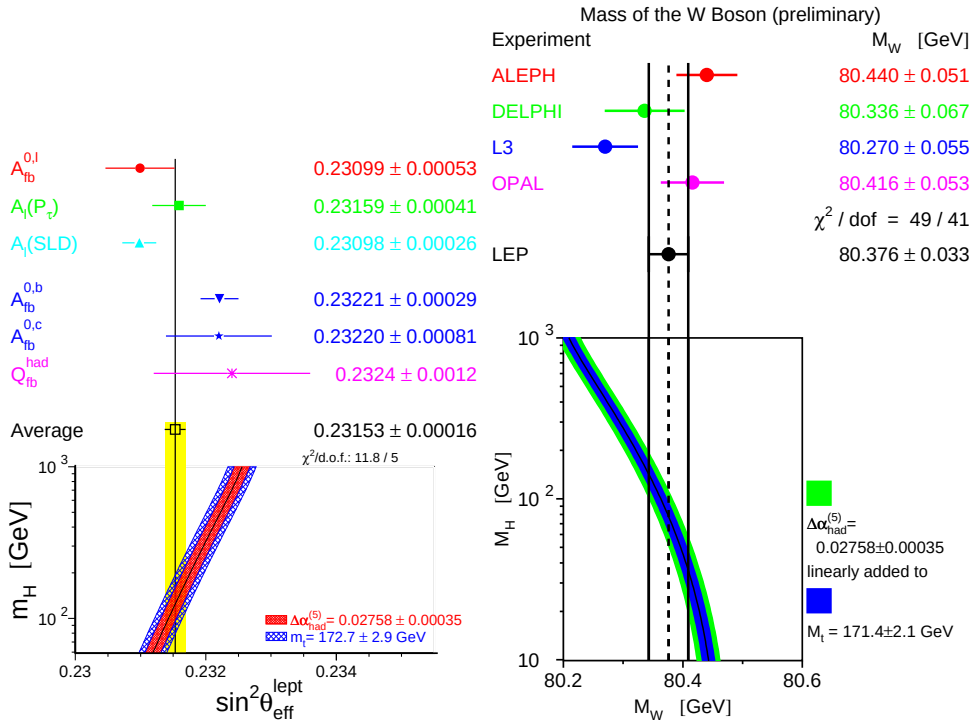
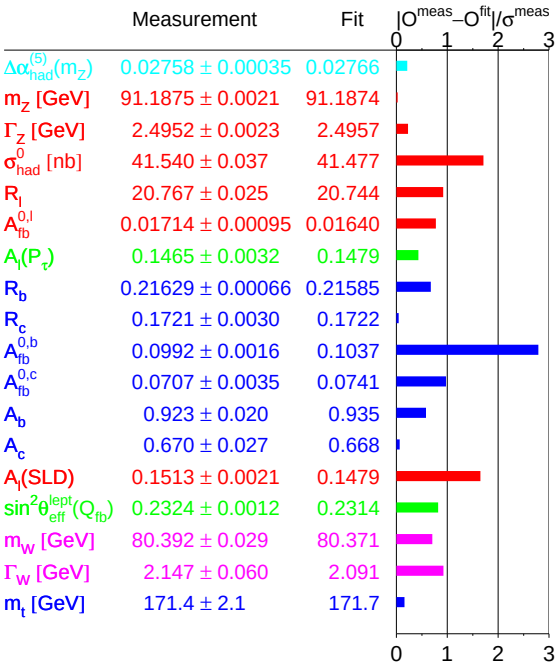


FIG. 1.3 – Superposition des prédictions théoriques (bandes de couleur) et des valeurs mesurées par les différentes expériences du LEP pour $\sin^2(\theta_{eff})$ (à gauche) et M_W (à droite) [The LEP Electroweak Working Group, 2005-2006]



TAB. 1.3 – Schéma résumant les précisions des mesures des différentes grandeurs électrofaibles au LEP1, LEP2, SLC, et Tevatron [The LEP Electroweak Working Group, 2005-2006]. Les barres colorée représentent les déviations standard correspondantes.

notées $A_{FB}^{0,\,l}$, $A_{FB}^{0,\,b}$ et $A_{FB}^{0,\,c}$, et enfin asymétrie de polarisation du tau A_{pol}^{τ}, ces asymétries permettant également d'évaluer $\sin^2(\theta_W)$,

- la mesure de l'asymétrie de polarisation longitudinale A_{LR}^{f}, effectuée au SLAC - qui conduit elle aussi à $\sin^2(\theta_W)$ - et les asymétries avant-arrière droite et gauche pour les quarks lourds b et c provenant de la désintégration du Z^0,
- la masse M_W du boson W et sa largeur totale de décroissance Γ_W, mesurées de façon précise au LEP2 et au Tevatron du Fermilab.

Le tableau 1.3 [The LEP Electroweak Working Group, 2005-2006] présente une liste de grandeurs qui ont fait l'objet de ce type de mesures précises sur plusieurs machines (LEP1, LEP2, SLC et Tevatron), et dont la valeur est comparée à celle qui résulte d'un calcul tout aussi précis, incluant les corrections radiatives, dans le cadre du modèle standard. L'excellent accord obtenu entre théorie et expérience est symbolisé par les barres figurant à droite du tableau, qui représentent l'écart entre la valeur expérimentale et la valeur issue des calculs, exprimé en unité d'écart-type (σ) lié à la valeur expérimentale. Dans presque tous les cas, cet écart théorie-expérience est inférieur à σ - c'est-à-dire à l'incertitude expérimentale - ou du même ordre.

Bien entendu, pour chacune des grandeurs présentées dans le tableau 1.3, la valeur calculée par le modèle standard dépend des corrections radiatives appliquées, qui sont elles-mêmes influencées par la masse M_H adoptée pour le Higgs. Une méthode de χ^2 a donc pu être utilisée pour déterminer la valeur de M_H qui assure le meilleur accord global entre l'ensemble de ces données expérimentales et les valeurs résultant du calcul. Le résultat de cette étude est présenté sur la figure 1.4, qui inclut les incertitudes estimées sur les valeurs théoriques et quelques variantes concernant les données expérimentales retenues et les ingrédients du calcul. Cette figure montre clairement que le meilleur accord est obtenu pour une valeur de M_H légèrement inférieure à 100 GeV/c^2. Le calcul précis conduit à

$$M_H = 85^{+39}_{-28} \text{ GeV}/c^2 \tag{1.21}$$

avec un niveau de confiance de 68%, et à une borne supérieure de M_H égale à 166 GeV/c^2

$$M_H \leq 166 \text{ GeV}/c^2 \tag{1.22}$$

avec un niveau de confiance de 95%. Cette limite augmente toutefois jusqu'à 199 GeV/c^2 si l'on prend en compte la limite de 114 GeV/c^2 obtenue par les recherches directes au LEP2. Cette limite de 114 GeV/c^2 est représentée en jaune sur la figure.

Il faut toutefois remarquer que la recherche du meilleur accord possible par la méthode du χ^2 conduit à effectuer une sorte de moyenne - un compromis - entre les valeurs qui seraient déduites de chacune des mesures figurant dans le tableau 1.3, et non pas à un accord général [Chanowitz, 2003]. En particulier, les deux mesures qui conduisent au plus grand écart $A_{fb}^{0,b}$ et $A_l(SLD)$ préconiseraient des valeurs s'écartant notablement de la valeur moyenne de 114 GeV/c^2, mais l'une vers les faibles masses et l'autre vers les masses élevées.

1.4.3 Contraintes expérimentales directes sur la masse du boson de Higgs

Les dernières contraintes sur la masse du Higgs sont issues de la recherche directe de ce boson effectuée au LEP et au Tevatron.

Le boson de Higgs a été recherché sur LEP1 à des énergies proches de la résonance du Z, soit $\sqrt{s} \approx M_Z$. A ces énergies, deux modes principaux de production sont envisagés :

- le processus de Bjorken [Bjorken, 1976] dont le schéma est donné sur la figure 1.5, dans lequel le boson Z se désintègre en un boson de Higgs réel et un boson virtuel Z^* qui se désintègre à son tour en deux fermions légers : $Z \rightarrow HZ^* \rightarrow Hf\bar{f}$.
- le mode $Z \rightarrow H\gamma$ [Cahn et al., 1979] symbolisé par les diagrammes 1.6.

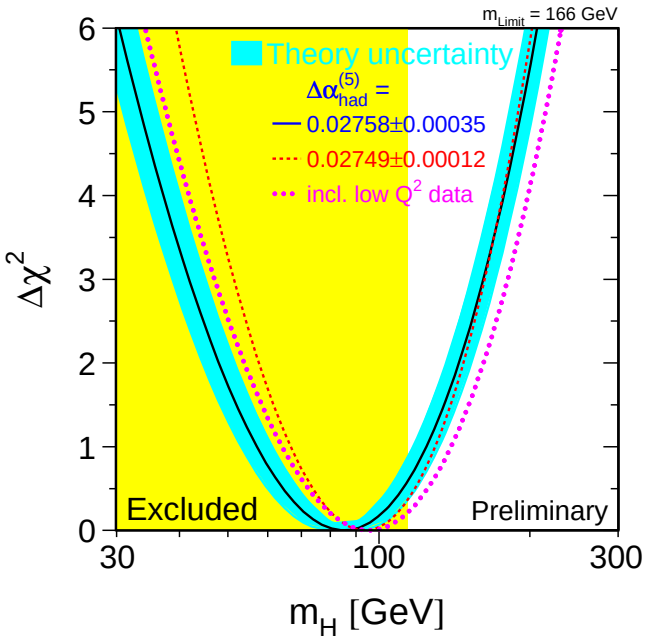


FIG. 1.4 – Limites expérimentales de la masse du boson de Higgs, notée ici m_H, dues aux recherches directes au LEP, et le $\Delta\chi^2$ résultant des fits des grandeurs de la théorie électrofaible en supposant que m_H soit le seul paramètre libre. Les bandes colorées représentent les incertitudes expérimentales [The LEP Electroweak Working Group, 2005-2006].

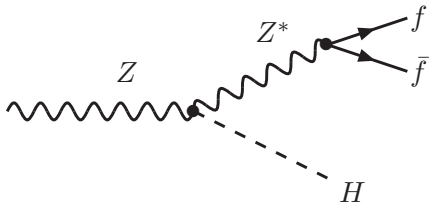


FIG. 1.5 – Diagramme du processus de Bjorken

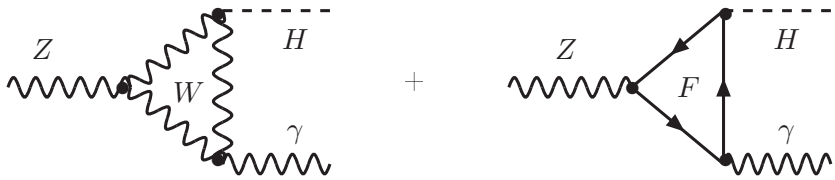


FIG. 1.6 – Diagrammes à une boucle
$Z \to H\gamma$

Le nombre de bosons de Higgs prédits par le modèle standard par million de désintégrations de Z^0 a pu être évalué en fonction de la masse M_H. La production par le processus de Bjorken est prépondérante pour toutes les valeurs de cette masse inférieures à 60 GeV/c^2. L'absence de signal positif de production de Higgs par les quatre expériences engagées sur LEP1 (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) permet de poser une limite inférieure de $65,2$ GeV/c^2 à cette masse, avec un niveau de confiance de 95%.

Les recherches ont été poursuivies sur LEP2 jusqu'à une énergie de 209 GeV dans le système du centre de masse ($\sqrt{s} = 209$ GeV). LEP2 étant un collisionneur leptonique, le principal mode de production du Higgs à cette énergie aurait été le Higgs-strahlung [Ellis et al., 1976] :

$$e^+e^- \to Z^* \to H + Z \tag{1.23}$$

dont le diagramme est le suivant :

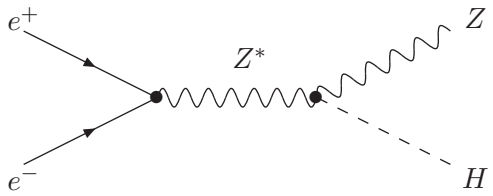


Diagramme du Higgs-Strahlung

Ici encore, en combinant les informations fournies par les quatre expériences présentes au LEP, il n'a pas été observé d'excès d'événements par rapport au bruit de fond attendu. La condition obtenue sur la masse du Higgs est alors devenue (voir [Barate et al., 2003]) :

$$M_H > 114,4 \text{ GeV}/c^2 \tag{1.24}$$

toujours avec un niveau de confiance de 95%.

La même référence signale que, lors des prises de données, un excès d'événements au voisinage de $M_H = 116$ GeV/c^2 a été observé par l'expérience

ALEPH. Cet excès, qui correspondrait à une fluctuation du bruit de fond de $1,7\sigma$ par rapport à sa valeur moyenne, n'est pas suffisant pour affirmer que le boson de Higgs ait été découvert. En effet, cet écart ne correspondrait qu'à un niveau de confiance de 91%, alors que le seuil minimum de découverte usuellement adopté est fixé à 5σ, ce qui assure un niveau de confiance très proche de l'unité.

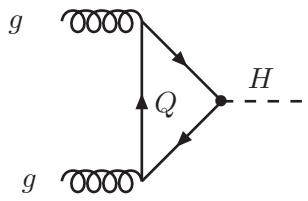
Compte tenu de l'ensemble des contraintes passées en revue ci-dessus, le Higgs semble devoir être recherché dans une zone de masse comprise entre 100 et 200 GeV/c^2. Cependant, en raison des incertitudes inhérentes à toutes ces déterminations, des hypothèses qu'elles impliquent et de la possibilité d'existence du Higgs au delà du modèle standard, il sera recherché dans tout le domaine de masse accessible.

1.5 Modes de production et de désintégration du boson de Higgs au LHC

1.5.1 Production du boson de Higgs

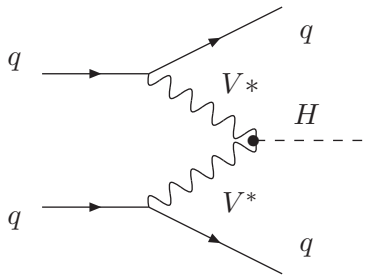
Quatre modes principaux de production du Higgs sont prévus à l'énergie du LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV) :

1. La fusion de gluons [Georgi et al., 1978]



   Si le boson possède une masse inférieure à 1 TeV/c^2, le mode de production dominant au LHC sera la fusion de gluons. Le diagramme présenté ci-dessus montre que cette production se fera au premier ordre par l'intermédiaire d'une boucle triangulaire de quarks lourds (quark t et quark b), notés Q. Toutefois, pour obtenir un ordre de grandeur réaliste de la section efficace de production par ce processus, il faut prendre en compte les diagrammes d'ordre supérieur.

2. La fusion de bosons [Dicus and Willenbrock, 1985]

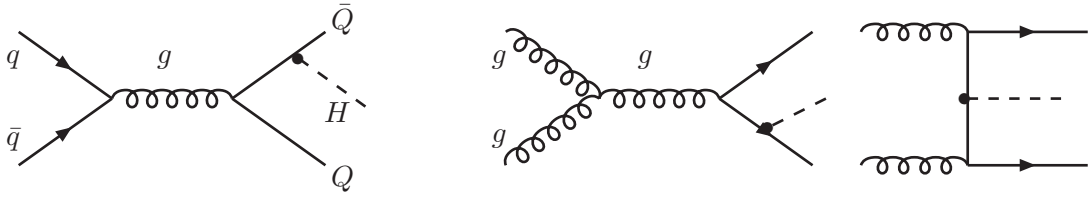


Dans ce processus, deux quarks donnent naissance à deux bosons virtuels (Z^* ou W^*), notés V^* dans le schéma, qui vont fusionner pour créer un Higgs :

$$qq \rightarrow V^*V^*qq \rightarrow Hqq.$$

Bien que moins important à 100 GeV/c^2 d'un ordre de grandeur, ce mode de production sera presque aussi présent que la fusion de gluons vers 1 TeV/c^2.

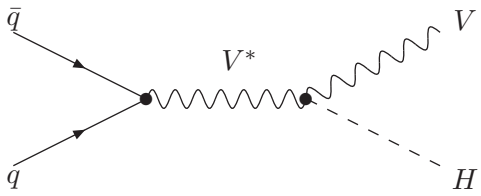
3. La production associée avec celle d'une paire de quarks lourds [Raitio and Wada, 1979]



La production du Higgs peut également s'accompagner d'une émission de quarks lourds. Il s'agit en fait d'un quark et d'un antiquark, notés respectivement Q et $\overline{Q}$ sur le schéma. Plusieurs diagrammes sont alors à prendre en compte dès le premier ordre pour les calculs de section efficace.

4. Le processus de Higgs-strahlung [Jones and Petcov, 1979]

Ce processus, qui peut se produire également lors de la fusion d'une paire quark-antiquark, a déja été décrit lorsqu'il met en jeu la fusion d'une paire électron-positron. Il aura une contribution non négligeable à la production du Higgs si la masse de ce dernier se situe au dessous de 200 GeV/c^2. Dans le diagramme, la lettre V désigne toujours un boson Z ou W, et V^* la même particule dans un état virtuel.



La section efficace de production du Higgs par les différents processus dépend de la masse de cette particule. La figure 1.7 et le tableau qui lui est associé permettent de comparer la contribution de ces différentes voies de production à l'ordre suivant le premier ordre (Next to Leading Order ou NLO) pour des valeurs de M_H inférieures au TeV/c^2. Le processus $gg \rightarrow H$ domine dans tout ce domaine, et n'est rejoint que vers 1 TeV/c^2 par la voie $qq \rightarrow Hqq$.

La production totale du Higgs peut ainsi être évaluée en fonction de sa masse. Par exemple, si celle-ci est de 150 GeV/c^2, on s'attend à une production d'environ 1600 Higgs pour une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} (valeur correspondant à la luminosité minimale attendue lors d'une année de fonctionnement normale). Mais bien entendu, le nombre de Higgs produits ne correspond pas au nombre de Higgs que l'on observera.

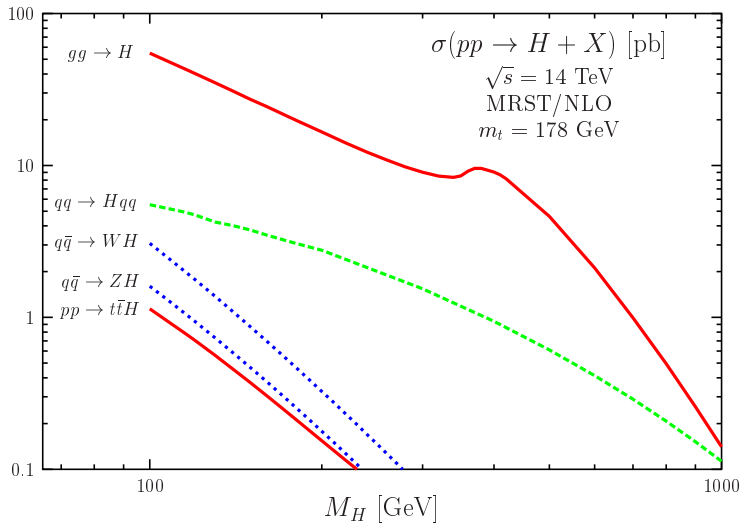
1.5.2 Désintégration du boson de Higgs

Une fois les Higgs produits, il faudra les détecter et les identifier *via* les particules résultant de leur désintégration. Les rapports de branchement entre les différents modes de désintégration vont dépendre eux aussi de la masse du Higgs. En dessous de 130 GeV/c^2 la désintégration en $b\bar{b}$ sera prédominante ; entre 130 GeV/c^2 et 180 GeV/c^2 (c'est à dire deux fois la masse du Z) la désintégration en deux bosons intermédiaires (W ou Z) va entrer en concurrence avec le phénomène précédent. Enfin, au delà de 180 GeV/c^2, la désintégration en deux bosons intermédiaires sera largement prédominante.

Toutefois, pour chaque région de masse, il existera des modes de désintégration privilégiés pour l'observation du Higgs qui ne correspondront pas obligatoirement aux canaux de désintégration les plus probables.

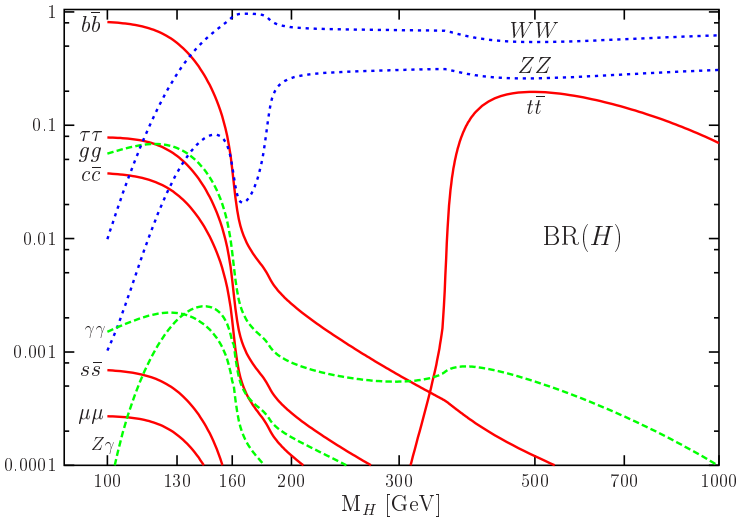
Région de basse masse : $M_H < 130$ GeV/c^2

Dans cette région de masse, le canal de désintégration prédominant ($H \rightarrow b\bar{b}$) sera difficile à identifier expérimentalement, notamment à cause du bruit de fond QCD qui devrait noyer complètement le signal. Bien que la recherche du Higgs dans cette voie ne soit pas totalement impossible - en recherchant par exemple des événements $b\bar{b}$ associés avec des particules créées en même temps que le Higgs (W^+, W^-, Z^0 ou $t\bar{t}$) - on donnera la préférence à des canaux moins probables, mais ayant une très bonne signature, ce qui permettra d'améliorer significativement le rapport signal sur bruit. Le principal de ces canaux sera celui dans lequel le Higgs donne naissance à deux photons : $H \rightarrow \gamma\gamma$. Etant donnée l'excellente résolution du calorimètre électromagnétique de CMS dans ce domaine d'énergie, ce canal est considéré comme l'un des plus prometteurs pour découvrir le Higgs si sa masse est inférieure à 130 GeV/c^2.



M_H[GeV/c^2]	$\sigma(HW)[pb]$	$\sigma(HZ)[pb]$	$\sigma(Hqq)[pb]$	$\sigma(gg \to H)[pb]$	$\sigma(Ht\bar{t})[pb]$
115	1.89	1.01	4.93	43.32	0.79
120	1.65	0.89	4.72	40.25	0.70
130	1.28	0.70	4.24	35.04	0.56
140	1.00	0.55	4.01	30.81	0.45
150	0.79	0.44	3.76	27.22	0.37
160	0.62	0.35	3.49	24.44	0.31
170	0.52	0.29	3.26	21.97	0.25
180	0.42	0.24	3.07	19.87	0.21
200	0.30	0.17	2.76	16.61	0.15
300	0.04	0.07	1.54	9.02	–
400	–	–	0.94	9.05	–
500	–	–	0.61	4.62	–
600	–	–	0.41	2.12	–
700	–	–	0.29	0.99	–
800	–	–	0.21	0.49	–
900	–	–	0.15	0.26	–
1000	–	–	0.11	0.14	–

FIG. 1.7 – Sections efficaces de production du Higgs au deuxième ordre (NLO) pour le LHC.



M_H (GeV/c^2)	BR($b\bar{b}$)	BR($\tau\tau$)	BR($\mu\mu$)	BR($s\bar{s}$)	BR($c\bar{c}$)	BR($t\bar{t}$)
115	0.736	$7.21 \cdot 10^{-2}$	$2.51 \cdot 10^{-4}$	$6.23 \cdot 10^{-4}$	$3.39 \cdot 10^{-2}$	–
120	0.683	$6.78 \cdot 10^{-2}$	$2.35 \cdot 10^{-4}$	$5.79 \cdot 10^{-4}$	$3.15 \cdot 10^{-2}$	–
130	0.533	$5.36 \cdot 10^{-2}$	$1.86 \cdot 10^{-4}$	$4.51 \cdot 10^{-4}$	$2.45 \cdot 10^{-2}$	–
140	0.349	$3.56 \cdot 10^{-2}$	$1.23 \cdot 10^{-4}$	$2.95 \cdot 10^{-4}$	$1.60 \cdot 10^{-2}$	–
150	0.179	$1.85 \cdot 10^{-2}$	–	$1.51 \cdot 10^{-4}$	$8.23 \cdot 10^{-3}$	–
160	$4.11 \cdot 10^{-2}$	$4.30 \cdot 10^{-3}$	–	–	$1.89 \cdot 10^{-3}$	–
170	$8.64 \cdot 10^{-3}$	$9.13 \cdot 10^{-4}$	–	–	$3.97 \cdot 10^{-4}$	–
180	$5.53 \cdot 10^{-3}$	$5.90 \cdot 10^{-4}$	–	–	$2.54 \cdot 10^{-4}$	–
200	$2.65 \cdot 10^{-3}$	$2.89 \cdot 10^{-4}$	–	–	$1.22 \cdot 10^{-4}$	–
300	$6.21 \cdot 10^{-4}$	–	–	–	–	–
400	$2.35 \cdot 10^{-4}$	–	–	–	–	0.131
500	$1.20 \cdot 10^{-4}$	–	–	–	–	0.197
600	–	–	–	–	–	0.176
700	–	–	–	–	–	0.144
1000	–	–	–	–	–	0.070

FIG. 1.8 – Rapports de branchements des différents produits de désintégration du Higgs.

Région de masse intermédiaire : $130\ \text{GeV}/c^2 < M_H < 180\ \text{GeV}/c^2$

Dans cette zone de masse, le Higgs commence à se désintégrer en bosons intermédiaires, mais comme son énergie de masse n'est pas suffisante pour créer deux bosons réels, l'un des deux (au moins) sera virtuel. Si c'est une paire de W qui est créée, le canal privilégié sera la désintégration en deux leptons et deux neutrinos. Si, par contre, il s'agit d'une paire de Z, on recherchera en priorité les événements comportant 4 leptons dans l'état final. Ici encore, la signature de ces canaux sera très bonne (c'est d'ailleurs le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^+2e^-$ qui fait l'objet de cette thèse). Notons par ailleurs que dans ce domaine de masse, la largeur naturelle du Higgs poura être considérée comme négligeable, car elle sera très largement dominée par la résolution de reconstruction[8]. Il est intéressant de remarquer qu'autour de la région de masse $160 - 170\ \text{GeV}/c^2$, on observe une chute de la section efficace de production de deux Z (voir la figure 1.8). Ce phénomène est dû au fait que le Higgs est alors suffisamment massif pour que sa désintégration puisse engendrer deux bosons W réels. C'est alors ce canal qui devient privilégié jusqu'à ce que l'énergie de masse du Higgs atteigne celle de deux Z réels.

Région de haute masse : $M_H > 180\ \text{GeV}/c^2$

Au delà de $180\ \text{GeV}/c^2$, les deux bosons intermédiaires créés peuvent être réels. Cette situation permet une très bonne identification de ces canaux, puisque l'on peut chercher à reconstruire des masses invariantes bien connues : celles du Z et du W. Signalons également que, dans cette gamme d'énergie, la largeur naturelle du Higgs est comparable à la résolution du détecteur, ce qui rend celle-ci moins critique. Enfin, si $M_H > 500\ \text{GeV}/c^2$, cette largeur naturelle s'élève notablement, ce qui devrait rendre la détection très difficile. On aura alors recours à d'autres canaux de désintégration, comme $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\overline{\nu}$, $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-jj$, et $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^{\pm}\nu j$, afin d'augmenter la proportion de signal, donc les chances de détecter la particule de Higgs.

1.6 Conclusion

Bien que la masse du boson de Higgs soit un paramètre libre du modèle standard, les contraintes directes et indirectes sur cette masse laissent supposer que, dans le cadre de ce modèle, la recherche du Higgs doit se faire de façon préférentielle dans la zone de masse variant de 100 à 200 GeV/c^2. Dans cette zone, les canaux d'observation privilégiés à prendre en compte au LHC sont les voies de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2\ leptons\ 2\nu$

[8] Une comparaison entre la largeur naturelle du Higgs et la résolution du détecteur sera faite dans le chapitre 6.

et le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$ *leptons*. L'étude réalisée au cours de ce travail permettra d'évaluer le potentiel de découverte du Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^{*} \rightarrow 2e^{+}2e^{-}$ grâce au détecteur CMS lors du fonctionnement du LHC.

Chapitre 2

La situation expérimentale

2.1 Introduction

Au cours du développement de la physique subatomique, la théorie a souvent précédé l'expérience. Ainsi, le boson de Higgs n'est pas la première particule dont l'existence ait été prédite par les théories successives qui ont donné naissance au modèle standard. Dès 1928, Paul Dirac annonçait l'existence possible d'électrons positifs, qui furent effectivement découverts par Carl Anderson, dans le rayonnement cosmique, en 1933. Cette même année 1933, la théorie de l'interaction faible, élaborée par Enrico Fermi, confirmait la prédiction d'une particule neutre de très faible masse, avancée dès 1930 par Wolfgang Pauli. C'était le neutrino, qui ne fut observé qu'en 1956. En 1934, la théorie de l'interaction forte, élaborée par le Japonais Ideki Yukawa, prévoyait l'existence des mésons, qui furent mis en évidence en 1947, aux Etats-Unis. Puis, en 1964, l'hypothèse des quarks de Murray Gell-Mann et George Zweig amena la prévision d'une particule nouvelle, appelée Ω^-, qui fut identifiée deux ans plus tard ! Enfin, plus près de nous, le développement de la théorie électrofaible conduisit à prévoir successivement l'existence des courants neutres leptoniques, celles des bosons W et Z, et finalement celle du boson de Higgs. Toutes ces prédictions constituèrent autant de moteurs pour la recherche expérimentale, et conduisirent souvent à la construction d'équipements spécifiques. Compte tenu des énergies mises en jeu, il s'agissait presque toujours de grands instruments, principalement des accélérateurs, machines capables d'amener des particules à des vitesses proches de celle de la lumière, et des détecteurs, dispositifs permettant d'« observer » les collisions engendrées par ces projectiles.

La recherche des courants neutres leptoniques a été la motivation profonde de la construction, en France, de la grande chambre à bulles Gargamelle, destinée à être placée sur les faisceaux de neutrinos du CERN, et qui permit effectivement de les découvrir en 1973 [Hasert et al., 1973]. En fournissant les premiers indices de la validité de la théorie électrofaible, cette

découverte donna le feu vert à la deuxième étape, la recherche des bosons intermédiaires W et Z. Les physiciens du CERN imaginèrent une solution mettant en jeu des collisions proton-antiproton qui permettaient d'atteindre plus rapidement des énergies équivalentes. Il fallait cependant réaliser pour cela une véritable prouesse technique : maintenir des faisceaux d'antiprotons dans un anneau, et avec des intensités assez élevées pour provoquer des collisions en nombre suffisant avec un faisceau de protons. Grâce au génie expérimental de Simon Van der Meer, cet exploit fut réalisé au début des années 1980, ce qui permit de découvrir les bosons W et Z^0 en 1983, et valut à ce physicien de recevoir, conjointement avec Carlo Rubbia, le prix Nobel de physique en 1984.

Le LEP entra en fonctionnement en 1989 et produisit ces bosons en grand nombre. Leurs propriétés purent ainsi être étudiées avec précision, ce qui donna accès à plusieurs grandeurs fondamentales entrant dans le modèle standard. Ces succès combinés de l'expérimentation et de la théorie donnèrent suffisamment confiance à la valeur prédictive de cette dernière pour que le CERN obtienne les autorisations et les crédits nécessaires à la construction de ce qui sera bientôt le plus grand collisionneur jamais réalisé, le « Large Hadron Collider » ou LHC, dont l'objectif majeur est de découvrir le boson de Higgs. Deux expériences, mettant en jeu deux grands détecteurs, ATLAS et CMS seront consacrées à cette recherche.

Dans le monde, un grand nombre de laboratoires est engagé dans d'actives recherches en physique des particules. Cependant, ceux qui sont dotés de machines de très haute énergie sont beaucoup plus rares. Leur implantation est visualisée sur la figure 2.1. Ce sont :

- aux Etats-Unis, SLAC, près de San Francisco,
- aux Etats-Unis encore, BNL, près de New-York,
- aux Etats-Unis toujours, le Fermilab, près de Chicago,
- en Allemagne, DESY, à Hambourg,
- en Suisse, le CERN, près de Genève.
- au Japon, KEK, à Tsukuba.

Dans ce qui suit, nous ferons d'abord le point sur les grands collisionneurs existant ou ayant existé dans le monde. Nous rappellerons au passage quelle est ou quelle fut la contribution de chacun à la recherche du boson de Higgs. Nous décrirons ensuite brièvement le LHC, et CMS. Enfin, nous donnerons les principales caractéristiques d'ATLAS, l'autre grand détecteur qui sera consacré, comme CMS, à la recherche du Higgs au LHC.

2.2 Les expériences ne cherchant pas directement le Higgs

Dans cette section, nous présenterons brièvement quelques laboratoires de physique des hautes énergies dont les collisionneurs n'ont pas pour vocation

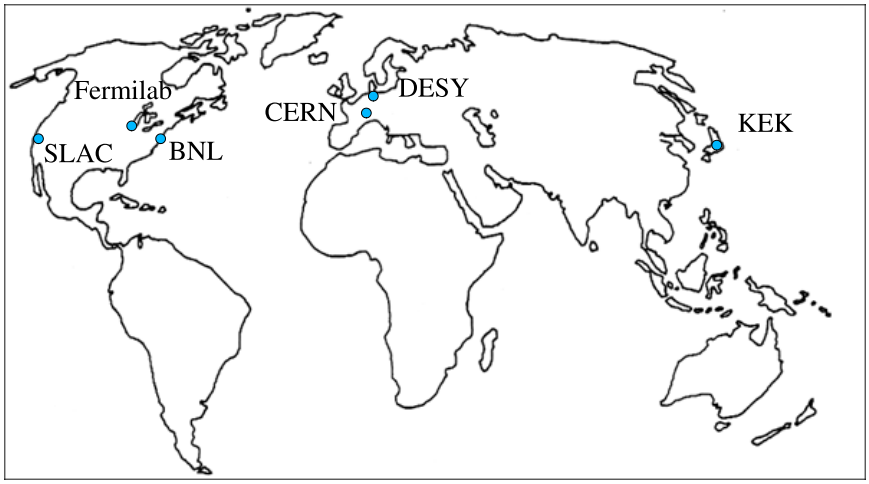


FIG. 2.1 – Les laboratoires internationaux ayant de grand collisionneurs.

de rechercher directement le boson de Higgs : DESY, SLAC, BNL et KEK.

DESY

Construit en 1959, DESY, pour « Deutsches Elektronen-SYnchrotron », est un laboratoire allemand, situé à Hambourg, qui possède un synchrotron à électrons. Un anneau d'accélération de 6.3 km de circonférence et enterré à 25 m de profondeur est utilisé pour la physique des particules. Il porte le nom d'HERA ("Hadron Electron Ring Accelerator"). Il s'agit de la seule machine au monde permettant les collisions électron-proton et positron-proton. Cet accélérateur permet d'obtenir une énergie de 320 GeV dans le système du centre de masse, par collision de protons de 820 GeV avec des électrons de 27 GeV. Les détecteurs intallés à DESY ont pour but d'étudier la structure du proton (H1, ZEUS), de mesurer la violation de CP (HERA-B), ou encore d'étudier la structure en spin du nucléon (HERMES).

SLAC

SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) est un laboratoire international situé à Stanford, près de San Francisco en Californie. Ce laboratoire a été fondé en 1962. Depuis 1999 le SLAC possède un collisionneur électron-positron asymétrique de 2,2 km de rayon, PEP-II, qui permet d'obtenir des collisions à 10 GeV dans le référentiel du centre de masse. Son principal détecteur de physique des particules est BaBar, qui a pour but d'étudier la violation de CP par l'étude de la physique des mésons B.

BNL

BNL, pour «Brookhaven National Laboratory» est un laboratoire situé près de New-York. Son principal accélérateur, le RHIC («Relativistic Heavy-Ion Collider») est un collisionneur d'ions lourds qui fonctionne depuis l'an 2000. Il accélère des noyaux d'or jusqu'à 100 GeV par nucléon, permettant de réaliser des collisions avec une énergie totale de 200 GeV. Les différentes expériences installées sur cet accélérateur (PHENIX, STAR, BRAHMS et PHOBOS) ont pour principal objectif de mettre en évidence l'éventuelle formation d'un plasma de quarks et de gluons lors de collisions d'ions lourds relativistes.

KEK

High Energy Accelerator Research Organization (Ko Enerugi Kasokuki Kenkyu Kiko), mieux connu sous le nom de KEK, est un laboratoire de physique des hautes énergies situé à Tsukuba, au Japon. KEKB est un collisionneur électron-positron installé dans ce laboratoire, sur lequel l'expérience Belle étudie la violation de CP.

2.3 Les expériences à la recherche du Higgs

Dans cette section, nous présenterons plus en détail les laboratoires dont les accélérateurs ont été, sont ou seront impliqués dans la recherche directe du Higgs.

2.3.1 Le LEP au CERN

Le CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) a été fondé en 1954. Situé près de Genève, à la frontière entre la France et la Suisse, il comptait initialement douze états membres (la Belgique, le Danemark, l'Allemagne, la France, la Grèce, l'Italie, la Norvège, la Suède, la Suisse, les Pays-Bas, le Royaume-Uni, et la Yougoslavie). Il s'agissait alors du premier centre de physique nucléaire international. Les objectifs du CERN étaient d'étudier la composition de la matière en réalisant des accélérateurs et des détecteurs capables d'explorer des énergies de plus en plus élevées. Le premier des grands collisionneurs du CERN a été le LEP (les collisions proton-antiproton ayant servi à découvrir les bosons Z et W étaient réalisées sur le SPS, transformé en collisionneur pour la circonstance). Le LEP (Large Electron-Positron collider) a été mis en fonctionnement en 1989. Ce collisionneur était un très grand accélérateur circulaire, puisqu'il mesurait environ 27 km de circonférence (l'équivalent du boulevard périphérique parisien). Il était placé sous terre, sur le territoire français et suisse, à une profondeur variant entre 50 et 170 mètres. C'était un synchrotron, c'est à dire un anneau dans lequel les

particules sont accélérées par paquets. Le champ magnétique appliqué varie avec le temps en corrélation avec l'accélération de chaque paquet, de façon à maintenir constant le rayon de courbure de la trajectoire des particules tout au long de l'accélération. Dans cette machine, un faisceau d'électrons et un faisceau de positrons circulaient en sens inverse, et leurs trajectoires étaient prévues pour que ces faisceaux se croisent en quatre points de la machine ; en ces points, des collisions étaient possibles. Quatre expériences y étaient installées, afin d'identifier les particules issues de ces collisions à haute énergie. Chacune d'elles mettait en jeu un grand détecteur, composé de plusieurs sous-détecteurs ayant chacun leur spécificité de détection (voir la figure 2.2), selon un schéma classique en physique des hautes énergies :

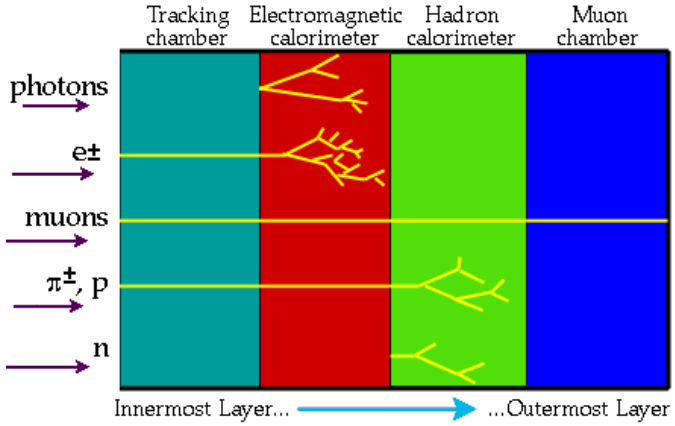


FIG. 2.2 – Identification des différentes particules.

- un trajectographe pour visualiser la trajectoire des particules chargées.
- un champ magnétique intense pour courber la trajectoire de ces particules chargées, donnant ainsi accès à leur impulsion, à partir du rayon de courbure pour une valeur déterminée du champ.
- un calorimètre électromagnétique pour avoir accès à l'énergie des particules lègères interagissant de manière électromagnétique (photons, électrons, positrons).
- un calorimètre hadronique pour mesurer l'énergie des hadrons (neutrons, protons, jets...).
- un système particulier de détection des muons, qui, en raison de leur forte masse, interagissent beaucoup moins avec les électrons de la matière que les électrons et les positrons.

Les principaux modes de productions du Higgs au LEP auraient été

- le Higgs-strahlung : $e^+ + e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$
- la fusion de bosons W : $e^+ + e^- \rightarrow \bar{\nu}\nu W^* W^* \rightarrow \bar{\nu}\nu H$.

Les quatre expériences installées au LEP sont décrites ci-dessous :

ALEPH

ALEPH (Apparatus for LEp PHysics) était un détecteur cylindrique de 12 m de long, et 12 m de diamètre qui pesait environ 3000 tonnes.

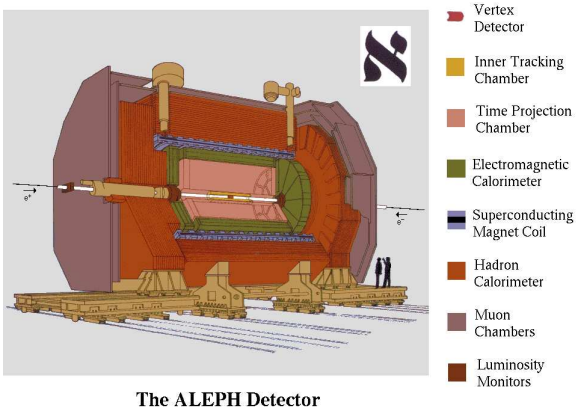


FIG. 2.3 – Le détecteur ALEPH.

- Son trajectographe était composé de 3 parties, un détecteur de vertex composé de bandes de silicium, une chambre à traces interne qui était une chambre à dérive multifils et une chambre à projection temporelle, qui était une chambre à dérive tridimensionnelle remplie d'un mélange gazeux d'argon et de méthane.
- Son calorimètre électromagnétique était composé d'une alternance de feuilles de plomb et de chambres à fils remplies d'un mélange de xénon et de dioxyde de carbone.
- Son calorimètre hadronique était composé de 23 couches de chambres à dards s'intercalant avec des couches de fer.
- Son détecteur de muons était constitué de chambres à dards et de bandes d'aluminium.
- Le champ magnétique de 1.5 T était créé par un aimant supraconducteur.

ALEPH a enregistré près de 5 millions de désintégrations du boson Z^0, ce qui a permis de mesurer de façon très précise les caractéristiques de ce boson et de sa désintégration. ALEPH a également déterminé avec une très grande précision la masse des W^+ et W^-. Ces paramètres sont d'une grande importance pour fixer les contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs. Par ailleurs, comme nous l'avons déjà signalé, certaines mesures ont mis en évidence un excès d'événements autour de 115 GeV [Barate et al., 2000], ce qui pourrait constituer le premier indice direct de l'existence du boson de Higgs, bien que la faible statistique observée ne puisse pas permettre d'affirmer que ce boson ait effectivement été découvert. Un exemple de candidat Higgs est montré sur la figure 2.4

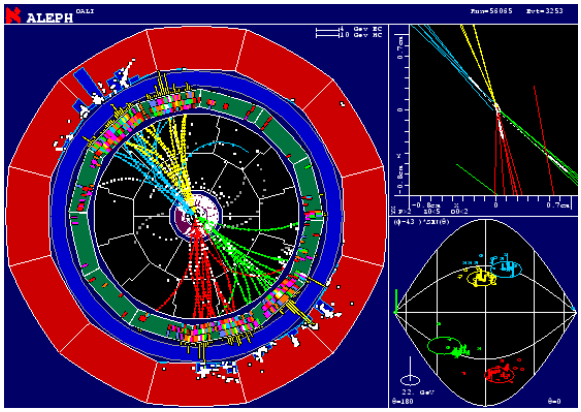


FIG. 2.4 – Candidat Higgs dans ALEPH. On peut observer quatre jets (rouge, jaune, bleu et vert) opposés deux à deux. Une explication possible pour un tel événement serait la production simultanée d'un boson Z^0 conduisant au couple de jets représenté en jaune et rouge, et d'un boson de Higgs conduisant à la paire en bleu et vert.

DELPHI

DELPHI (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification), est un des autres détecteurs a avoir été mis en place sur le LEP. Il possèdait également une géométrie cylindrique. Mesurant 10 m de long et 10 m de diamètre, il pesait près de 3500 tonnes.

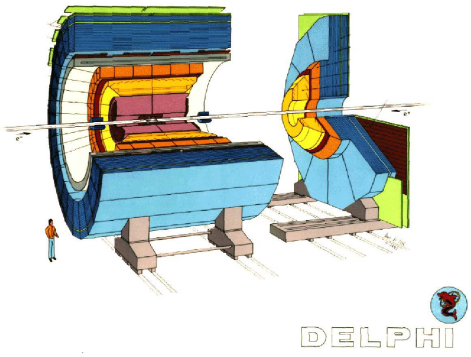


FIG. 2.5 – Le détecteur DELPHI.

Les caractéristiques de DELPHI étaient les suivantes :

- Le système de mesure des trajectoires était composé d'un détecteur de vertex en silicium et de chambres à dérive de haute résolution.
- Le calorimètre électromagnétique était composé de blocs de verre au plomb dans les bouchons, et de compteurs proportionnels à gaz al-

ternant avec des couches de plomb (déclencheur de gerbes) dans le tonneau.
- Le solénoïde supra-conducteur permettait d'obtenir un champ magnétique de 1.2 Tesla.
- Le calorimètre hadronique, placé dans la zone de retour de champ du solénoïde, était constitué de chambres à streamer tubulaires.
- Les détecteurs de muons étaient composés de chambres à fils.

Notons enfin que DELPHI était le seul détecteur du LEP possédant un grand détecteur Cerenkov, utilisé pour l'identification des particules.

Les mesures réalisées à DELPHI pour rechercher le Higgs n'ont permis d'observer aucun excès d'événements par rapport au nombre prévu par le modèle standard, et ce jusqu'à des énergies de 209 GeV (pour une luminosité totale de 570 pb^{-1}), avec un niveau de confiance de 95%. Il semble donc qu'aucun Higgs du modèle standard ou du Modèle Super-Symétrique Minimal (MSSM) n'ait été observé avec DELPHI ([Fernandez, 2003] et [Abdallah et al, 2004]), ce qui minimise encore la portée des indices observés à ALEPH.

L3

L3, qui pesait près de 7800 t, était le plus lourd des détecteurs installés au LEP (à titre de comparaison, la tour Eiffel pèse environ 7000 t).

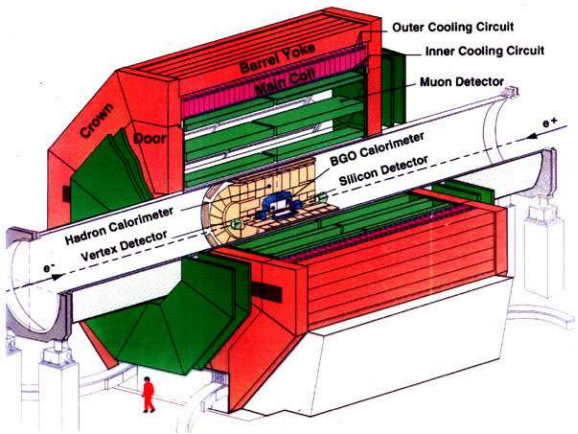


FIG. 2.6 – Le détecteur L3.

Un aimant de grandes dimensions (14 m sur 16 m) permettait de créer un champ de 0,5 Tesla. La structure de ce détecteur était la suivante :
- Le trajectographe était constitué de détecteurs de vertex en silicium et de chambres à dérive dont le gaz était constitué d'argon, de dioxyde de carbone et d'isobutane.
- Le calorimètre électromagnétique était composé de cristaux de germanate de bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$) servant à déclencher les gerbes électro-

magnétiques, et de scintillateurs plastiques mesurant le signal.
- Le calorimètre hadronique mettait en œuvre des plaques d'uranium utilisées comme absorbeur entre lesquelles s'intercalaient des chambres à fils proportionnelles.
- Le détecteur de muons était réalisé à partir de chambres à dérive.

Les mesures prises à L3 pour tenter de mettre en évidence le Higgs n'ont pas permis, elles non plus, d'observer d'excès de signal jusqu'à une énergie de 202 GeV [Acciarri et al., 2001].

OPAL

OPAL (Omni-Purpose Apparatus at LEP) était un grand détecteur tenant dans un cube de 12 m de côté. Il pesait 2700 t, et a servi à de multiples expériences.

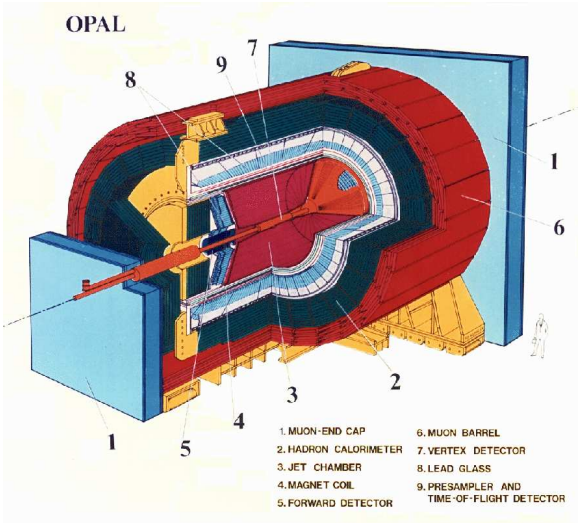


FIG. 2.7 – Le détecteur OPAL.

- Le système de mesure de traces était composé de détecteurs au silicium (pour déterminer le vertex) et de chambres à fils pour observer les trajectoires des particules chargées.
- Une bobine d'aluminium permettait d'obtenir un champ magnétique de 0.5 T.
- Le calorimètre électromagnétique était constitué de blocs de verre au plomb.
- Le calorimètre hadronique était composé d'une alternance de blocs d'aciers et de chambres à fils remplies à 75% d'isobutane et 25% d'argon.
- Le détecteur de muons était composé de chambres à dérive.

Comme nous l'avons déjà mentionné, le LEP a principalement été utilisé pour étudier la physique des bosons Z^0, W^+ et W^-, qu'il a été capable de produire massivement grâce à son énergie élevée (92 GeV dans sa première version, le LEP 1 et de 130 GeV à 209 GeV pour le LEP 2). Un des grands succès des études approfondies du Z^0 est qu'elles ont permis de démontrer, pour la première fois, qu'il n'existait que trois familles de neutrinos légers, et donc de leptons. Par ailleurs, en combinant les résultats obtenus par ces quatre détecteurs (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL), il a été possible de conclure que la masse du boson de Higgs ne peut être inférieure à 114.4 GeV/c^2 avec un niveau de confiance de 95% [Barate et al., 2003]. Ce résultat constituait une grande avancée, puisqu'avant le LEP, aucune limite solide d'origine expérimentale n'existait sur la masse de cette particule.

Le LEP s'est arrêté en décembre 2000.

2.3.2 Le Tévatron au Fermilab

Le Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory), inauguré en 1967, est un laboratoire de physique des hautes énergies situé à 70 km à l'ouest de Chicago. Il possède le seul accélérateur en fonctionnement au monde dont l'énergie permette théoriquement l'accès au boson de Higgs, ce qui en fait le principal concurrent du LHC. Le Tevatron, principal accélérateur du Fermilab, met en collision des protons et des antiprotons à des énergies proches de 1 TeV pour chacun des deux faisceaux (1,96 TeV dans le centre de masse). Il s'agit donc d'un collisionneur hadronique. Ce type de collisionneur est intéressant, car il permet d'atteindre des énergies plus élevées qu'un collisionneur à électrons pour un rayon de courbure du synchrotron équivalent (les protons ayant une masse supérieure aux électrons, ils rayonnent moins par effet synchrotron). Par contre, les événements mesurés sont beaucoup moins « propres » (beaucoup de bruit de fond QCD). De plus, l'énergie et l'impulsion des particules initiales, qui entrent en jeu dans les équations, sont mal connues. En effet, le proton n'étant pas un constituant élémentaire, il faut prendre en compte les grandeurs liées aux partons qui le composent, et ces grandeurs ne sont pas aussi bien connues que l'énergie et l'impulsion du proton : seule la distribution du spectre en énergie des partons au sein du proton est connue.

Le Tevatron a connu deux modes de fonctionnement. Le Run I, de 1989 à 1996, a permis d'obtenir une luminosité intégrée de 120 pb^{-1}, à une énergie de $1,8$ TeV. C'est au cours de cette période que le quark top a pu être observé pour la première fois. Le Run II a, quant à lui, commencé en 2001, avec pour principal objectif la recherche du Higgs. Jusqu'au démarrage du LHC, le Tevatron est ainsi l'accélérateur qui possède les meilleures chances de trouver cette nouvelle particule.

Les deux principaux mécanismes de production du boson de Higgs prévus au Tévatron sont :

– la fusion de gluons ($gg \to H$).
– le Higgs-strahlung : $q\bar{q} \to V^* \to VH$ où V peut être un boson Z ou un W.

Un Higgs de masse inférieure à 135 GeV/c^2, est recherché dans les canaux $p\bar{p} \to WH \to Wb\bar{b}$ et $p\bar{p} \to ZH \to Zb\bar{b}$

Un Higgs de masse supérieure à 135 GeV/c^2, est cherché dans le cadre de production d'une paire de bosons W ($H \to WW$), où les bosons se désintègrent en leptons.

Les deux principaux détecteurs installés sur cet accélérateur, D0 et CDF, sont également constitués de plusieurs sous-détecteurs concentriques.

D0

D0 est un détecteur qui mesure 15 m de long sur 9 m de large, et qui pèse près de 5000 t.

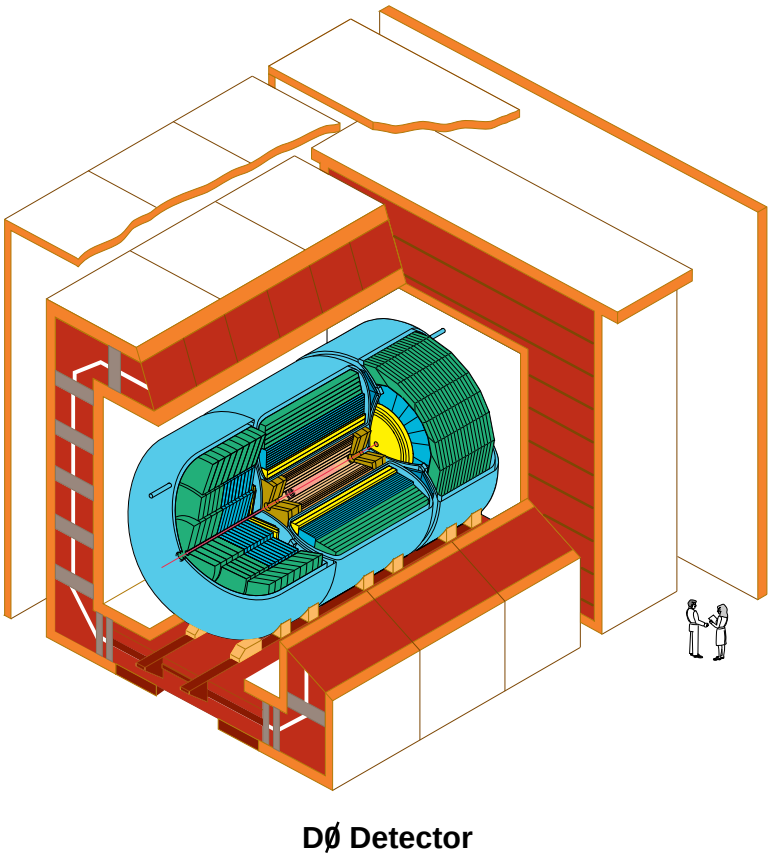


FIG. 2.8 – Le détecteur D0.

– Son trajectographe est composé d'un détecteur de vertex à micropistes de silicium et d'un détecteur de traces à fibres scintillantes.

- Son solénoïde supraconducteur délivre un champ magnétique de 2 teslas.
- Son calorimètre est à argon liquide et se divise en une partie électromagnétique et une partie hadronique.
- Son détecteur de muons est constitué de chambres à dérive.

CDF

CDF (The Collider Detector at Fermilab) mesure 16 m de long pour 11 m de large. Il pèse également près de 5000 tonnes

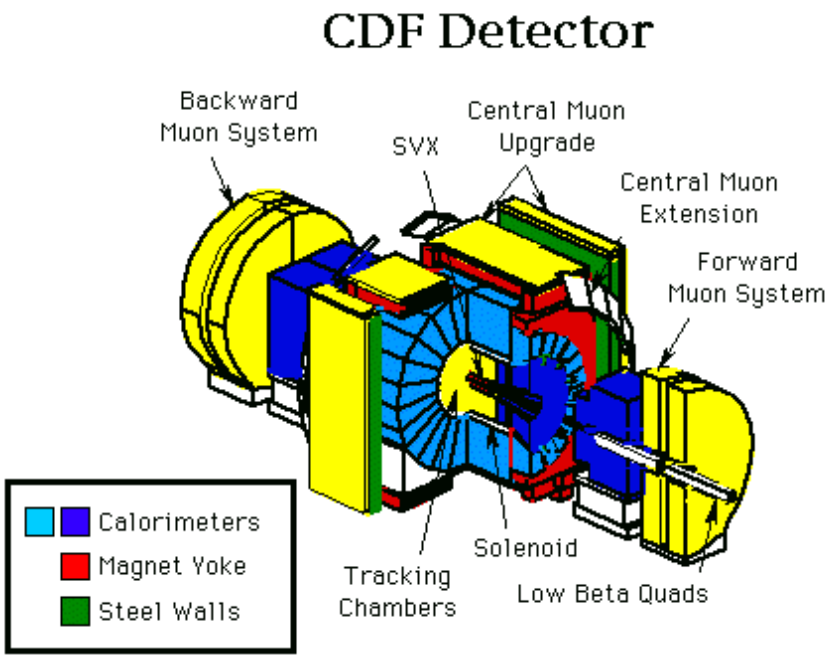


FIG. 2.9 – Le détecteur CDF.

- Son système de mesure de traces est composé de détecteurs de vertex au silicium et de chambres à dérive permettant de reconstituer la trajectoire des particules chargées.
- Un solénoïde délivre un champ magnétique axial de 1.4 T dans tout son volume.
- Son calorimètre électromagnétique est composé d'une alternance d'absorbeurs en plomb et de scintillateurs.
- Son calorimètre hadronique fonctionne d'une façon analogue, mais les absorbeurs sont en acier.
- Son détecteur de muons est composé de chambres et de tubes à dérive.

Une étude prospective commune à CDF et D0 [Babukhadia et al., 2003] a permis de déterminer la luminosité intégrée nécessaire à l'observation (3σ) ou à la découverte (5σ) du boson de Higgs (voir la figure 2.10).

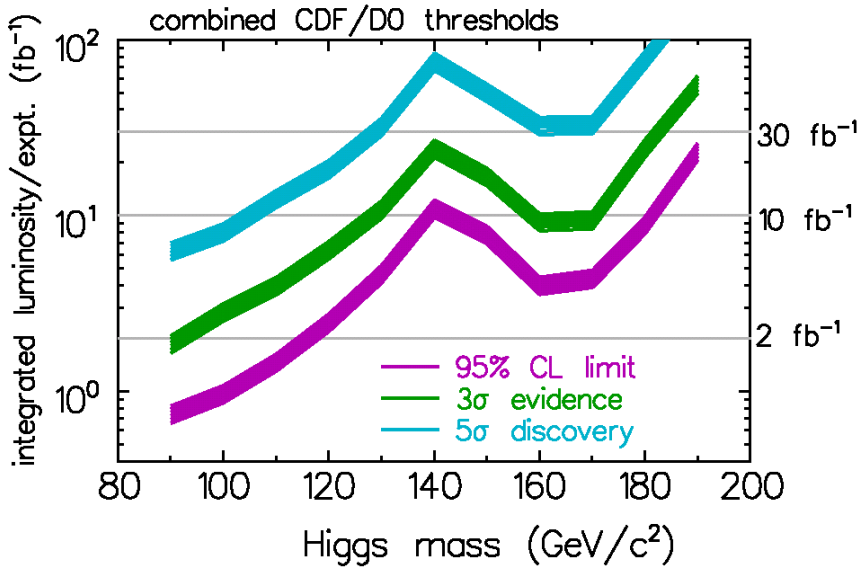


FIG. 2.10 – Seuils observation (3σ) et de découverte (5σ) du Higgs au Tevatron.

Il résulte de cette étude que, si sa masse se situe entre 100 GeV/c^2 et 130 GeV/c^2, la luminosité intégrée nécessaire pour observer le Higgs est comprise entre 2 et 10 fb^{-1}. Or, la luminosité intégrée du Tevatron n'a atteint actuellement (début 2006) que la valeur de $1,4$ fb^{-1} (voir la figure 2.11), et le boson de Higgs n'a toujours pas été observé. On mesure ici l'intéret du LHC qui permettra d'explorer une plus grande gamme d'énergies, avec une meilleure luminosité.

2.3.3 Le LHC au CERN

L'une des forces du CERN a toujours été de savoir augmenter l'énergie de ses faisceaux en utilisant ses accélérateurs déjà existants comme injecteurs pour les nouvelles machines. C'est ainsi que le synchrotron à protons (PS), construit en 1959, a été prolongé par le supersynchrotron à protons (SPS) en 1976, et c'est ce dernier qui servira d'injecteur au LHC. De plus, le « Large Hadron Collider » sera placé dans le tunnel qui avait été creusé pour le LEP.

C'est pour cette raison, comme nous l'avons déjà signalé, que ce collisionneur a dû être démonté en 2000 pour laisser la place à son successeur, ce qui a obligé les physiciens à arrêter leurs expériences sur cette machine, alors même qu'ils entrevoyaient ce qui pouvait être des indices de la production du Higgs.

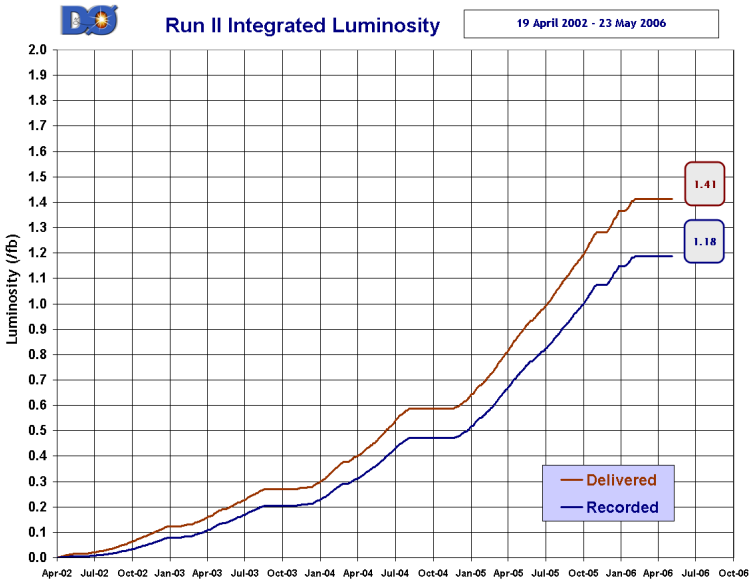


FIG. 2.11 – Luminosité intégrée au Tevatron

FIG. 2.12 – Vue aérienne du CERN. Les collisionneurs sont représentés en blanc.

Le LHC sera un collisionneur proton-proton, ce qui présente un grand avantage sur les collisionneurs proton-antiproton - il est plus facile d'obtenir un faisceau de protons qu'un faisceau d'antiprotons - mais complique le dispositif d'accélération. En effet, le LHC sera constitué de deux anneaux complets, un pour chaque faisceau de protons, tandis que dans le cas de collisions proton-antiproton, le même synchrotron (SPS dans les années 1980, Tevatron aujourd'hui) peut servir à l'accélération des deux faisceaux. L'ensemble de la chaîne accélératrice du LHC est représenté sur la figure 2.13. Un accélérateur linéaire, le LINAC accélère les protons à 50 MeV. Ils sont ensuite repris par un Booster, qui porte cette énergie à 1,4 GeV. Les protons sont alors injectés dans le PS qui les accélère jusqu'à 25 GeV, énergie à laquelle le SPS les prend en charge pour les injecter à 450 GeV dans le LHC. Cette phase d'injection est complexe, puisqu'elle concerne deux faisceaux, qui circuleront en sens inverses dans ce synchrotron géant, et dont les paquets doivent *in fine* parvenir aux points de collision de façon synchrone.

Le LHC est actuellement en fin de construction, sa mise en fonctionnement étant prévue pour 2007. Il comprendra deux lignes d'accélération distinctes, entièrement équipées d'éléments supraconducteurs. Environ 1200 aimants (dipoles) seront utilisés pour dévier les protons afin de maintenir la courbure de leur trajectoire - un cercle de 27 km de circonférence - pendant tout le temps de l'accélération. Ces aimants fonctionneront à 1,9 K et produiront des champs magnétiques de 8,4 teslas. Ces grandes valeurs du champ magnétique sont en effet indispensables pour imposer à des faisceaux de protons 7 TeV de circuler dans un anneau de même rayon de courbure que le LEP, et seule la technologie des aimants supraconducteurs est capable d'assurer de tels champs.

Notons que le LHC accélèrera également des faisceaux de plomb, et les collisions de ces ions lourds se produiront à l'énergie de 5,5 TeV.

Comme dans le cas du LEP, quatre expériences, c'est-à-dire quatre grands détecteurs, ALICE, ATLAS, CMS et LHC-B, seront installées aux points de croisement des faisceaux du collisionneur.

L'expérience ALICE sera consacrée à l'étude du plasma de quarks et de gluons, et ce sont donc les données acquises lorsque le LHC accélerera des faisceaux de plomb qui seront étudiées de façon privilégiée.

L'expérience LHC-B sera dédiée à la physique du B, et visera plus précisément à fixer des contraintes aussi sévères que possible sur les paramètres responsables de la violation de la symétrie CP. En outre, elle permettra peut-être de mettre en évidence certaines limites à la validité du modèle standard.

Les deux expériences ATLAS et CMS auront pour objectif de découvrir le boson de Higgs, mais seront aussi en mesure de recueillir un nombre inégalé d'informations sur la physique des collisions à ces énergies élevées que le LHC sera le premier accélérateur terrestre à atteindre. Ces détecteurs seront également à même d'observer des événements relevant de nouvelles théories physiques (Super-symétrie, dimensions d'espace supplémentaires...) si celles-

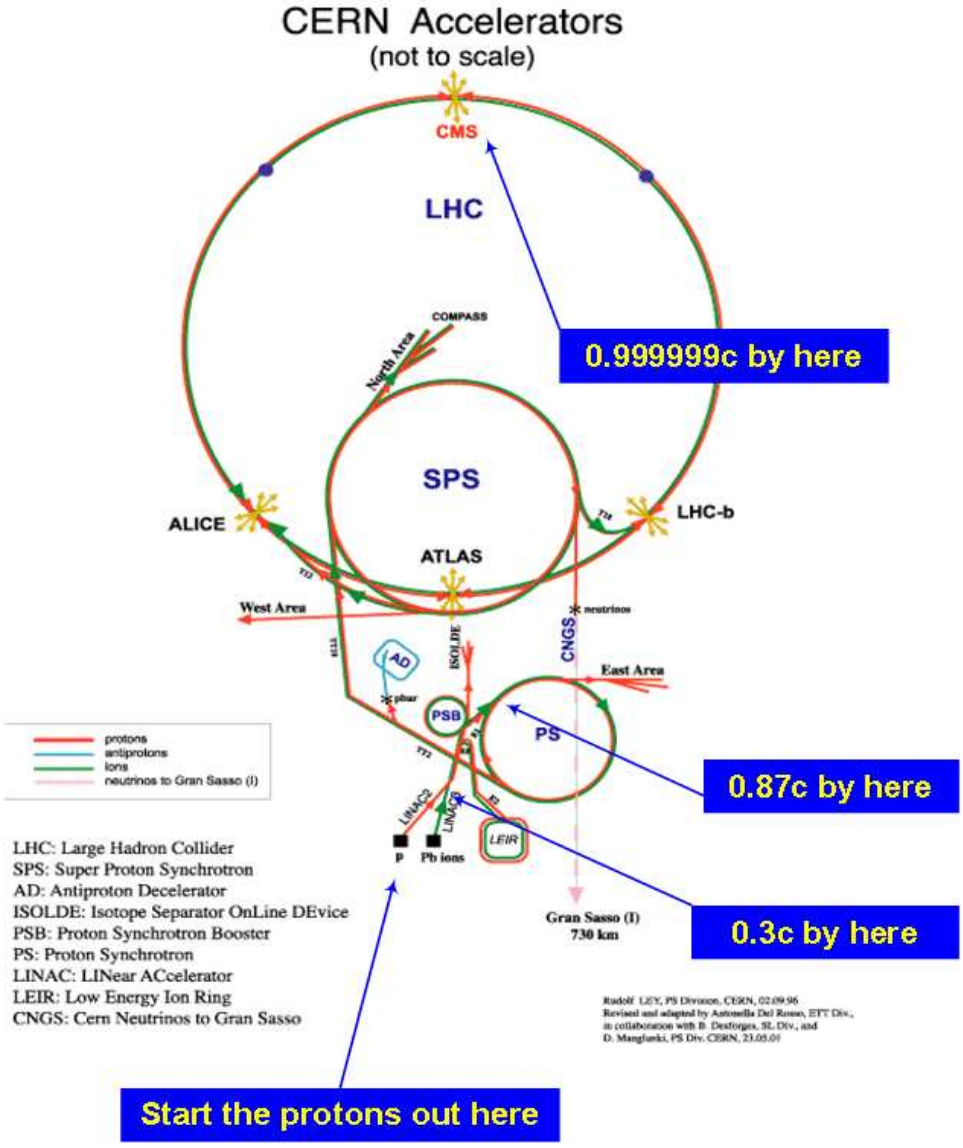


FIG. 2.13 – Le dispositif d'accélération au CERN

ci se manifestent aux énergies accessibles par le LHC.

CMS

Dans cette section nous présenterons rapidement le principe du détecteur CMS. Les caractéristiques techniques détaillées seront données dans le chapitre suivant.

La figure 2.14 est une représentation tridimensionnelle du détecteur CMS. Celui-ci aura une forme globalement cylindrique. Sa longueur sera égale à 21,6 m, son diamètre à 15 m, et son poids total sera de 12500 tonnes. A l'instar de ses semblables, il sera composé de différents types de détecteurs, disposés en couches successives, chacun d'entre eux étant conçu pour une classe de particule spécifique.

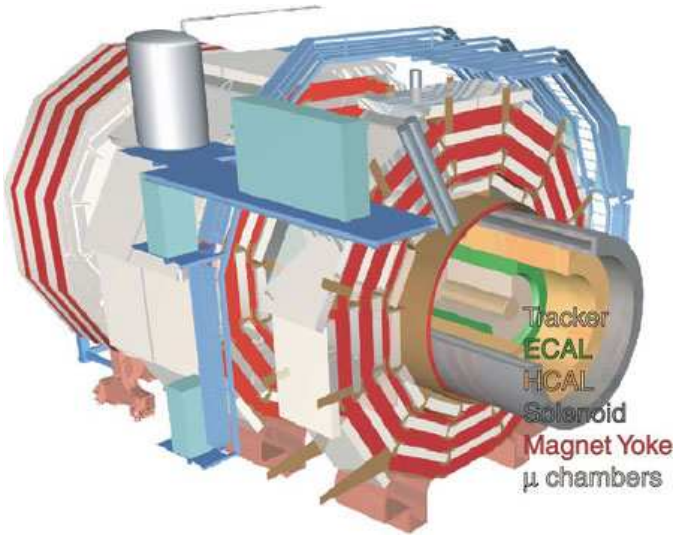


FIG. 2.14 – Le détecteur CMS.

- Son trajectographe sera formé de micropistes de silicium et d'un détecteur à pixels.
- Son calorimètre électromagmétique sera un calorimètre homogène, formé de cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$).
- Son calorimètre hadronique sera formé d'une alternance de déclencheurs de gerbes en cuivre et de scintillateurs plastiques.
- Son solénoïde de 13 m de long et de 5,9 m de diamètre sera supraconducteur et permettra de délivrer un champ magnétique relativement homogène de 4 T dans la partie centrale du détecteur (trajectographe), et un retour de champ de 2 T dans la partie externe servant à compléter la mesure des muons.
- Les détecteurs de muons seront constitués de tubes à dérive contenant un mélange gazeux de $ArCO_2$ dans le tonneau et de chambres à pistes

cathodiques et de plaques parallèles résistives dans les bouchons.

ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC AparatuS) sera l'autre grand détecteur du LHC consacré à la recherche du Higgs. Il sera beaucoup plus grand que CMS, mais moins lourd : ATLAS mesurera 44 m de long et 22 m de haut pour 7000 t.

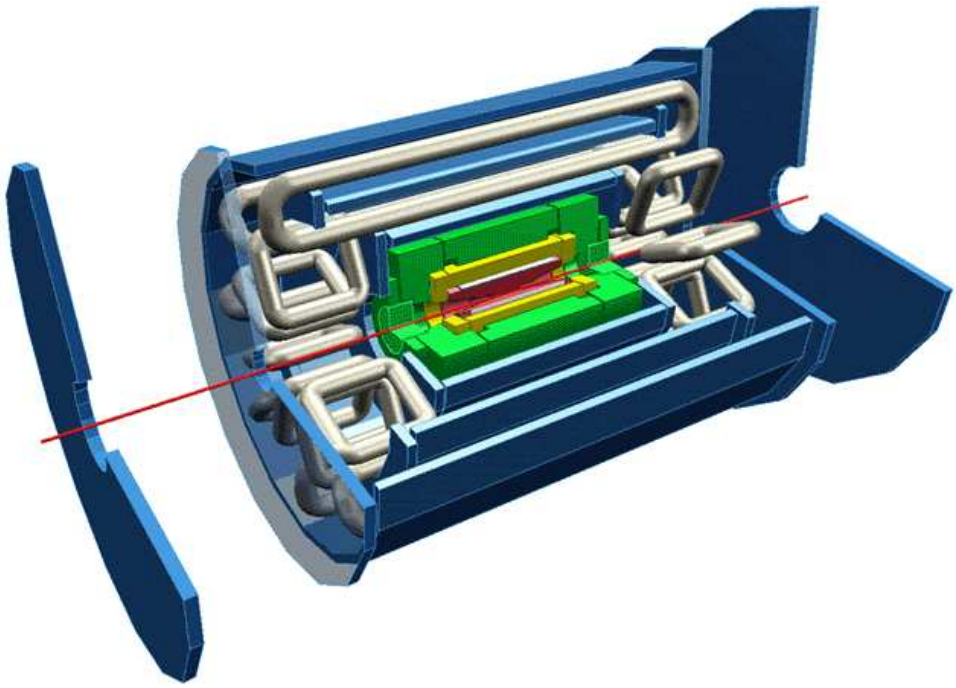


FIG. 2.15 – Le détecteur ATLAS

- Son trajectographe sera composé de détecteurs à pixels en silicium (appelés également détecteurs de vertex) et de micropistes de semiconducteurs, en silicium également. Mais ce trajectographe présentera la particularité de posséder aussi un détecteur à rayonnement de transition, composé d'une multitude de pailles comprenant une anode haute tension et un mélange gazeux xenon (70%), méthane (20%) et dioxyde de carbone (10%).
- Son calorimètre électromagnétique utilisera la technologie de l'argon liquide.
- Son calorimètre hadronique sera constitué dans le tonneau d'une alternance de plaques de fer comme absorbeurs et de tuiles scintillantes ; dans les bouchons, la technologie de l'argon liquide sera encore une fois utilisée.
- Le champ magnétique sera créé par un solénoïde (2 T) dans la partie tracker, et par un aimant à champ toroïdal pour la mesure des

impulsions muoniques.
– Le spectromètre à muons, composé de chambres à dérives (argon et dioxyde de carbone) sera indépendant de la partie interne du détecteur grâce au champ toroïdal créé par son système magnétique.

Comparaison CMS ATLAS

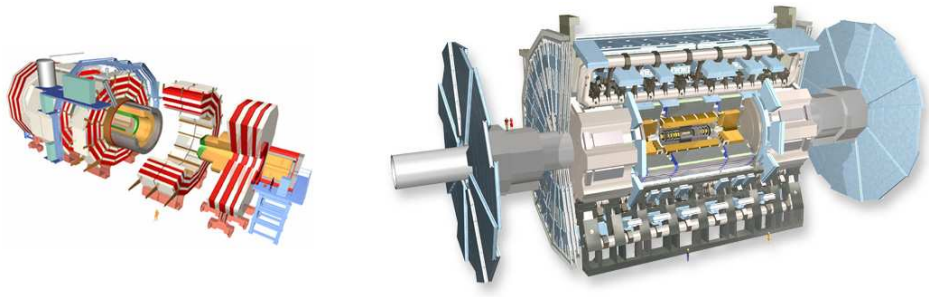


FIG. 2.16 – CMS et ATLAS

La première différence entre CMS et ATLAS réside dans le système de création du champ magnétique. Alors que CMS produira, au moyen d'un seul solénoïde supra-conducteur, un champ magnétique de 4 T et un retour de champ de 2 T nécessaires respectivement au trajectographe et au système de détection des muons, ATLAS utilisera un aimant toroïdal produisant un champ de 1 T pour le système de détection des muons, et un solénoïde de 2 T pour courber la trajectoire des particules chargées dans le trajectographe.

Par ailleurs, le trajectographe de CMS est entièrement basé sur des détecteurs au silicium, sa précision étant obtenue grâce au fort champ magnétique qui permet de courber les trajectoires des particules chargées, même lorsqu'elle sont émises avec une grande impulsion transverse. Le trajectographe d'ATLAS possèdera quant à lui un détecteur supplémentaire, à radiation de transition, situé autour du « cœur » en silicium, ce qui améliorera l'identification des électrons, ainsi que la précision de mesure des trajectoires.

Les technologies calorimétriques ne sont pas les mêmes non plus. Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS utilisera l'argon liquide, et son calorimètre hadronique de l'argon liquide dans les bouchons et des tuiles scintillantes dans le tonneau. La résolution du calorimètre électromagnétique de CMS sera meilleure que celle de son homologue d'ATLAS, mais la technologie utilisant l'argon liquide est mieux maîtrisée que celle qui met en œuvre les cristaux de tungstate de plomb, et la dégradation de ces cristaux scintillants par les radiations intenses présentes dans le détecteur compliquera la détermination de l'énergie à long terme (augmentation progressive du terme constant dans l'expression de la résolution, nécessité d'un système de surveillance de la réponse des cristaux...).

Enfin, CMS ayant accordé une grande importance à la détection des muons (comme son nom l'indique), le spectromètre à muons de CMS permettra d'obtenir une meilleure identification et une meilleure mesure des paramètres des muons traversant le détecteur en combinant les informations fournies par les chambres à dérive et par le trajectographe. Dans ATLAS, la distance de parcours des muons sera plus grande, et le champ magnétique non uniforme créé par l'aimant toroïdal nécéssitera l'utilisation d'un programme de reconstruction complexe, mais la détection des muons et la mesure de leur impulsion seront indépendantes de la partie interne du détecteur.

Les point forts de CMS seront donc :

1. Une très bonne identification des muons et une très bonne mesure de leurs impulsions
2. Une très grande précision dans la mesure de l'énergie des photons et des électrons grâce à son calorimètre électromagnétique de haute résolution.
3. Une grande précision dans la mesure des impulsions des particules chargées, grâce au détecteur de traces central.

Ceux d'ATLAS seront :

1. Un très bon trajectographe pour reconstruire les trajectoires et mesurer l'impulsion des particules chargées.
2. Une mesure des impulsions des muons indépendante du trajectographe central.
3. Une bonne séparation des traces et des particules grâce à la grande taille du détecteur.

Conclusion

Les différentes expériences de physique des hautes énergies qui ont été réalisées jusqu'à aujourd'hui ont permis de vérifier avec une grande précision la validité du modèle standard. Elles n'ont toutefois pas permis, à l'heure actuelle, de découvrir le boson de Higgs. Le tévatron, avec une rapide montée en luminosité intégrée semble être un bon candidat pour observer ou découvrir le Higgs, en particulier si sa masse n'est pas trop élevée. Le LHC, qui devrait atteindre rapidement des luminosités intégrées inégalées, sera, quant à lui, capable d'observer quasiment à coup sûr ce boson s'il est accessible aux énergies atteintes par les collisions de protons à 14 TeV. Dans ce cas, il devrait également pouvoir les produire en nombre suffisant pour permettre l'étude de ses principales caractéristiques.

Chapitre 3

LHC et CMS : présentation technique

Ce chapitre présente les deux équipements majeurs autour desquels s'articuleront les expériences de recherche du Higgs concernées par cette thèse. Il s'agit du futur « Large Hadron Collider », le LHC, et du « Compact Muon Solenoïd », ou CMS qui sera, avec ATLAS, l'un des deux grands détecteurs susceptibles de découvrir cette nouvelle particule.

3.1 Caractéristiques du LHC

Comme nous l'avons déjà signalé, le LHC (représenté sur la figure 3.1) sera le premier collisionneur proton-proton permettant d'obtenir une énergie totale de 14 TeV dans le système du centre de masse. Cette énergie, plus élevée que celles obtenues par les autres collisionneurs (LEP, Tevatron...), permettra de mettre en jeu des énergies de l'ordre du TeV dans les collisions de partons. Mais cette nouvelle machine aura un autre avantage considérable : la haute fréquence des collisions (40 MHz, c'est à dire un croisement de faisceaux toutes les 25 ns) permettra d'obtenir une grande luminosité, et donc de pouvoir observer rapidement de nouveaux phénomènes, s'ils existent.

Lorsque le LHC aura atteint sa pleine puissance, les paquets de protons accélérés (bunches), qui seront espacés de 7,5 m, contiendront environ 10^{11} protons chacun. Leur longueur sera égale à 7,5 cm, mais leur dispersion transverse sera très faible ($\sigma \sim 15$ μm). C'est donc selon l'axe du faisceau que les fluctuations sur la position du point d'interaction principal (vertex primaire) seront les plus grandes.

La luminosité associée à de telles caractéristiques de faisceaux est donnée par la formule :

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{3.1}$$

où f représente la fréquence de croisement des faisceaux, n_1 et n_2 le nombre

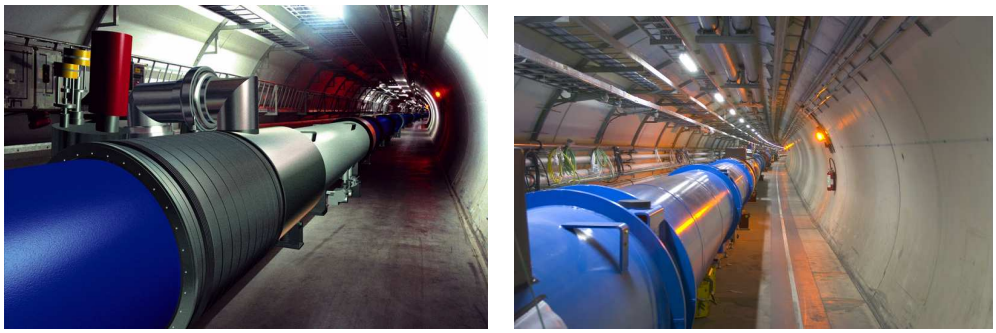


FIG. 3.1 – A gauche, image de synthèse représentant le LHC dans le tunnel tel qu'il était prévu en 2000, et à droite photographie d'une partie du LHC déjà installé dans le tunnel

de protons dans chaque paquet, et σ_x et σ_y les dispersions transverses (supposées gaussiennes). Ainsi, au LHC, la luminosité nominale prévue est égale à $\mathcal{L} = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}. Une année de prises de données (c'est-à-dire 10^7s en tenant compte des temps d'arrêt pour maintenance ou réparation) permettra donc d'obtenir une luminosité intégrée d'environ 100 fb^{-1} (le Tevatron a accumulé une luminosité intégrée de $1,4$ fb^{-1} en 17 ans, et devrait parvenir au chiffre de 6 fb^{-1} en 2008). Mais, au LHC, cette valeur nominale de 10^{34} cm^{-2}s^{-1} ne sera atteinte qu'après une période préliminaire d'environ trois ans pendant laquelle elle sera plus faible d'environ un ordre de grandeur. Cette période sera mise à profit pour optimiser la machine et pour opérer tous les réglages nécessaires à la mise en route et à la calibration des quatre grands détecteurs utilisés (ATLAS, ALICE, CMS et LHCb), mais également pour commencer les recherches de nouvelles particules, et les études de la physique du B (un an de ce fonctionnement avec une luminosité de 2.10^{33}cm^{-2}s^{-1} correspondra déjà à une luminosité intégrée d'environ 20 fb^{-1}). Un résumé des principales caractéristiques du LHC est donné dans le tableau 3.1

Le nombre moyen d'interactions proton-proton à chaque croisement de faisceaux sera de l'ordre de 20 lorsque la luminosité nominale sera atteinte. Il y aura donc environ 10^9 interactions par seconde. Plusieurs défis devront alors être relevés :

- sélectionner d'emblée les événements « intéressants », par exemple ceux qui possèderont les caractéristiques requises pour en faire de « bons candidats » Higgs, car il sera impossible de stocker l'information provenant de toutes les collisions,
- identifier le croisement de faisceaux auquel un événement donné aura eu lieu,
- reconstituer les événements « intéressants », c'est-à-dire identifier la nature et préciser les caractéristiques cinématiques des particules mises

Circonférence	26,66 km
Energie de chaque faisceau	7 TeV
Energie à l'injection	450 GeV
Champ magnétique des dipoles (7 TeV)	8,33 T
Distance entre les faisceaux	194 mm
Luminosité instantanée nominale	10^{34} cm^{-2}s^{-1}
Fréquence de révolution	11,246 kHz
Espacement des paquets	7,48 m
Temps séparant deux paquets	24,95 ns
Nombre de protons par paquets	$1,1.10^{11}$
Nombre de paquets en circulation	2845
Emittance transverse normalisée	3,75 μm.rad
Angle de croisement au point d'interaction	300 μrad
Temps de vie de la luminosité	10 h
Perte d'énergie par tour	7 KeV
Puissance totale rayonnée par faisceau	3,8 kW
Energie stockée par faisceau	350 MJ
Temps de remplissage par anneau	4,3 min

FIG. 3.2 – Principales caractéristiques du LHC.

en jeu,

- reconnaître, parmi ces événements, ceux qui correspondront au phénomène recherché (par exemple une réelle décroissance du boson de Higgs) et les distinguer des différents « bruits de fond ».

Comme nous le verrons dans ce qui suit, le détecteur CMS est conçu pour répondre de façon satisfaisante à l'ensemble de ces exigences.

3.2 Caractéristiques techniques de CMS

Comme nous l'avons déjà signalé, le détecteur CMS est constitué d'un ensemble de parties emboîtées de façon concentrique, et qui sont le trajectographe, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et le détecteur de muons, les trois premiers d'entre eux étant situés à l'intérieur d'un solénoïde créant un puissant champ magnétique. Deux schémas d'ensemble représentant une coupe longitudinale (figure 3.3) et une coupe transversale (figure 3.4) de CMS permettent d'apprécier la localisation, la structure et les dimensions de chacune de ces différentes parties qui le composent. Dans ce qui suit, nous passons en revue leurs principales caractéristiques, avant de revenir plus en détails sur le calorimètre électromagnétique. Mais auparavant, rappelons la définition des grandeurs entrant dans le système de référence de ce grand détecteur.

Le système d'axes correspondant aux coordonnées cartésiennes (Ox, Oy, Oz) a pour origine le centre de CMS (appelé vertex nominal). L'axe Oz

est orienté selon la direction du faisceau et pointe vers l'ouest ; l'axe Ox est horizontal et pointe vers le centre de LHC ; l'axe Oy, quant à lui, est vertical et pointe vers le haut. On utilise également souvent la coordonnée $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, l'angle azimutal ϕ mesuré dans le plan Oxy, et l'angle polaire θ, mesuré par rapport à l'axe Oz. Une grandeur également très utile pour définir l'angle entre la trajectoire d'une particule et l'axe du détecteur est la pseudo-rapidité η, qui est reliée à l'angle θ par la relation : $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. Remarquons que le signe de η est ainsi le même que le signe de z.

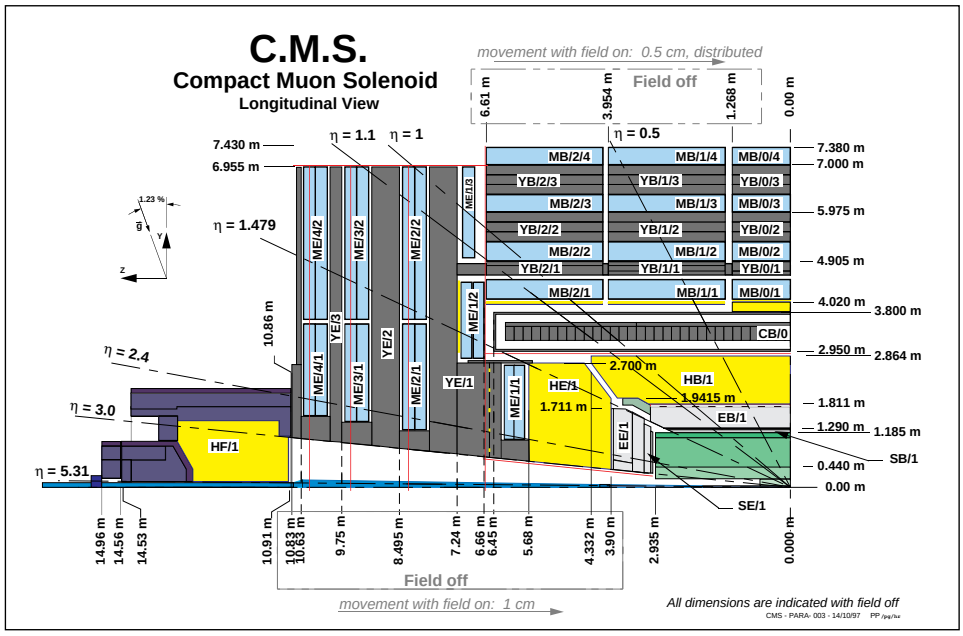


FIG. 3.3 – Coupe longitudinale d'un quart de CMS

3.2.1 Trajectographe

Le trajectographe de CMS ([CMS Collaboration, 1998] et [CMS Collaboration, 2000a]) constitue la partie la plus interne de CMS. Ses deux fonctions principales concernent la reconstruction des trajectoires de particules chargées et la détermination précise des vertex. Il est formé de détecteurs au silicium à micropistes et de détecteurs à pixels, l'ensemble étant maintenu à une température de $-10°C$. Ces composants, dont le principe de fonctionnement est celui de tous les détecteurs solides à semi-conducteurs, engendrent des signaux électriques lorsqu'ils sont traversés par des hadrons chargés, des électrons ou des muons. Enregistrés informatiquement, les signaux issus de cette partie de CMS permettront, par logiciel, de reconstruire les trajectoires de ces particules. L'analyse de ces trajectoires, et notamment de leur courbure dans le champ magnétique

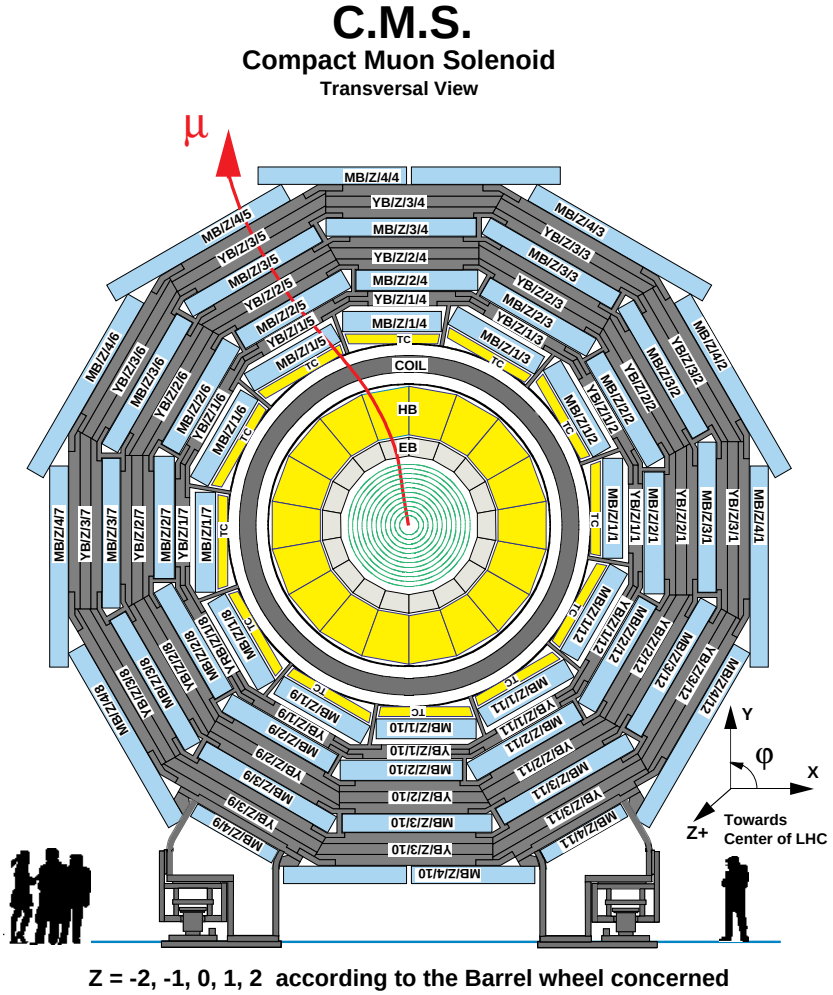


FIG. 3.4 – Coupe transversale de CMS au niveau du tonneau

imposé et connu, permettra d'accéder à la charge et à la quantité de mouvement des particules concernées. Rappelons que la relation reliant l'impulsion transverse p_T (exprimée en GeV/c)), la charge Z de la particule (en unité de charge élémentaire), l'induction longitudinale B_z (en teslas) et le rayon de courbure R de la trajectoire (en mètres) s'écrit :

$$p_T = 0,3 B_z R |Z|$$

Afin de perturber le moins possible les caractéristiques des particules pénétrant dans les autres parties du détecteur qui l'entourent, le trajectographe doit contenir le minimum possible de matière. En effet, l'épaisseur de matière traversée avant d'atteindre le détecteur suivant - ici le calorimètre électromagnétique - influe directement sur la précision et sur la résolution de la mesure d'énergie de la particule. La distribution de cette épaisseur de matière, exprimée en unités X/X^0, où X^0 est la longueur de radiation[1] est représentée en fonction de la pseudorapidité η sur la figure 3.5. On voit que le maximum est atteint autour de $\eta = 1,5$, ce qui correspond à la jointure entre le tonneau et le bouchon.

Le trajectographe est conçu pour reconstruire les traces des leptons isolés de grande impulsion transverse avec une efficacité au moins égale à 95%, et celles des particules appartenant à un jet avec une efficacité d'au moins 90%, et ce, tant que $|\eta| < 2,5$. Pour cela, le nombre de couches successives de détecteurs qu'il comprend est tel que chaque trace sera repérée, en moyenne, par 12 ou 13 points. De plus, c'est le trajectographe qui permettra de situer avec grande précision les vertex - primaire et/ou secondaires - des interactions, ce qui est essentiel aussi bien pour la détection du Higgs que pour la plupart des recherches réalisées sur CMS. Cette exigence sera satisfaite grâce à la granularité très fine des détecteurs centraux. La partie la plus interne de ces derniers (figure 3.6) est constituée de trois couches de détecteurs à pixels, couvrant une plage de pseudo-rapidité allant jusqu'à $|\eta| = 2,4$. Elle sera entourée par deux autres parties constituées de détecteurs au silicium à micropistes dont la forme et l'épaisseur assureront les meilleures reconstitutions de trajectoires possibles.

Pour une particule isolée, la résolution attendue dans le trajectographe dépend notamment de son moment transverse p_T, et de sa pseudorapidité η. Par exemple, pour des muons isolés, la figure 3.7 montre l'évolution de la résolution $\frac{\delta p_T}{p_T}$ en fonction de ces deux paramètres.

En conclusion, les performances du trajectographe peuvent se résumer de la façon suivante :

– Pour les traces isolées de leptons chargés ou de hadrons, la résolution

[1] La longueur de radiation d'un matériau (en g/cm^2) est définie comme la distance pour laquelle l'énergie de l'électron est réduite d'un facteur 1/e par perte radiative.

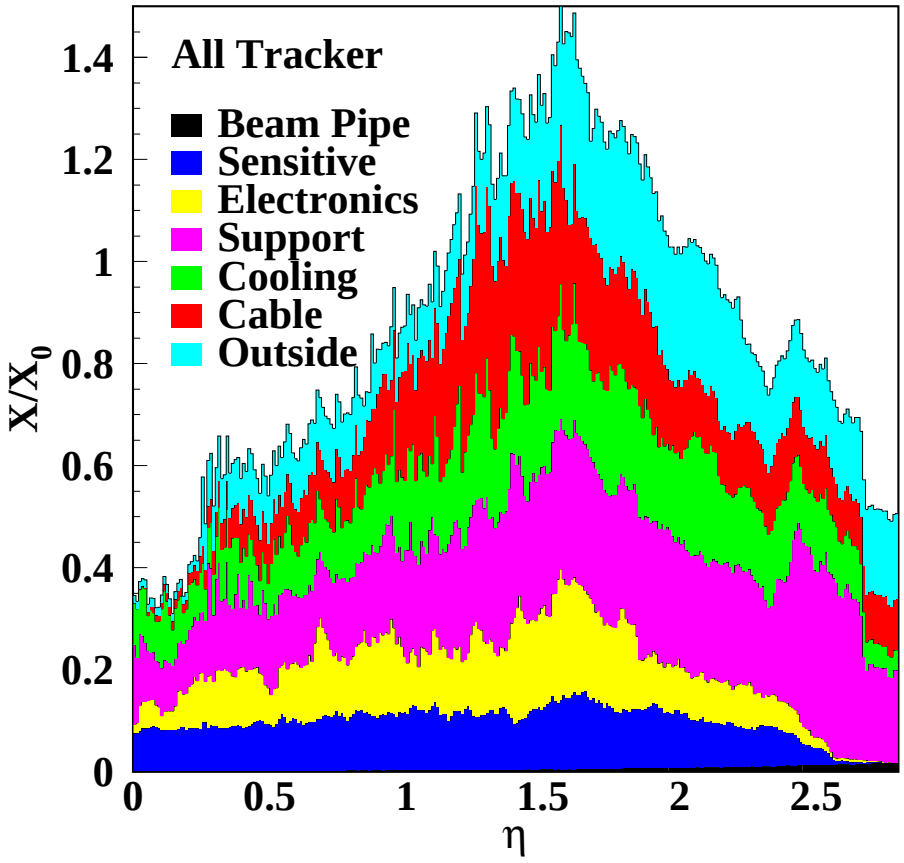


FIG. 3.5 – Epaisseur de matière, exprimée en unités de longueur de radiation (X_0), dans le trajectographe en fonction de la pseudorapidité

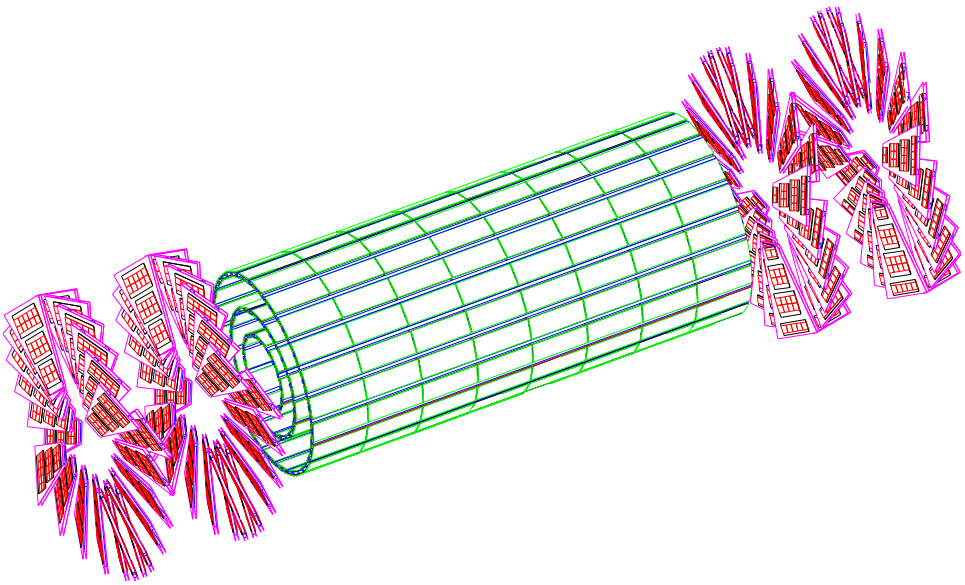


FIG. 3.6 – Représentation tridimensionnelle du détecteur à pixels, partie centrale du trajectographe de CMS.

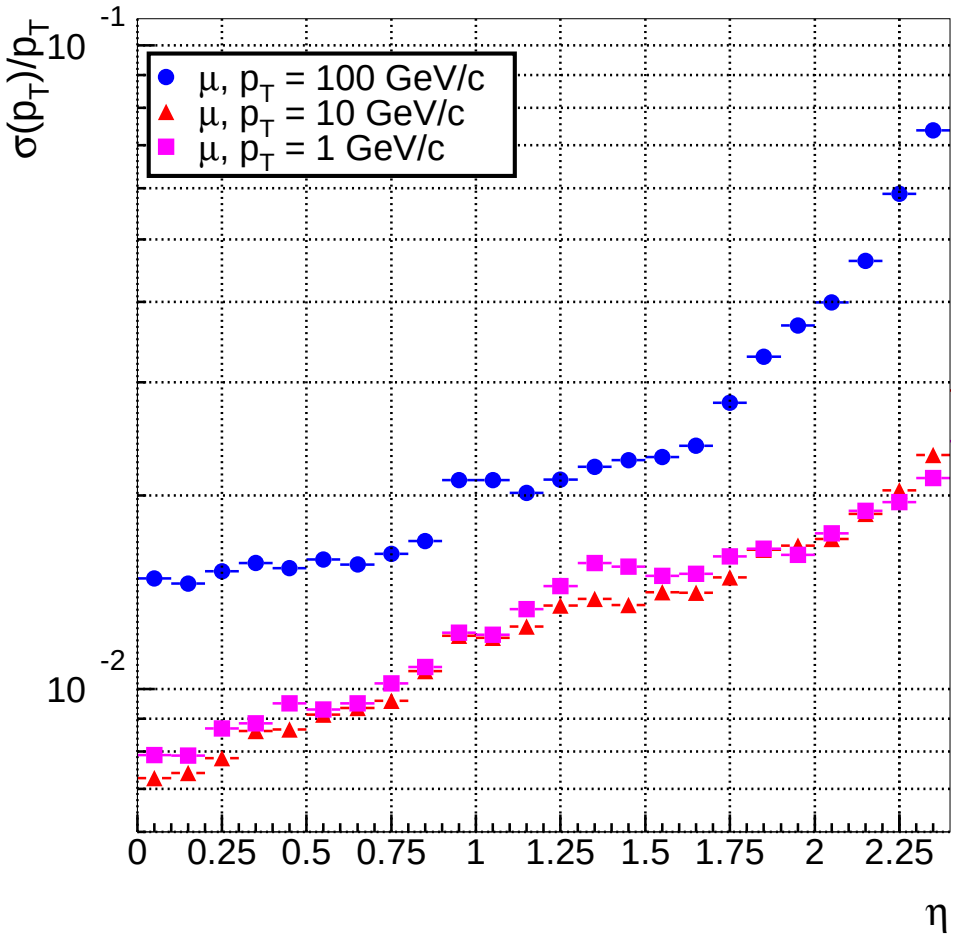


FIG. 3.7 – Figure montrant la résolution en impulsion pour des muons de différentes énergies dans le trajectographe en fonction de η ([CMS Collaboration, 2002])

en p_T (exprimé en TeV) s'écrit ([CMS Collaboration, 1998]) :

$$\left(\frac{\delta p_T}{p_T}\right)^2 = (0,15\ p_T)^2 + 0,005^2 \quad \text{si } |\eta| \leq 1,6$$

$$\left(\frac{\delta p_T}{p_T}\right)^2 = (0,60\ p_T)^2 + 0,005^2 \quad \text{quand } |\eta| \approx 2,5$$

.

- L'efficacité de reconstruction est meilleure que 98% sur tout le domaine en η pour les muons isolés, et de l'ordre de 95% pour les électrons dans la région centrale.
- En ce qui concerne les hadrons appartenant à des jets, l'efficacité de reconstruction est d'environ 80% pour $p_T > 1$ GeV/c et 95% pour $p_T > 10$ GeV/c.
- Enfin, la résolution sur le paramètre d'impact transverse est d'environ 20 μm pour les particules de 10 GeV/c.

3.2.2 Calorimètre électromagnétique

Un calorimètre a pour objectif de mesurer l'énergie cinétique totale d'une particule, ce qui implique la plupart du temps d'absorber intégralement cette énergie. Ces dispositifs sont le plus souvent composés d'une alternance de couches de matériaux absorbants et sensitifs. Une particule incidente de haute énergie va interagir avec les matériaux absorbants pour produire une gerbe de particules de basse énergie qui sera détectée par les matériaux sensitifs. Cependant, dans le cas de CMS, l'énergie et la position des électrons et des photons doivent être déterminées avec une très grande précision, typiquement dans une gamme d'énergie de 50 MeV à 1 TeV (rappelons que l'un des objectifs majeurs de cette expérience est d'étudier la désintégration du Higgs en deux photons). Il a donc été décidé de construire un calorimètre homogène à base de cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$) dans lequel le milieu absorbant et le milieu de détection ne font qu'un.

Les particules arrivant dans le détecteur avec une grande énergie vont donc interagir avec les cristaux de tungstate de plomb. Cette interaction va produire une gerbe de particules par rayonnement de freinage (bremsstrahlung) et création de paires électron-positron.

Le rayonnement de freinage est un processus relevant de l'électrodynamique quantique : toute particule chargée qui subit une accélération émet un rayonnement électromagnétique. C'est le cas d'un électron (de charge e et de masse m) passant au voisinage d'un noyau. L'accélération qu'il subit est proportionnelle à $Z.e^2/m$, où Z est le numéro atomique du noyau, c'est-à-dire qu'elle est d'autant plus efficace que Z est plus élevé. C'est l'un des critères qui a conduit au choix du tungstate de plomb comme constituant du calorimère électromagnétique de CMS, les numéros atomiques du tungstène et du

plomb étant respectivement égaux à 74 et 82. A la suite de cette interaction, l'électron est dévié, une partie de son énergie cinétique étant convertie en rayonnement.

A l'inverse du rayonnement de freinage, qui génère des photons à partir de l'énergie cinétique de particules chargées, le phénomène de création de paires produit des particules de matière à partir de l'énergie d'un rayonnement électromagnétique. En effet, s'il possède une énergie supérieure à 1022 KeV (c'est à dire à deux fois l'énergie de masse de l'électron), un photon, passant à proximité d'un noyau, peut se transformer en une paire électron-positron, l'excès d'énergie par rapport à 1022 KeV étant partagé entre la particule et l'antiparticule ainsi créées.

Pour pouvoir être détectée, l'énergie absorbée dans le détecteur doit être transformée en signaux observables. On utilise pour cela des scintillateurs, qui vont produire des photons dans le domaine de l'ultraviolet ou du visible. Dans le calorimètre électromagnétique de CMS (appelé ECAL), ce sont également les cristaux de tungstate de plomb qui jouent ce rôle. Le principe d'un scintillateur est le suivant : l'énergie incidente permet de créer une paire électron-trou dans un isolant ou un semi-conducteur en faisant passer un électron depuis la bande de valence - ou depuis une bande interne - vers la bande de conduction. La recombinaison entre un électron et un trou se fait par émission de photons dont l'énergie est du même ordre de grandeur que celle du gap, le gap étant l'écart d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction.

Ainsi, l'énergie des photons émis par le tungstate de plomb se caractérise par un pic principal à 440 nm, c'est-à-dire dans le violet, proche de l'UV. Ils sont détectés par une photo-diode à avalanches, une sorte de photomultiplicateur qui peut fonctionner au sein de forts champs magnétiques.

Le calorimètre ECAL est ainsi constitué de près de 80000 cristaux scintillants de $PbWO_4$ et possède une forme cylindrique. Il se décompose en deux parties : le tonneau et les bouchons. Une description plus détaillée, comprenant celle de l'électronique associée et une analyse de son fonctionnement en sera donnée dans la section 3.3.

3.2.3 Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (HCAL) [CMS Collaboration, 1997b] a pour rôle essentiel de mesurer l'énergie et la direction des jets hadroniques, donc leur impulsion transverse. Cela est réalisé en combinant les informations reçues avec celles qui proviennent du calorimètre électromagnétique. Ces mesures permettront de réaliser des bilans énergétiques qui seront utilisés pour la recherche du boson de Higgs, mais aussi pour celle d'hypothétiques particules supersymétriques.

Ce dispositif devra donc être capable de provoquer des gerbes, de les contenir, d'être le plus hermétique possible et d'avoir une bonne granularité.

En conjonction avec les informations issues des autres parties de CMS, celles qui seront fournies par HCAL pourront également aider à l'identification des électrons et des muons.

Le calorimètre hadronique (voir figure 3.8) est composé d'une alternance de plaques de cuivre servant d'absorbeurs, d'épaisseur égale à 5 cm, et de scintillateurs plastiques de 3,7 mm d'épaisseur qui transmettent les signaux par un système de fibres optiques. Il est composé d'une partie centrale, couvrant la zone de pseudorapidité $|\eta| < 3$, et comprenant un tonneau et deux bouchons, et d'une composante extérieure au solénoïde (appelée « Very Forward »), placée vers l'avant et étendant la zone de pseudorapidité jusqu'à $|\eta| = 5$. Tout autour du tonneau, une série de tuiles scintillantes permettent de compléter la capture des gerbes. L'ensemble correspond à une épaisseur de matière représentant 8,9 longueurs d'interaction pour les hadrons dans la région du tonneau, et de 10 en ce qui concerne les bouchons.

La granularité latérale du HCAL (au niveau du tonneau) a été choisie égale à :

$$\delta\eta \times \delta\phi = 0,087 \times 0,087$$

ce qui correspond à la fois exactement à l'angle solide couvert par une tour de 25 cristaux du calorimètre électromagnétique, et à la granularité des chambres à muons. Cette correspondance garantit une bonne séparation des di-jets et optimise la résolution en masse de l'ensemble.

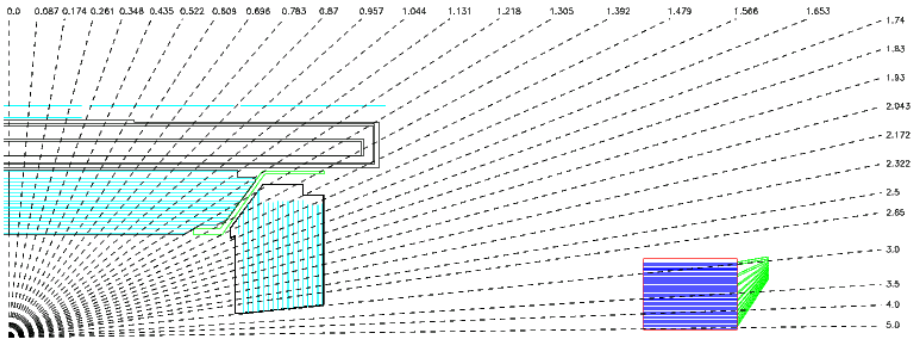


FIG. 3.8 – Un quart du calorimètre hadronique composé du tonneau, du bouchon et du very forward

Comme pour les autres composants de CMS, la résolution en énergie de ce calorimètre dépend de la particule, de son énergie et de la pseudorapidité η considérées. Elle a été testée à l'aide de faisceaux de pions et s'exprime par une équation de la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + b^2}$$

où l'énergie E est en GeV et où les termes a et b s'expriment en %. Des exemples de valeurs de ces termes sont données dans le tableau 3.1

Type de particules	Valeur de a	Valeur de b
Toutes les particules de pseudorapidité $\eta = 0$	65%	5%
Les pions isolés interagissant uniquement dans HCAL	94%	4,5%
Les pions interagissant dans HCAL et ECAL	83%	4,5%
Les hadrons détectés dans la partie avant extrême de HCAL	172%	9%
Les électrons détectés dans la partie avant extrême de HCAL	100%	5%

TAB. 3.1 – Exemples de valeurs des constantes entrant en jeu dans les équations de résolution du HCAL ([CMS Collaboration, 1997b].

3.2.4 Solénoïde

Pour créer le champ magnétique de 4 teslas nécessaire à une bonne identification des trajectoires des particules dans le trajectographe et les deux calorimètres, une bobine solénoïdale de 13 mètres de longueur et de 5,9 mètres de diamètre sera utilisée [CMS Collaboration, 1997d]. L'enroulement est formé de trois parties concentriques, dont seule la plus centrale (Nb-Ti) est supraconductrice, les autres étant réalisées en aluminium et en alliages d'aluminium. La fiabilité du système de refroidissement a été particulièrement soignée. En effet, toute défaillance de cet élément entraînerait un réchauffement du système, et sa remise en route prendrait une douzaine de jours avant de retrouver les conditions de supraconductivité. Comme nous l'avons déjà mentionné, le fer composant la culasse de cet aimant, dont l'épaisseur est égale à 1,8 mètres, sert aussi de ralentisseur pour les muons au sein du détecteur qui leur est consacré. Enfin, cet aimant solénoïdal constitue également la structure métallique supportant tous les éléments du tonneau de CMS.

Le dispositif complet inclut le système cryogénique, l'alimentation électrique, les systèmes de pompage et de protection « antiquench[2] », les automatismes et les contrôles.

3.2.5 Détecteurs de muons

La détection des muons est fondamentale pour toutes les études prévues à CMS, qu'elles concernent la recherche du Higgs, la physique du B, ou les études de physique au-delà du modèle standard. En effet, beaucoup d'événements concernant ces divers aspects de la physique donneront naissance à de nombreux muons. C'est pour cela que leur détection sera particulièrement soignée sur CMS [CMS Collaboration, 1997c].

Avec les neutrinos, qui ne laisseront aucune trace dans le détecteur de muons, ces leptons lourds sont les seules particules connues qui ne seront

[2]Le quench est le passage de l'état supraconducteur à l'état conducteur.

pas arrêtées dans les éléments précédents. Le système devra remplir trois objectifs : identifier les muons, mesurer leur impulsion et jouer un rôle de déclencheur (trigger). Il sera intégré à la culasse de l'aimant solénoïdal, dont les couches successives de fer constituent des ralentisseurs efficaces. Entre ces zones insensibles, des couches de détecteurs de technologies différentes permettront de suivre les muons « à la trace ».

Comme pour ECAL et HCAL, le détecteur comprend un tonneau et des bouchons (voir figure 3.9). Dans le tonneau, qui correspond à la zone de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$, il s'agit de tubes à dérive. Leur résolution spatiale est de 150 μm dans la direction du faisceau et de 100 μm dans le plan perpendiculaire à cette direction. Plusieurs chambres successives identifieront les muons et mesureront leur impulsion ; la valeur ainsi déterminée pourra être affinée en la combinant aux mesures prises dans le trajectographe. Dans les bouchons, où $0,9<|\eta|<2,4$, les tubes à dérive sont remplacés par des chambres à pistes cathodiques, qui tolèrent des flux plus importants de particules, peuvent travailler dans des régions de fort champ magnétique, et supporter des gradients de champ élevés. Enfin, des chambres à plaques parallèles résistives sont intégrées au tonneau et aux bouchons afin d'affiner la précision de détection des traces obtenues, et d'augmenter la résolution en temps (de 5 à 1 ns), ce qui est essentiel pour identifier sans ambiguité la collision de paquets (bunch crossing), et améliorer les performances du trigger.

Lorsque le spectromètre à muons opère seul, l'efficacité de reconstruction des traces est supérieure à 90% pour des muons de 10 GeV/c dans tout le domaine de pseudo-rapidité. Pour ces mêmes muons, la résolution de la mesure de l'impulsion varie de 7% dans le tonneau à 24% pour les particules de pseudorapidité maximale ($|\eta|=2,4$) détectées dans les bouchons. Pour les muons de très grandes impulsions transverses, de l'ordre du TeV/c, ces chiffres montent à 20% et 40% respectivement. Mais en combinant les informations du détecteur de muons et celles du trajectographe, la résolution sur la détermination de l'impulsion des muons est considérablement améliorée (1 à 1,5% à 10 GeV/c et 6 à 17% à 1 TeV/c).

3.3 Les caractéristiques du calorimètre électromagnétique

3.3.1 Géométrie

Le calorimètre electromagnétique a été conçu pour localiser au mieux l'impact des électrons et des photons, et mesurer leur énergie avec la meilleure précision possible [CMS Collaboration, 1997a]. En particulier, un grand soin a été apporté à l'herméticité du système, c'est-à-dire à la minimisation des espaces de non-détection entre les cristaux. D'autre part, les épaisseurs de matière ont été minimisées entre le point d'interaction et les cristaux scin-

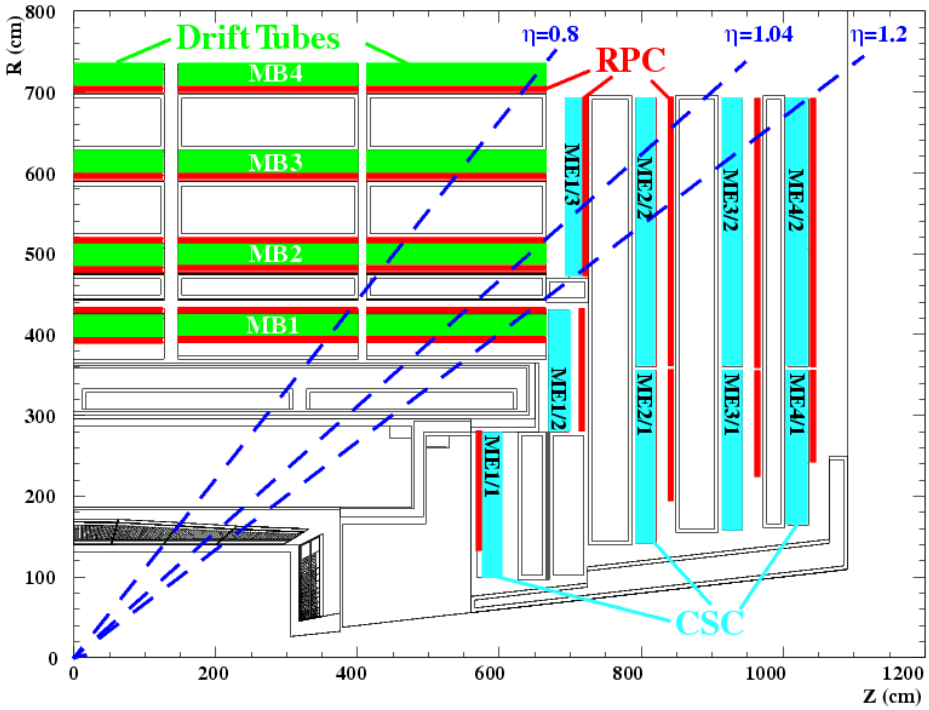


FIG. 3.9 – Coupe longitudinale d'un quart du détecteur de muons. On distingue le tonneau, avec les tubes à dérive (Drift tubes) notés MB1 à MB4, les chambres à plaques parallèles résistives, notées RPC, et les chambres à pistes cathodiques, situées dans les bouchons, et notées de ME1/1 à ME4/2.

tillants composant le calorimètre, et l'interface entre le trajectographe et ECAL a été optimisée, notamment de ce point de vue.

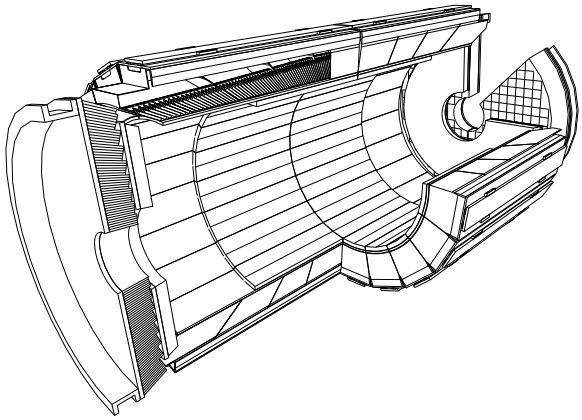


FIG. 3.10 – Représentation tridimensionnelle du calorimètre électromagnétique de CMS

Le système ECAL est représenté sur la figure 3.10. De forme cylindrique, composé de 75848 cristaux de tungstate de plomb, il se décompose en deux parties : le tonneau (61200 cristaux) et les bouchons (14648). Le tonneau couvre la région de pseudorapidité $|\eta| < 1,479$, alors que les bouchons couvrent la région de pseudorapidité 1,48 $< |\eta| <$ 3,0. En plus de ces deux parties, il existe un détecteur de pied de gerbe, placé devant chaque bouchon, et qui couvre la région de pseudorapidité $1,65 < |\eta| < 2,61$. Son rôle est de permettre la différentiation des photons et des pions neutres en analysant la différence de forme entre les deux gerbes électromagnétiques. La figure 3.11, représentant en coupe un quart du calorimètre, montre comment les différents domaines de pseudorapidité sont couverts, et comment la géométrie a été optimisée pour minimiser les angles morts.

Les cristaux scintillants constituant le tonneau ont la forme de pyramides tronquées dont la face d'entrée est un carré de $2,2 \times 2,2$ cm^2, et dont la hauteur vaut 23 cm (voir photo 3.12). Ces dimensions assurent une bonne granularité selon l'angle ϕ ($\Delta\phi = 0,0175$ rad) et selon l'angle θ (qui correspond à un $\Delta\eta$ d'environ 0,0175).

Les 61200 cristaux qui composent le tonneau sont assemblés en modules, eux même regroupés en 36 supermodules contenant chacun 1700 cristaux (85 rangées de 20 cristaux dont la grande dimension est orientée selon η), et divisés en quatre modules contenant respectivement 500, 400, 400 et 400 cristaux. Pour des raisons qui sont exposées plus loin, tous les supermodules sont maintenus à une température constante stabilisée à 0,05 degré près. Une autre caractéristique, non évidente, de cet assemblage, est que l'axe des cristaux ne pointe pas strictement sur le vertex nominal (le 0 de CMS), mais est décalé d'un angle de 3 degrés en θ et en φ (voir la figure 3.13). On

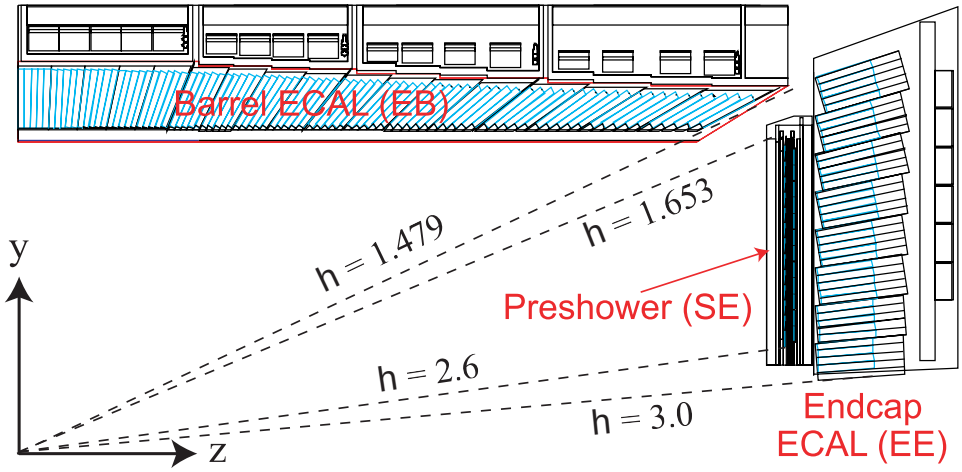


FIG. 3.11 – Vue en coupe longitudinale d'un quart du calorimètre électromagnétique.

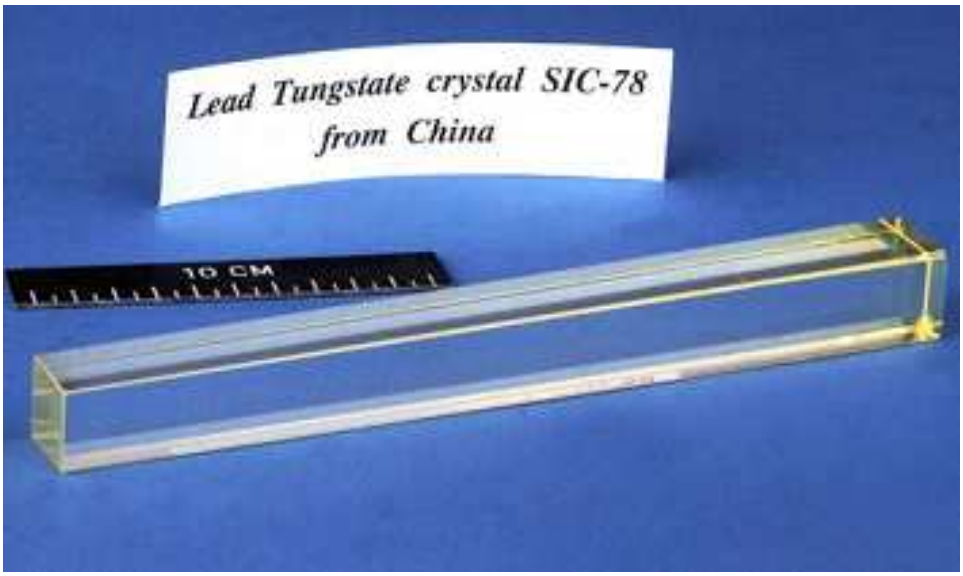


FIG. 3.12 – Un cristal du calorimètre.

dit que ces cristaux sont « non-pointants ». Sans cet artifice, l'énergie d'un nombre significatif d'électrons ou de photons dont le vertex serait très proche du vertex nominal risquerait d'être mal reconstruite. En effet, une particule qui arriverait entre deux cristaux déposerait la plupart de son énergie dans l'armature servant à maintenir les cristaux en position. Cette énergie ne serait alors pas détectée.

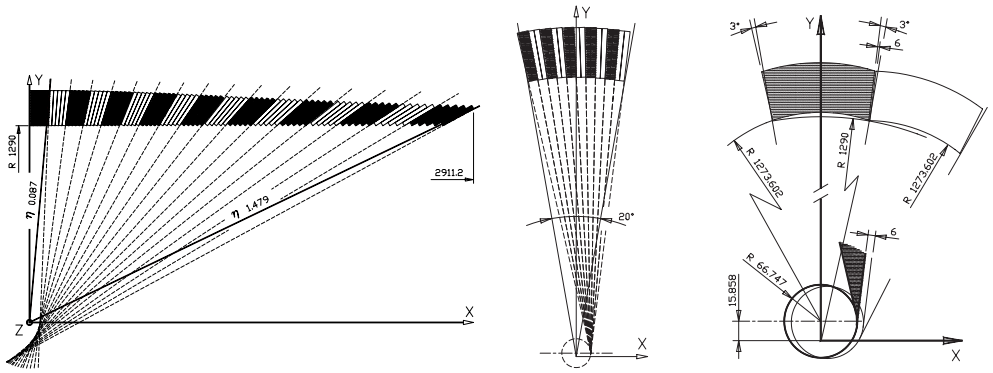


FIG. 3.13 – Vue en η et en ϕ des cristaux du calorimètre électromagnétique, mettant en évidence la géométrie non pointante du détecteur

Les cristaux composant les bouchons ont des dimensions légèrement différentes ($2,6 \times 2,6 \times 22$ cm^3), et sont regroupés en « supercristaux » contenant 25 cristaux. Eux aussi possèdent la caractéristique d'être non-pointants.

3.3.2 Les cristaux de $PbWO_4$

Le tungstate de plomb présente de grands avantages sur les autres cristaux scintillants usuels. Il s'agit de sa grande masse volumique, qui contribue à la compacité du calorimètre, de sa faible longueur de radiation, de son rayon de Molière[3], également faible et de son temps de réponse très rapide, autant de qualités qui contribuent à la bonne résolution spatiale et temporelle du détecteur. Ces caractéristiques sont comparées à celles de deux autres milieux scintillants couramment utilisés, NaI et BGO dans les premières lignes du tableau 3.2.

Malheureusement, le tungstate de plomb présente deux inconvénients : son rendement lumineux R est très faible, en particulier à la température ordinaire (20°C), mais augmente de façon importante quand la température diminue (voir les deux dernières lignes du tableau 3.2). Pour améliorer le rendement lumineux, on refroidira donc le calorimètre à la température de 18°C. Malgré cela, un système d'amplification de la lumière collectée faisant

[3]Le rayon de Molière est une dimension caractéristique de l'étalement transverse d'une gerbe électromagnétique.

appel à des photosenseurs, sera nécessaire. Enfin, pour minimiser les fluctuations de R liées aux variations de température, cette dernière sera stabilisée à $\pm 0,05°$C près. Il faut ajouter que, malgré leur bonne résistance aux rayonnements, les cristaux de $PbWO_4$ voient leur transparence diminuer peu à peu sous l'action des nombreuses interactions électromagnétiques auxquelles ils sont soumis. Cette perte en efficacité de collection de la lumière ne peut pas être évitée, mais elle sera monitorée en permanence au moyen d'un laser, afin de pouvoir en tenir compte dans la phase de traitement du signal (voir la section 3.7).

	$PbWO_4$	NaI(Tl)	BGO
Masse volumique ($g.cm^{-3}$)	8,28	3,67	7,13
Longueur de radiation (cm)	0,89	2,59	1,12
Rayon de Molière (cm)	2,2	4,5	2,4
Constante de temps (ns)	20	250	300
$\Lambda(nm)$	440	410	480
Rendement lumineux (R/R_{NaI})	$1,3.10^{-2}$	1	0,15
$d\ln(R)/dT$ à $20°C$ (exprimée en % par $°C$)	-2	≈ 0	-1,6

TAB. 3.2 – Caractéristiques comparées des scintillateurs en tungstate de plomb, iodure de sodium et germanate de bismuth. Le symbole Λ désigne la longueur d'onde correspondant au pic d'émission de la lumière émise par scintillation.

3.3.3 Conversion de la lumière

La présence de grandes quantités de rayonnement et de puissants champs magnétiques dans l'environnement du ECAL proscrivant l'emploi de photomultiplicateurs, deux types de systèmes seront utilisés pour convertir en signaux électriques la lumière de scintillation. Il s'agit de photodiodes à avalanches et de phototriodes fonctionnant sous vide.

Les photodiodes à avalanches

Pratiquement insensibles au champ magnétique, les photodiodes à avalanches (notées APD pour Avalanche Photo-Diode) sont des systèmes de petites dimensions (25 mm^2 de surface et 2 mm d'épaisseur), qui peuvent être fabriqués en grand nombre avec de faibles fluctuations de performances. Celles qui seront utilisées sur ECAL ont été optimisées pour la détection de photons dans la région correspondant au spectre du tungstate de plomb. Ces photons créent des paires électrons-trous dans la zone sensible de la diode (jonction p-n), et ces charges sont amplifiées, par effet d'avalanche, d'un facteur ajustable entre 50 et 1000 avant leur collection sur la cathode (voir schéma 3.14). En revanche, les rayonnements ionisants qui les traversent ne

produisent qu'un bruit assez faible. Sous l'action d'irradiations prolongées telles que celles qu'elles subiront pendant le fonctionnement du LHC, ces photodiodes souffriront de dommages à long terme, d'une part sur leur face d'entrée, ce qui aura pour conséquence une augmentation du courant de surface (courant d'obscurité) et d'autre part dans l'épaisseur de la diode, où se produiront des déplacements d'atomes, ce qui devrait affecter leur gain. En fait, les tests de ces composants ont montré que la dégradation du gain sera négligeable, tandis que le courant d'obscurité devrait augmenter d'un facteur 2 en dix ans de fonctionnement du LHC.

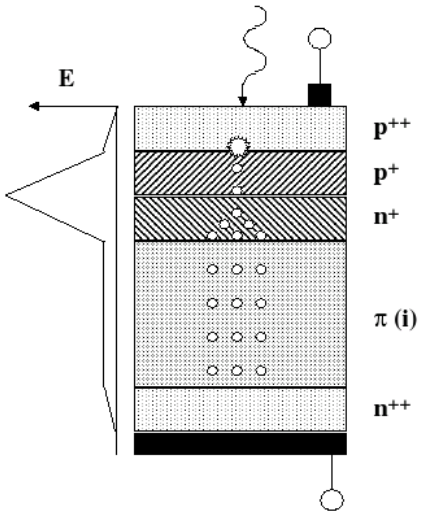


FIG. 3.14 – Photodiode à avalanches

Pour que les signaux sortant des photodiodes à avalanches soient bien adaptés à l'électronique qui suivra, leur gain sera fixé à une valeur assez faible, proche de 50. Ce gain étant très sensible aux variations de température, de façon comparable au rendement lumineux du scintillateur et dans le même sens, la régulation de température sera également essentielle à leur bon fonctionnement.

Les phototriodes

Malgré leur grande résistance, les photodiodes à avalanches ne pourraient pas être utilisées dans les zones de rayonnements intenses que représentent les bouchons du calorimètre. Des triodes photosensibles (voir figure 3.15) les remplaceront dans ces régions.

Dans une phototriode, le rayonnement lumineux en provenance du scintillateur interagit avec une photocathode plane semi-transparente située à l'entrée de la triode, produisant des électrons qui sont accélérés par une

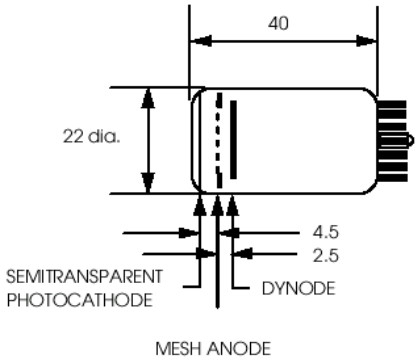


FIG. 3.15 – Phototriode.

très fine grille située quelques millimètres à l'intérieur du tube, qu'ils traversent pour atteindre une dynode. Leur impact sur cette électrode produit des électrons secondaires avec un facteur d'amplification de l'ordre de 20. Les potentiels électriques sont tels que ces électrons sont renvoyés vers la grille qui les capture avec un rendement légèrement inférieur à 0,5 dans le champ magnétique de 4 teslas où la triode sera plongée. En fait cette grille constitue l'anode de la triode dont le gain effectif n'est donc que de l'ordre de 8, soit notablement plus faible que celui des photodiodes à avalanches. Cependant cette moindre efficacité des phototriodes est compensée par une surface utile 11 fois plus élevée (280 mm^2). La réponse globale des cristaux scintillants des bouchons sera donc équivalente à celle de leurs homologues du tonneau. La résistance des phototriodes aux irradiations prolongées sera remarquable, puisque la perte de transparence de leur fenêtre, qui sera réalisée en verre spécial pour les ultraviolets, ne devrait être que de l'ordre de 4% après 10 ans de fonctionnement du LHC.

3.3.4 L'électronique de lecture

Comme les autres éléments de ECAL, son électronique de lecture [CMS Collaboration, 2002] doit bien résister aux rayonnements. De plus, compte tenu du flux considérable d'événements à traiter, elle doit être aussi rapide que possible. D'autre part, elle doit rester linéaire sur une large gamme d'énergies, de 30 MeV à 1,5 TeV, ce qui lui impose une grande dynamique. Enfin, elle comportera autant de voies que de cristaux dans le calorimètre, soit plus de 75000, ce qui impose, pour la construire, des solutions industrielles simples au coût le moins élevé possible.

Les éléments de cette électronique sont organisés par modules de 25 voies, correspondant à des groupes de 25 cristaux, qui composent les « tours de déclenchement ». Ces tours sont des carrés de 5×5 cristaux dans le tonneau, et ont des formes plus complexes dans les bouchons (voir la figure 3.16)

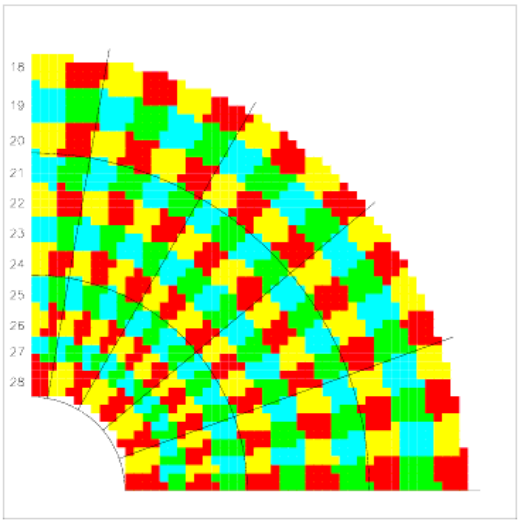


FIG. 3.16 – Répartition des tours de déclenchement dans un quart d'un bouchon.

Outre les cartes d'alimentation régulées qui fournissent la basse tension nécessaire aux autres cartes et la haute tension des photodétecteurs, chaque groupe contient deux catégories de cartes d'électronique. Les VFE (Very Front End), sont directement reliées aux détecteurs, *via* les photodiodes et phototriodes, et transmettent leurs signaux (numérisés) aux cartes FE (Front End). Chaque tour comprend 5 cartes VFE et une carte FE. Chaque voie des VFE se compose d'un préamplificateur multigain (MGPA), délivrant trois sorties analogiques correspondant à des gains de 1, 6 et 12. Celui-ci est relié à un convertisseur analogique-digital (ADC) de 12 bits fonctionnant à 40 MHz, qui convertit en parallèle ces trois sorties en signaux digitaux et les transmet à la carte FE. Chaque carte FE du tonneau est constituée de 5 « Fenix Strip », d'une « Fenix TCP » (ces deux éléments seront décrits en détail dans la partie du chapitre 5 consacrée à l'étude des primitives de déclenchement) et d'une « Fenix DAQ » qui sera chargée de l'acquisition des données. Les principaux rôles de la carte FE sont de stocker l'information, et de calculer la valeur des primitives de déclenchement (ou Trigger Primitives). Les données sont transmises vers la carte concentrant les informations trigger (appelée TCC pour Trigger Concentrator Card) et, lors de la réception provenant du trigger de niveau 1, vers la carte d'acquisition (appelée DCC pour Data Concentrator Card). La carte TCC met en forme le signal provenant des cartes FE (et permet de regrouper les cristaux en tours de déclenchement pour les bouchons), et le transmet au trigger régional qui permettra, après la mise en commun des informations des différents triggers, de prendre une

décision concernant le déclenchement de niveau 1 (c'est à dire de décider s'il faut enregistrer l'événement ou non).

Le schéma 3.17 résume toutes les phases de traitement du signal depuis sa sortie des cristaux jusque sa transmission à l'électronique d'acquisition. On constate qu'il transite d'un élément à l'autre sous des formes variées, lumière, courant électrique, impulsion de tension, bits d'information.

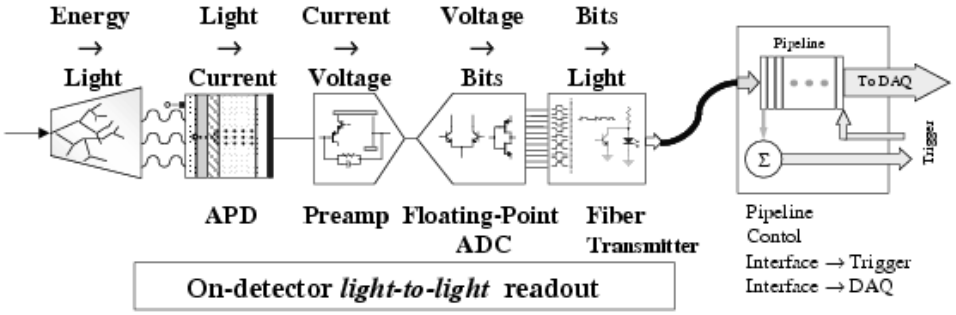


FIG. 3.17 – Transmission de l'information depuis les cristaux du calorimètre jusqu'à l'électronique d'acquisition.

3.3.5 Résolution en énergie

La résolution en énergie d'un calorimètre homogène comme ECAL s'exprime par l'équation :

$$\frac{\sigma_{E_{GeV}}}{E_{GeV}} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E_{GeV}}}\right)^2 + \left(\frac{b}{E_{GeV}}\right)^2 + c^2} \tag{3.2}$$

où a, b, et c sont des constantes. Le premier terme, dit stochastique, correspond aux fluctuations statistiques, le deuxième au bruit électronique, et le dernier, encore appelé « terme constant » représente les imperfections et instabilités inhérentes à tout calorimètre. Chacune de ces contributions est discutée ci-dessous. Une description détaillée de l'obtention des valeurs de la résolution peut-être trouvée dans la référence [CMS Collaboration, 1997a].

Le terme stochastique

Le terme stochastique regroupe l'ensemble des fluctuations statistiques liées à plusieurs phénomènes se produisant en séquence et aboutissant à la synthèse d'un signal électrique à la sortie des photodétecteurs. Ces phénomènes sont le développement des gerbes électromagnétiques dans un ensemble de 25 cristaux (5×5), la collection de la lumière issue de la scintillation

de ces cristaux excités par les électrons résultant de ces gerbes, et la conversion du signal lumineux en signal électrique au sein des photodétecteurs. Le calorimètre, dont la linéarité est supposée parfaite ici, se caractérise par une proportionnalité directe entre l'amplitude de ce signal électrique, le nombre de photons atteignant les photocathodes, la longueur totale des traces d'ionisation résultant du développement des gerbes et l'énergie initiale E_0 de la particule incidente. La nature statistique de chacun de ces phénomènes se traduit par une résolution globale $\sigma(E)$ telle que

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E_0}}$$

où le terme a résulte de la composition de deux ou trois termes, selon que l'on considère les unités constituant le tonneau (tours), ou celles qui constituent les bouchons.

- Dans les tours qui constituent le tonneau, a se calcule par l'addition quadratique d'un terme égal à 1,5% qui représente la statistique sur le développement des gerbes, et d'un terme égal à 2,3% qui traduit l'ensemble des phénomènes impliqués dans la collection de lumière et le fonctionnement des photodétecteurs. Notons que cette valeur de 2,3% n'est obtenue que si le gain des photodétecteurs est suffisant pour qu'au moins 4000 photoélectrons soient produits par GeV au sein de ces détecteurs.
- En ce qui concerne les bouchons, il faut ajouter - toujours quadratiquement - un troisième terme qui traduit la présence du détecteur de pied de gerbe en amont des groupes de 5 détecteurs concernés. Les fluctuations statistiques sur la perte d'énergie des particules dans ce détecteur de pied de gerbe sont telles que ce troisième terme est égal à 5%.

La valeur résultante de ces termes stochastiques s'exprime donc ainsi par

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,7\%}{\sqrt{E_0}} \quad \text{pour le tonneau, et par}$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{5,7\%}{\sqrt{E_0}} \quad \text{pour les bouchons.}$$

Le bruit électronique

Le bruit électronique est inhérent au fonctionnement des photodétecteurs et des circuits composant l'électronique de lecture des signaux. En ce qui concerne les premiers, il est lié à leur capacité, qui détermine leur couplage avec les circuits associés ; mais il est surtout lié aux courants de fuite qui augmentent avec l'usure du matériel, notamment sous l'influence des rayonnements. Il peut être évalué à 8 MeV par canal (c'est à dire par cristal)

après un an d'expérience à basse luminosité, et s'élèvera à 30 MeV par canal après un an de fonctionnement à haute luminosité. En ce qui concerne l'électronique de lecture, le bruit proviendra principalement des préamplificateurs et peut être chiffré à $30-40$ MeV dans le tonneau et 150 MeV dans les bouchons. Enfin, il faut ajouter à ces deux sources de bruit la présence d'empilements de signaux, qui modifient la ligne de base de l'électronique, et introduisent donc des fluctuations dans l'amplitude des impulsions recueillies. Ce phénomène se traduit par un terme égal à environ 30 MeV au niveau du tonneau et à 175 MeV dans les bouchons.

L'ensemble de ces effets donne naissance au second terme de l'équation 3.2, les valeurs étant données pour une évaluation de l'énergie réalisée dans une fenêtre de 25 cristaux autour du point d'impact.

– Après un an de fonctionnement à basse luminosité :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,155}{E_0(GeV)} \quad \text{pour le tonneau, et}$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,770}{E_0(GeV)} \quad \text{pour les bouchons.}$$

– et après un an de fonctionnement à haute luminosité :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,210}{E_0(GeV)} \quad \text{pour le tonneau, et}$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,915}{E_0(GeV)} \quad \text{pour les bouchons.}$$

Le terme constant

Les deux premiers termes de l'équation 3.2 diminuent lorsque l'énergie E des particules incidentes augmente. Le terme constant prend donc une importance croissante et constitue la limite asymptotique de la résolution à haute énergie. Il est le même pour le tonneau et pour les bouchons.

Les principales contributions à ce terme, qui sont expliquées ci-dessous, peuvent être classées en trois catégories : les imperfections inhérentes au principe ou à la réalisation du détecteur, les incertitudes liées aux intercalibrations des différents cristaux, et les fluctuations de température et de tension.

– Imperfections inhérentes au système de détection :
  Les dimensions longitudinales limitées adoptées pour les cristaux dans un souci de compacité maximale sont responsables du fait que certaines gerbes ne sont pas entièrement contenues longitudinalement. Ce défaut, associé à d'autres effets géométriques insuffisamment corrigés, introduit une contribution au terme constant qui a été évalué à 0,2% par des tests sur faisceau. De plus, la forme pyramidale tronquée adoptée pour les cristaux introduit des défauts d'homogénéité dans la

collection de la lumière. Malgré un traitement spécifique des surfaces destiné à minimiser cet effet, celui-ci reste de l'ordre de 0,3%.

- Impact de l'intercalibration :
  Une gerbe électromagnétique donnée n'est généralement pas contenue dans un seul cristal, mais doit être traitée à l'échelle des 25 cristaux constituant un module, ou même à l'échelle de deux ou plusieurs modules. Les imperfections dans les intercalibrations de ces cristaux introduisent des fluctuations : des particules ayant la même énergie E ne déposeront pas exactement la même énergie dans les différents cristaux selon le cristal touché. En raison des petites différences de calibration, les signaux résultants auront une amplitude légèrement différente, ce qui entraînera une perte de résolution de l'ensemble de détection. Celle-ci se traduira par une contribution de l'ordre de 0,4% au terme constant.
- Fluctuation de température ou de tension :
  Comme nous l'avons vu, le rendement de scintillation des cristaux varie en fonction de la température, tout comme le gain des photodiodes à avalanches, qui, de plus, dépend fortement de la tension de polarisation qui leur est appliquée. Les fluctuations de température et de tension affectent donc la résolution du calorimètre. Cependant, au prix de stabilisations efficaces de la température ($\pm 0,05°\mathrm{C}$) et de la tension (± 30 mV), chacune des contributions au terme constant des fluctuations de température et de tension est maintenue plus faible que 0,1%.

Compte tenu de l'ensemble de ces contributions qui se composent quadratiquement, le terme constant de l'équation 3.2 est égal à 0,55% dans le tonneau et dans les bouchons. La résolution totale du détecteur ECAL varie en fonction de l'énergie incidente E, exprimée en GeV, selon les équations :

$$\frac{\sigma_{E_{GeV}}}{E_{GeV}} = \sqrt{\left(\frac{2.7\%}{\sqrt{E_{GeV}}}\right)^2 + \left(\frac{0.155}{E_{GeV}}\right)^2 + (0.55\%)^2} \qquad \text{pour le tonneau, et}$$

$$\frac{\sigma_{E_{GeV}}}{E_{GeV}} = \sqrt{\left(\frac{5.7\%}{\sqrt{E_{GeV}}}\right)^2 + \left(\frac{0.770}{E_{GeV}}\right)^2 + (0.55\%)^2} \qquad \text{pour les bouchons.}$$

3.3.6 Calibration des cristaux

Un soin particulier a été apporté à la calibration (absolue) des cristaux ainsi qu'à leur intercalibration. Nous traiterons tout d'abord de cette dernière, pour laquelle une précision de 0,5% doit être atteinte afin de respecter la contribution au terme constant annoncée ci-dessus. La procédure d'intercalibration comporte plusieurs étapes. Les premières, que nous qualifierons de « préliminaires » seront réalisées avant la mise en service du LHC. Les

dernières mises au point seront faites après le montage définitif du détecteur, avec les données issues des collisions.

Les calibrations préliminaires impliquent tout d'abord des mesures en laboratoire des caractéristiques de la chaîne de lecture. Elles aboutissent à une précision de 4,5% sur l'intercalibration des cristaux du calorimètre. Ces mesures sont affinées par des intercalibrations réalisées sur faisceau test (d'électrons) portant sur un nombre limité de supermodules pour lesquels la précision de 0,5% est atteinte [Adzic et al., 2006]. L'extrapolation de ces mesures ne conduit malheureusement qu'à une précision estimée à 2% pour l'ensemble des détecteurs du ECAL. Les rayonnements cosmiques sont utilisés pour procéder à une troisième catégorie d'intercalibrations préliminaires [CMS Collaboration, 2006]. Cette méthode permet de vérifier les deux approches précédentes et d'accéder à une précision de l'ordre de 3% sur l'intercalibration de l'ensemble des supermodules.

La précision ultime de 0,5% ne sera atteinte que lors des calibrations réalisées au LHC. Ces dernières mettront en jeu des événements physiques. Par exemple, la simple hypothèse de la symétrie azimuthale de l'ensemble de l'activité enregistrée par le calorimètre permettra de réaliser l'intercalibration complète d'anneaux de cristaux correspondant au même angle η. La mesure des nombreuses désintégrations de bosons Z^0 en paires électron-positron permettra une intercalibration pratiquement complète et continue de tout le calorimètre ECAL, indépendante des autres parties de CMS. En particulier, la forte corrélation entre e^+ et e^- permettra d'intercalibrer de petites régions en (θ,ϕ), ainsi que des portions d'anneaux en ϕ déjà calibrées par la méthode précédente. Les bouchons seront intercalibrés par rapport au tonneau en utilisant des événements-frontières où l'un des électrons sera détecté dans le tonneau et l'autre dans le bouchon. Enfin, certaines régions du calorimètre pourront être intercalibrées en se servant d'électrons isolés provenant de désintégrations de bosons Z ou W, en comparant les mesures réalisées par le trajectographe (l'impulsion p) et le calorimètre (l'énergie E), le rapport pc/E devant être quasiment 1 pour les électrons et les positrons (l'énergie de masse pouvant être considérée comme négligeable devant l'énergie cinétique)[CMS Collaboration, 2006].

La calibration absolue du calorimètre sera également obtenue à partir d'événements de physique comme la désintégration $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, pour lesquels la contrainte cinématique sur la masse invariante permettra de calculer l'énergie « absolue » des partenaires. Afin de lui assurer une fiabilité maximale, cette méthode devra mettre en jeu toutes les techniques d'identification de particules et de reconstruction de trajectoires (qui seront présentées dans le chapitre 6).

3.3.7 Monitorage

Comme nous l'avons déjà exposé, les cristaux de tungstate de plomb sont très résistants aux irradiations et leur rendement de scintillation ne devrait pas évoluer au cours du temps. Cependant, leur transparence devrait diminuer peu à peu, ce qui rend obligatoire un monitorage continu de la transmission de lumière par chaque cristal tout au long du fonctionnement de CMS sur faisceau LHC. Le système de monitorage est décrit en détail dans la référence [Zhu, 2005] et son schéma de principe est représenté sur la figure 3.18.

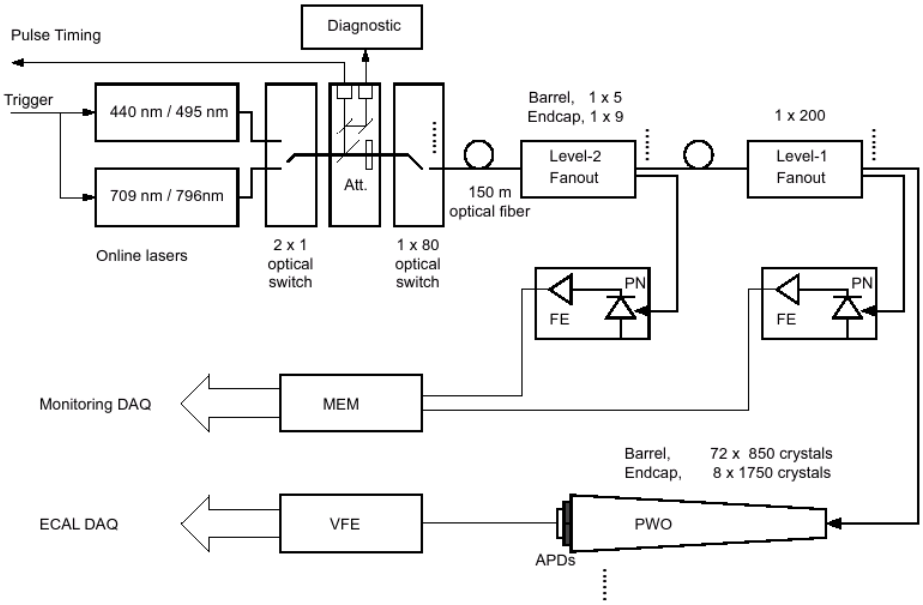


FIG. 3.18 – Schéma de principe du système de monitorage

Il comprend deux lasers, qui injectent des faisceaux lumineux de longueurs d'onde voisines de 440 nm (correspondant au pic de scintillation) et de 800 nm (à titre de contrôle). L'intensité de ces raies lumineuses est mesurée à l'injection par des photodiodes au silicium. Avant irradiation, l'intensité de la raie laser est notée R_0 et celle d'une raie de scintillation est S_0. Sous irradiation, ces grandeurs deviennent respectivement R et S. La perte de transparence des cristaux est caractérisée par la relation [Bonamy et al., 1998] : $\frac{S}{S_0} = \left(\frac{R}{R_0}\right)^{\alpha}$.

Des expériences sur faisceau ont montré que le paramètre α est le même pour tous les cristaux ($\alpha = 1,6$), avec une dispersion d'environ 5%. Le suivi de la perte de transparence pour les raies laser permettra donc d'effectuer les corrections nécessaires pour tenir compte de cet effet dans les rendements de scintillation. Les résultats obtenus lors des tests en faisceau d'électrons

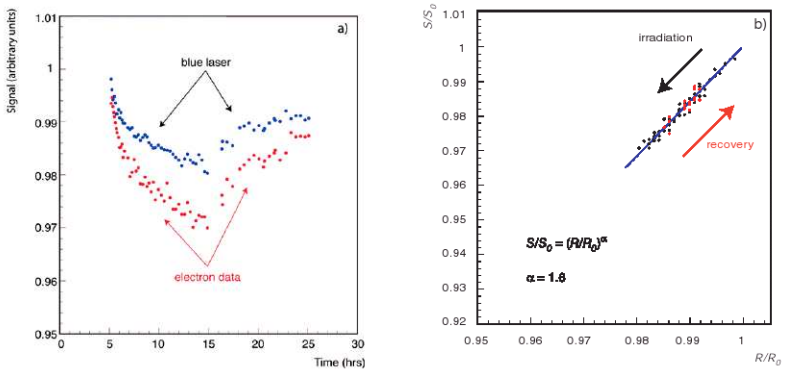


FIG. 3.19 – Courbes montrant les résultats expérimentaux de suivi de la transparence des cristaux. A gauche, on peut voir la phase d'irradiation (avant 15 heures) et la phase de récupération (après 15 heures). A droite, on peut voir $\frac{S}{S_0}$ en fonction de $\frac{R}{R_0}$ pour la phase d'irradiation et de récupération

sont montrés sur la figure 3.19. Ces résultats sont présentés en détail dans la référence [Adzic et al., 2006].

3.4 Conclusion

Grâce à ses multiples composantes, le détecteur CMS, associé au LHC, sera donc en mesure de rechercher le boson de Higgs dans pratiquement tout l'éventail des voies de désintégration prévues par la théorie pour cette particule, et rappelées au chapitre 1, que celles-ci se traduisent par l'émission de deux photons, ou de leptons chargés émis *via* la désintégration de bosons W ou Z, réels ou virtuels.

Avec ce chapitre s'achève la présentation du cadre général dans lequel se situe ce travail de thèse. Dans ceux qui suivront, nous aborderons les points sur lesquels il a essentiellement porté, qui concernent la détection de deux positrons et deux électrons. Il s'agit, d'une part, de la préparation de la phase de prise de données sur le LHC, avec la mise en œuvre d'un logiciel permettant de simuler au mieux les signaux issus des cristaux du calorimètre électromagnétique ainsi que l'application de cette simulation au test des déclencheurs de niveau 1 de ce calorimètre (Trigger Primitives), et, d'autre part, de l'analyse hors ligne des données provenant de cette phase, avec, en particulier, la mise au point d'une méthode originale de réjection du bruit mettant en œuvre des réseaux de neurones.

Chapitre 4

Participation aux études menées en faisceau test et élaboration d'un logiciel de simulation

Durant les dernières années, et en particulier en 2003 et en 2004, des mesures ont été effectuées en plaçant des sous-parties du calorimètre (modules et supermodules) dans un faisceau d'électrons et de pions. Le but de ces expériences était de tester à la fois le bon fonctionnement technique et les performances du détecteur. Elles visaient notamment à valider les prototypes des modules électroniques choisis ainsi que le système de refroidissement du calorimètre, à mesurer la résolution en énergie de ce dernier, à étudier la variation de transparence des cristaux suite aux dommages causés par les rayonnements, à procéder à une calibration partielle de ces cristaux et à valider la méthode générale adoptée pour leur intercalibration. Mais ces essais ont également permis de mettre au point les meilleures méthodes de reconstruction du signal. Enfin, ils ont fourni des informations permettant d'ajuster et d'améliorer les performances des logiciels de simulation complète de CMS. Les résultats obtenus au cours des essais réalisés en 2003 ont été publiés dans la référence [Adzic et al., 2006]. Après une présentation des principales caractéristiques du dispositif expérimental utilisé, ce chapitre se focalisera sur les études auxquelles ce travail a contribué de façon directe ou indirecte. Elles concernent l'analyse des signaux recueillis dans les cristaux en vue de reconstruire l'énergie des particules incidentes par une méthode des poids. Cette contribution s'inscrit dans une étude plus générale qui s'est conclue par la mesure de la résolution du calorimètre électromagnétique, et qui sera également présentée ici. Puis suivra une description détaillée de la simulation qui a été développée au cours de cette thèse afin de reproduire les résultats issus des expériences et de générer de nouvelles données permettant

d'étendre les études menées lors des tests en faisceau.

4.1 Dispositif expérimental utilisé lors des tests sur faisceaux

Les faisceaux d'électrons et de pions utilisés pour les tests étaient obtenus à partir d'interactions du faisceau de protons de 450 GeV du SPS avec des cibles fixes. Sur une de ses lignes d'extraction, la ligne H4, il est possible d'obtenir des faisceaux secondaires d'électrons ou de pions de pureté satisfaisante dont l'énergie varie de 15 à 250 GeV. La précision sur l'impulsion des particules sur cette ligne est donnée par :

$$\frac{dp}{p} = \frac{1}{100}\frac{\sqrt{l_1^2 + l_2^2}}{27 \times \sqrt{3}}$$

où l_1 et l_2 sont les demi-largeurs exprimées en mm, typiquement $3, 5$ ou 7 mm, des deux collimateurs ajustables placés sur le trajet du faisceau secondaire (voir [Grafström, 1997]). Cette équation permet d'accéder à la précision sur l'énergie. Les études présentées ci-dessous ont été réalisées avec des électrons. Le faisceau de particules était envoyé sur les cristaux contenus dans des alvéoles, elles mêmes placées dans des modules regroupés dans un supermodule (voir figure 4.1), comme cela sera le cas dans CMS.

FIG. 4.1 – Photographies d'un module (à gauche) et d'un supermodule (à droite)

Le supermodule était placé sur une table mobile. Ainsi, le faisceau de particules pouvait atteindre n'importe quel cristal dans une géométrie correspondant à la configuration réelle de CMS (voir la figure 4.2).

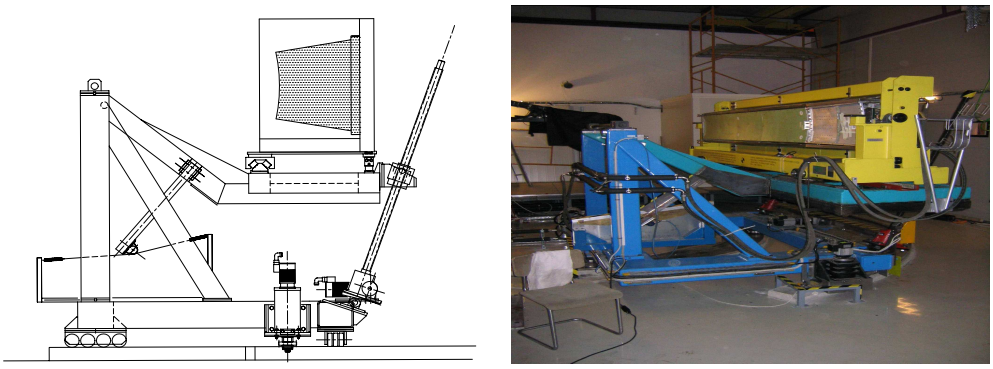


FIG. 4.2 – Table mobile utilisée pour le positionnement des cristaux lors des tests. Ce positionnement permet d'obtenir, pour le faisceau, un angle d'incidence sur les cristaux identique à celui des électrons dans ceux du calorimètre ECAL.

Les tests sur faisceau permettent d'obtenir un bon nombre d'informations ; toutefois, certains paramètres ne seront pas identiques lors des prises de mesures réelles sur le LHC. Les principales différences sont les suivantes :

1. Lors des tests, il n'y a pas de trajectographe, donc pas de matière entre la source des particules et le calorimètre. Tous les effets résultant des interactions des particules avec cette partie interne de CMS, et en particulier le bremsstrahlung (rayonnement de freinage) sont donc absents.
2. Il n'y a pas non plus de champ magnétique appliqué. Les électrons suivent donc des trajectoires rectilignes, sans émettre de rayonnement synchrotron. De plus, les gerbes électromagnétiques résultant de leur interaction avec un cristal se développent de façon symétrique, contrairement à ce qui se produira en présence du champ magnétique créé par le solénoïde.
3. Afin de connaître la position du point d'impact de la particule, on a ajouté sur la ligne de faisceau un hodoscope, composé de quatre plans de fibres scintillantes (deux plans où les fibres sont horizontales et deux où elles sont verticales) qui délivrent un signal lorsqu'elles sont traversées par une particule (voir figure 4.3).
4. Contrairement à ce qui se produira lors des vraies prises de données, les électrons parviennent au détecteur de façon continue pour chaque cycle d'accélération, et non pas toutes les 25 ns (temps séparant deux croisements de paquets au LHC) ; cela créera, lors de la numérisation, une incertitude aléatoire sur le temps zéro, variant de 0 à 25 ns selon les événements. Cette différence sera problématique lors de la reconstruction en énergie. Il faudra alors utiliser l'information fournie par un TDC (Time to Digital Converter) pour « recaler en temps » le signal

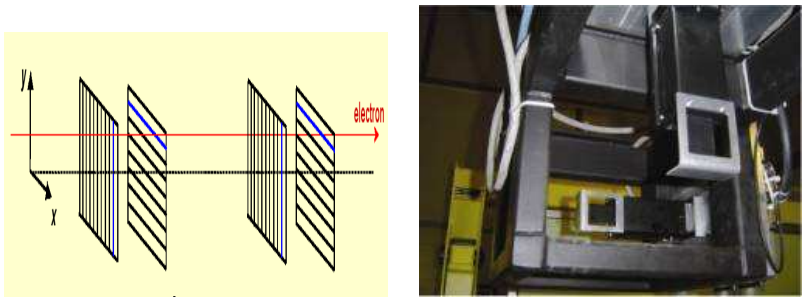


FIG. 4.3 – Schéma et photographie de l'hodoscope

de sortie.

En revanche, la géométrie lors des tests sur faisceau ressemble beaucoup à celle qui existera dans le détecteur achevé. Cependant, au sytème de coordonnées de CMS qui a été décrit au chapitre précédent s'ajoute celui qui est lié à l'hodoscope, et qui permet de caractériser le point d'impact du faisceau. On passe de l'un à l'autre par la transformation suivante (voir figure 4.4) :

$$\begin{pmatrix} x_G \\ y_G \\ z_G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos\theta\cos\phi & \sin\phi & \sin\theta\cos\phi \\ -\cos\theta\sin\phi & -\cos\phi & \sin\theta\sin\phi \\ \sin\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_H \\ y_H \\ z_H \end{pmatrix}$$

où $(x_G; y_G; z_G)$ sont les coordonnées de CMS et $(x_H; y_H; z_H)$ celles utilisées lors des tests (les fibres de l'hodoscope sont contenues dans des plans parallèles au plan $(x_H; y_H)$ et z_H est positif dans la direction de propagation des électrons).

4.2 Exemples de résultats obtenus sur faisceau-test

Afin de faciliter l'examen et l'analyse des signaux en provenance du calorimètre électromagnétique lors de l'impact d'une particule, il était intéressant d'en réaliser une visualisation synthétique permettant de comparer les signaux issus des 25 cristaux de $PbWO_4$ constituant la tour touchée, ou mieux de 100 cristaux correspondant à quatre tours voisines. A titre d'exemple une telle visualisation est présentée sur la figure 4.5. L'impact du faisceau d'électrons se situe dans le cristal central de l'une des tours (celle qui occupe le coin inférieur gauche de la figure). La figure 4.6 présente quant-à elle un zoom de la figure précédente autour du point d'impact.

L'énergie des électrons incidents est de 120 GeV. Les 25 cristaux de la tour touchée sont tous concernés, mais à des degrés divers, par la gerbe qui s'est développée à partir du cristal central. Ceux des tours voisines ne le sont pas, à l'exception peut-être de la ligne inférieure de la tour située immédiatement au-dessus, qui présente des signaux légèrement supérieurs

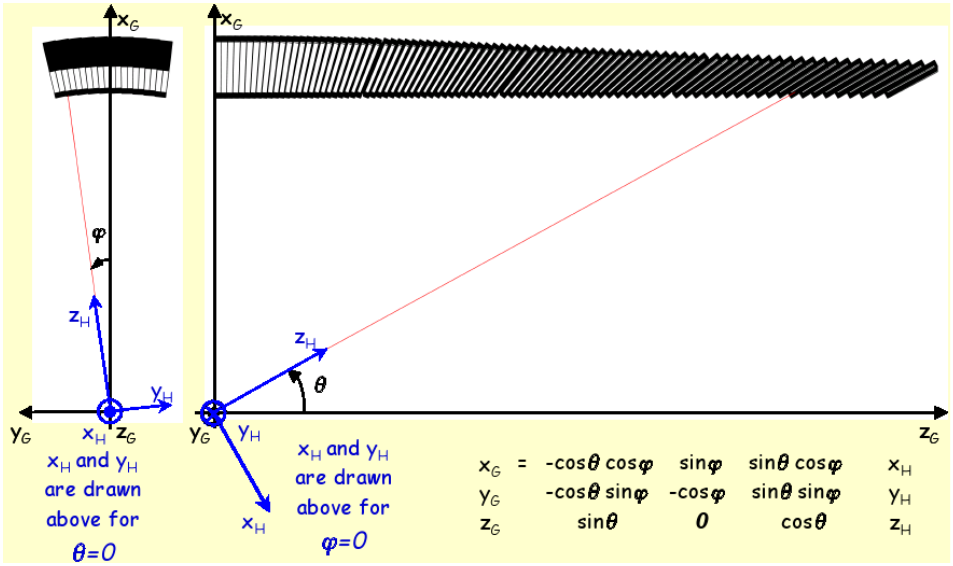


FIG. 4.4 – Coordonnées CMS et coordonnées hodoscope

au bruit, et du cristal central de cette tour. Le signal, faible mais net, qui apparaît au niveau de ce dernier, est en fait un *arte fact* électronique, appelé diaphonie, ou encore « cross-talk », et attribuable à un effet d'influence électrique entre le signal d'amplitude élevée provenant du cristal touché par le faisceau et la sortie électronique du cristal central de la tour voisine. Ces effets indésirables ont été supprimés lorsque le blindage de l'électronique a été renforcé.

4.3 Reconstruction des données obtenues lors des tests

L'une des études réalisées sur faisceau consistait à déterminer la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique, c'est-à-dire à comparer les résultats des mesures aux énergies incidentes E_i, pour une série de valeurs différentes de E_i. Il faut pour cela reconstruire les signaux issus du calorimètre.

4.3.1 Description des signaux issus du calorimètre

Lorsqu'un électron arrive dans l'un des cristaux du détecteur, son passage engendre une gerbe électromagnétique. Les multiples particules constituant cette gerbe provoquent la scintillation des cristaux de tungstate de plomb, ce qui se traduit par l'émission de nombreux photons de longueur d'onde bien déterminée. Le nombre de ces photons suit une distribution dont la

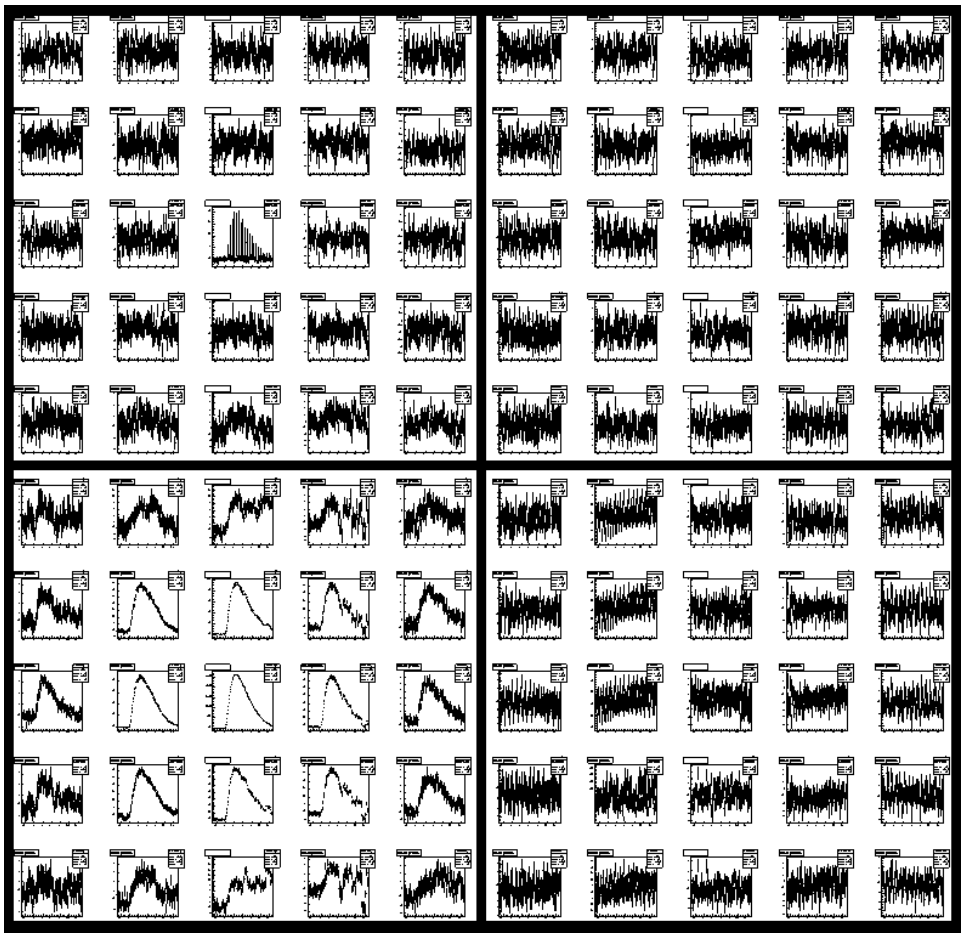


FIG. 4.5 – Signaux issus des 100 cristaux correspondant à quatre tours de déclenchement. Pour chaque cristal, l'abscisse correspond au temps et l'ordonnée à la sortie numérisée de l'ADC.

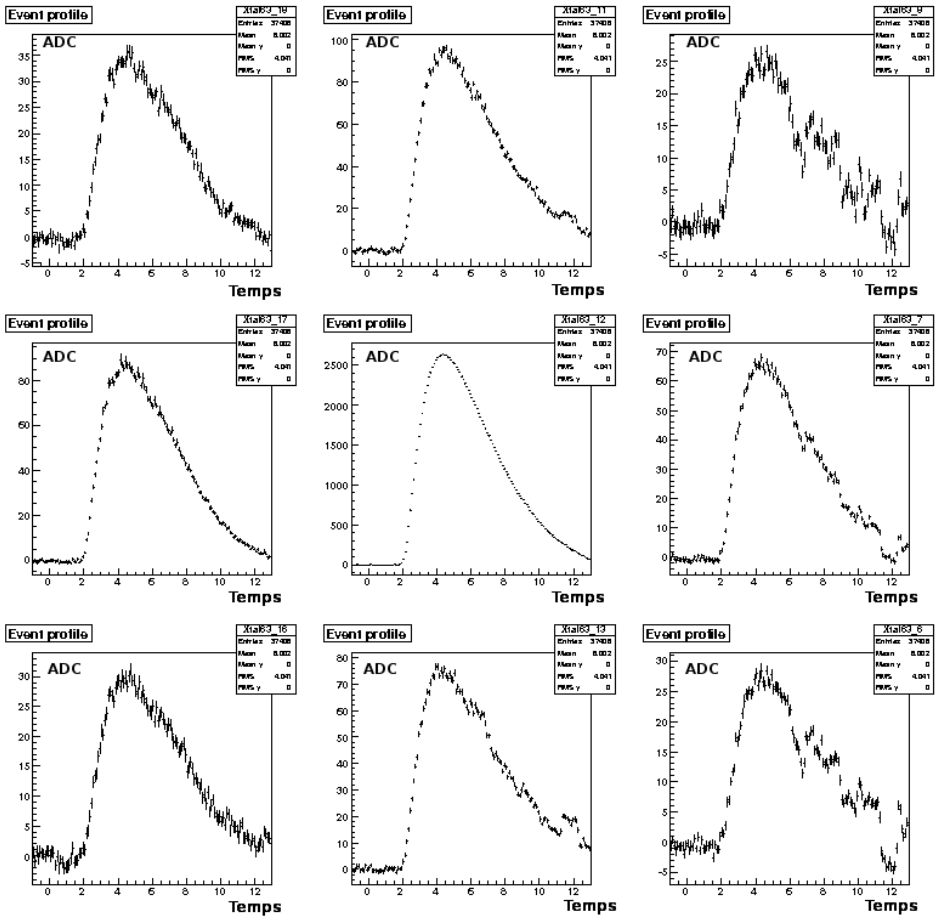


FIG. 4.6 – Zoom sur les neuf cristaux autour du point d'impact. Pour chacun d'entre eux, l'abscisse correspond au temps (en coup d'horloge) et l'ordonnée à la sortie numérisée de l'ADC.

valeur moyenne est proportionnelle à l'énergie déposée par l'électron. Ils sont détectés par l'APD, qui délivre à sa sortie un signal électrique. L'électronique placée après le détecteur met en forme ce signal. Mettre en forme signifie transformer l'information reçue en une impulsion de temps de montée et de temps de descente précis, dont l'intégrale (et donc la valeur de l'amplitude, puisque l'impulsion a une mise en forme standard) est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal (voir figure 4.7).

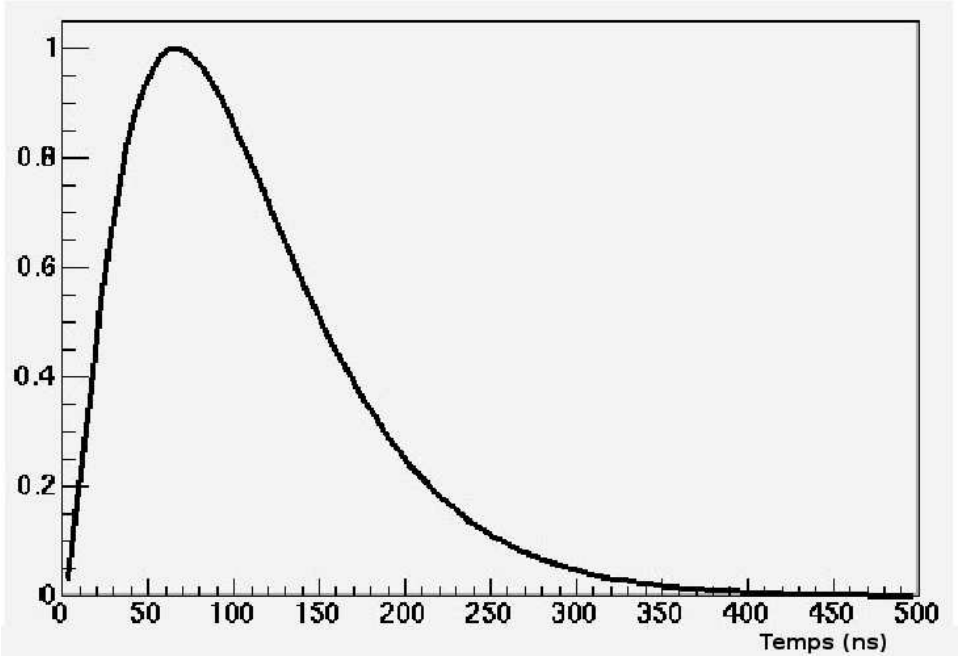


FIG. 4.7 – Forme analytique représentant l'impulsion (normalisée) créée par l'électronique

Ce signal est ensuite numérisé par un convertisseur analogique-numérique. La fréquence d'échantillonnage est de 40 MHz. L'intervalle entre deux échantillonnages, souvent appelé temps d'horloge (T_{clock}), a ainsi été choisi égal au temps séparant deux paquets de protons (et donc deux collisions successives) au LHC. L'électronique est conçue pour fournir un signal constant pendant toute la période d'échantillonnage, c'est-à-dire 25 ns (voir figure 4.8). Par ailleurs, une ligne de base a été ajoutée volontairement. En effet, sans cette ligne de base, la valeur moyenne des échantillons en l'absence de signal ne pourrait être nulle, car l'électronique ne permet pas d'accéder à des valeurs négatives. Grâce à la ligne de base, la valeur des échantillons oscille autour d'une valeur moyenne, qu'il suffit de soustraire à la valeur du maximum pour obtenir une bonne estimation de l'amplitude de l'impulsion.

C'est à partir des signaux de ce type, issus des différents cristaux, qu'il faut retrouver les informations intéressantes (énergie déposée, point d'im-

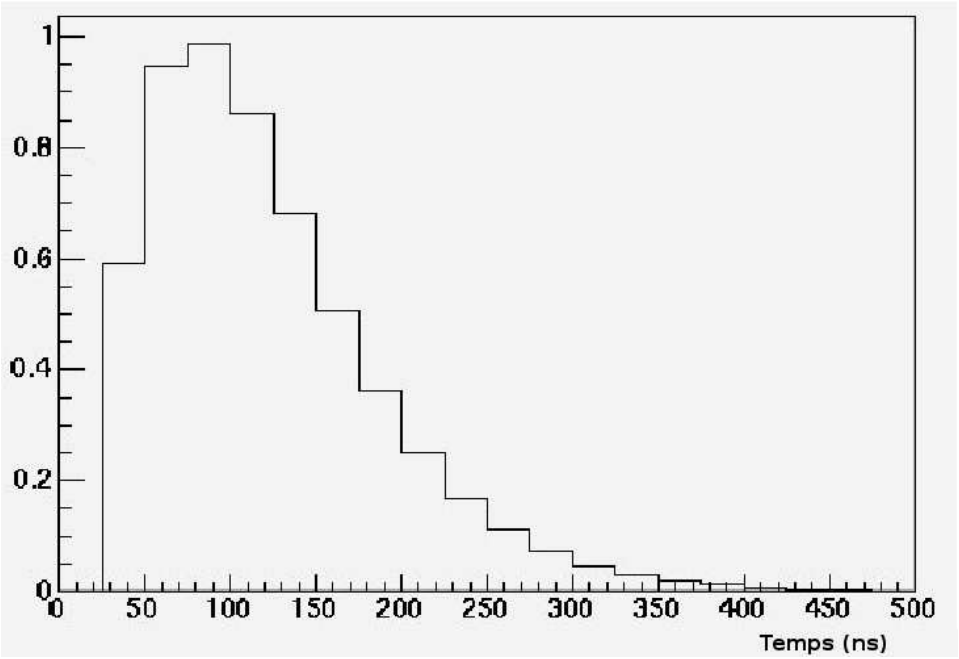


FIG. 4.8 – Numérisation de l'impulsion représentée sur la figure 4.7

pact, ...). Pour cela, un logiciel appelé H4Analysis est utilisé. Ce logiciel regroupe l'ensemble des programmes d'analyse pour l'étude des données prises lors de tests sur faisceau. Codé en C++, c'est un outil puissant, facilement modulable. Ce logiciel sera utilisé pour toutes les études présentées par la suite. Il permet notamment de reconstruire l'énergie de la particule incidente. Afin d'améliorer la reconstruction obtenue par une méthode d'ajustement analytique classique, itérative, qui a pour inconvénient de toujours reconstruire une énergie non nulle, même en l'absence de signal, à cause du bruit de fond, la méthode des poids a été développée. Cette méthode a été implémentée dans H4Analysis.

4.3.2 Reconstruction de l'énergie : la méthode des poids

La reconstruction en énergie a pour but d'obtenir la meilleure estimation possible de l'énergie de la particule incidente. Pour cela, la méthode des poids est utilisée [Brunelière and Zabi, 2006]. L'idée est la suivante : la forme du signal est connue, puisqu'elle résulte entièrement de la configuration du circuit électronique, et, en principe, elle est identique pour tous les signaux, quelle que soit leur amplitude. En théorie un seul point permet donc d'obtenir la valeur de l'énergie. Comme nous disposons de plusieurs points échantillonnés, la méthode des poids consiste à faire une moyenne pondérée des valeurs de l'amplitude A obtenues à partir de ces différents points. Les coefficients

de pondération sont trouvés par une méthode des moindres carrés.

Posons un estimateur de l'amplitude non biaisé $\hat{A}$. Rappelons qu'un estimateur est dit non biaisé lorsque $< \hat{A} >= A$. La méthode des moindres carrés, encore appelée méthode du χ^2, consiste à déterminer $\hat{A}$ pour que sa variance, $\sigma^2_{\hat{A}} =< \hat{A}^2 > - < \hat{A} >^2$, soit minimale.

Pour appliquer cette méthode, on pose :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{S_i^{mes} - S_i^{att}}{\sigma_{\hat{A}}} \right)^2 \tag{4.1}$$

où les S_i^{mes} sont les valeurs mesurées du signal, et les S_i^{att} sont les valeurs attendues (c'est-à-dire celles de la forme analytique par laquelle on veut ajuster), et n le nombre d'échantillons utilisés pour le calcul.

Dans le cas du signal que nous avons à étudier, on pose $S_i^{att} = A \times f_i$ où $f_i = f(t_i)$. La fonction $f(t_i)$ est ainsi normalisée.

Minimiser l'expression 4.1 revient donc à chercher $\hat{A}$ tel que $\frac{\partial \chi^2}{\partial A}(\hat{A}) = 0$. Cela permet de déterminer $\hat{A}$:

$$\hat{A} = \sum_{i=1}^{n} (w_i \times S_i^{mes}) \quad \text{avec } w_i = \frac{f_i}{\sum_{j=1}^{n} f_j^2} \tag{4.2}$$

On voit que l'estimateur est bien une moyenne pondérée des S_i^{mes} affectés des coefficients w_i.

En fait, la méthode des poids utilisée pour reconstruire l'énergie est un peu plus complexe que celle présentée ci-dessus. En effet, le signal présente une ligne de base, ainsi qu'un décalage temporel aléatoire (comme cela a déjà été mentionné). Pour déterminer au mieux l'amplitude, il faut donc prendre en compte ces deux paramètres supplémentaires. En ce qui concerne le décalage temporel, 25 jeux de poids ont été calculés, un pour chaque décalage temporel possible, par intervalle de 1 ns. L'estimation du décalage temporel est réalisée grâce au TDC ; les poids utilisés pour la reconstruction seront choisis parmi les 25 jeux de poids possibles en fonction de la valeur du décalage mesuré. En ce qui concerne la ligne de base, elle est prise en compte de la manière suivante : au lieu d'avoir $S_i^{att} = A \times f_i$, on utilise $S_i^{att} = A \times f_i + B$, où B représentera la ligne de base. Avec cette nouvelle expression pour la valeur attendue, on obtient, toujours par une méthode des moindre carrés, les nouveaux poids :

$$w_i = \lambda f_i + \gamma \;\; \text{avec } \lambda = \frac{n}{n \sum_{j=1}^{n} f_j^2 - \left(\sum_{j=1}^{n} f_j \right)^2} \text{ et } \gamma = -\frac{\lambda \sum_{j=1}^{n} f_j}{n} \tag{4.3}$$

La méthode des poids présente l'avantage d'utiliser au maximum l'information contenue dans le signal, et d'être peu gourmande en ressources

de calcul (ce qui est appréciable pour la reconstruction en temps réel). Les résultats obtenus grâce à cette méthode sont présentés dans le paragraphe suivant.

4.3.3 Résolution en énergie

Une étude utilisant la méthode des poids pour reconstruire l'énergie a été menée ([Adzic et al., 2006]). Tout d'abord, une reconstruction en énergie sur des événements dits « piédestaux[1] » a permis d'évaluer le bruit, c'est à dire la dispersion sur l'énergie reconstruite (dont la valeur moyenne est proche de zéro puisque la méthode est non biaisée). Le bruit trouvé est de 44 MeV par canal. Si l'énergie est reconstruite dans une fenêtre de neuf cristaux autour du point d'impact, le bruit est de 129 MeV, et si cette fenêtre est de 25 cristaux, le bruit atteint 224 MeV (voir la figure 4.9). Ces nombres sont cohérents avec l'hypothèse d'une addition quadratique des bruits proches de 44 MeV issus de chaque cristal ($\sqrt{9 \times 44^2} = 132$, à comparer à 129, et $\sqrt{25 \times 44^2} = 220$, à comparer à 224), ce qui montre que les bruits observés sont indépendants et ne présentent aucune corrélation.

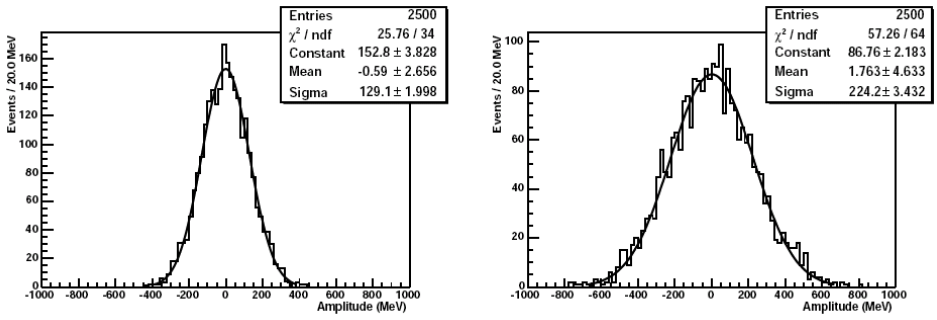


FIG. 4.9 – Evaluation du bruit dans un fenêtre de 9 (à gauche) et 25 (à droite) cristaux autour du point d'impact

Par ailleurs, une étude de la résolution en énergie a été faite. Pour cette étude, les coefficients d'intercalibration entre les cristaux ont été utilisés. Cette étude a permis de déterminer expérimentalement, pour une fenêtre de neuf cristaux (voir la figure 4.10), les valeurs des trois coefficients entrant dans la formule de la résolution (voir 3.2) :

$a = 2,93 \pm 0,21\%$ pour le terme stochastique,

[1] Un événement piédestal correspond à une acquisition du détecteur, mais sans faisceau incident. Seul le bruit de fond est alors mesuré, oscillant autour d'une valeur moyenne de la ligne de base.

$b = 129 \pm 2$ MeV pour le bruit électronique, et

$c = 0,4 \pm 0,03\%$ pour le terme constant.

Ces valeurs sont compatibles avec celles prévues pour le tonneau, qui sont rappelées ci-dessous :

$$a = 2,7\% \quad b = 155 \text{ MeV} \quad c = 0,55\%$$

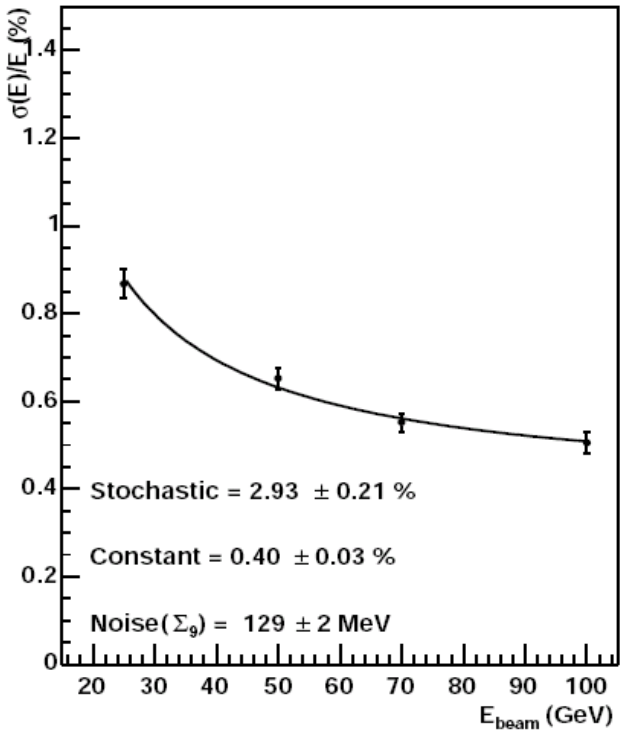


FIG. 4.10 – Résolution expérimentale obtenue dans une fenêtre de 9 cristaux autour du point d'impact

Des résultats complémentaires, obtenus sur un super-module complet confirment ces mesures (voir [CMS Collaboration, 2006]).

4.4 Simulation des données prises sur faisceau

Les données prises sur faisceau sont limitées. D'où la nécessité de mettre en place un outil de simulation de ces données qui permettra, d'une part d'augmenter artificiellement la quantité de données disponibles, et d'autre

part de faire varier les paramètres (point d'impact, énergie des particules incidentes, ...) avec une plus grande flexibilité.

Pour réaliser une telle simulation, on distingue différentes étapes :

1. Il faut tout d'abord, pour une particule incidente d'énergie donnée, simuler la gerbe électromagnétique qui va se développer dans les cristaux. Cette première étape permet d'accéder à l'énergie déposée dans chaque cristal. Pour la réaliser, on utilise le code H4Sim, qui est basé sur le logiciel GEANT4 (voir ci-dessous).
2. Ensuite, à partir de l'énergie déposée dans chaque cristal, il faut simuler la réponse du détecteur : introduction d'une fluctuation en loi de Poisson[2] du nombre de photons créés dans le scintillateur, création de l'impulsion électrique par les APD, ajout du bruit électronique et numérisation du signal. Pour réaliser cette seconde étape, un programme appelé g4Simulation a été développé au cours de ce travail.

4.4.1 Geant4 et H4Sim

GEANT4 [Agostinelli et al., 2003] est un logiciel de type Monte-Carlo[3] écrit en C++. Il permet de simuler, pour une particule d'un type et d'une énergie donnés, les interactions dans la matière (développement de la gerbe électromagnétique, bremsstrahlung...). L'utilisation de ce logiciel impose évidemment de définir précisément la géométrie du détecteur concerné, et la nature de tous les matériaux qui le composent.

H4Sim [Frisson and Miné, 2004] est une interface permettant d'utiliser GEANT4 dans le contexte qui nous intéresse, c'est-à-dire dans la géométrie qui correspond aux tests sur faisceau. Ce logiciel donne la possibilité de choisir le type, l'énergie et le point d'impact de la particule incidente. Il met en œuvre des modèles de développement de gerbes, et permet ainsi d'obtenir la valeur de l'énergie déposée dans chaque cristal.

Toutefois, à cette étape, seule l'énergie déposée dans chaque cristal a été simulée et non les signaux issus du calorimètre. Le logiciel permettant de simuler ces signaux est appelé g4Simulation. Sa réalisation a eu lieu au cours de ce travail.

4.4.2 g4Simulation

Principe

Le code g4Simulation permet d'obtenir des fichiers au même format que les fichiers de sortie des données prises sur faisceau, appelés RRF (Raw Root

[2] La loi de Poisson est la loi de probabilité régissant les comptages d'événements indépendants. Une de ses caractéristiques est que sa valeur moyenne coïncide avec son écart type.

[3] Un Monte-Carlo est un programme de simulation utilisant des tirages aléatoires.

Files). Son algorithmie est la suivante : la première étape est de créer une impulsion à partir d'une valeur donnée de l'énergie. La suivante consiste à numériser le signal ainsi obtenu ; le signal simulé est alors identique au signal réel, au bruit et à la ligne de base près. Il faut donc lui ajouter ce bruit et cette ligne de base. Le problème qui apparaît alors est de simuler un bruit réaliste. Pour cela, l'idée qui semble la meilleure est d'utiliser des événements piédestaux réels. Les échantillons issus de tels événements sont ajoutés au signal simulé, ce qui présente également l'avantage de tenir compte de la ligne de base. Un exemple des résultats obtenus lors des différentes étapes de la chaîne de simulation est donné sur la figure 4.11.

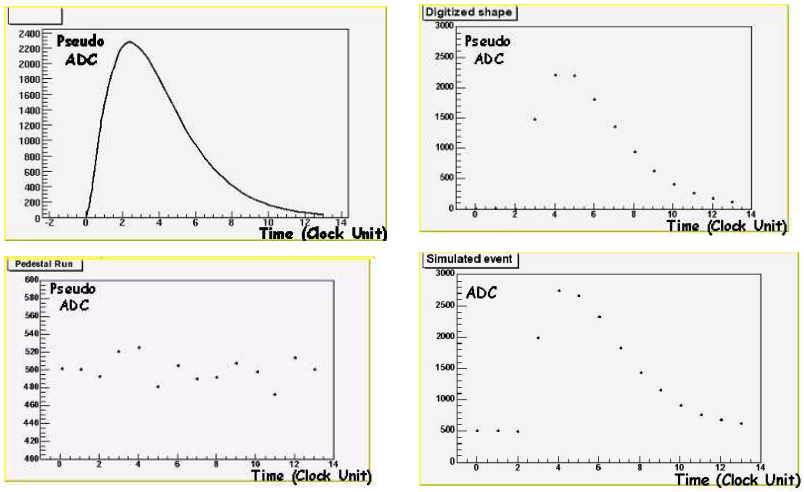


FIG. 4.11 – Les étapes de g4simulation. De gauche à droite et de haut en bas : impulsion engendrée, impulsion numérisée, bruit et piédestal numérisés, impulsion finale numérisée

Il ne reste plus qu'à enregistrer ce signal au même format que les données réelles issues des prises de données.

Premier test de g4simulation

Pour vérifier la qualité de l'ensemble de la chaîne de simulation d'événements, le programme de reconstruction H4Analysis, comprenant la méthode des poids, a été appliqué sur le fichier créé par cette chaîne complète. Un exemple de réponse des données simulées à 120 GeV est présenté sur la figure 4.12. La simulation est tout à fait comparable aux résultats expérimentaux : l'impulsion dont l'amplitude est la plus élevée est obtenue pour le cristal touché par le faisceau et cette amplitude décroît lorsque l'on s'en éloigne. Notons que, sur la figure, l'échelle verticale (nombre d'impulsions provenant de l'ADC) n'est pas la même pour le cristal touché (cristal central) et pour les autres.

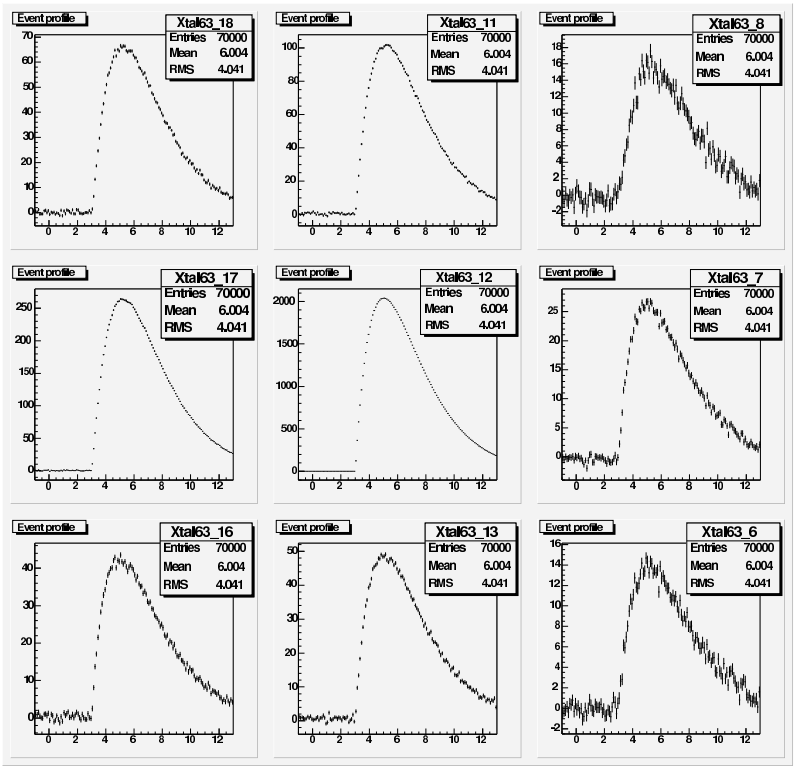


FIG. 4.12 – Fenêtre de neuf cristaux autour du point d'impact pour la simulation d'événements à 120 GeV. Pour chacun d'entre eux, l'abscisse correspond au temps (en unités d'horloge) et l'ordonnée à la sortie numérisée de l'ADC.

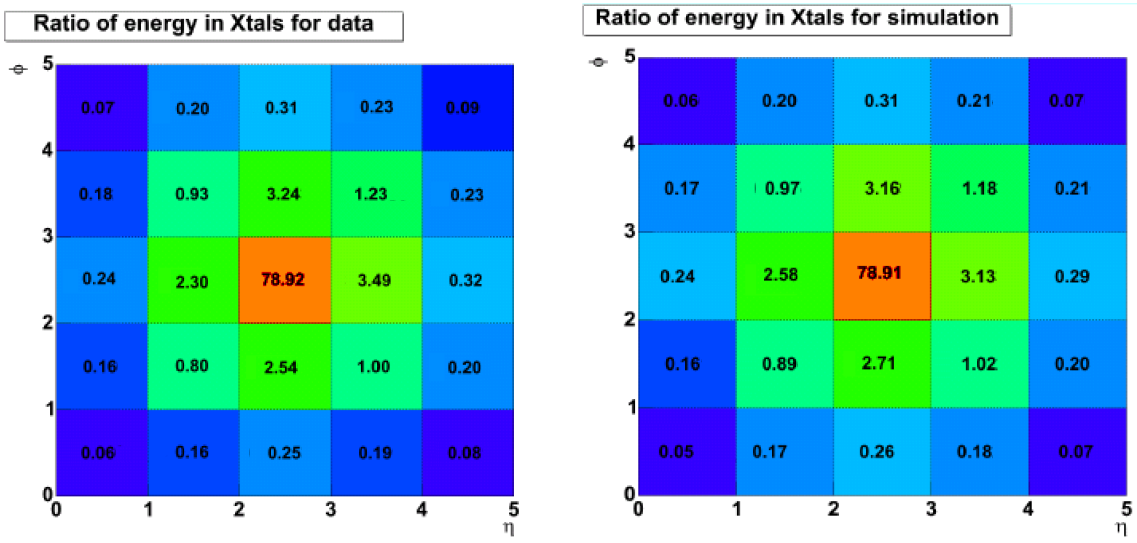


FIG. 4.13 – Comparaison du pourcentage d'énergie laissée dans les différents cristaux pour les données (à gauche) et la simulation (à droite)

On peut également comparer le pourcentage d'énergie déposée dans les différents cristaux. Les résultats sont en très bon accord, comme on peut le voir sur la figure 4.13.

Le résultat de la simulation est donc, *a priori*, satisfaisant d'un point de vue qualitatif. Une évaluation quantitative de la qualité de cette simulation est présentée ci-dessous.

4.4.3 Comparaison de la simulation et des données

Dans ce qui suit, le point d'impact du faisceau d'électrons sur un cristal donné sera repéré par ses coordonnées $(x;y)$ dans le référentiel lié à l'hodoscope ; dans ce référentiel, l'origine $(0\,;0)$ représente le point d'impact sur la surface du cristal correspondant à la réponse maximale du cristal. Pour vérifier quantitativement la validité de la simulation, deux tests ont été réalisés. Tout d'abord, on a comparé, pour la simulation et pour les données réelles, les amplitudes (valeurs moyennes et dispersion) des impulsions pour le cristal touché, ce qui permet de valider la procédure de simulation de l'électronique. Ensuite, on a comparé les rapports de l'énergie déposée dans le cristal touché à l'énergie totale déposée dans les neuf cristaux autour du point d'impact (E_1/E_9), ce qui permet de tester le modèle utilisé pour simuler l'extension spatiale de la gerbe.

Comparaison des amplitudes

Le processus de validation consiste à comparer l'amplitude simulée et l'amplitude expérimentale reconstruite pour un point d'impact donné. Pour cela, une coupure a été effectuée dans les données au moyen de l'hodoscope, de façon à sélectionner les événements expérimentaux les plus proches du maximum de réponse du cristal. Par la suite, une telle coupure sera appelée « coupure hodoscope ». La coupure choisie est de $\pm 2\ mm$ en x et en y autour du maximum de réponse. La variation de réponse dans cette zone a été négligée. Les résultats ont été comparés avec une simulation correspondant au maximum de réponse du cristal. Ceux qui sont présentés dans le tableau 4.1 ont été obtenus sur un cristal situé au centre d'une tour, à des énergies de 15, 20, 30, 50 et 120 GeV. Pour chacune de ces énergies, les réponses expérimentales du cristal correspondant à plusieurs centaines d'impacts d'électrons ont été comparées aux réponses simulées. Cette étude a été effectuée sur une base statistique, en comparant les moments d'ordre 1 et 2 (moyenne et écart type) de fits gaussiens des distributions d'amplitudes réelles et simulées. Ils mettent en évidence le bon accord existant entre la simulation et les données expérimentales. Ce même type de comparaison a été réalisé dans différents cristaux. Les résultats sont à chaque fois comparables avec ceux qui ont été obtenus ci-dessus.

Energie (GeV)	$M_{Donnees}$	M_{Simul}	$\sigma_{Donnees}$	σ_{Simul}
15	$290,40 \pm 0,28$	$291,60 \pm 0,40$	$6,61 \pm 0,17$	$6,39 \pm 0,36$
20	$388,25 \pm 0,24$	$389,59 \pm 0,42$	$6,43 \pm 0,19$	$6,65 \pm 0,34$
30	$584,20 \pm 0,29$	$585,05 \pm 0,58$	$8,83 \pm 0,19$	$9,13 \pm 0,51$
50	$977,90 \pm 0,57$	$976,15 \pm 0,70$	$13,87 \pm 0,37$	$11,60 \pm 0,63$
120	$2377,86 \pm 1,87$	$2345,40 \pm 1,11$	$23,01 \pm 1,27$	$19,13 \pm 0,95$

TAB. 4.1 – Moyenne M, et écart-type σ pour les données et la simulation

Extension de la gerbe

Un moyen de contrôler la bonne simulation de l'extension latérale de la gerbe électromagnétique est de comparer le rapport E_1/E_9 en fonction de x (y étant fixé), puis en fonction de y (x étant fixé), où E_1 et E_9 représentent respectivement l'énergie reconstruite dans le cristal touché et dans les neuf qui entourent le point d'impact - y compris, bien entendu, le cristal central. A titre d'exemple, les courbes correspondant à l'énergie de 120 GeV sont représentées sur la figure 4.14. Le parfait accord entre les données (points verts) et la simulation (croix noires) montre encore une fois combien la simulation est fidèle à la réalité. Notons qu'ici aussi, pour les données expérimentales, des coupures hodoscope ont été réalisées, de $\pm 2\ mm$ dans la dimension considérée comme « fixe ».

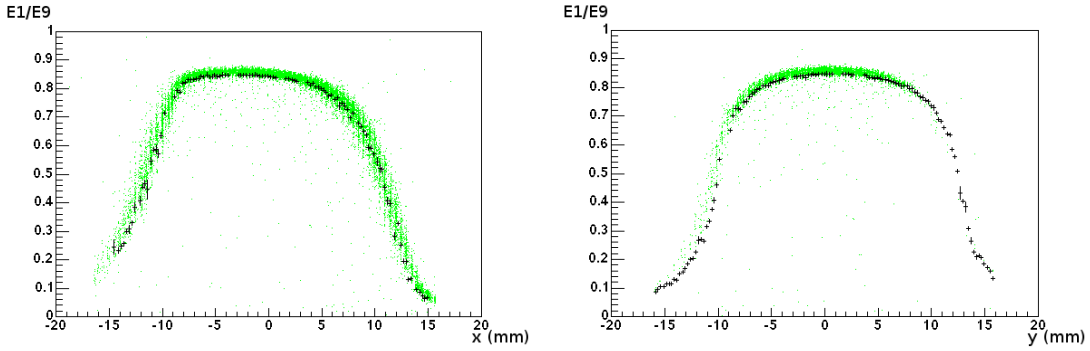


FIG. 4.14 – Comparaison du ratio E_1/E_9 pour les données (points verts) et la simulation (croix noires)

De l'ensemble de ces comparaisons, on peut conclure que la simulation reproduit le faisceau-test avec une précision satisfaisante.

4.5 Conclusion

Les études effectuées sur faisceau d'électrons ont constitué un apport très important pour la mise au point du calorimètre électromagnétique. En particulier, pour ce qui est de celles auxquelles ce travail a contribué, elles ont permis de valider la méthode de reconstruction de l'énergie déposée dans un ensemble de cristaux constituant une tour ou un module de quatre tours, de montrer que la résolution en énergie de ECAL était conforme aux prévisions, de mettre au point et de valider un logiciel de simulation d'événements, appelé g4Simulation.

Ce logiciel, désormais validé, peut être, et a été, utilisé pour de nombreuses applications.

Tout d'abord, la comparaison entre les données issues des expériences et la simulation a permis de confirmer que la géométrie de cette partie du détecteur était définie de façon satisfaisante dans ORCA, le logiciel de simulation complète de CMS.

Le code g4Simulation a également servi à diverses études, telles que celle de l'influence de la position du point d'impact sur la répartition de l'énergie [Descamps and Jarry, 2005], et à l'intercalibration du calorimètre grâce aux rayons cosmiques [Bonesini et al., 2005]. Enfin, dans le cadre de ce travail, il a constitué l'outil principal pour l'étude des primitives de déclenchement [Bimbot, 2005] dont le bon fonctionnement s'avèrera crucial lors du fonctionnement de CMS, puisqu'il s'agit de la première étape de la sélection des données en temps réel. La présentation de ces primitives et le test de leur fonctionnement feront l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 5

Etude et analyse des primitives de déclenchement

En plus des vérifications, calibrations et validations qui ont été présentées au chapitre précédent, les prises de données sur faisceau permettent de tester l'électronique et les algorithmes de déclenchement de l'acquisition. En effet, étant donné que la fréquence d'acquisition sera de 40 MHz, il sera impossible de stocker l'intégralité des données issues de tous les sous-détecteurs. Par exemple, si l'information issue des 75848 cristaux du calorimètre électromagnétique était mise en mémoire pour tous les événements, cela correspondrait à un volume de données égal à 2 Mo par événement, à multiplier par 40 millions d'événements par seconde, soit près de 80000 Go par seconde ! Il est impossible de conserver une telle quantité de données, d'autant plus qu'à la question du stockage proprement dit s'ajouterait une réelle insuffisance des vitesses de transmission de l'information. Les solutions mises en place pour résoudre ces problèmes sont les suivantes :

1. Les événements seront sélectionnés en temps réel, afin de ne conserver que les plus pertinents en fonction des études de physique à mener. Cet objectif est lié à la notion de déclenchement du stockage (aussi appelée « trigger »).
2. Au sein des événements qui auront été ainsi sélectionnés, seules les zones du détecteur qui contiennent suffisamment d'énergie seront enregistrées. Cette seconde sélection correspond à la notion de lecture sélective (aussi appelée « selective readout »).

Le volume de données pourra ainsi être réduit à 100 ko par événement. Une centaine d'événements étant sélectionnés par seconde, le flux résultant ne sera plus que de 10 Mo/s. Un tel flux sera gérable par l'électronique rapide d'acquisition de CMS.

Les primitives de déclenchement, également appelées « Trigger Primitives » jouent un rôle prépondérant dans cette réduction du flux de données.

Elles constituent le premier maillon, à la fois de la chaîne de déclenchement et de la chaîne de lecture sélective.

L'étude présentée ci-après se limitera à l'étude des Trigger Primitives dans le tonneau.

5.1 Le premier niveau de déclenchement de ECAL

Le rôle du premier niveau de déclenchement (trigger de niveau 1), pour le calorimètre électromagnétique, est de sélectionner les événements dans lesquels des photons ou des électrons de grandes impulsions transverses sont identifiés. Pour cette sélection, l'énergie transverse[1] et la compacité de la gerbe (qui permet d'identifier la présence d'un électron ou d'un photon) doivent être estimées en temps réel.

L'algorithmie complète du premier niveau de déclenchement (ou trigger de niveau 1) peut être trouvée dans la référence : [CMS Collaboration, 2000b].
Le déclenchement (ou trigger) pour les photons et les électrons utilise un ensemble de neuf tours de déclenchement autour de la tour contenant le maximum d'énergie transverse. L'algorithmie est basée, entre autres, sur la reconnaissance du maximum d'énergie déposée dans deux tours adjacentes, et sur l'évaluation du profil latéral de la gerbe électromagnétique

Le principe de la reconnaissance est montré sur la figure 5.1.

L'énergie transverse du candidat électron (ou photon) est déterminée en additionnant l'énergie transverse de la tour touchée par la particule, et celle de la tour adjacente (par un coté) ayant la plus haute énergie parmi les quatre tours possibles. Les candidats électrons ne seront retenus que si leurs énergies transverses dépassent un certain seuil. De plus, ils devront respecter une condition de compacité concernant le profil de gerbe. Cette condition met en jeu un indicateur de compacité évalué à partir des primitives de déclenchement électromagnétique qui sera décrit plus en détail dans la section suivante. Le rôle des Trigger Primitives est d'estimer ces deux grandeurs.

5.2 Les Trigger Primitives : description technique

Les Trigger Primitives sont des signaux numériques, qui contiennent donc notamment les deux informations importantes mentionnées ci-dessus : énergie transverse et compacité de la gerbe. Ces deux informations sont codées sur 9 bits.

[1] Pour chaque cristal, on définit un vecteur dont la norme correspond à la valeur de l'énergie déposée dans le cristal, et dont la direction est donnée par l'axe reliant le vertex (considéré ici comme étant le 0 de CMS) et le centre de la face d'entrée du cristal. La valeur de la norme de la composante transverse (par rapport à l'axe du faisceau) de ce vecteur est appelée « énergie transverse ». Cette notion est intéressante, car elle donne, à haute énergie, une bonne évaluation de l'impulsion transverse.

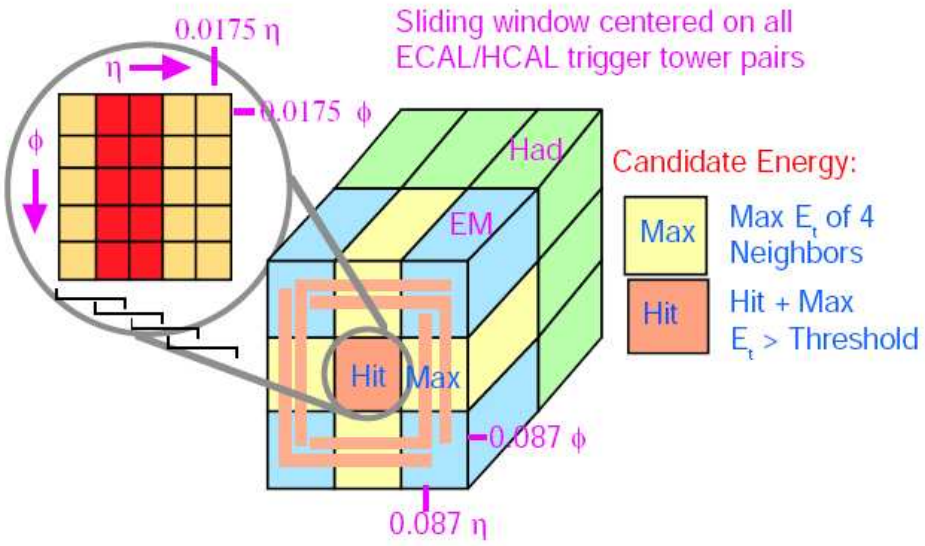


FIG. 5.1 – Algorithmie du trigger de niveau 1

Comme nous l'avons déjà indiqué, dans le tonneau du calorimètre électromagnétique, l'agencement de 25 cristaux forme une tour de déclenchement. Chacune de ces tours se compose de 5 bandes de 5 cristaux alignés selon la coordonnée ϕ. Chaque bande est reliée à une carte VFE (Very Front End) et les 5 cartes VFE de chaque tour sont connectées à une carte FE (Front End), dont le schéma de principe est présenté sur la figure 5.2. Les cartes FE contiennent sept puces configurables de type « ASICS » ; une de ces puces est utilisée en tant que « FENIX-DAQ » pour l'acquisition des données. Ce sont donc les signaux issus de ce composant qui servent à mesurer l'énergie déposée dans les cristaux, et qui ont été décrits dans la section précédente.

Les six autres puces sont utilisées notamment pour calculer les Trigger Primitives. Cinq d'entre elles sont configurées en tant que « FENIX-Strip », et la sixième en tant que « FENIX-TCP ». Les deux configurations utiles aux Trigger Primitives sont décrites ci-dessous.

Le schéma fonctionnel d'une FENIX-Strip est donné sur la figure 5.3.

Le signal d'entrée d'une carte FE correspond aux échantillons numérisés des impulsions électriques issues de chaque cristal (voir figure 4.8). Les différentes étapes de la transmission de ce signal sont résumées sur la figure 5.4. Dans le linéariseur, ces échantillons sont multipliés par un certain facteur qui prend en compte à la fois le gain de l'amplificateur, la position du cristal (pour calculer la composante transverse de l'impulsion de la particule) et un facteur d'intercalibration. Ensuite, les valeurs trouvées dans les cinq cristaux sont sommées par l'« additionneur ». La sortie de ce composant est alors envoyée dans un filtre en amplitude qui utilise une méthode des poids

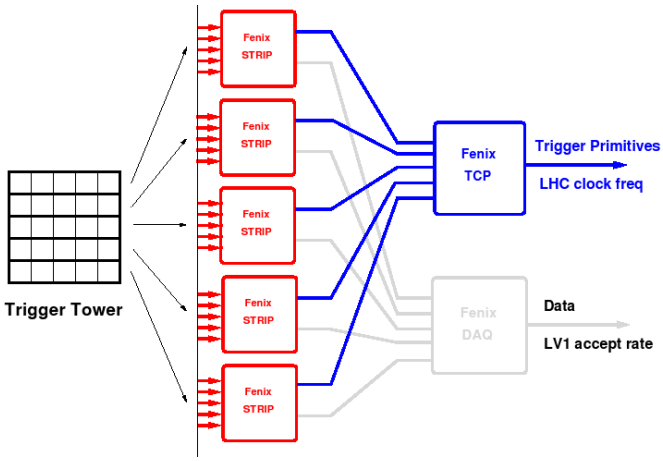


FIG. 5.2 – Schéma de principe de la carte Front End

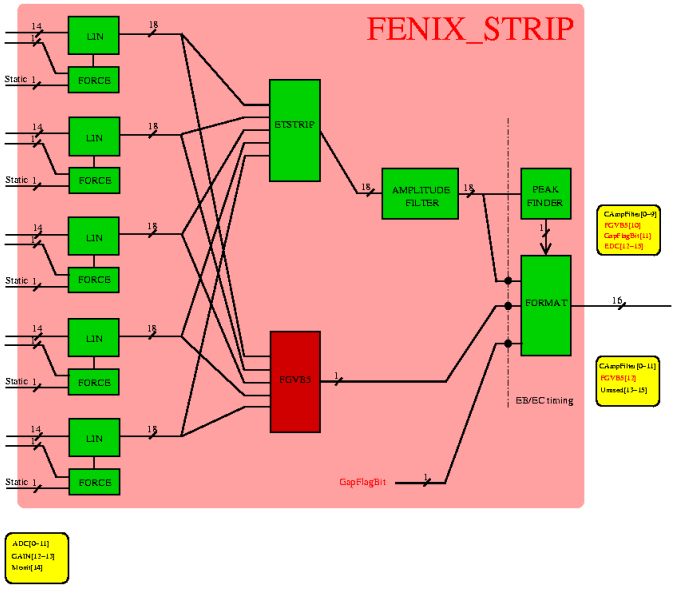


FIG. 5.3 – Schéma fonctionnel d'un circuit FENIX-Strip

(semblable à celle décrite précédemment) pour évaluer au mieux l'amplitude du signal électrique. Ce composant doit donc conserver la mémoire de plusieurs échantillons afin de pouvoir effectuer cette reconstruction. Finalement, le dernier bloc fonctionnel de cette puce permet de déterminer le numéro de l'échantillon pour lequel le signal est maximum. Cela permettra d'une part d'obtenir la meilleure estimation de l'énergie (qui correspond à l'amplitude de ce maximum), et d'autre part, d'identifier le croisement de faisceau correspondant à l'événement mesuré (voir ci-dessous la section « Identification du croisement de faisceau »). Les différentes étapes de la transmission du signal sont résumées sur la figure 5.4.

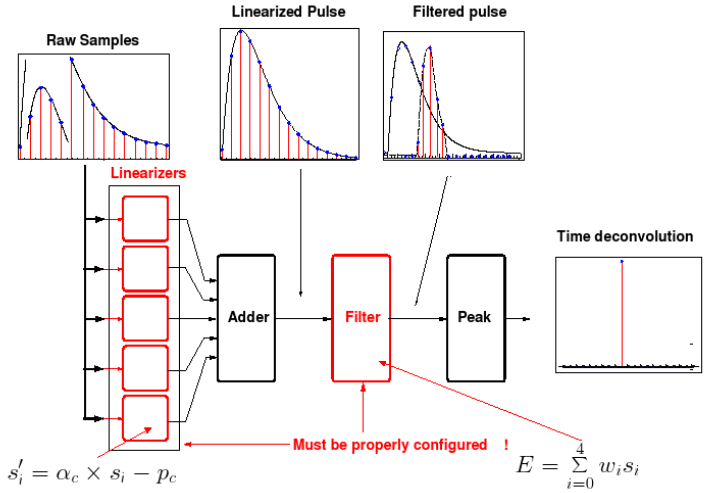


FIG. 5.4 – Les différentes étapes de la propagation du signal au travers d'une Fenix-Strip

Les sorties des cinq FENIX-Strip correspondant à une tour de 25 cristaux sont envoyées dans une FENIX-TCP dont le schéma est donné sur la figure 5.5. Sa structure ressemble beaucoup à celle d'une FENIX-Strip. Son rôle est d'additionner l'énergie provenant des cinq bandes afin d'évaluer l'énergie transverse totale de la tour (notée E_{tot}), et de trouver les deux bandes consécutives qui contiennent le maximum d'énergie transverse. La somme des énergies transverses dans ces deux bandes est notée E_{Max2}. Ces valeurs vont être utilisées pour évaluer la compacité de la gerbe. Cette dernière sera considérée comme compacte (et donc identifiée en tant que gerbe électromagnétique) si E_{tot} est supérieure à un certain seuil, et si, simultanément, E_{Max2} contient plus d'un certain pourcentage de l'énergie totale (ce pourcentage est programmable, et typiquement de l'ordre de 90%). Notons qu'en fonction de l'énergie déposée dans la tour, deux seuils différents sont utilisés : pour les basses énergies (jusqu'à 5 ou 10 GeV) un pourcentage plus élevé (de l'ordre de 95%) sera utilisé. Cela aidera au déclenchement pour les électrons

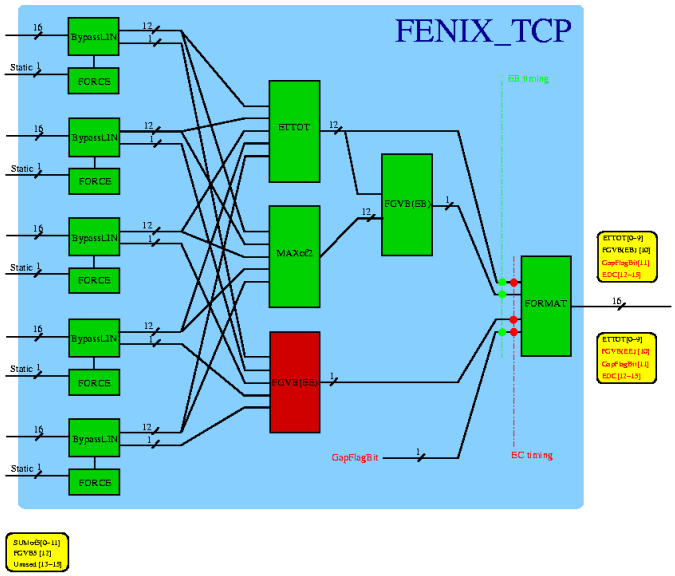


FIG. 5.5 – Schéma fonctionnel d'un circuit FENIX-TCP

de faible impulsion transverse, qui nécessitent une efficacité d'identification moindre, mais un pouvoir de réjection plus grand. L'indicateur de compacité est une variable booléenne (gerbe compacte on non), et ne mobilisera donc qu'un seul bit parmi les 11 sur lesquels est codé le signal, les 10 autres étant consacrés à l'énergie transverse. Le signal de sortie est ensuite envoyé sur une carte TCC qui le convertit pour le faire passer de 11 à 9 bits. C'est donc sur 9 bits qu'est finalement codé le signal des Trigger Primitives.

5.3 Comparaison de la simulation des Trigger Primitives avec les données

Pour étudier la réponse des Trigger Primitives, les données prises lors de la campagne de tests sur faisceau de novembre 2004 ont été utilisées. Toutefois, ces données expérimentales n'étaient pas en nombre suffisant pour permettre de réaliser une étude détaillée, particulièrement à basse énergie. De plus, elles ne concernaient qu'un certain nombre de cristaux, placés à un endroit bien déterminé dans le supermodule. Afin d'étendre artificiellement cet ensemble de données, et de faire varier les différents paramètres avec une plus grande flexibilité pour pouvoir mener une étude détaillée, une simulation de la réponse des Trigger Primitives a été élaborée. Cette simulation impliquait de mettre en place une modélisation de la réponse de l'électronique qui devait reproduire exactement le comportement décrit ci-dessus. Cette modélisation a été réalisée à partir de signaux réels obtenus lors des prises de données et avait pour unique but de reproduire informatiquement

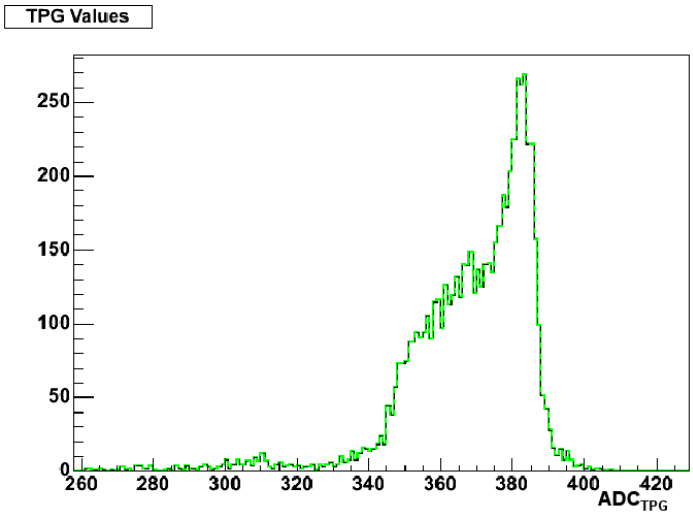


FIG. 5.6 – Validation bit à bit de la modélisation des signaux issus des Trigger Primitives pour des électrons de 120 GeV. Les données sont en pointillés noirs et la simulation en ligne verte.

le fonctionnement de l'électronique. Les signaux des primitives de déclenchement, issus de la FENIX-TCP ont été reproduits à partir de ceux issus de la FENIX-DAQ qui, rappelons-le, servaient à mesurer l'énergie déposée dans chaque cristal. Pour vérifier la validité de la modélisation, les signaux ainsi modélisés ont été comparés au signal expérimental issu des Trigger Primitives. Cette comparaison bit à bit n'a fait apparaître aucune différence entre les signaux provenant de l'électronique réelle et de la modélisation correspondante. Un exemple de comparaison entre ces signaux est illustré sur la figure 5.6 pour des électrons de 120 GeV. On constate que les deux distributions sont absolument indiscernables. Cet excellent accord a permis de tirer deux conclusions importantes :

- l'électronique fonctionnait conformément à ses spécifications lors des expériences de novembre 2004.
- la modélisation était satisfaisante et pouvait être validée.

Combinée à la simulation du faisceau-test présentée dans la section précédente, cette modélisation permet donc de réaliser une étude complète de la réponse des Trigger Primitives. Pour vérifier la validité de cette chaîne de simulation, les réponses des Trigger Primitives mesurées à différentes énergies ont été comparées à la réponse issue de la chaîne de simulation pour les mêmes valeurs de l'énergie. Un exemple de distribution à 120 GeV est donné sur la figure 5.7. On peut constater sur cette figure que le pic obtenu n'est pas symétrique, ni pour les données, ni pour la simulation. Cela est dû au fait que tous les événements ont été utilisés, sans aucune coupure. Il n'y a donc pas de coupure sur le TDC, et les particules arrivent avec une phase

aléatoire variant de 0 à 25 ns. C'est à cause de cette fluctuation de phase que certaines énergies sont mal évaluées par les Trigger Primitives, les poids permettant d'effectuer cette évaluation ayant été déterminés pour un temps d'arrivée précis. L'énergie des électrons arrivant à un autre instant sera donc moins bien reconstruite, car sous-estimée.

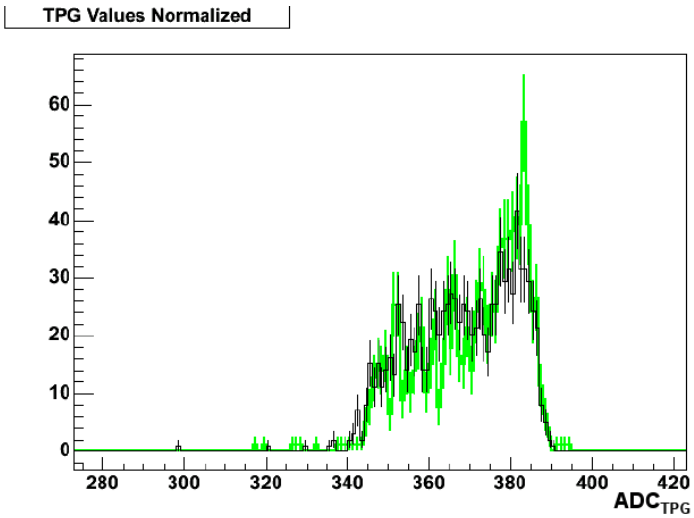


FIG. 5.7 – Comparaison de la simulation (en vert) et des données (en noir), normalisé au même nombre d'événements, pour des électrons de 120 GeV

Une comparaison complète entre expérience et simulation est présentée dans le tableau 5.1. Les distributions créées par la simulation et celles obtenues lors de prises de données ont été comparées pour des statistiques équivalentes. Ces distributions présentant une légère asymétrie, elles ont été comparées, pour les différentes énergies disponibles, à partir des moments d'ordre 1, 2 et 3. Le moment d'ordre 1 correspond à la valeur moyenne de la distribution et s'exprime par $M =< x >$. Le moment d'ordre 2 représente la largeur de la distribution. Pour évaluer cette grandeur, l'écart type $\sigma = \sqrt{(1/N) \times \sum (x- < x >)^2}$ a été utilisé. Enfin, le moment d'ordre 3, parfois appelé « skewness » représente l'asymétrie de la distribution. Son expression est $S_k = 1/N \sum (x- < x >)^3/\sigma^3$. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.1.

Pour chacune des énergies étudiées (15, 20, 30, 50 et 120 GeV), 1000 événements ont été utilisés pour effectuer cette comparaison. Ici encore, afin d'éviter les différences dues à la position du point d'impact de l'électron, des coupures hodoscopes de ± 2 *mm* autour du maximum de réponse avaient été effectuées sur les données expérimentales. Les résultats de la simulation sont en bon accord avec ces données : moins de 1% de différence pour les valeurs moyennes, moins de 10% pour les écarts-types, et des asymétries comparables. Ces résultats montrent que la qualité de la simulation est sa-

Energie (GeV)	$M_{Donnees}$	M_{Simul}	$\sigma_{Donnees}$	σ_{Simul}	$Sk_{Donnees}$	Sk_{Simul}
15	39,91	39,86	2,21	1,83	-1,21	-0,17
20	55,15	55,12	2,90	2,57	-0,95	-0,40
30	85,83	85,98	4,09	4,00	-0,98	-0,70
50	147,4	147,7	7,25	6,92	-1,15	-1,05
120	368,8	365,7	16,1	17,6	-1,56	-1,42

TAB. 5.1 – Moyenne M, écart-type σ, et asymétrie Sk pour les données et la simulation

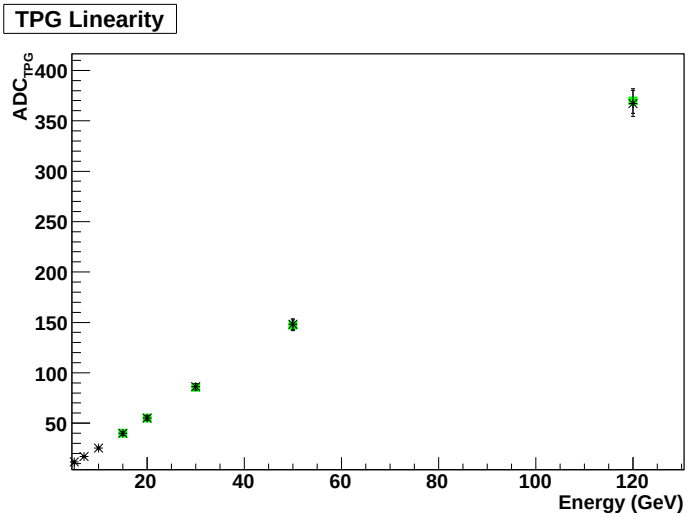


FIG. 5.8 – Comparaison entre les données et la simulation pour différentes énergies. Les données expérimentales, (carrés verts) sont indiscernables des résultats de la simulation (étoiles noires).

tisfaisante pour l'étude que nous souhaitons mener, qui est focalisée sur les basses énergies, puisqu'il n'existe pas de données en dessous de 15 GeV. Dans la suite, nous n'utiliserons donc plus que la chaîne de simulation pour tout le reste de l'étude.

La validation de la chaîne de simulation ayant été réalisée, les paramètres de cette simulation, qui, rappelons-le, avaient été fixés pour se rapprocher le plus possible de ceux existant lors des prises de données sur faisceau d'électrons, ont été modifiés de façon à être plus proches des conditions expérimentales de CMS. Pour cela, le décalage temporel a été supprimé ; cela revient à considérer que les événements arrivent toutes les 25 ns (et non aléatoirement comme c'était le cas lors des prises de données). L'échantillonnage est alors synchronisé avec l'arrivée de l'événement, et la numérisation permet d'obtenir un échantillon au moment où l'impulsion est maximale. Ces conditions nouvelles améliorent considérablement la résolution de la reconstruction, notamment car elles permettent d'utiliser les poids les mieux adaptés pour reconstruire l'énergie.

5.4 Relation reliant la réponse des TPG à l'énergie réelle

L'étude de la réponse des Trigger Primitives a été réalisée pour deux points d'impact des particules : un cristal au centre de la tour, et un autre dans un coin de la tour. Pour évaluer l'énergie déposée, l'algorithme de trigger décrit précédemment, qui utilise la somme des énergies déposées dans deux tours adjacentes par un coté, a été utilisé. Le cas où la particule atteint un cristal situé à l'un des coins d'une tour constitue donc un cas limite, car c'est dans ce cas que l'on perd le maximum d'énergie (laissée dans deux tours voisines qui ne sont pas prises en compte par l'algorithme de trigger). Les courbes de linéarité obtenues pour ces deux cristaux sont présentées sur la figure 5.9.

Cette figure indique que la réponse des Trigger Primitives est, avec une très bonne approximation entre le GeV et la centaine de GeV, linéaire en fonction de l'énergie, ce qui correspond au but visé lors de la conception des circuits électroniques. Un ajustement linéaire permet d'établir les relations suivantes, qui lient l'amplitude du signal issu des Trigger Primitives (ADC_{TPG}) à l'énergie E_{GeV} de l'électron incident :

$$ADC_{TPG} = (7,88 \pm 0,04)E_{GeV} - (3,59 \pm 0,79) \quad \text{pour le cristal au centre}$$

$$ADC_{TPG} = (7,70 \pm 0,05)E_{GeV} - (3,17 \pm 0,79) \quad \text{pour le cristal du coin.}$$

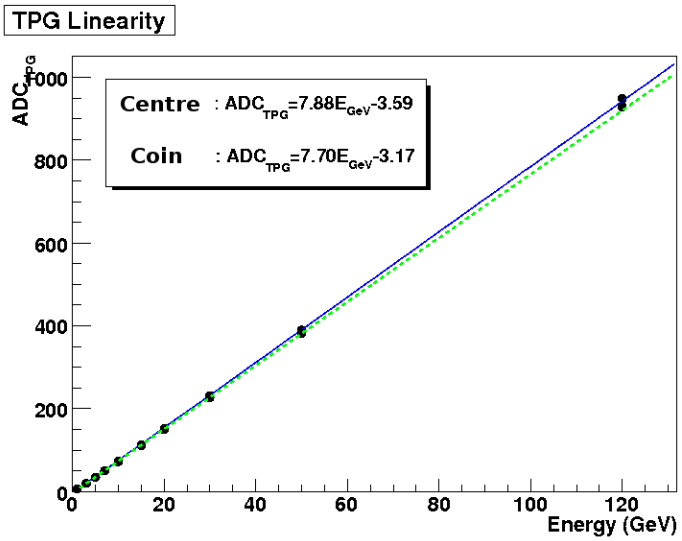


FIG. 5.9 – Courbe de linéarité pour le cristal du centre de la tour (ligne continue, bleue) et le cristal du coin de la tour (ligne pointillée, verte)

Le fait que l'ordonnée à l'origine soit non nulle laisse penser qu'il doit exister une petite non-linéarité pour les faibles valeurs de l'énergie. Un zoom sur les basses énergies pour le cristal du centre permet de confirmer cette hypothèse (voir la courbe 5.10). Si l'on souhaite évaluer le mieux possible l'énergie à partir de l'information des Trigger Primitives, il faudra, dans cette zone de 0 à 3 GeV, prendre en compte cette petite non-linéarité. Pour cela, on a cherché, pour le cristal central, la parabole passant par l'origine qui se raccordait avec l'équation de l'ajustement linéaire à 3 GeV. L'équation trouvée est :

$$ADC_{TPG} = 5,47E^2_{GeV} + 0,40E_{GeV}$$

La courbe correspondant à cette équation est représentée sur la figure 5.10. On constate qu'elle coïncide parfaitement avec les données simulées, puisqu'elle est compatible avec toutes les barres d'erreurs associées aux différents points. On remarque également que la linéarité peut être considérée comme satisfaisante tant que l'énergie est supérieure à 2 GeV.

La réponse des Trigger Primitives peut donc être considérée comme linéaire entre 2 GeV et la centaine de GeV, ce qui correspond à la gamme d'énergie où ces dispositifs jouent un rôle prépondérant. Au delà de 120 GeV se produit un phénomène de saturation, mais qui n'aura pas d'incidence notable : si un électron ou un photon de plus de 100 GeV est identifié dans le calorimètre électromagnétique, l'événement sera enregistré, et l'energie déposée dans chacun des 25 cristaux de la tour sera intégralement stockée. La reconstruction complète permettra alors de mesurer l'énergie dans la tour

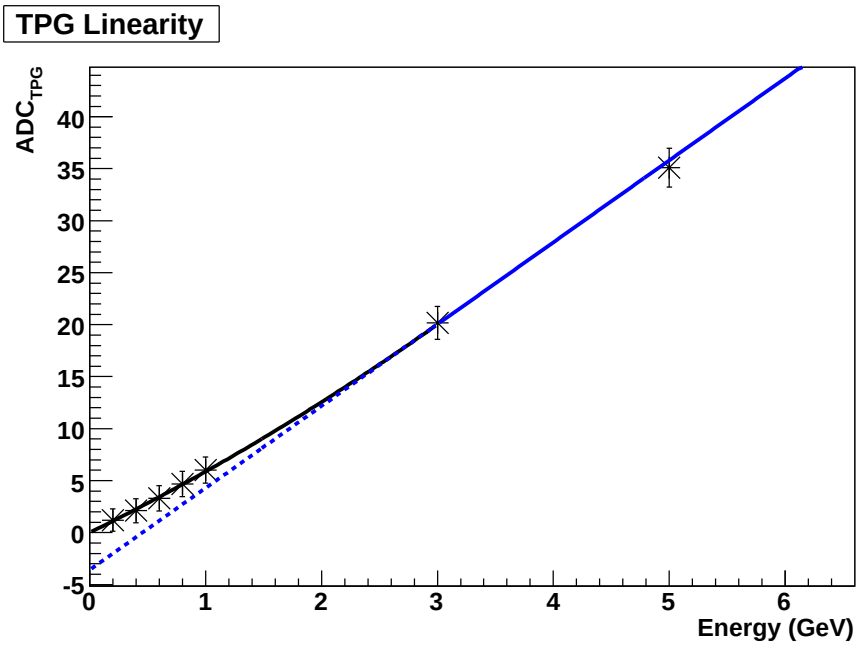


FIG. 5.10 – Mise en évidence de la non linearité à basse énergie pour le cristal du centre. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

avec une bien meilleure précision. En deçà de 2 GeV, l'équation donnée ci-dessus pour les faibles énergies devrait être appliquée pour pouvoir évaluer l'énergie avec la meilleure précision possible.

5.5 Etude de la résolution en énergie

La résolution de l'énergie reconstruite par les Trigger Primitives a également été étudiée. Il faut pour cela évaluer l'écart-type $\sigma_{ADC_{TPG}}$ de chaque distribution, et tracer le rapport $\sigma_{ADC_{TPG}}/ADC_{TPG}$ en fonction de l'énergie de la particule incidente. Ces grandeurs ont été évaluées en réalisant des ajustements gaussiens sur les distributions. Les distributions pour des énergies variant de 15 à 120 GeV sont présentées sur la figure 5.11, et un exemple de fit gaussien est montré sur la figure 5.12. Les courbes de résolution obtenues pour les deux cristaux sont quant à elles présentées sur la figure 5.13.

Un ajustement permet d'évaluer les termes correspondant à l'équation exprimant la résolution en fonction de l'énergie. On trouve :

$$\text{cristal du coin : } \frac{\sigma_{ADC_{TPG}}}{ADC_{TPG}} = \sqrt{\left(\frac{(8,8 \pm 0,1)\%}{\sqrt{E_{GeV}}}\right)^2 + \left(\frac{(0,169 \pm 0,004}{E_{GeV}}\right)^2}$$

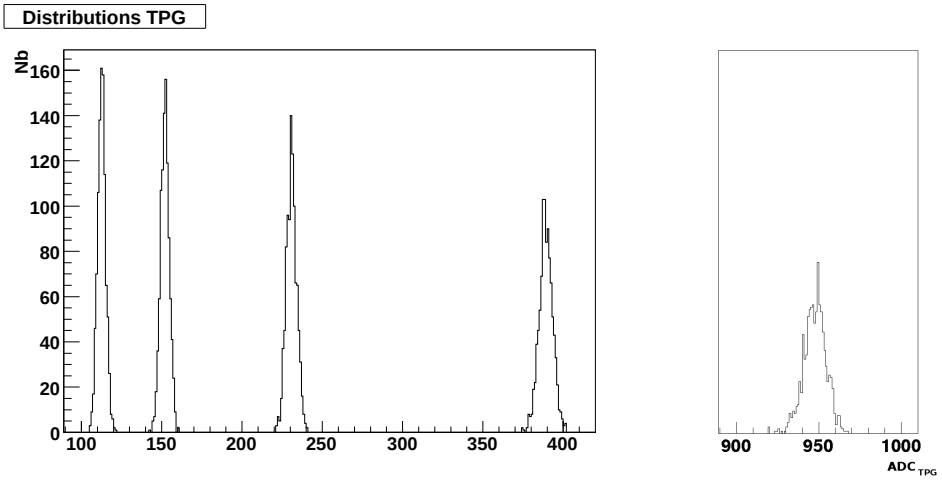


FIG. 5.11 – Distributions de la réponse des TPG pour différentes énergies (15, 20, 30, 50 et 120 GeV)

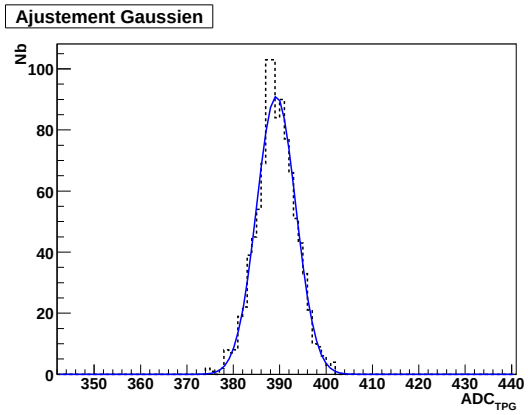


FIG. 5.12 – Exemple d'ajustement gaussien à 50 GeV

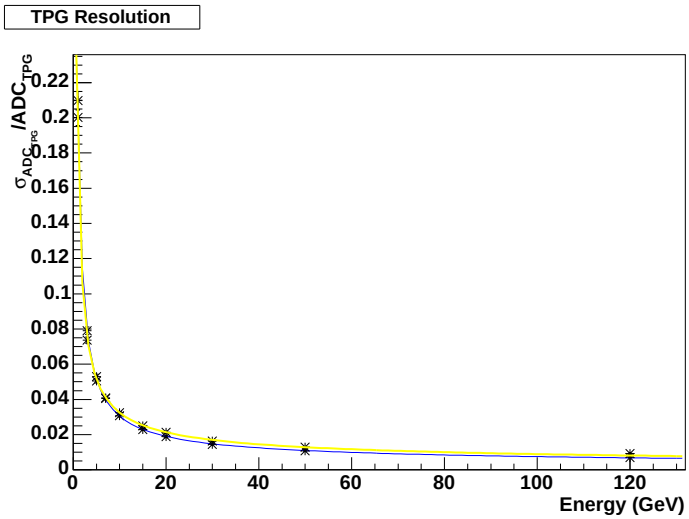


FIG. 5.13 – Courbe de résolution pour le cristal du centre (courbe du bas en bleu), et pour le cristal du coin (courbe du haut en jaune)

$$\text{cristal du centre : } \frac{\sigma_{ADC_{TPG}}}{ADC_{TPG}} = \sqrt{\left(\frac{(7,2 \pm 0,1)\%}{\sqrt{E_{GeV}}}\right)^2 + \left(\frac{(0,203 \pm 0,004)}{E_{GeV}}\right)^2}$$

Ces valeurs sont à comparer avec la résolution attendue dans le tonneau du calorimètre :

$$\frac{\sigma_{E_{GeV}}}{E_{GeV}} = \sqrt{\left(\frac{2.7\%}{\sqrt{E_{GeV}}}\right)^2 + \left(\frac{0.155}{E_{GeV}}\right)^2 + (0.55\%)^2}$$

Remarquons tout d'abord que le terme constant n'a pas été pris en compte pour la résolution des Trigger Primitives, car sa contribution est négligeable devant les autres. Par ailleurs, en comparant les deux expressions, on voit que l'on obtient des termes de bruit électronique du même ordre de grandeur (quelques centaines de MeV), et correspondant bien au bruit électronique qui à été mesuré dans une tour de 25 cristaux (voir 4.9). Le terme stochastique est, quant à lui, plus élevé dans la formule de résolution pour les Trigger Primitives, car l'évaluation de l'énergie par les primitives de déclenchement est beaucoup moins précise.

Bien entendu, la résolution est moins bonne lorsque l'énergie est estimée par les Trigger Primitives, mais cette résolution est satisfaisante pour sélectionner les événements. Par exemple, celle que l'on obtient pour des électrons de 23 GeV est de 2% (23 GeV étant le seuil du Trigger de niveau 1 pour les électrons seuls).

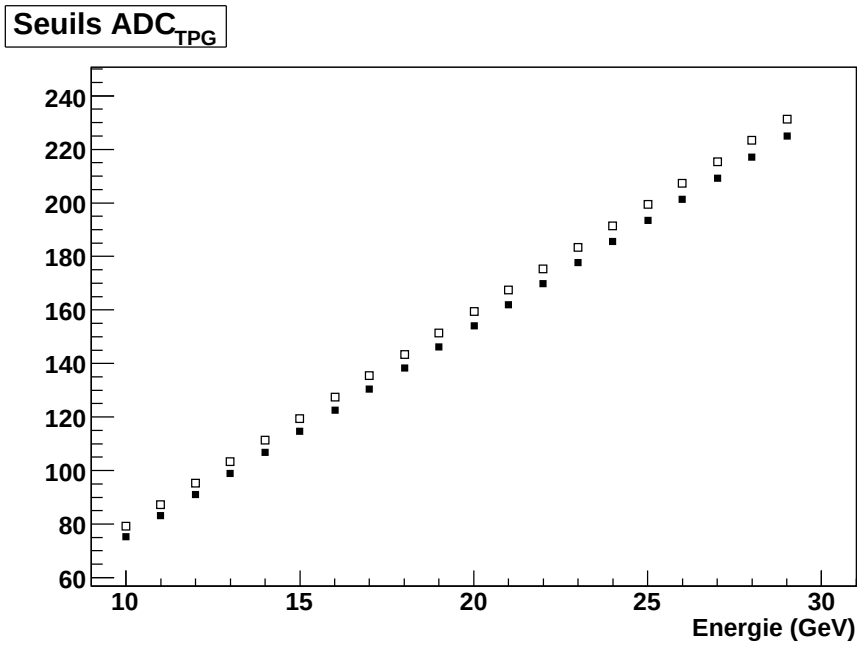


FIG. 5.14 – Seuils à 95% (en noir) et à 50% (en blanc) pour différentes énergies

A partir des grandeurs obtenues pour la résolution, il est possible d'estimer, pour des électrons de 10 à 30 GeV, la valeur à choisir pour le seuil de déclenchement qui laisserait passer 95% des événements de l'énergie considérée. Les courbes de la figure 5.14 montrent la valeur ADC_{TPG} correspondant à la valeur moyenne (points blancs), c'est à dire à un seuil laissant passer 50% des événements de l'énergie considérée, et celles correspondant au seuil laissant passer 95% de ces événements (points noirs). La proximité de ces deux courbes montre la bonne résolution obtenue par les Trigger Primitives.

5.6 Identification du croisement de faisceaux

Comme nous l'avons déjà évoqué, les primitives de déclenchement servent également à identifier le croisement de faisceaux pour lequel l'événement s'est produit : il existe un délai entre le moment où une particule arrive dans le détecteur, et celui où l'énergie de cette particule a été reconstruite par les primitives de déclenchement (c'est à dire le moment où la valeur issue de la FENIX-TCP est non nulle). Ce délai est dû au temps nécessaire à la propagation du signal dans les différents composants électroniques. Comme l'électronique utilisée est synchrone (c'est à dire synchronisée par une horloge extérieure), l'intervalle de temps séparant l'arrivée de la particule et la mesure de l'énergie déposée sera toujours le même. Typiquement, si la particule

arrive au détecteur au temps d'horloge 0, on s'attend à touver un échantillon non nul à la sortie de la FENIX-TCP pour le temps d'horloge 7, c'est à dire sept échantillons plus tard. Pour évaluer l'efficacité de cette identification, on se réfère donc au pourcentage d'événements qui ont effectivement un septième échantillon non nul. Cela correspondra au nombre d'événements pour lesquels le croisement de faisceaux a été correctement identifié. Les résultats sont présentés sur la figure 5.15.

On constate l'excellente efficacité (près de 100%) de cette détermination au dessus du GeV. Cette figure montre également comment cette identification chute sous le GeV. Cela coïncide avec le cahier des charges de CMS.

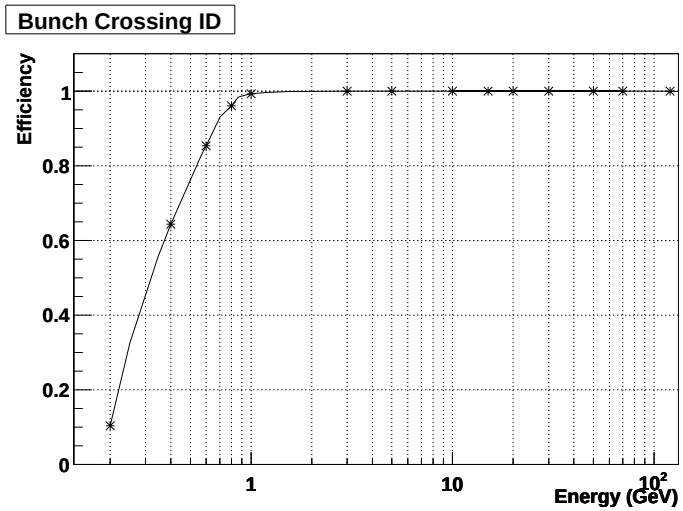


FIG. 5.15 – Efficacité de la reconnaissance du croisement de faisceaux en fonction de l'énergie de la particule incidente

Remarquons, avant de clore cette section, que cette étude, et les courbes qu'elle implique ont été réalisées sans prendre en compte les phénomènes d'empilement[2] liés aux grands taux d'événements traités par le détecteur. La prise en compte de ces empilements risque de dégrader quelque peu cette efficacité de détermination du croisement de faisceaux.

5.7 Conclusion

Les données expérimentales recueillies en faisceau-test et les événements issus du logiciel g4Simulation ont été utilisés pour l'étude des primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique. La simulation des réponses de ces primitives, et la comparaison des réponses réelles et simulées

[2]L'empilement correspond au fait que plusieurs particules issues de croisements de faisceaux successifs arrivent parfois au même endroit du détecteur. Cela peut alors laisser penser qu'une particule d'énergie plus grande a atteint le détecteur.

ont permis de vérifier que le fonctionnement de l'électronique constituant le déclencheur de niveau 1 était parfaitement conforme aux spécifications. Les données réelles et simulées ont également permis de tester les performances de ces Trigger Primitives. Il a ainsi été démontré que leur linéarité et leur résolution sont satisfaisantes, et que leur efficacité d'identification des croisements de faisceaux est excellente au-dessus de 1 GeV. Des études supplémentaires pourraient être menées en complément de ce travail, notamment une étude concernant la réponse de l'indicateur de compacité de gerbe pour des électrons et des muons, ainsi qu'une étude similaire à celle présentée ci-dessus pour les cristaux constituant les bouchons.

Chapitre 6

Caractéristiques du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^{\pm}$

L'étude menée dans ce travail se rapporte à un canal bien précis : la désintégration du boson de Higgs en deux bosons Z, l'un réel, et l'autre virtuel (Z^*). Chacun de ces bosons se désintègre ensuite en une paire électron-positron[1]. Au LHC, ce canal est l'un de ceux qui possèdent le meilleur potentiel de découverte du Higgs si la masse de celui-ci est comprise entre 130 et 200 GeV. Le canal prédominant au dessous de cette gamme d'énergie reste cependant la désintégration du Higgs en deux photons grâce à son excellente signature. Le canal en deux bosons $W\,W^*$ est, quant-à lui, plus probable que celui donnant naissance à un Z et un Z^*, mais sa signature sera beaucoup moins nette par rapport au bruit de fond physique[2].

Le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^{\pm}$ joue donc potentiellement un rôle important pour la découverte du boson de Higgs ainsi que pour la mesure de ses caractéristiques. Notons que les distributions angulaires des produits de désintégration du Z et du Z^* permettront éventuellement de déterminer le spin du Higgs (certains Higgs du modèle super-symétrique n'auraient pas un spin 0 comme c'est le cas dans le modèle standard).

Dans ce canal, la reconnaissance des électrons est capitale. Leur identification parmi l'ensemble des données de l'événement constituera donc une étape cruciale. Par ailleurs, la bonne évaluation des grandeurs cinématiques associées à ces électrons préalablement identifiés joue un rôle essentiel, puisque c'est à partir de ces grandeurs que les caractéristiques du Higgs vont être mesurées. Toutefois cette identification et cette reconstruction seront complexes.

[1] Dans la suite, on utilisera le terme d'électron au sens large pour parler d'un électron ou d'un positron lorsque la charge de la particule considérée ne jouera pas un rôle crucial.

[2] Le bruit de fond physique est défini par l'ensemble des processus qui donnent dans l'état final des particules de même type (ou qui peuvent être confondues) avec celles recherchées pour identifier le signal. Ce bruit de fond physique peut être réduit par des coupures appropriées, comme nous le verrons plus loin.

La reconstruction des événements à quatre électrons fera appel aux informations provenant des trois parties les plus internes de CMS : le détecteur à pixels, le trajectographe et le calorimètre électromagnétique.

Avant la construction du détecteur CMS, un dispositif de simulation à été mis au point. Un ensemble de logiciels permet d'abord de simuler les interactions lors de collisions proton-proton au LHC et d'en déduire la nature des particules créées ainsi que leurs grandeurs cinématiques, puis de simuler l'interaction de ces particules avec la matière constituant le détecteur. Ensuite, la réponse qui sera fournie par le détecteur lors des interactions avec ces particules est modélisée. On obtient alors des données simulées les plus réalistes possibles et très proches de celles qui seront prises lors du fonctionnement du LHC. Ces données sont injectées dans un programme de reconstruction dans lequel sont développées les algorithmies de reconnaissance des particules et de détermination de leurs grandeurs caractéristiques.

Dans ce chapitre, nous présenterons d'abord les événements susceptibles d'être confondus avec le signal qui constitueront le bruit de fond physique. Ensuite, la chaîne de simulation sera décrite, puis nous exposerons les méthodes permettant de reconstruire les électrons, et enfin nous examinerons les différentes grandeurs physiques utiles pour distinguer le signal du bruit de fond.

6.1 Le bruit de fond physique

Le bruit de fond physique est engendré par les processus qui aboutissent, comme le canal étudié, à l'émission de quatre électrons d'impulsion transverse élevée. Les événements les plus susceptibles d'être confondus avec le signal et dont les sections efficaces ne sont pas négligeables, proviennent de trois origines principales [Djouadi, 2005], qui ont été les seules considérées dans cette étude :

- la production d'une paire de quark-antiquark top ($t\bar{t}$) donnant quatre électrons lors de leur désintégration
- la production d'un Z et d'une paire de quark-antiquark $b\bar{b}$, menant aussi à l'émission de quatre électrons
- la production d'une paire ZZ^* se désintégrant en paires électron-positron

En revanche, les événements impliquant un boson Z et des jets de particules, dont certaines pourraient être confondues avec des électrons, n'ont pas été pris en compte dans cette étude.

Le bruit $t\bar{t}$

Comme on peut le constater sur la figure 6.1, la production de couples $t\bar{t}$ provient majoritairement d'annihilations quark-antiquark et de fusions de gluons. Le bruit de fond d'électrons est issu de la désintégration de ces paires

$t\bar{t}$, qui suit un chemin complexe, dont la première étape conduit à un boson W et à un quark b (figure 6.2).

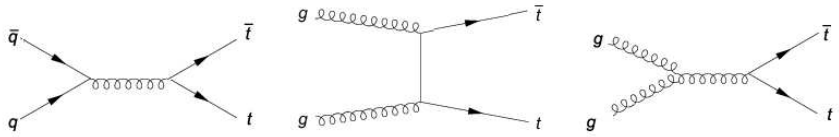


FIG. 6.1 – Diagrammes de production de couples $t\bar{t}$

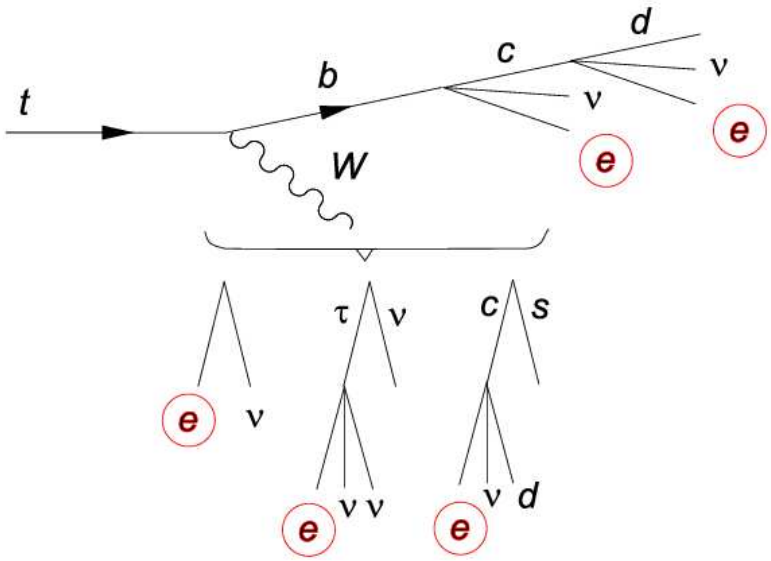


FIG. 6.2 – Désintégration d'un quark top menant à la production d'électrons

Ce bruit de fond, bien que très probable, ne sera pas le plus difficle à séparer du signal. En effet, comme les électrons ne proviennent pas d'un boson Z, les masses invariantes reconstruites à partir des différents couples électron-positron n'auront pas de raison particulière d'aboutir à une valeur proche de $91,2$ GeV/c^2 (la masse du Z), contrairement à celles qui seront reconstruites à partir des électrons du signal.

Le bruit $Zb\bar{b}$

Les mécanismes à envisager pour la production d'événements $Zb\bar{b}$ sont plus nombreux (voir la figure 6.3). Comme pour les autres processus menant à la production de 4 électrons, ils ont pour voie d'entrée des interactions entre gluons, ou de type quark-antiquark.

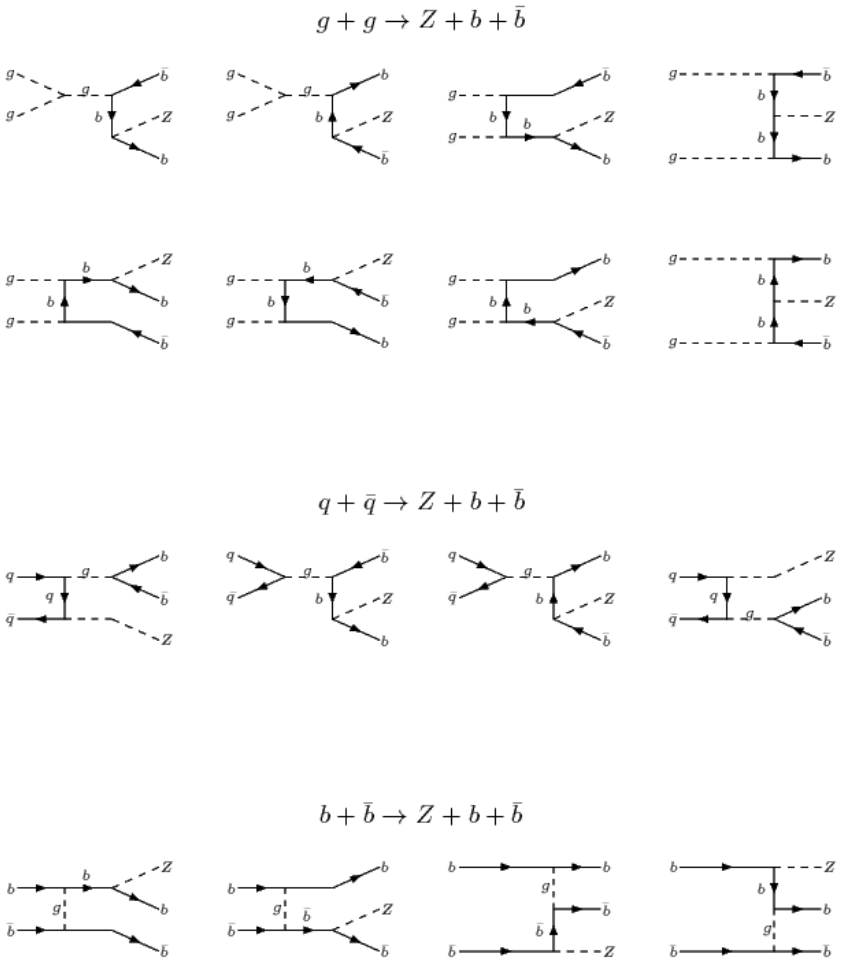


FIG. 6.3 – Les voies de production du bruit $Zb\bar{b}$

Le bruit ZZ^*

Sur la figure 6.4 sont tracés les diagrammes de Feynman représentant la production de paires de bosons Z par annihilation quark-antiquark et par fusion de gluons. La désintégration de chacun des deux Z peut avoir lieu en paires d'électrons. L'analogie existant entre ces types d'événements et le canal de recherche du Higgs considéré explique que le bruit provenant des désintégrations de couples ZZ^* soit le plus difficile à discriminer du signal. En effet, la principale différence entre les électrons issus de ces deux types de processus est que, dans le cas du signal, les quatre électrons proviennent initialement de la même particule « mère » (en l'occurence le Higgs). En particulier, la distribution de la masse invariante calculée à partir de ces quatre électrons présentera un pic correspondant à la masse du Higgs, alors que ceux qui seront issus de la désintégration de deux Z non corrélés laisseront apparaître une distribution beaucoup plus plate.

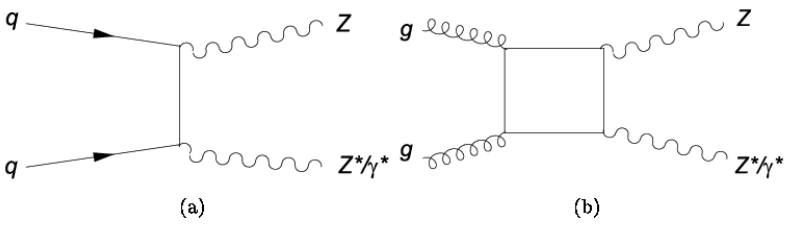


FIG. 6.4 – Processus principaux présidant à la production de paires ZZ^*

Les grandeurs cinématiques correspondant à ces trois bruits, ainsi que leur comparaison avec celles qui sont associées au signal seront présentées plus loin.

6.2 Simulation du signal et du bruit de fond

Les événements utilisés lors de cette étude sont ceux issus de la production officielle de la collaboration CMS. La description complète de la chaîne de simulation ainsi que celle des processus de reconstruction des électrons peuvent être trouvées dans les références : [Baffioni et al., a] et [Baffioni et al., b].

6.2.1 Génération de la cinématique des événements

Le signal et les principaux processus parasites constituant le bruit de fond ont été simulés pour des collisions de protons à 14 TeV, avec un taux de 3,5 empilements par événement pour tenir compte des collisions multiples. Ce taux correspond à une basse luminosité, égale à $2 \cdot 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}. Les

densités de partons adoptées à l'intérieur des protons sont issues d'une analyse de chromo-dynamique quantique qui combine tous les résultats connus se rapportant aux sections efficaces de production de jets et d'événements profondément inélastiques. Elle utilise la fonction de distribution des partons référencée CTEQ5L [Pumplin et al., 2002]. Cette analyse est effectuée en utilisant les programmes PYTHIA [Sjostrand et al., 2006] et CompHEP [Pukhov et al., 1999].

Comme ces logiciels limitent les calculs de sections efficaces à l'ordre principal des diagrammes de Feynmann (LO), on leur applique une correction permettant d'accéder à l'ordre suivant (NLO). Cette opération est effectuée, soit - pour la production du Higgs et pour l'évaluation du bruit $t\bar{t}$ - par normalisation directe des sections efficaces à celles obtenues à partir de calculs NLO, soit - pour les bruits ZZ^* et $Zb\bar{b}$ - en utilisant des facteurs d'échelle dépendant de l'impulsion transverse. Le code de Monte Carlo MC@NLO [Frixione and Webber, 2004] est utilisé à cet effet. Les valeurs moyennes de ces facteurs d'échelle, appelés parfois « K-factors », sont égales à 1,35 pour la production de ZZ^* par le processus dominant (à partir de $q\bar{q}$), et à 2,4 pour le bruit $Zb\bar{b}$ [Baffioni et al., b].

Enfin, le programme PHOTOS [Golonka and Was, 2005] est utilisé en complément afin de prendre en compte certains effets relevant de l'électrodynamique quantique qui ne sont pas traités dans PYTHIA.

Dans le but d'accélérer la production d'événements simulés, une présélection a été appliquée au niveau de la génération des particules, après l'interaction proton-proton. Celle-ci ne retient comme valables que ceux qui possèdent, dans l'état final, quatre électrons de pseudorapidité $|\eta| < 2.7$, c'est-à-dire compatibles avec l'acceptance angulaire du calorimètre électromagnétique de CMS. De plus, leur impulsion transverse doit être supérieure à 5 GeV/c, car seuls les électrons satisfaisant cette condition seront détectés avec une bonne efficacité.

Le signal

Les signaux provenant de la désintégration du Higgs en 4 électrons sont générés par le code PYTHIA, version 6.227, associé à l'interface CMKIN (CMS Interface for Event Generator, version 3.1.0). Les bosons de Higgs sont produits par fusion de gluons ou de bosons d'interaction faible (Z et W) selon les processus indiqués au chapitre 1, et forcés de se désintégrer en une paire de bosons Z. La désintégration de ces bosons en une paire électron-positron est alors imposée. La masse du Higgs M_H est prise comme paramètre entre les valeurs de 115 et 300 GeV/c^2. Cette valeur de la masse influe sur sa section efficace de production σ_{NLO}, qui décroît d'environ 48 à 9,6 pb quand M_H croît de 115 à 300 GeV/c^2 (voir la figure 6.5). Mais, pour obtenir la section efficace de production d'électrons, il faut multiplier cette valeur par deux rapports d'embranchements qui correspondent respec-

tivement aux probabilités de désintégration du Higgs en ZZ^* (qui dépend de M_H) [Djouadi et al., 1998] et du Z (ou du Z^*) en deux électrons. Une correction est ensuite appliquée pour tenir compte des possibles interférences entre deux électrons de même signe provenant chacun d'un des deux Z (voir [Zecher et al., 1994]). La variation, en fonction de M_H, de la section efficace relative à l'observation de tels événements à quatre électrons dans l'état final est aussi représentée sur la figure 6.5. La courbe représentative de cette variation présente une allure très différente de celle qui correspond à la production du boson H : alors que celle-ci - courbe du haut - décroît de façon monotone d'un facteur proche de 5 entre $M_H = 115$ et 300 GeV/c^2, celle-là - courbe du bas - croît d'un facteur 10 dans le même intervalle, en passant par des maxima pour $M_H = 150$ et 200 GeV/c^2. Cette remarque présente un intérêt particulier lorsque l'on compare la probabilité de ces événements favorables à celles des différents bruits de fond, qui, elles, sont indépendantes de la masse du Higgs (voir la figure 6.5, courbe du bas).

Les différents bruits de fond

C'est également le logiciel PYTHIA (version 6.223) qui génère les événements constituant le bruit de fond.

1. Le bruit $t\bar{t}$

   Les événements $t\bar{t}$ sont générés de la façon suivante : le boson W issu de la désintégration du quark t en une paire Wb (désintégration qui a lieu dans plus de 99% des cas) est forcé à se désintégrer en leptons, les leptons τ étant obligés de subir, eux aussi, une désintégration leptonique. Quant aux quarks b, ils sont laissés libres de leur décroissance, qui s'opère selon le schéma de la figure 6.2. Compte tenu des sections efficaces des événements primaires, et des rapports d'embranchement correspondant aux diverses désintégrations, le processus $t\bar{t}$ est celui qui apporte la plus forte contribution au bruit, puisqu'il en représente environ les deux tiers (voir la figure 6.5). Les événements correspondants s'avèrent environ 100 fois plus nombreux que ceux qui représentent le signal recherché, et devront donc être rejetés efficacement par le traitement ultérieur (voir le chapitre 7).

2. Le bruit $Zb\bar{b}$

   Pour générer les événements $Zb\bar{b}$, le programme CompHEP a été utilisé, en association avec PYTHIA. En effet, ce dernier n'a pas accès au processus $gg \to Zb\bar{b}$, qui représente 80% de la section efficace totale de ce bruit.

   Par ailleurs, toutes les configurations de quarks possibles dans le canal d'entrée ont été prises en considération. Les quarks b ont été laissés libres de se désintégrer sans produire d'électrons.

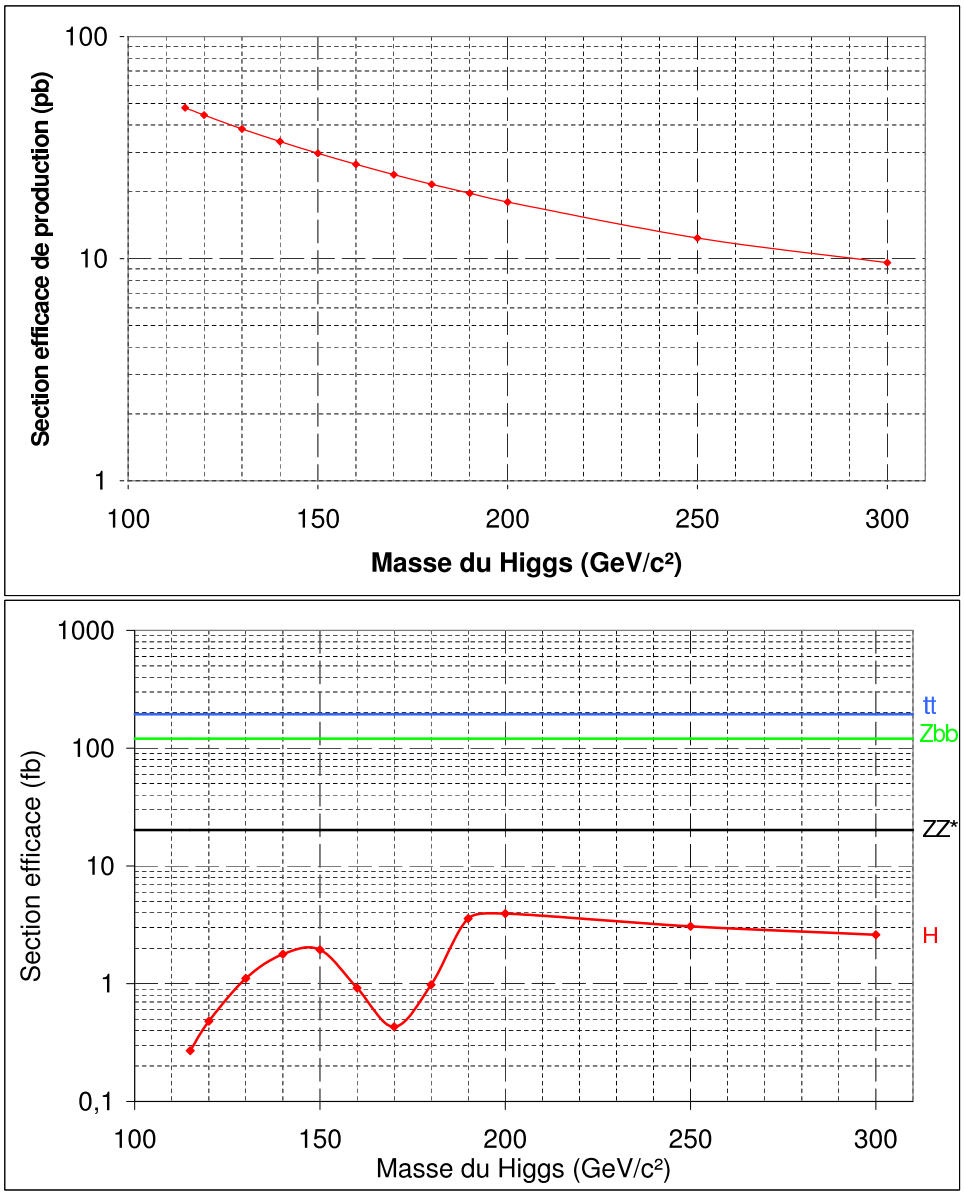


FIG. 6.5 – Variation, en fonction de différentes hypothèses de masse pour le Higgs, de la section efficace de production de ce boson, exprimée en picobarns (en haut) et de celle correspondant à l'observation de 4 électrons, c'est-à-dire au mécanisme $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^{\pm}$ (en bas), en femtobarns . Les horizontales représentent les sections efficaces, également exprimées en femtobarns, correspondant à chacun des bruits considérés : ZZ^* en noir, $Zb\overline{b}$ en bleu, $t\overline{t}$ en vert.

Comme on peut le voir sur la figure 6.5, le bruit correspondant à la voie $Zb\bar{b}$ est environ 50 fois plus abondant que le signal.

3. Le bruit ZZ^*

   En ce qui concerne la production de paires ZZ^* par annihilation quark-antiquark, seul le canal impliquant la contribution d'une paire $t\bar{t}$ dans l'état initial est considéré. Le canal mettant en jeu une paire $s\bar{s}$, qui ne représente que 10% de probabilité pour les masses M_H faibles et beaucoup moins pour les masses élevées a été négligé. La masse des bosons Z et Z^* est contrainte dans l'intervalle 5-150 GeV/c^2, et le boson Z est forcé de se désintégrer en une paire de leptons chargés, les leptons τ étant contraints à leur tour de se désintégrer en électrons et muons. D'autre part, la contribution du mécanisme de fusion de gluons à la production de paires de Z, qui représente environ 20% pour les masses du Higgs inférieures à 200 GeV/c^2, n'est pas prise en considération dans PYTHIA. Une correction de 20% a donc été appliquée dans ce domaine de masse.

   Compte tenu de tous ces éléments, les événements ZZ^* sont, avant réjection, plus nombreux d'un ordre de grandeur environ que ceux qui correspondent au signal (voir la figure 6.5).

Avant toute sélection, le bruit est donc largement prédominant par rapport au signal.

6.2.2 Simulation de l'énergie déposée dans les différentes parties de CMS

Pour chaque événement, qu'il s'agisse de signal ou de bruit, il va maintenant falloir simuler l'évolution de chaque particule, afin de traduire son passage dans le détecteur CMS.

Pour les particules chargées, cette traversée se fera selon des trajectoires courbes, en raison de l'omniprésence du puissant champ magnétique du détecteur. Les interactions particule-matière auront généralement deux conséquences :

- le ralentissement de la particule, entraînant la diminution du rayon de courbure de sa trajectoire.
- la création éventuelle d'une ou plusieurs particules nouvelles, dont il faudra suivre l'évolution.

C'est à l'aide du logiciel OSCAR (version 3.6.5) [Oscar, 2004], lui-même basé sur le programme GEANT 4 [Agostinelli et al., 2003] que sont simulées toutes les interactions des particules avec les différents éléments de CMS.

GEANT 4 est un logiciel écrit en C++ destiné à simuler les interactions des particules avec la matière. Ainsi, pour une particule incidente d'énergie et d'impulsion données, et connaissant la géométrie et la composition de la matière rencontrée, GEANT 4 simule l'énergie déposée dans les différentes

couches de cette matière. OSCAR permet de définir la géométrie complexe du détecteur CMS, et d'appliquer GEANT 4 à cette géométrie. A la sortie d'OSCAR, on dispose donc d'un ensemble de données numériques représentant les énergies déposées dans chacun des constituants élémentaires de CMS qui ont été touchés par une des particules impliquée dans un événement donné.

6.2.3 Simulation des signaux de sortie

Une fois l'étape précédente réalisée, il reste à simuler le rôle de l'électronique associée aux détecteurs, c'est-à-dire à convertir ces nombres en données calquées sur les signaux électroniques qui seront aiguillés vers le système d'acquisition de données. C'est le rôle du logiciel ORCA ([Orca, 2004]) dont la version 8.13.1 a été utilisée ici.

A la sortie d'ORCA, les énergies ont été virtuellement converties en signaux électriques (on est passé du GeV au volt), un bruit aléatoire a été ajouté à chaque signal, et celui-ci a été numérisé. De ce logiciel émerge ainsi chaque signal, codé en mode binaire comme le seront les signaux réels lorsque l'expérience sera en fonctionnement.

Par ailleurs, une simulation rapide appelée FAMOS [Wynhoff, 2003] peut être utilisée en complément pour pouvoir générer rapidement un grand nombre d'événements. Ce logiciel utilise des paramétrisations des différents processus physiques, au lieu de les simuler complètement et de façon détaillée comme le fait ORCA. Par ailleurs, il a été ajusté de façon à reproduire le mieux possible les données issues d'ORCA.

6.3 Reconstruction des électrons

Utilisant l'information provenant des différents composants de CMS, la reconstruction des signaux issus des détecteurs a pour objet d'identifier les particules qui leur ont donné naissance, ainsi que leurs principales caractéristiques cinématiques. La division du détecteur CMS en différentes parties spécialisées dans l'identification de telle ou telle catégorie de particules va faciliter ce travail de reconstruction, mais une analyse très poussée reste à accomplir, en raison notamment de l'abondance des particules créées et de l'enchevêtrement de leurs traces. Cette analyse est réalisée au moyen d'ORCA, allié au logiciel XANADOO, qui constitue une interface très utile. Pour cette reconstruction, ORCA met en œuvre des sous-programmes distincts de ceux qui servent aux simulations présentées ci-dessus. ORCA et XANADOO permettent donc d'effectuer la reconstruction des particules, notamment celle des électrons qui sera décrite en détail dans le paragraphe suivant. Les fichiers issus de XANADOO donnent ainsi accès aux informations essentielles pour les différentes études (les fichiers issus de FAMOS peuvent également être traités par XANADOO).

En ce qui concerne le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^+2e^-$, qui nous intéresse ici, l'effort principal est naturellement porté sur la reconstruction des électrons.

6.3.1 Identification des électrons

Compte tenu de l'importante énergie des particules, et notamment des électrons concernés par cette étude, leur impact dans l'un des cristaux constituant le tonneau ou les bouchons de ECAL se traduira par la création d'une gerbe de particules. Celle-ci déposera de l'énergie dans un ensemble de cristaux entourant le premier touché. Le nombre de cristaux dans lesquels de l'énergie sera déposée dépendra de la nature de la particule incidente et de son énergie. Pour pouvoir évaluer cette énergie, il faudra donc être en mesure d'identifier les cristaux à prendre en compte. Les algorithmes utilisés à cet effet sont appelés algorithmes d'agrégation, ou encore de « clustering ». Les cristaux sélectionnés par ces algorithmes constituent ce que l'on appelle un agrégat (ou un « cluster »). Une complication supplémentaire apparaît du fait qu'un électron issu d'une désintégration du Z ou du Z^* peut être la source de plusieurs agrégats. En effet, un électron parviendra généralement dans le calorimètre électromagnétique accompagné d'un ou plusieurs photons qu'il aura créés lui-même par bremsstrahlung dans le trajectographe. Ces photons créeront eux aussi des agrégats dans le calorimètre. Il faudra donc être capable d'associer différents agrégats comme provenant de la même particule initiale. Ce protocole est appelé procédure de « super-agrégation » ou encore « super-clustering ».

Par ailleurs, un photon seul créera également un agrégat dans le calorimètre électromagnétique. L'identification d'un électron impliquera donc obligatoirement l'observation d'un agrégat dans le calorimètre et d'une trace associée dans le trajectographe.

Remarquons, pour clore ce paragraphe, que la désintégration de bosons Z virtuels peut donner naissance, avec des probabilités significatives, à des électrons de faible impulsion transverse, typiquement $p_t \leq 10$ GeV/c lorsque $M_H \leq 140$ GeV/c^2. Dans ce domaine en p_t, il est évident que l'identification d'un électron sera particulièrement délicate et ne pourra s'effectuer qu'en optimisant la combinaison des informations issues du trajectographe à celles provenant du calorimètre électromagnétique. Comme nous le verrons par la suite, une telle combinaison permet également d'augmenter la confiance sur l'identification des électrons de grande impulsion.

Les algorithmes d'agrégation

La reconnaissance et la délimitation des agrégats et super-agrégats sont effectuées au moyen de deux algorithmes appelés Hybrid et Island. Une description détaillée de ces deux algorithmes peut être trouvée dans la référence [Meschi, 2001].

Algorithme Hybrid

L'algorithme Hybrid est utilisé pour la recherche d'agrégats dans le tonneau. Son principe est illustré par la figure 6.6. La recherche commence par le repérage d'un cristal (noté M) correspondant à un maximum local de dépôt d'énergie. L'unité d'exploration de la zone touchée par la gerbe électromagnétique est le domino. Ce terme qualifie une barre de 3 cristaux (ou de 5 cristaux si l'énergie mesurée dans le cristal central excède 1 GeV) alignés selon η. A partir du domino centré sur le cristal M, la reconstruction de l'agrégat s'effectue par additions successives de dominos voisins, le domino n'étant retenu dans l'agrégat que si son énergie dépasse un seuil de $0,1$ GeV. L'exploration se développe par translation parallèle à l'axe des ϕ, et son amplitude est de 10 cristaux alignés selon ϕ. Cette méthode permet d'accéder à la gerbe principale, mais également aux agrégats associés aux photons issus de bremsstrahlung, donc aux super-agrégats.

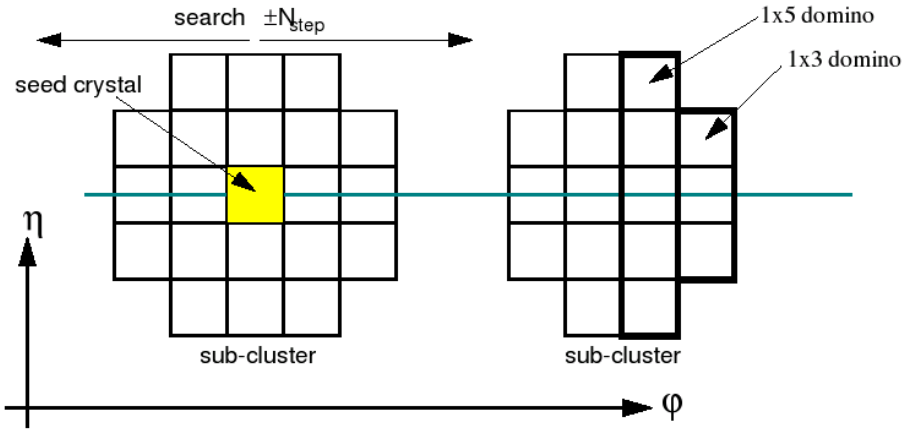


FIG. 6.6 – Détection des agrégats dans le tonneau (algorithme Hybrid)

Algorithme Island

L'algorithme Island, dont le principe est schématisé sur la figure 6.7 s'applique à la recherche d'agrégats dans les bouchons. Comme le précédent, il part d'un cristal correspondant à un maximum local de dépôt d'énergie. A partir de ce cristal, l'exploration commence en ϕ, en se déplaçant vers les ϕ croissants. Tous les cristaux sont ajoutés à l'agrégat jusqu'à ce qu'on rencontre une remontée d'énergie. On retourne alors au cristal de départ, et on reprend le même type d'exploration pour les ϕ négatifs. On revient, de même, au cristal de départ, et on se déplace alors vers les η positifs pour prendre le cristal voisin comme nouveau point de départ pour une exploration en ϕ si celui-ci contient une énergie inférieure à celle du cristal de départ précédent. Cette opération se poursuit jusqu'à ce qu'on aboutisse à une remontée d'énergie pour le cristal central. On retourne alors au cristal

du début, et on procède au même type d'exploration pour les η négatifs. On délimite ainsi un îlot représentant un agrégat. Ensuite, on recherche d'autres agrégats correspondant aux mêmes valeurs de η qui signent la présence de bremsstrahlung, et l'ensemble constitue un super-agrégat.

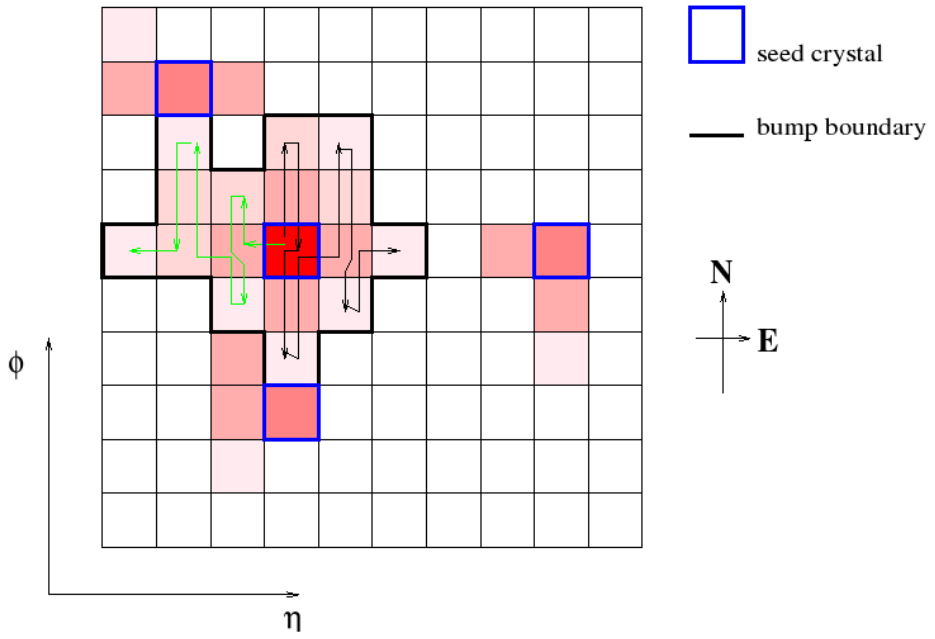


FIG. 6.7 – Détection des agrégats dans les bouchons (algorithme Island)

Pour l'un et l'autre des algorithmes que nous venons de décrire, le seuil en énergie pour le cristal de départ, initialement fixé à 4 GeV/c^2 a récemment été abaissé à 1 GeV/c^2 [Baffioni et al., 2005]. L'efficacité de reconstruction des super-agrégats a ainsi été considérablement améliorée pour les électrons de basse impulsion transverse p_T. Elle est passée de 65% pour $p_T = 7$ GeV/c et 93% pour $p_T = 10$ GeV/c à mieux que 99% pour tout $p_T \geq 7$ GeV/c.

La reconnaissance des traces

Une reconstruction complète des caractéristiques des électrons et positrons détectés ne peut se faire qu'en combinant les informations issues du calorimètre (agrégats et super-agrégats) avec celles qui proviennent du trajectographe. En effet, seules ces dernières permettent de reconstituer les impulsions transverses que possèdent les électrons en entrant et en sortant de ce premier sous-détecteur, et d'en déduire l'éventualité d'un ou plusieurs phénomènes de bremsstrahlung.

La procédure appliquée pour « reconnaître » ces traces dans le trajectographe est la suivante : la position de l'agrégat ou du super-agrégat dans

le tonneau permet de connaître l'impulsion transverse de cette particule. A partir de cette grandeur, on calcule la trajectoire théorique, dans le trajectographe, d'un électron, ou d'un positron possédant une telle impulsion transverse, et l'on recherche d'éventuels signaux dans les détecteurs situés le long de cette trajectoire. L'identification de deux signaux consécutifs dans le détecteur à pixels fournit le point de départ à partir duquel la trace de l'électron est reconstruite. L'algorithme utilisé porte le nom de « Gaussian Sum Filter », ou GSF [Charlot, 2005].

Contrairement aux méthodes classiques appliquées au « traçage » des particules interagissant avec la matière dans un champ magnétique, cet algorithme est conçu pour suivre la trace d'un électron traversant les épaisseurs de matière successives constituant le trajectographe, y compris lorsqu'il subit des pertes d'énergie importantes par bremsstrahlung. Pour ce faire, il utilise une paramétrisation de la distribution de pertes d'énergie dans les détecteurs au silicium basée, non pas sur une gaussienne simple, mais sur une somme de gaussiennes. Cette solution permet de reproduire les brusques changements du rayon de courbure des trajectoires électroniques accompagnant les émissions de photons énergétiques par bremsstrahlung, et donc de suivre l'électron tout au long de sa traversée du trajectographe. Elle permet ainsi de compléter la recherche de super-agrégats, en ajoutant les nouvelles gerbes électromagnétiques correspondant aux photons de bremsstrahlung ainsi repérés. On dispose alors de l'impulsion transverse de l'électron à l'entrée et à la sortie du trajectographe, ce qui permet de définir un paramètre important pour caractériser l'électron considéré, qui est la fraction f_{brem} de son énergie - ou de son impulsion - perdue par bremsstrahlung :

$$f_{brem} = \frac{p_{ent} - p_{sor}}{p_{ent}}$$

où p_{ent} et p_{sor} représentent respectivement l'impulsion de l'électron mesurée à l'entrée et à la sortie du trajectographe. D'autre part, l'orientation du champ magnétique étant connue, le sens (trigonométrique ou inverse) selon lequel la trajectoire est parcourue permet de reconnaître s'il s'agit d'un électron ou d'un positron.

L'efficacité de reconstruction des traces est représentée en fonction de l'impulsion transverse p_T et de la pseudorapidité η sur la figure 6.8.

On constate que cette efficacité est globalement bonne, puisqu'elle est de l'ordre de ou supérieure à 90% sur l'ensemble des valeurs des deux paramètres considérés, excepté pour les faibles valeurs de l'impulsion transverse $p_T < 10$ GeV/c et pour les fortes valeurs de la pseudorapidité ($\eta > 2$). Il ressort de cette figure que l'efficacité est meilleure pour les électrons détectés dans le tonneau que pour ceux qui atteignent les bouchons.

Un événement Higgs reconstruit est présenté sur la figure 6.9. Cette figure permet de visualiser les traces des électrons dans le trajectographe (traits pleins sur les figures du haut), les autres traces (en pointillés sur les figures du

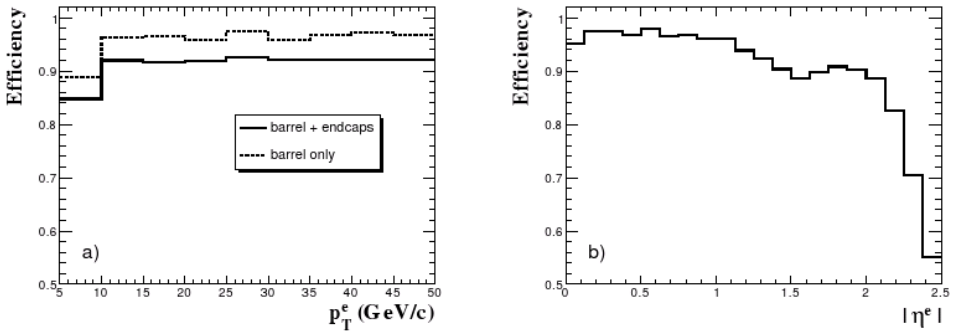


FIG. 6.8 – Efficacité de reconstruction des traces dans le trajectographe en fonction de l'impulsion transverse (figure de gauche), l'efficacité étant moyennée sur les événements détectés dans le tonneau (histogramme en pointillés) et dans l'ensemble « tonneau + bouchons » (histogramme en traits pleins), et en fonction de la pseudorapidité (figure de droite), pour des électrons uniformément distribués en p_T de 5 à 50 GeV/c.

haut), ainsi que les dépots d'énergie dans les différents cristaux du tonneau et des bouchons (figures du bas).

6.3.2 Optimisation de la détermination des grandeurs associées à l'électron

Corrections apportées à l'énergie mesurée

L'électron - ou le positron - étant identifié, une première approximation de son énergie, notée E_{mes} peut être obtenue en additionnant les dépôts d'énergie mesurés dans tous les cristaux concernés par le super-agrégat. Cependant, pour obtenir l'énergie initiale de la particule, celle qu'elle possédait en pénétrant dans le trajectographe, il faut apporter une correction, qui tienne compte d'éventuels défauts de confinement de la gerbe, ou des gerbes correspondant au super-agrégat concerné, et surtout de l'énergie perdue à la traversée de la matière constituant le trajectographe.

La première méthode appliquée pour accéder à cette correction était fondée sur l'existence d'une corrélation entre l'amplitude de cette correction et le nombre N_c de cristaux constituant le super-agrégat. Cependant, cette procédure s'est avérée insuffisante, et ceci pour deux raisons :

- Depuis son élaboration, la quantité de matière présente en amont de ECAL a augmenté de façon significative. Il existe donc de plus grandes probabilités pour qu'une perte importante d'énergie par bremsstrahlung échappe à la mesure, et pour qu'un électron amorce une gerbe dans le trajectographe, ce qui complique beaucoup sa détection.
- Le principe même de l'algorithme Hybrid, qui traite les cristaux par « dominos » de trois ou cinq unités introduit des discontinuités dans

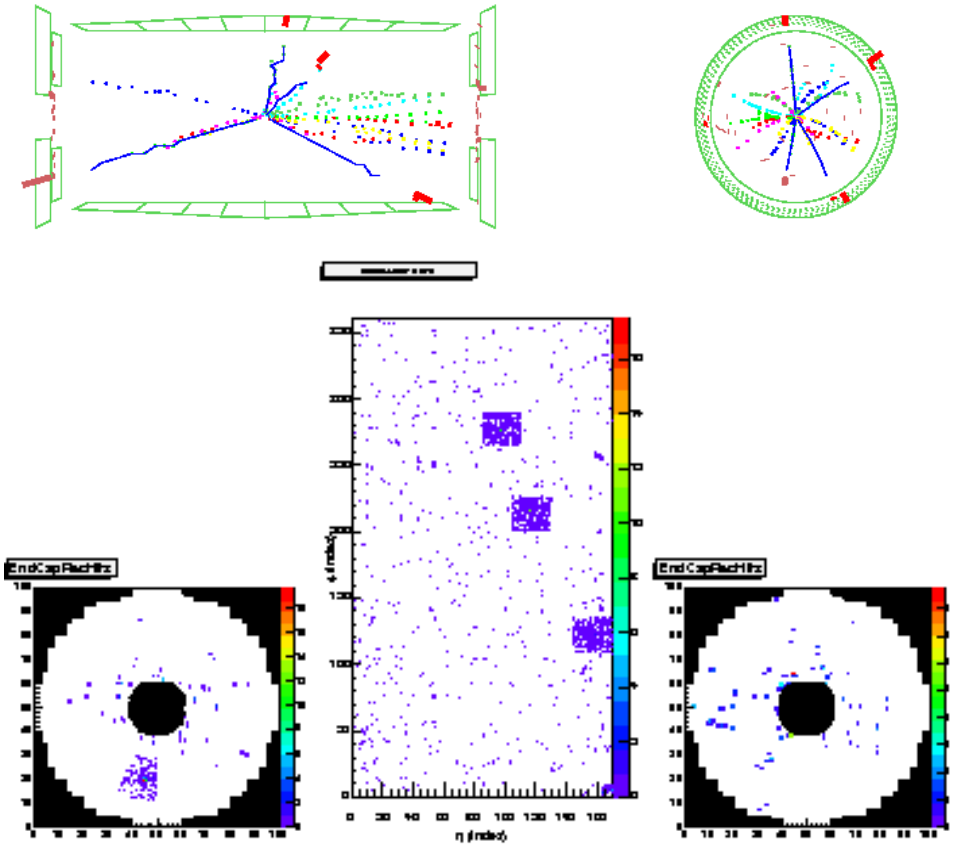


FIG. 6.9 – Affichage d'un événement $H_{150GeV} \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^{\pm}$ dans les parties les plus internes du détecteur (trajectographe et calorimètre électromanétique). L'affichage du haut représente une vue longitudinale et transverse du détecteur. L'affichage du bas, qui a été mis au point au cours de ce travail, présente une vue développée du calorimètre électromagnétique (le tonneau au centre et les bouchons à droite et à gauche). Chaque pixel représente un cristal. Les cristaux colorés sont ceux dans lesquels une énergie significative a été déposée.

la distribution du nombre de cristaux concernés par un super-agrégat donné (voir figure 6.10, courbe de gauche). Les fluctuations du nombre de cristaux ne sont pas associées à des fluctuations dans les dépôts d'énergie correspondants ; en effet un bon nombre de cristaux pris en compte n'ont reçu que de faibles dépôts d'énergie, généralement du même ordre que le bruit de fond. Ceci peut être constaté en limitant le dénombrement des cristaux à ceux dans lesquels on enregistre un dépôt d'énergie « significatif », c'est-à-dire excédant d'au moins deux écarts-types le niveau moyen du bruit. On observe alors la disparition des discontinuités dans la distribution du nombre de cristaux (voir figure 6.10, courbe de droite).

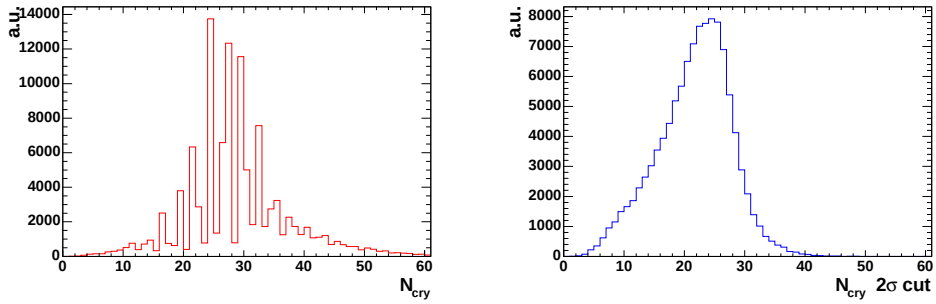


FIG. 6.10 – Nombre de cristaux dans un agrégat reconstuit par l'algorithme Hybrid lorsque l'on prend en compte tous les cristaux (histogramme de gauche), ou seulement ceux dont l'énergie excède d'au moins deux écarts-types le bruit moyen (histogramme de droite)

La procédure utilisée pour établir les nouvelles corrections en énergie pour les électrons a donc consisté d'abord à effectuer un comptage des cristaux « réellement touchés » en se limitant à ceux qui avaient reçu un dépôt « significatif » d'énergie au sens défini ci-dessus. Cependant, même après cette modification de la procédure, qui aboutit à l'énergie corrigée E_{cor}, le nombre N_{rt} de cristaux réellement touchés n'est pas apparu comme un paramètre « universel » pour la recalibration en énergie, la correction devant dépendre également de l'historique de l'électron considéré, c'est-à-dire des événements qui avaient marqué son ralentissement dans la matière en amont de ECAL - et en particulier de l'importance du bremsstrahlung. Cette historique a pu être résumé en classant les électrons en différente catégories [Baffioni et al., b].

– Les électrons de classe 1 (« golden electrons ») sont ceux qui ont été très peu affectés par l'émission de bremsstrahlung. Ils se caractérisent par un super-agrégat limité à un seul agrégat, produit par l'impact direct de l'électron, par un facteur f_{brem} inférieur à 0,2, par un bon accord (mieux que $\pm 0,15\ rad$) entre l'angle ϕ correspondant à l'agré-

gat et l'extrapolation de la trace enregistrée au trajectographe, et par un paramètre $R = E_{mes}/E_{in}$ supérieur à 0,9. Ce paramètre R est le rapport entre l'énergie E_{mes} mesurée dans ECAL (avant correction) et l'énergie initiale de l'électron E_{in} déduite de son moment à l'entrée du trajectographe p_{ent}.

- Les électrons de classe 2 (« big brem electrons ») sont ceux pour lesquels l'émission bremsstrahlung est prédominante. Ils se caractérisent, comme les précédents, par un super-agrégat limité à un seul agrégat, et par une valeur de R proche de l'unité ($\pm$ 10%). Mais cette fois, l'agrégat correspond à l'interaction du photon issu de bremsstrahlung avec les cristaux de ECAL. La présence d'une trace dans le trajectographe signe néanmoins la présence originelle d'un électron, tandis que le facteur f_{brem} est maintenant nettement supérieur à 0,5, ce qui prouve que le photon a emporté la majeure partie de l'énergie initiale de cette particule chargée. Comme les électrons de classe 1, ces électrons peuvent être reconstruits avec une bonne précision.
- Intermédiaires entre les électrons des deux classes précédentes, ceux de la classe 3 (« narrow electrons ») ont subi une perte importante par bremsstrahlung, mais l'essentiel de leur énergie a néanmoins été bien captée dans ECAL. Ces électrons se caractérisent par un rapport R proche de l'unité ($\pm$10%), un super-agrégat formé d'un seul agrégat (ayant absorbé les gerbes produites par les photons de bremsstrahlung), mais se distinguent des précédents par une valeur de f_{brem} comprise entre 0,2 et 0,5 et/ou une différence significative entre les angles ϕ correspondant à la sortie du trajectographe et à la capture de l'électron dans ECAL.
- Enfin, la classe 4 (« shower electrons ») est réservée aux électrons n'entrant dans aucune des trois catégories précédentes, notamment parce les super-agrégats correspondants présentent plusieurs agrégats distincts, ou parce que leur rapport R est bien inférieur à 1. Cette catégorie comprend, en particulier, les électrons ayant amorcé, dans la matière du trajectographe, une gerbe électromagnétique impliquant l'émission de rayonnements de type bremsstrahlung dont un ou plusieurs sont convertis en paires électron-positron.

La correction en énergie a donc été modulée en fonction de la classe de l'électron considéré, pour aboutir à la valeur optimale notée E_{rec}.

En ce qui concerne les trois premières classes, la simple application de la correction fondée sur le nombre N_{rt} de cristaux réellement touchés fournit un excellent recalibrage de l'énergie des électrons pour toutes les valeurs de η, moyennant une légère correction pour les plus élevées d'entre elles. Cette correction a pu être évaluée et paramétrisée en reportant en fonction de η le rapport E_{cor}/E_{vraie}, où E_{vraie} désigne l'énergie de l'électron telle qu'elle a été simulée par PYTHIA. Cette paramétrisation permet d'accéder à une recalibration tout à fait satisfaisante pour toute valeur de pseudorapidité

(voir la courbe de gauche de la figure 6.11).

En ce qui concerne les électrons de la classe 4, la correction est appliquée en tenant compte uniquement de l'agrégat primaire, et cela conduit à une correction valable seulement pour les faibles valeurs de η. L'écart entre le rapport E_{cor}/E_{vraie} et l'unité, que l'on peut apprécier sur la courbe de droite de la figure 6.11, a pu également être paramétrisé et utilisé pour parachever la correction. Le résultat, qui apparaît également sur la même figure, est excellent pour toutes les valeurs de η.

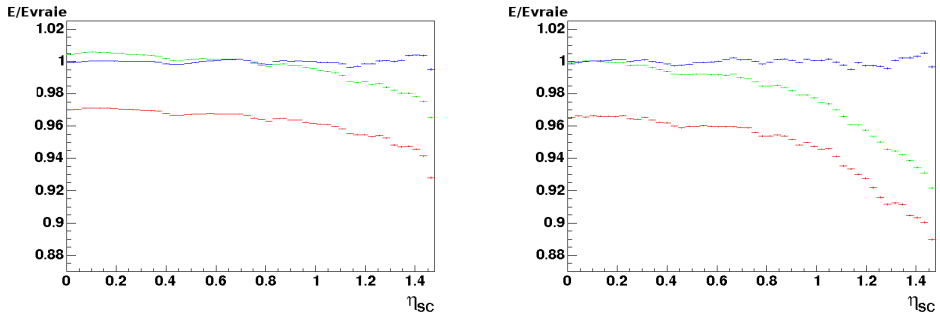


FIG. 6.11 – Corrections en énergie pour les électrons d'impulsion comprise entre 5 et 100 GeV/c. Le rapport E/E_{vraie} est reporté en fonction de la pseudorapidité. Les courbes de gauche représentent les électrons de classes 1, 2 et 3. La courbe rouge correspond aux énergies avant correction (E_{mes}/E_{vraie}), la courbe verte montre l'effet de la correction standard en fonction du nombre de cristaux réellement touchés (E_{cor}/E_{vraie}) et la courbe bleue (E_{rec}/E_{vraie}) intègre la paramétrisation de l'effet résiduel en fonction de η. Les courbes de droite représentent les électrons de la classe 4. Les courbes rouge, verte et bleue sont définies comme ci-dessus.

Optimisation du quadrivecteur impulsion de l'électron au vertex

Afin d'accéder à la meilleure précision possible sur les caractéristiques cinématiques des électrons reconstruits, il est nécessaire de combiner les informations provenant du trajectographe et du calorimètre électromagnétique. En effet, de façon générale, ce dernier fournit une bonne mesure de l'énergie, de laquelle on peut déduire le module de l'impulsion de l'électron, alors que le premier donne une information directe sur la direction d'émission de cet électron au vertex. La méthode standard d'analyse consiste donc à extraire, à partir des mesures faites par le trajectographe, les trois composantes du vecteur impulsion de l'électron et à normaliser ce vecteur grâce à l'énergie reconstruite d'après les données issues du calorimètre. Cependant, il existe des cas où un poids plus important doit être accordé aux données provenant de l'un ou l'autre de ces deux dispositifs. Notamment, pour les énergies inférieures à 15 GeV, la précision du trajectographe l'emporte sur celle du

calorimètre, même en ce qui concerne la valeur absolue de l'impulsion.

Afin de mettre au point une stratégie permettant d'accéder à la meilleure combinaison possible des mesures issues des deux sous-détecteurs, en particulier en fonction de l'occurence plus ou moins importante de bremsstrahlung, il est intéressant d'examiner les graphes représentant la variation des rapports E_{rec}/E_{vraie} et p_{rec}/E_{vraie} en fonction du rapport E_{rec}/p_{rec}, où p_{rec} désigne l'impulsion reconstruite. Ces graphes sont représentés sur la figure 6.12. Ils ont été obtenus pour le tonneau, mais des allures identiques sont observées pour les événements détectés dans les bouchons.

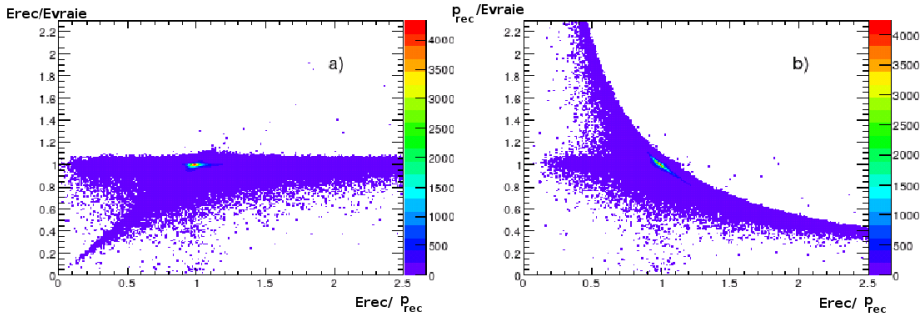


FIG. 6.12 – Qualité de la reconstruction de l'énergie et de l'impulsion en fonction du rapport des mesures issues du calorimètre et du trajectographe. A gauche, le rapport E_{rec}/E_{vraie} est reporté en fonction de E_{rec}/p_{rec}, et à droite, la quantité p_{rec}/E_{vraie} est représentée en fonction de la même variable.

Cette figure permet de faire les commentaires suivants :

- Les événements pour lesquels la valeur mesurée pour l'impulsion s'accorde avec celle qui ressort de la mesure d'énergie ($E_{rec}/p_{rec} = 1$) correspondent tous à un bon accord entre les énergies mesurée et réelle ($E_{rec}/E_{vraie} = 1$), ce qui indique clairement qu'il est possible d'accorder une grande confiance aux mesures pour les événements de ce type.
- Dans le cas où l'énergie mesurée est supérieure à celle que l'on déduirait de la valeur de l'impulsion ($E_{rec}/p_{rec} > 1$), c'est la valeur de l'impulsion qui est sous-estimée et l'on doit donc faire confiance à la mesure d'énergie. Cette caractéristique est visible dans toute la partie droite de la figure de gauche de la figure 6.12 ($E_{rec}/p_{rec} > 1$ et $E_{rec}/E_{vraie} = 1$)
- L'existence de deux branches dans la partie gauche de cette même figure indique que la seule connaissance du fait que le rapport E_{rec}/p_{rec} soit inférieur à 1 ne suffit pas pour déterminer laquelle des deux grandeurs est mal estimée. Tantôt c'est l'énergie (branche oblique), tantôt c'est l'impulsion. Mais le fait que cette branche oblique corresponde à une horizontale dans le graphe de droite indique clairement que,

lorsque l'énergie est mal déterminée, l'impulsion l'est convenablement. Notons que ces cas correspondent, la plupart du temps, à des électrons de classe 4 (shower electrons).

Compte tenu de ces observations, ainsi que des erreurs σ_E et σ_p estimées sur la détermination des grandeurs E_{rec} et p_{rec}, une stratégie a pu être adoptée pour la combinaison des mesures de E et p [Baffioni et al., b] :

- La valeur d'énergie E_{rec} résultant de la mesure calorimétrique est adoptée telle quelle lorsqu'elle est inférieure à 15 GeV, et lorsque le rapport E_{rec}/p_{rec} est inférieur à 1 en tenant compte des erreurs expérimentales, ce qui se traduit par l'inéquation $E_{rec}/p_{rec} < 1 - 2\sigma_{E/p}$, le terme $\sigma_{E/p}$ représentant l'erreur sur le rapport E_{rec}/p_{rec}.
- En revanche, lorsque le rapport E_{rec}/p_{rec} est supérieur à 1, ce qui s'écrit $|E_{rec}/p_{rec} - 1| > 2\sigma_{E/p}$, c'est l'impulsion p_{rec} qui est retenue pour déterminer la valeur de l'énergie.
- Enfin, lorsque le rapport E_{rec}/p_{rec} est égal à 1 aux erreurs expérimentales près, ce qui se traduit par l'inégalité $|E_{rec}/p_{rec} - 1| < 2\sigma_{E/p}$, la valeur adoptée pour l'énergie est la moyenne pondérée des valeurs mesurées pour E_{rec} et p_{rec}, les facteurs de pondération étant égaux aux inverses des erreurs σ_E et σ_p. En fait, cette situation est la plus fréquente.

L'application de cette ultime procédure de reconstruction de l'énergie des électrons au vertex possède deux conséquences bénéfiques :

Elle permet de choisir la plus sûre des deux méthodes de détermination de cette énergie (à partir des super-agrégats détectés dans ECAL ou des traces internes au trajectographe), et elle aboutit à une amélioration significative de la résolution obtenue sur la valeur de cette énergie. Cette amélioration est visualisée sur la figure 6.13, où les résolutions effectives (RMS observées) obtenues lors de la reconstruction des super-agrégats, d'une part et des impulsions au vertex d'autre part, sont comparées à la résolution obtenue après combinaison des informations issues des deux sous-détecteurs. Le gain est considérable, en particulier dans le domaine d'énergies comprises entre 10 et 20 GeV où la résolution finale est meilleure que celles des deux mesures originelles.

6.4 Présentation des variables potentiellement discriminantes

Parmi toutes les grandeurs physiques pouvant être reconstruites en utilisant les signaux issus de l'ensemble des éléments de CMS, ce sont douze paramètres, considérés comme les plus significatifs pour caractériser un événement comportant quatre électrons dans la voie de sortie, qui ont finalement été retenus au cours de ce travail. Ces paramètres permettront, pour les événements passant les triggers, de distinguer au mieux le signal des bruits de

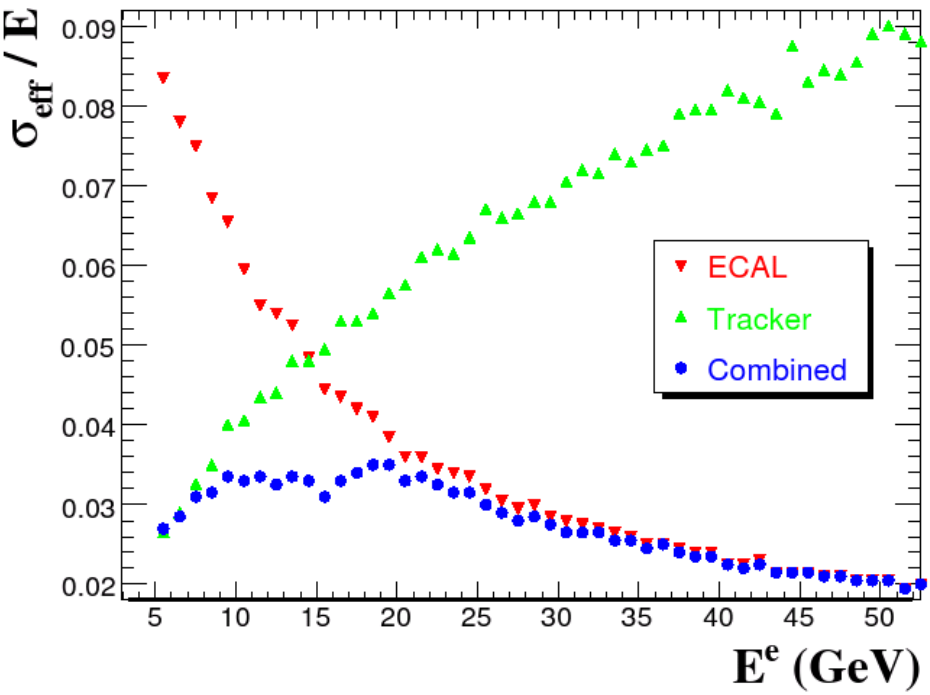


FIG. 6.13 – Amélioration de la résolution en énergie provenant de la combinaison énergie-impulsion

fond.

6.4.1 Triggers et préselections

Pour qu'un événement puisse être étudié, il faut qu'il ait été stocké. Seuls les événements passant les sélections des déclencheurs doivent donc être considérés lors d'une analyse. Les critères de déclenchement qui ont été pris en compte sont les triggers de niveau 1 (noté L1 pour Level 1) et de haut niveau (noté HLT pour High Level Trigger) qui nous intéressent pour le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^{\pm}$:

- Le premier, appelé « single electron », nécessite la présence d'un électron d'impulsion transverse supérieure à 26 GeV/c.
- Le second, appelé « double electron », nécessite la présence de deux électrons isolés d'impulsions transverses supérieures à 14 GeV/c.
- Le dernier, appelé « double relaxed electron », nécessite la présence de deux électrons d'impulsions transverses supérieures à 21,8 GeV/c. Il n'est par contre pas imposé que ces deux électrons soient isolés.

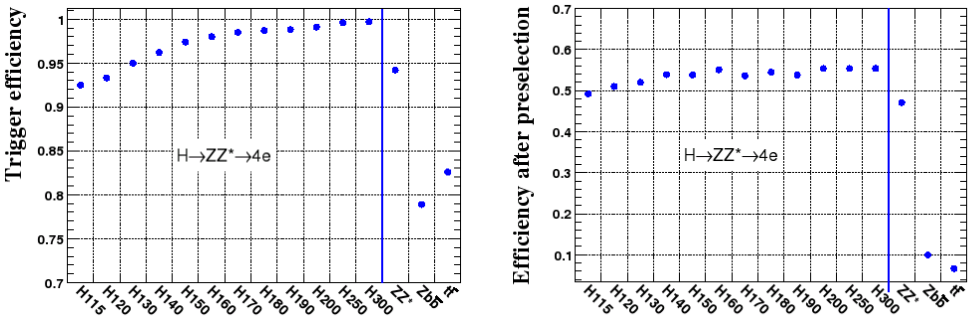


FIG. 6.14 – Efficacité des triggers (à gauche) et de la présélection (à droite) en fonction de la masse du Higgs et pour les trois bruits de fond

La courbe montrant les pourcentages d'événements passant le trigger de niveau 1 et le trigger de haut niveau est représentée sur la figure 6.14 pour différentes masses de Higgs, ainsi que pour les trois bruits de fond. On voit, pour le signal, que l'efficacité de déclenchement est proche de 100% quelle que soit la masse du Higgs. Pour le bruit ZZ^*, cette efficacité est également proche de 100%, car les caractéristiques des électrons dans l'état final sont proches de celles des électrons provenant du signal. Pour les deux autres types de bruit, l'efficacité est par contre inférieure à 90%.

Les événements passant ces triggers vont ensuite subir une présélection qui consite à ne garder que les événements comportant deux électrons et deux positrons d'impulsions transverses supérieures à 5 GeV/c, la présence de deux électrons et deux positrons clairement identifiés étant primordiale pour notre étude. Le pourcentage d'événements passant ces présélections est

de l'ordre de 55% pour le signal. Ce pourcentage est également représenté sur la figure 6.14.

6.4.2 Impulsions transverses

La première grandeur intéressante pour l'analyse est la norme de la composante de l'impulsion transverse à l'axe du faisceau. Cette grandeur présente un intérêt pour la raison suivante : les électrons utilisés pour la reconstruction seront les quatre électrons (2 électrons, 2 positrons) ayant les p_T les plus hauts. Cela permet d'éliminer la grande quantité d'électrons produits directement lors de l'interaction proton-proton, dont la direction d'émission est généralement peu éloignée de l'axe du faisceau. Dans la plupart des cas, ces électrons possèdent une impulsion totale plus élevée que ceux qui correspondent au signal, mais une impulsion transverse moins grande.

Par la suite, et notamment dans les différentes figures, les électrons seront classés par impulsion transverse décroissante, l'indice 1 se rapportant à l'électron de plus haut p_T, et l'indice 4 à celui de p_T le plus faible. Il est important de rappeler ici que l'impulsion p_{T4} peut être amenée à prendre des valeurs faibles (de l'ordre de 5 à 10 GeV/c), et qu'il est nécessaire de reconstruire également de façon satisfaisante ces électrons de basse impulsion transverse, sous peine de perdre une quantité non négligeable d'événements à 4 électrons.

Les distributions des impulsions transverses pour quatre masses possibles du Higgs (130 GeV/c^2, 150 GeV/c^2, 170 GeV/c^2 et 190 GeV/c^2) sont montrées sur la figure 6.15. Les distributions équivalentes pour le signal à 150 GeV/c^2 et pour les différents bruits de fond sont comparées sur la figure 6.16.

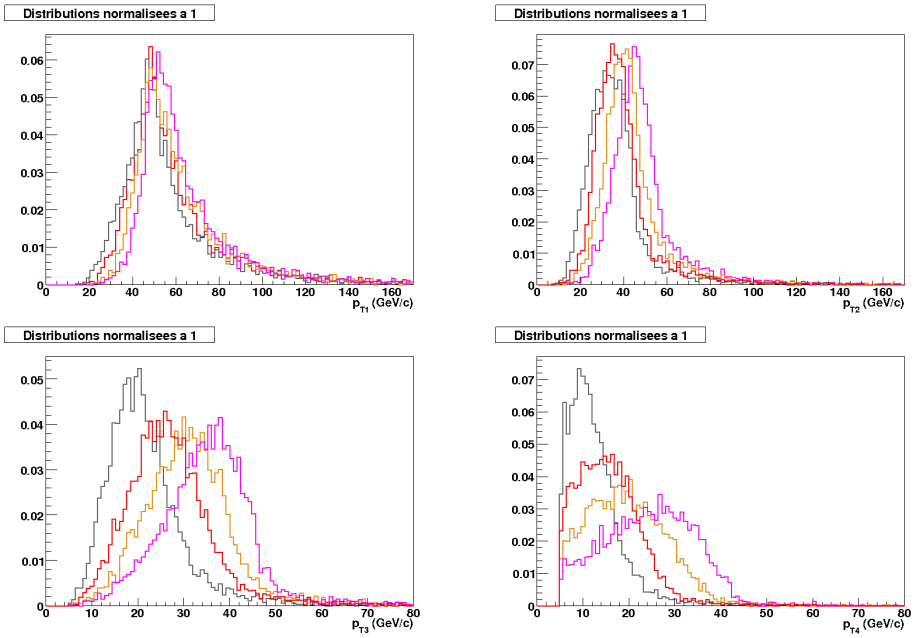


FIG. 6.15 – Distributions des impulsions transverses des quatre électrons pour différentes masses de Higgs. Les figures sont présentées de gauche à droite et de haut en bas par ordre de p_T décroissants. Dans chacune d'elles, les masses considérées pour le Higgs sont : 130 GeV/c^2 (en gris), 150 GeV/c^2 (en rouge), 170 GeV/c^2 (en orange) et 190 GeV/c^2 (en rose)

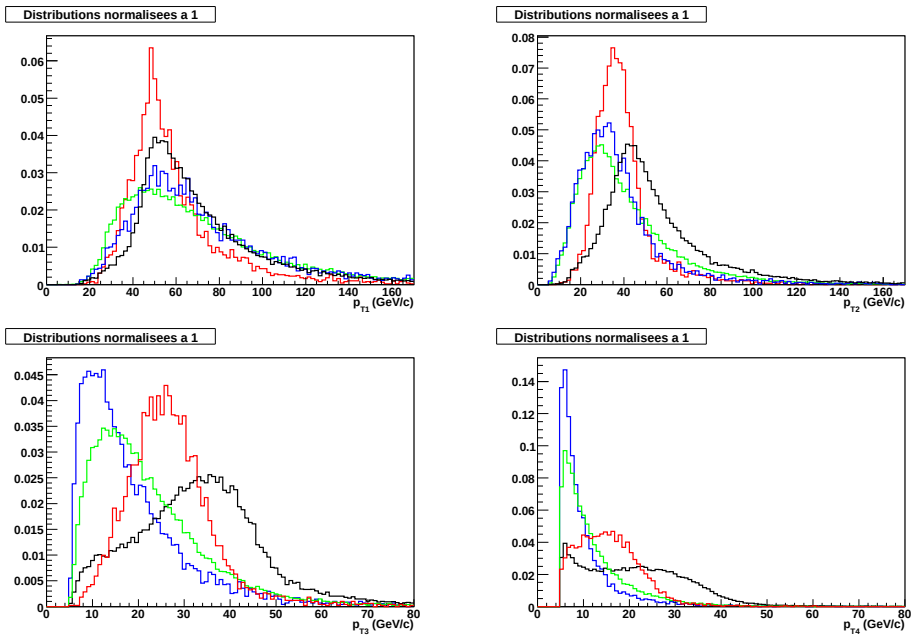


FIG. 6.16 – Distributions des impulsions transverses des quatre électrons pour le Higgs à 150 GeV/c^2 (en rouge), pour le $t\bar{t}$ (en vert), le $Zb\bar{b}$ (en bleu) et le ZZ^* (en noir). Les figures sont présentées de gauche à droite et de haut en bas par ordre de p_T décroissants.

6.4.3 Isolation

Le second paramètre utilisé est un critère d'isolation. Le principe est de distinguer un électron « seul » d'un électron produit dans un jet[3]. Ce critère est défini par la formule :

$$I = \frac{\sum p_{T_{Cone}}}{p_{T_{Elec}}}$$

où $\sum p_{T_{Cone}}$ désigne la somme des normes des impulsions transverses des traces contenues dans un cône autour de l'électron considéré - hormis celles présentes dans un cône très fin autour de la trace électronique afin de ne pas prendre en compte cette dernière - et $p_{T_{Elec}}$ la norme de l'impulsion transverse de l'électron.

En pratique, l'angle du cône extérieur a été pris égal à 0,2 rad, et celui du cône intérieur à 0,015 rad. Ces valeurs ont été choisies car elle permettent d'optimiser ce critère ([Meridiani, 2003])

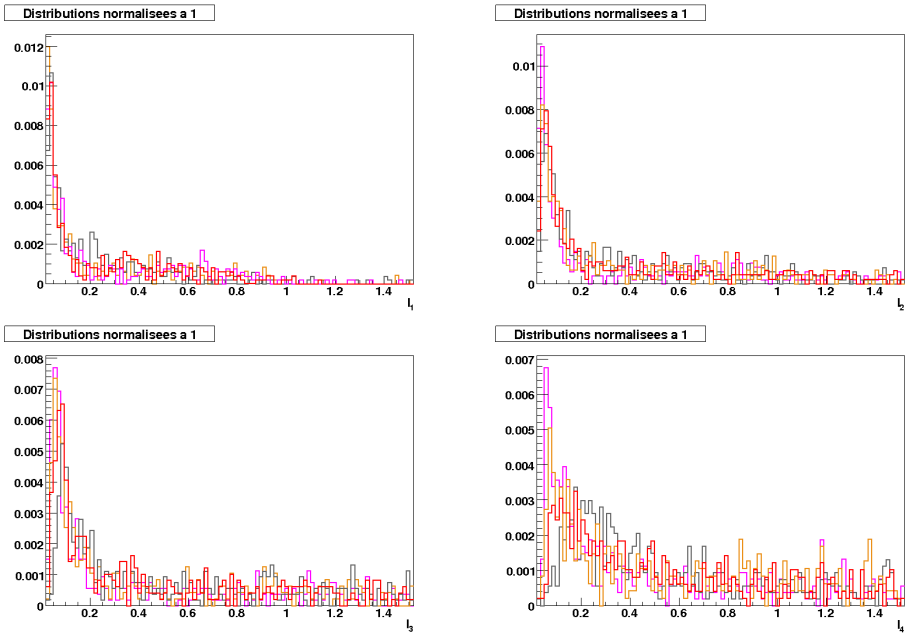


FIG. 6.17 – Distributions des quatre critères d'isolation pour les quatre électrons. Les différentes couleurs représentent différentes masses de Higgs : 130 GeV/c^2 (en gris), 150 GeV/c^2 (en rouge), 170 GeV/c^2 (en orange), 190 GeV/c^2 (en rose)

Cette grandeur, la plupart du temps inférieure à 1, est donc d'autant plus petite que l'électron est isolé. La figure 6.17 présente les distributions de ce

[3]Un jet est un ensemble de hadrons, ou d'autres particules, regroupés dans un cône fin produit par l'hadronisation d'un quark ou d'un gluon.

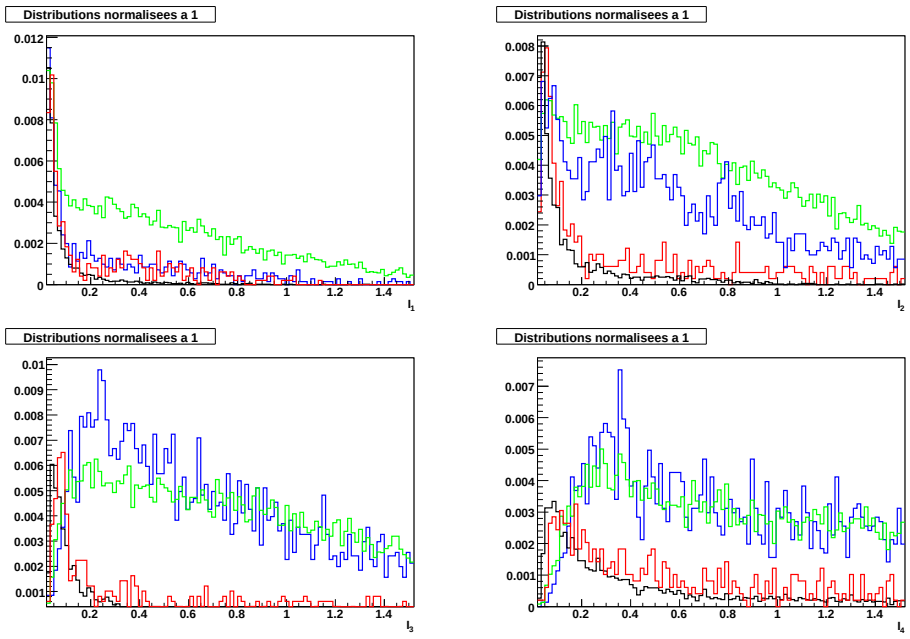


FIG. 6.18 – Distributions des critères d'isolation des quatre électrons pour le Higgs à 150 GeV/c^2 (en rouge), pour le $t\bar{t}$ (en vert), le $Zb\bar{b}$ (en bleu) et le ZZ^* (en noir). Les figures sont présentées de gauche à droite et de haut en bas par ordre de p_T décroissants.

critère d'isolation pour les quatre électrons de plus haut p_T, pour différentes masses de Higgs, tandis que la figure 6.18 montre ces distributions pour le signal et les bruits de fond. La valeur 0 étant extrêmement fréquente, les événements dont l'isolation vaut 0 n'ont pas été pris en compte dans ces histogrammes. Le pourcentage d'événements ayant une isolation nulle est indiqué dans le tableau 6.1.

M_H (GeV/c^2)	130	150	170	190	$t\bar{t}$	$Zb\bar{b}$	ZZ^*
I_1	92,3%	92,8%	92,9%	92,9%	73,2%	90,7%	96,0%
I_2	90,6%	90,8%	91,4%	92,2%	52,7%	69,7%	94,9%
I_3	89,5%	89,8%	90,7%	91,6%	36,6%	41,3%	94,7%
I_4	85,0%	85,0%	85,7%	87,3%	34,8%	41,8%	92,28%

TAB. 6.1 – Pourcentage d'événements dont le critère d'isolation est nul

On voit sur ces courbes, et dans le tableau 6.1 que les électrons issus d'un Higgs *via* une paire ZZ^* (le Z^* pouvant être réel si la masse du Higgs excède deux fois la masse du Z), quelle que soit sa masse initiale, sont bien plus isolés que ceux issus du bruit $Zb\bar{b}$ où $t\bar{t}$. Cela est dû au fait que les électrons créés par ces deux processus le sont dans des jets qui créent donc d'autre traces autour des électrons. Le bruit ZZ^* est par contre beaucoup plus difficile à distinguer, car les électrons créés par ce processus sont eux aussi isolés.

6.4.4 Compatibilité de vertex

Une information potentiellement utile est de savoir si les quatre électrons proviennent du même vertex. Pour cela, on utilise un paramètre qui permet d'évaluer si les traces des quatre électrons sont compatibles avec un vertex unique. Tout d'abord, la position du vertex principal est déterminée en utilisant toutes les traces de l'événement. Cela permet de connaître la distance entre ce vertex principal et l'axe du faisceau (noté R_T). On cherche ensuite les quatre paramètres d'impact transverses, c'est-à-dire les distances minimales entre chaque trace et l'axe du faisceau. Pour l'électron i, cette valeur est notée TIP^i. On prend alors comme indicateur de compatibilité de vertex la grandeur notée vtx dont l'expression est donnée par :

$$vtx = \sum_{i=1}^{4} \left(\frac{TIP_c^i}{\sigma_{TIP_c}^i} \right)^2$$

où $TIP_c^i = TIP^i - R_T$ et $\sigma_{TIP_c}^i$ est l'erreur sur la détermination de TIP_c^i estimée en prenant en compte celles sur TIP^i et R_T.

Les distributions de cette grandeur pour les quatre masses du Higgs, puis pour le Higgs à 150 GeV et les bruits de fond, sont présentées respectivement sur les figures 6.19 et 6.20.

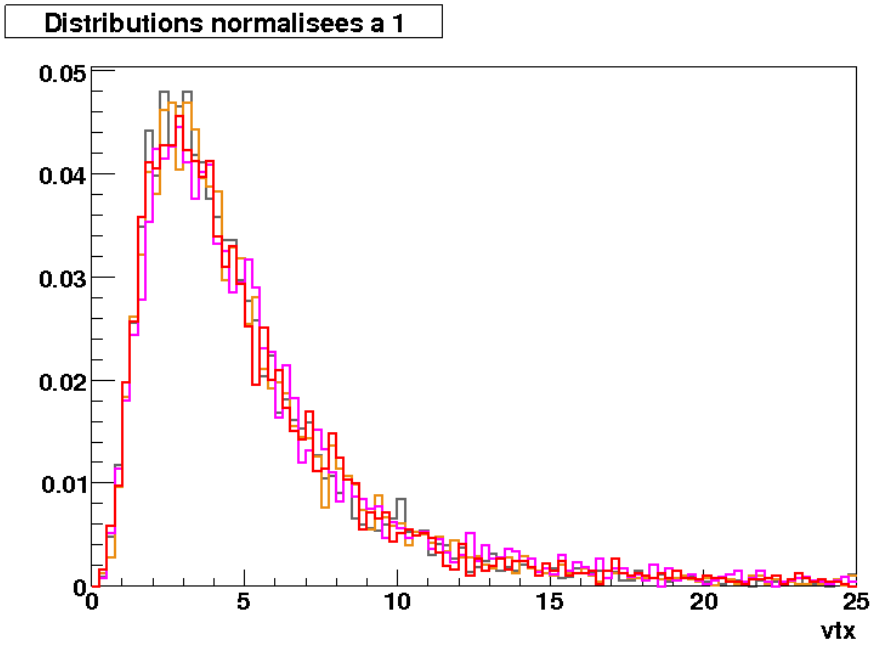


FIG. 6.19 – Distributions du critère de compatibilité de vertex pour différentes masses de Higgs : 130 GeV/c^2 (en gris), 150 GeV/c^2 (en rouge), 170 GeV/c^2 (en orange), 190 GeV/c^2 (en rose)

On peut montrer (voir [Ferri, 2005]) que pour le signal, cette distribution est compatible avec une distribution de χ^2.

Encore une fois, le bruit ZZ^* est le plus difficile à distinguer du signal, car bien que les deux bosons, et donc les électrons issus de leur désintégration, ne proviennent pas de la même particule initiale, les deux Z sont produits très proches l'un de l'autre, et leur temps de vie est très court. Pour les autres bruits, les électrons proviennent de la désintégration de quarks t ou b, qui ont une durée de vie (et donc un temps de vol) supérieur au Z. Les électrons créés par ces quarks sont donc moins souvent identifiés comme provenant du même vertex.

6.4.5 Masses invariantes reconstruites par les deux paires électron-positron

Un autre critère intéressant est la masse invariante reconstruite par les deux paires électron-positron. En effet, pour les événements contenant un boson Z, on doit trouver une masse invariante proche de celle de $91,2$ GeV/c^2. Parmi les deux combinaisons électron-positron possibles, on choisira donc celle qui permet d'obtenir la masse invariante la plus proche possible de cette valeur. La masse invariante reconstruite sera alors notée m_{Z_1}, qu'il s'agisse réellement d'un boson Z (événements Higgs, $Zb\bar{b}$ ou ZZ^*) ou non

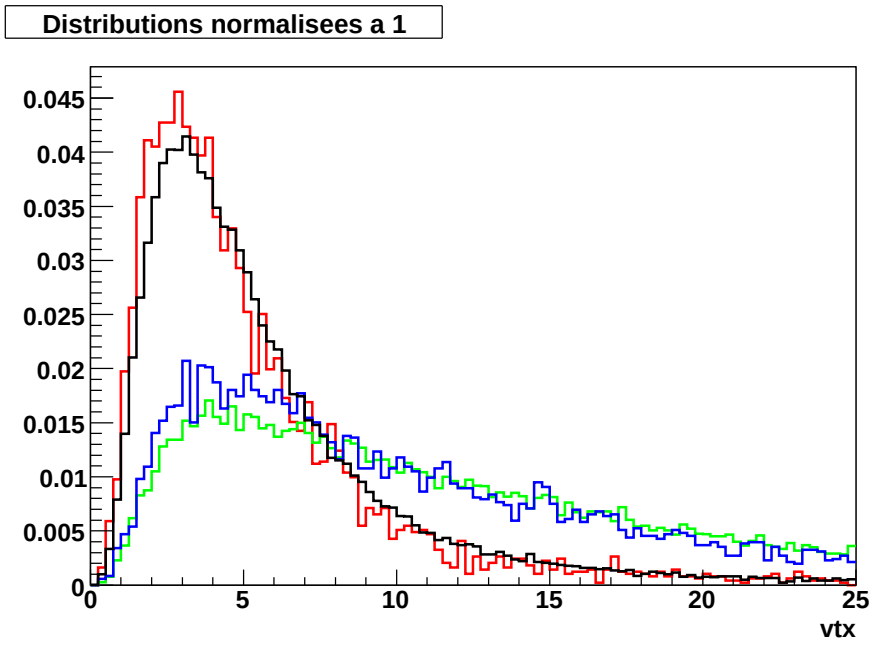


FIG. 6.20 – Distributions du critère de compatibilité de vertex pour le Higgs à 150 GeV/c^2 (en rouge), pour le $t\bar{t}$ (en vert), le $Zb\bar{b}$ (en bleu) et le ZZ^* (en noir)

($t\bar{t}$). Les deux autres particules seront supposées provenir de la désintégration d'un éventuel Z^*, et sera notée m_{Z_2}. Les distibutions correspondantes sont montrées sur la figure 6.21 pour les différentes hypothèses de masse du Higgs et sur la figure 6.22 pour le Higgs à 150 GeV/c^2 et les bruits de fond.

Sur ces deux figures (panneaux du bas), on peut noter la présence d'un double pic autour de 91 GeV/c^2 pour la distribution de m_{Z_2} pour le Higgs à 190 GeV/c^2, ainsi que dans le cas du bruit ZZ^*. Cet effet est dû à l'algorithme de sélection du Z et du Z^* décrit ci-dessus : le couple électron-positron ayant la masse invariante la plus proche de $91,2$ GeV/c^2 est toujours considéré comme le couple issu du Z. S'il y a deux Z réels dans l'événement (ce qui peut être le cas pour ZZ^* et le Higgs à 190 GeV/c^2), l'événement de masse invariante la plus proche de $91,2$ GeV/c^2 sera pris en compte dans la distribution de m_{Z_1}. On observera alors un déficit d'évenements proches de cette valeur dans la distribution de m_{Z_2}, et donc ce double pic. La dispersion de la distribution de m_{Z_1} sera alors moins grande, comme le montrent les courbes en noir tracées sur les panneaux du haut de ces deux figures (6.21 et 6.22).

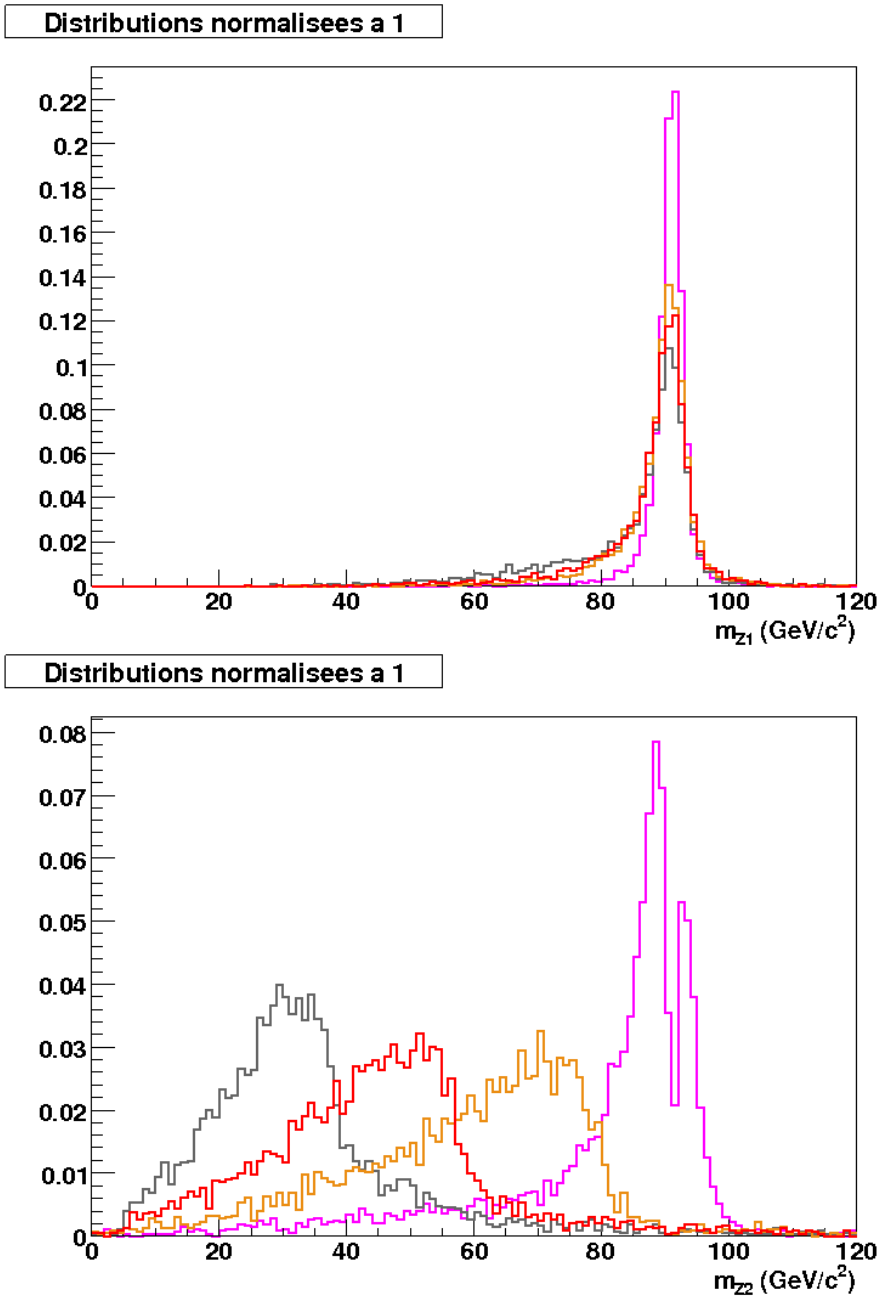


FIG. 6.21 – Distributions des masses invariantes reconstruites pour les deux paires électron-positron pour différentes masses de Higgs : 130 GeV/c^2 (en gris), 150 GeV/c^2 (en rouge), 170 GeV/c^2 (en orange), 190 GeV/c^2 (en rose). En haut, couple $(e^+ - e^-)$ supposé issu du Z (masse invariante la plus proche de 91,2 GeV/c^2). En bas, couple restant, attribué au Z^*.

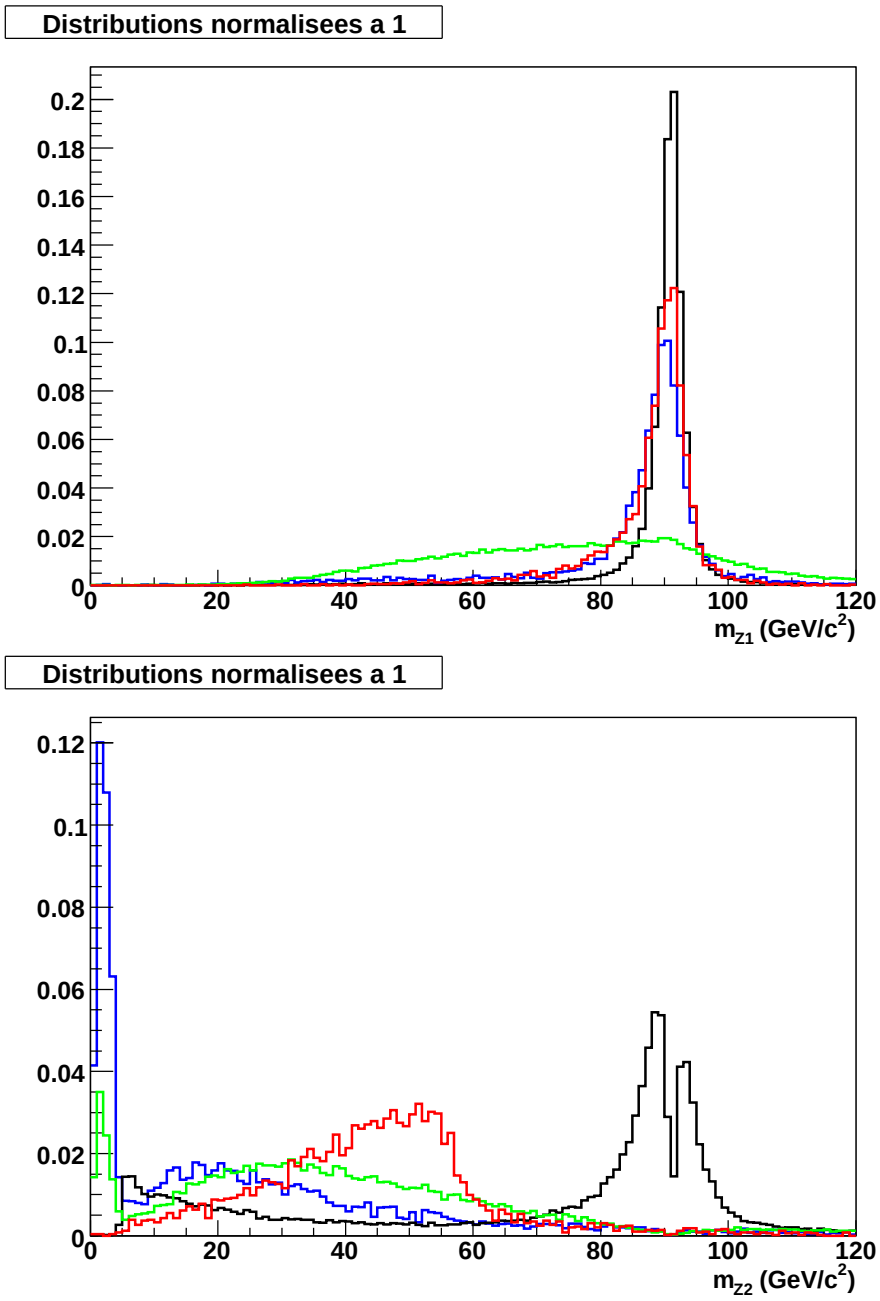


FIG. 6.22 – Distributions des masses invariantes reconstruites pour les deux paires électron-positron pour le Higgs à 150 GeV/c^2 (en rouge), pour le $t\bar{t}$ (en vert), le $Zb\bar{b}$ (en bleu) et le ZZ^* (en noir). En haut, couple $(e^+ - e^-)$ supposé issu du Z (masse invariante la plus proche de 91,2 GeV/c^2). En bas, couple restant, attribué au Z^*.

6.4.6 Masse invariante reconstruite par les quatre électrons

Enfin, une grandeur essentielle est la masse invariante reconstruite à partir des quatre électrons. Pour les événements correspondant au signal, cette masse invariante présentera un pic pour une valeur égale à la masse du Higgs, tandis que pour le bruit, les distributions seront beaucoup plus plates. Les distributions en masse invariante sont montrées sur la figure 6.23 , toujours pour les masses de 130 GeV/c^2, 150 GeV/c^2, 170 GeV/c^2 et 190 GeV/c^2.

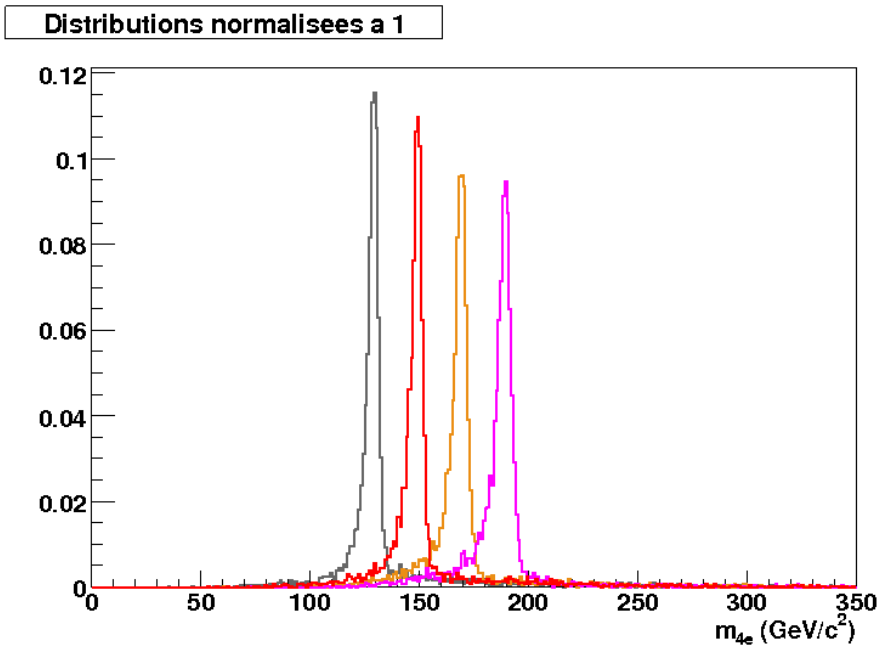


FIG. 6.23 – Distributions des masses invariantes reconstruites pour les quatre électrons pour le Higgs à différentes masses : 130 GeV/c^2 (en gris), 150 GeV/c^2 (en rouge), 170 GeV/c^2 (en orange), 190 GeV/c^2 (en rose).

Notons que, dans la gamme d'énergie où nous travaillons, la largeur observée pour la masse invariante du Higgs (quelques GeV/c^2) est due à la dispersion introduite par le détecteur et la reconstruction, et non par la largeur propre du Higgs (inférieure à 1 GeV/c^2 jusqu'à 200 GeV/c^2), dont les valeurs théoriques en fonction de la masse invariante du Higgs sont données sur la figure 6.24.

Les courbes du haut de la figure 6.25 montrent ces mêmes distributions pour le signal et pour les bruits normalisées au même nombre d'événements, tandis que les courbes du bas présentent les mêmes grandeurs, mais en prenant en compte les sections efficaces des différents processus. Cette dernière figure présente également la somme des quatre processus qui correspond à la distribution qui serait effectivement observée.

On voit sur cette dernière figure que le pic correspondant au signal (en

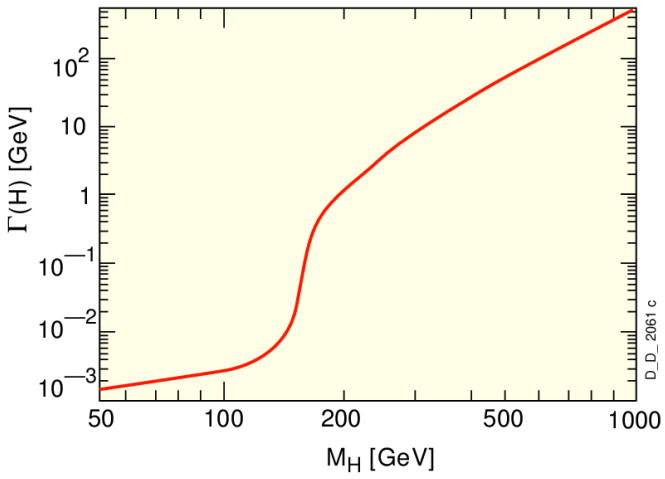


FIG. 6.24 – Largeur théorique du Higgs en fonction de sa masse invariante

rouge) ne se distingue pas nettement du bruit de fond lorsque les différents types d'événements sont superposés (pointillés noirs). Ce problème de distinction sera d'autant plus important en réalité que la figure correspond en fait à une grande statistique normalisée à $30fb^{-1}$, ce qui a pour effet de considérablement lisser les fluctuations.

6.5 Conclusion

Les distributions reconstruites qui ont été présentées dans ce chapitre mettent en évidence le fait qu'aucun des paramètres pris individuellement ne permet de séparer le signal du bruit de fond. C'est pourquoi une stratégie élaborée de sélection doit être mise en œuvre en vue d'effectuer cette séparation. Ce sera l'objet du prochain chapitre.

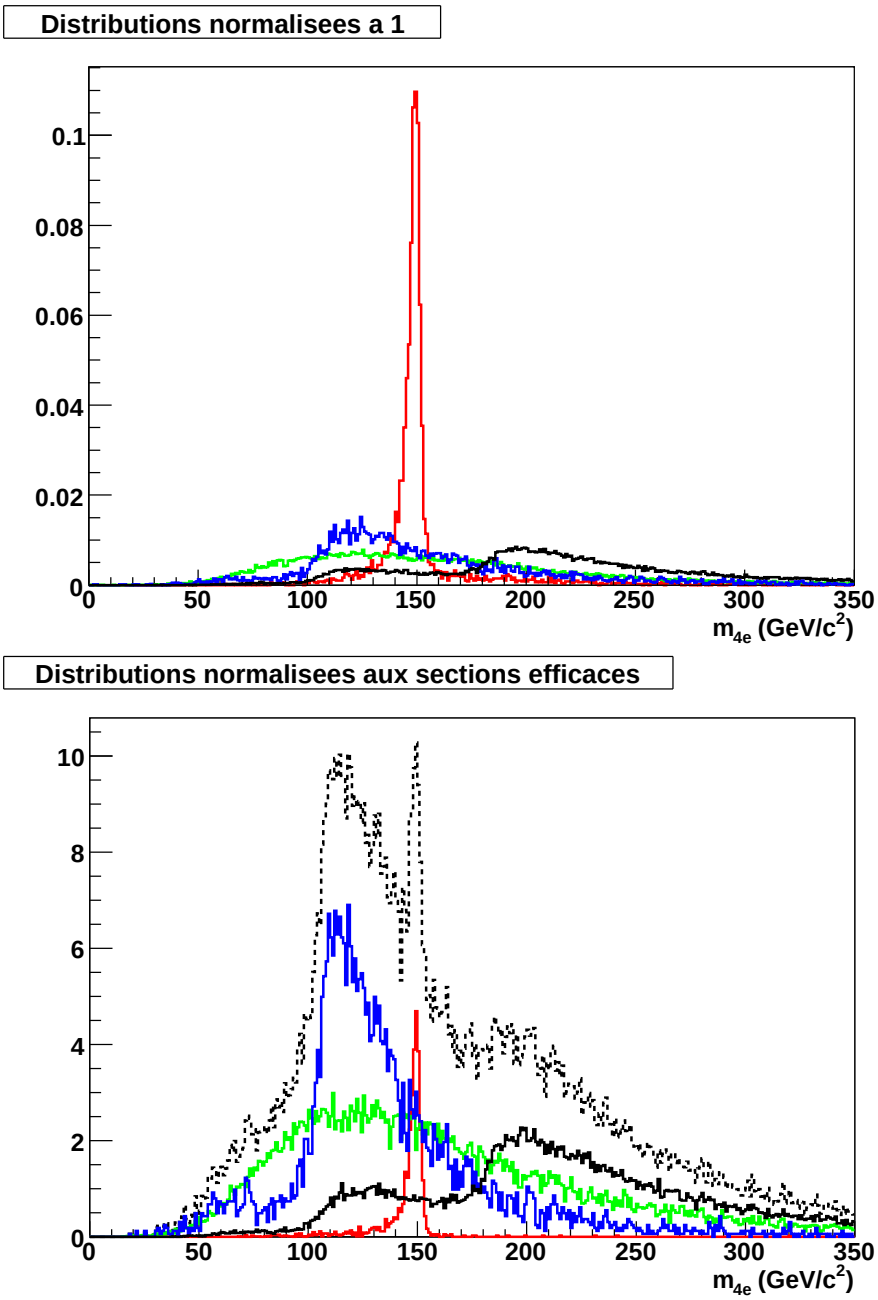


FIG. 6.25 – Distributions des masses invariantes reconstruites pour les quatre électrons pour le Higgs à 150 GeV/c^2 (en rouge), pour le $t\bar{t}$ (en vert), le $Zb\bar{b}$ (en bleu) et le ZZ^* (en noir). En haut : les nombres d'événements ont été normalisés à 1 pour le Higgs et pour chaque bruit. En bas, ces nombres ont été normalisés aux sections efficaces correspondant à une luminosité intégrée de $30fb^{-1}$ pour chaque type d'événement. La courbe en pointillés (en bas) représente la somme des quatre distributions.

Chapitre 7

Optimisation de la recherche du boson de Higgs par réseaux de neurones

7.1 Principe de la séparation par un réseau de neurones

Un réseau de neurones formel, appelé couramment réseau de neurones, est un algorithme permettant de reproduire, donc de prévoir, le mieux possible, le comportement d'un processus en fonction des facteurs qui déterminent ce comportement. Par exemple, un tel réseau peut prévoir l'évolution de la température d'une résistance chauffante en fonction de l'intensité qui la traverse. Cependant, cette prévision est subordonnée à un apprentissage au cours duquel un certain nombre de points de fonctionnement, c'est-à-dire, dans notre exemple, un certain nombre de couples de valeurs (intensité, température), auront été communiqués au réseau. L'atout principal des réseaux de neurones est leur capacité de généralisation, c'est-à-dire leur aptitude à prévoir des comportements hors de leur zone d'apprentissage. Les idées de base qui président au fonctionnement des réseaux de neurones (voir [Haykin, 1994]) ont été formulées dans les années 1960, mais ce n'est que dans les années 1990 que ces dispositifs sont devenus opérationnels, grâce notamment aux progrès de l'informatique. Les neurones sont reliés les uns aux autres par des liaisons appelées axones. Mathématiquement, un neurone formel est un opérateur. Plus précisément, il s'agit d'une fonction algébrique non linéaire et bornée, appelée fonction d'activation, dont la valeur dépend de paramètres appelés coefficients ou poids. Les variables de cette fonction sont les « entrées » du neurone et la valeur de la fonction est appelée « sortie ».

La sortie est généralement déterminée en deux étapes :

1. Calcul de la somme u des entrées pondérées par les coefficients du

réseau

2. Calcul de la fonction d'activation (appelée également fonction de transfert), qui est généralement une sigmoïde (voir la figure 7.2).

Chaque neurone réalise ainsi une fonction non linéaire de ses entrées qui peut être injectée à l'entrée d'un autre neurone. On constitue un réseau en reliant entre eux des neurones selon une architecture qui dépend du problème à résoudre. On distingue deux types principaux d'architecture :

1. Les réseaux de neurones « bouclés » dans lesquels la valeur de sortie de certains neurones peut être réinjectée à leur entrée, éventuellement par l'intermédiaire d'autres neurones.
2. Les réseaux « non bouclés », pour lesquels l'information circule d'un neurone au suivant sans jamais revenir en arrière.

Nous nous intéresserons à un type particulier de réseau de neurones non bouclé, les perceptrons multicouches, qui comprennent des entrées, une ou plusieurs couches de neurones intermédiaires, dits « cachés », et des neurones de sortie. Les neurones de la couche cachée ne sont pas reliés entre eux. Ce type de réseau est principalement utilisé pour des tâches de régression non linéaire de fonctions (comme l'exemple de la résistance chauffante donné ci-dessus), de modélisation statique de processus non linéaires, ou de classification. C'est à ce dernier type de tâche (classification) que se rattache la problématique qui nous préoccupe, l'extraction, hors du bruit de fond, du signal correspondant au Higgs.

Un gros atout des réseaux de neurones est l'auto-apprentissage : à partir d'un certain nombre de modèles, un perceptron programmé pour une tâche de classification trouvera de façon autonome comment distinguer deux types d'événements.

Pour bien comprendre le fonctionnement du perceptron, commençons par quelques cas simples qui vont montrer l'utilité des différentes couches. Prenons tout d'abord un réseau très élémentaire, puisqu'il ne comporte que deux entrées et un seul neurone. Chacune des variables d'entrée (notées x et y dans la suite) ne permet pas, à elle seule, de discriminer ce que nous appellerons le signal (étoiles noires), de ce que nous appellerons le bruit de fond (points verts). La répartition des deux entrées est donnée par la figure 7.1.

Le réseau (ici composé d'un seul neurone) va permettre de séparer topologiquement les deux types d'événements, c'est à dire de déterminer les zones de notre espace à deux dimensions qui correspondent respectivement au signal et au bruit de fond.

Pour cela, on applique à chaque variable d'entrée normalisée[1] un certain poids (différent pour chaque axone). La somme des variables d'entrées,

[1]Les entrées doivent être normalisées, c'est-à-dire comprises entre 0 et 1, pour que l'apprentissage soit optimal.

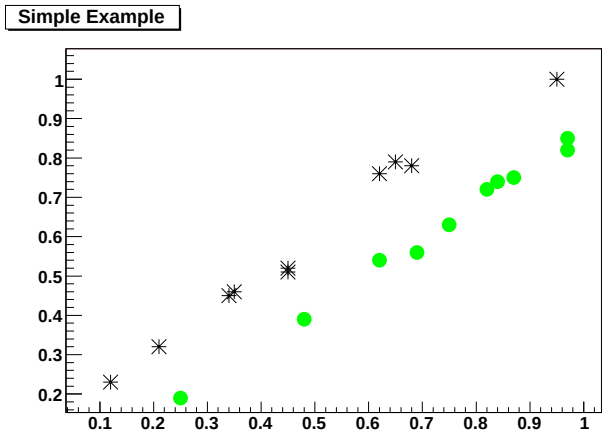


FIG. 7.1 – Répartition de deux types d'événements à séparer : le signal représenté par des étoiles noires, et le bruit par des points verts

pondérées par ces poids, est l'entrée du neurone, que nous noterons u. La fonction de transfert f du neurone est une sigmoïde dont l'équation est la suivante :

$$f(u) = \frac{1}{1 + e^{-u}}$$

L'allure de cette fonction est montrée sur la figure 7.2.

La sortie du neurone sera un réel compris entre 0 et 1, dépendant de l'entrée u selon la fonction $f(u)$.

Notons qu'en plus des deux entrées correspondant aux deux variables, une troisième est présente, toujours égale à 1. Nous verrons l'utilité de cette entrée (appelée biais) ultérieurement.

Le schéma du réseau décrit ci-dessus est représenté par la figure 7.3

Une fois l'architecture du réseau définie, celui-ci devra subir la phase d'apprentissage. Cela revient à déterminer les poids des différents axones. Ce sont les seuls paramètres qui vont varier durant l'apprentissage. Au cours de cette phase, un certain nombre de modèles seront présentés au réseau, et il lui sera précisé à chaque fois s'il s'agit de signal ou de bruit de fond, ce qui correspond à lui indiquer la sortie désirée en fonction de la valeur des grandeurs d'entrée.

L'apprentissage est itératif. Tous les points sont utilisés à chaque itération. A chaque passage, les poids sont réajustés afin de minimiser l'erreur entre la sortie effective du réseau (*i.e.* avec les poids tels qu'ils sont) et la sortie attendue (par exemple 0 s'il s'agit de bruit de fond et 1 s'il s'agit de signal). L'algorithme utilisé est dit de rétro-propagation. Il sera décrit précisément dans la prochaine section. Au bout de 500 itérations, le réseau est capable de distinguer, sur cet exemple simple, les points noirs des points

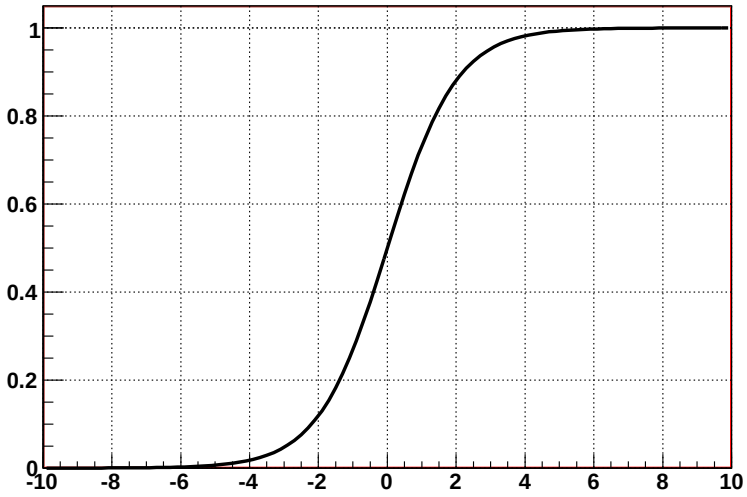


FIG. 7.2 – Sigmoïde d'équation $f(x) = \frac{1}{1+e^{-x}}$

verts. Les poids trouvés sont montrés sur la figure 7.4.

Analysons ces résultats. L'entrée u du neurone principal est donc :

$$u = -19.08x + 19.52y - 0.14.$$

La sortie du réseau sera, par construction, $f(u)$, dont la valeur sera comprise entre 0 et 1. Il va falloir ensuite déterminer la coupure que nous souhaitons appliquer, c'est à dire à partir de quelle valeur de sortie on va considérer que l'événement sera du signal. Supposons que l'on prenne la coupure à 0,5 (idéalement, la sortie devrait être 1 pour du signal, et 0 pour du bruit). Cela

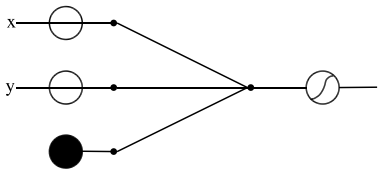


FIG. 7.3 – Réseau élémentaire comportant deux entrées (et un biais) et un neurone

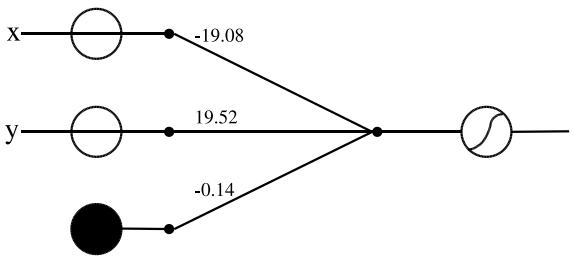


FIG. 7.4 – Réseau élémentaire avec indication des poids issus de l'apprentissage

revient à dire que l'on considère l'événement courant comme du signal si $f(u) > 0,5$, ou comme du bruit si $f(u) < 0,5$. Etant donnée la fonction de transfert utilisée, la sortie $f(u)$ sera supérieure à 0,5 (resp. inférieure à 0,5) si l'entrée u du neurone est positive (resp. négative), puisque $f(0) = 0,5$. Cela signifie que l'identification dépendra du signe de la valeur de l'entrée $u = -19,08x + 19,52y - 0,14$. La limite (c'est à dire les valeurs possibles de x et de y pour que $u = 0$) est donc la droite d'équation :

$D : -19,08x + 19,52y - 0,14 = 0$ *i.e.* $y = 0,977x + 0,007$

Le tracé de cette droite D sur la répartition des points est présenté sur la figure 7.5.

On voit clairement, dans cet exemple élémentaire, que le réseau a déterminé une droite permettant de séparer les deux types d'événements que nous souhaitions distinguer : le signal est au-dessus de la droite tandis que le bruit est en-dessous.

Encore une fois, cet exemple est très simple, car les points à distinguer se situent dans un espace à deux dimensions, et que les différents types d'événements peuvent être séparés par une seule droite. Il permet cependant de comprendre quelques principes fondamentaux régissant le fonctionnement des réseaux de neurones :

1. Chaque neurone va définir une droite (en fait une droite dans un espace à 2 dimensions, un plan dans un espace à 3 dimensions, et un hyperplan de dimension $N - 1$ dans un espace à N dimensions) qui doit être une limite séparant le mieux possible les événements que nous

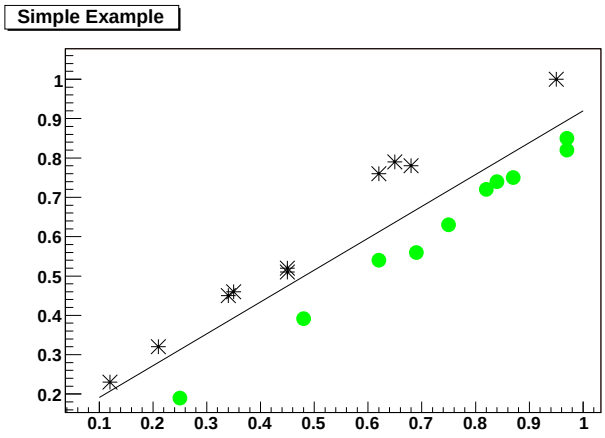


FIG. 7.5 – Séparatrice permettant de séparer les deux types d'événements

souhaitons distinguer.

2. Un neurone de biais est indispensable : le poids correspondant à ce biais permet de définir une ordonnée à l'origine pour la droite de séparation. Sans ce biais, seule des droites d'équation $y = ax$ pourraient être utilisées comme séparatrices, ce qui limiterait beaucoup le principe.

Regardons à présent un cas un peu différent : Cette fois-ci , la distribution du signal et du bruit est présenté figure 7.6

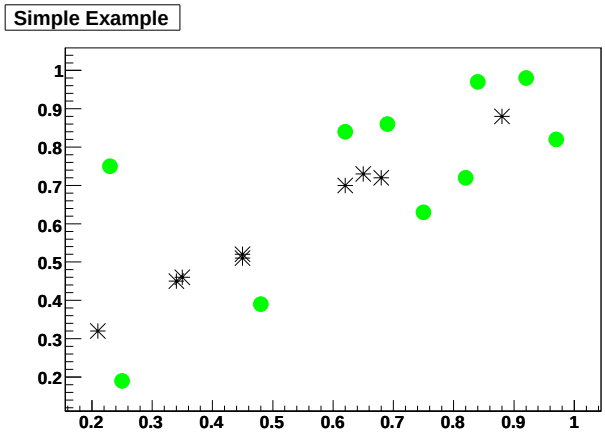


FIG. 7.6 – Répartition de deux types d'événements à séparer (deuxième exemple) : le signal est représenté par des étoiles noires, et le bruit par des points verts

Il n'est plus possibe de séparer le signal du bruit de fond à l'aide d'une

seule droite. Intuitivement, on voit qu'il va falloir ajouter une droite, donc un neurone supplémentaire. Chaque neurone définira une droite, et il faudra ensuite combiner l'information des sorties des deux neurones pour savoir s'il s'agit finalement de signal ou de bruit de fond. Cette opération revient à faire agir des *et* ou des *ou* logiques. Pour cela, un troisième neurone sera utilisé. Il aura comme entrée la somme pondérée des sorties des deux neurones décrits précédemment, ainsi qu'un nouveau neurone de biais. La structure du réseau sera alors celle montrée sur la figure 7.7.

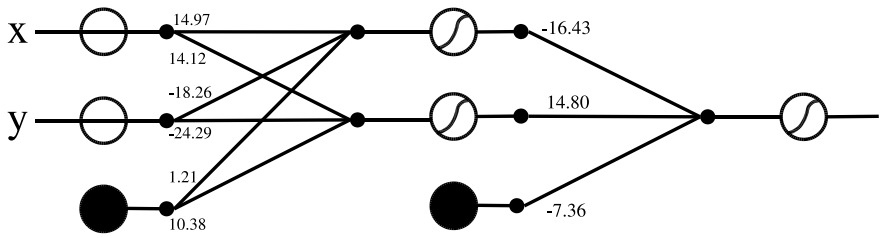


FIG. 7.7 – Deuxième exemple de réseau : deux entrées (plus un biais), deux neurones dans la première couche (plus un biais), et un neurone dans la couche de sortie.

Les poids indiqués sur la figure sont ceux obtenus après apprentissage (2500 itérations). Nous avons donc construit un réseau ayant une couche d'entrée, qui comprend les entrées et le neurone de biais, une couche dite cachée contenant deux neurones et un neurone de biais, et une couche de sortie qui contient un seul neurone.

Analysons à nouveau les valeurs trouvées par l'apprentissage. Pour cela, traçons les deux droites définies par les poids des axones aboutissant aux neurones de la première couche sur la figure 7.8

Les équations de ces deux droites sont :

$$D1 : 14,97x - 18,26y + 1,21 = 0 \quad i.e. \quad y = 0,82x + 0,07$$

$$D2 : 14,12x - 24,29y + 10,38 = 0 \quad i.e. \quad y = 0,58x + 0,43$$

Les deux neurones de la couche cachée ont à nouveau défini des limites entre les étoiles noires et les points verts.

Passons à la couche suivante. Son rôle serait de dire que la réponse du neurone de la couche de sortie devrait être 1 si on est au-dessus de D1 *et* en-dessous de D2. D'après l'équation des droites $D1$ et $D2$, la réponse des

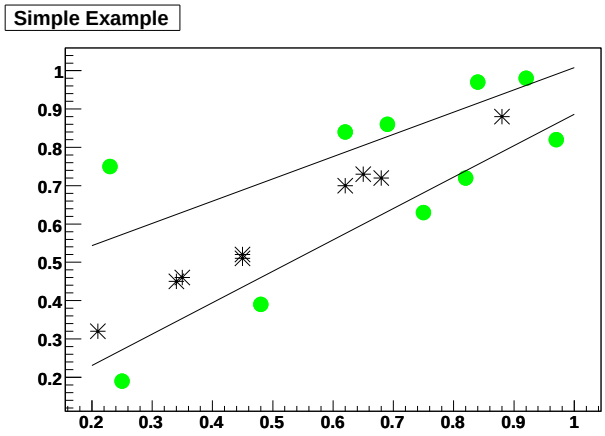


FIG. 7.8 – Tracé des séparatrices trouvées par le réseau

neurones de la couche cachée est 1 si l'on est en-dessous de la droite, et 0 si l'on est au-dessus (cela se voit aux signes devant les coefficients des équations de droites : changer le signe revient à changer la zone de l'espace correspondant au signal...). On souhaite donc en fait que le dernier neurone se comporte comme un composant logique dont la table de vérité serait donnée par la table 7.1.

A	B	S
0	0	0
0	1	1
1	0	0
1	1	0

TAB. 7.1 – Table de vérité devant être réalisée par le neurone de la dernière couche

où A et B sont les sorties des deux neurones de la couche cachée, et S la sortie du réseau. Si on trace sur le même dessin les points définis par la table de vérité et la droite définie par les poids de la deuxième couche du réseau (donnés sur la figure 7.7), on obtient la figure 7.9.

On voit que le neurone a bien fait son « travail ».

Ces exemples simples ont permis de mettre en évidence le rôle des différentes couches d'un perceptron : la première couche permet de définir des zones simplement connexes de l'espace ; la seconde permet de combiner ces zones de façon logique. Ajouter davantage de couches cachées permet de gérer plus de discontinuités, mais en augmentant considérablement le temps d'apprentissage du réseau.

Il faut bien noter que l'apprentissage du réseau n'a pas eu lieu en plusieurs étapes. C'est *a posteriori* qu'on peut analyser le résultat d'un apprentissage

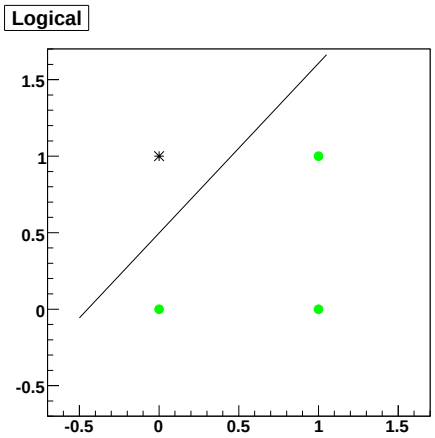


FIG. 7.9 – Comportement logique du neurone de la deuxième couche

global des différentes couches comme nous venons de le faire. Ceci montre bien à quel point le réseau est « autonome » dans son apprentissage. Par ailleurs, le fait qu'il sélectionne des zones de l'espace démontre la capacité que peut avoir le réseau à généraliser son apprentissage sur d'autres événements : il ne s'agit pas d'un apprentissage *« par coeur »*.

Sur un dernier exemple simple, on voit que l'on peut, par extension, distinguer des événements correspondant à un *« ou exclusif »* des différentes zones de l'espace (voir figures 7.10 et 7.11) avec un réseau plus complexe.

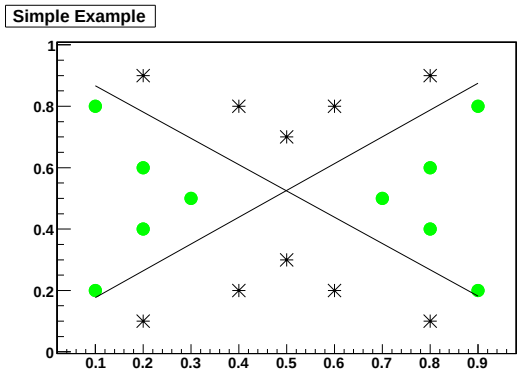


FIG. 7.10 – Séparation signal-bruit dans un cas plus complexe

S'il est facile de trouver visuellement les corrélations entre les variables d'entrée dans un espace à deux dimensions (*i.e.* s'il y a deux variables d'entrée), il est plus difficile de les trouver dans un espace à trois dimensions, et quasiment impossible de les trouver pour un nombre de dimensions supérieur. C'est alors que le réseau devient d'une grande utilité.

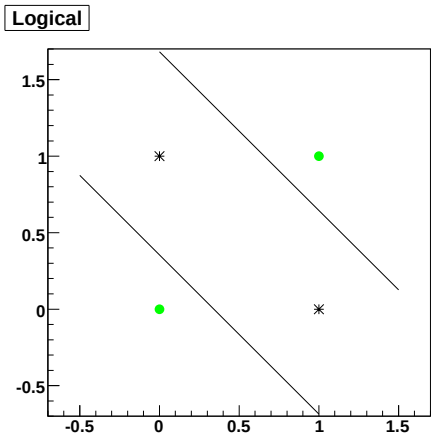


FIG. 7.11 – *Ou exclusif* généré par les neurones de la deuxième couche

7.2 Algorithme de rétro-propagation

Le principe de l'apprentissage est de minimiser l'erreur entre la sortie obtenue, et la sortie désirée. Considérons à présent la phase d'apprentissage du réseau. L'algorithme utilisé est appelé « algorithme de rétro-propagation ». Son principe de base est de comparer, pour une série de modèles, la sortie obtenue à la sortie désirée, et d'ajuster les poids des axones entre la dernière couche cachée et la couche de sortie, afin de réduire l'erreur ainsi déterminée. Une propagation est ensuite effectuée couche par couche afin d'ajuster les poids des axones entre les différentes couches (d'où le nom de rétro-propagation).

Supposons que l'apprentissage du réseau repose sur N modèles : $N/2$ modèles de signal et $N/2$ modèles de bruit. Nous appellerons n l'un de ces modèles. Notons L, K et J les nombres de neurones respectivement dans la couche de sortie, la seconde, et la première couche cachée et I le nombre d'entrées (voir la figure 7.12). Les indices l, k, j et i correspondront aux neurones dans chacune de ces couches.

Par ailleurs, pour le neurone l, on notera l'erreur $e_l(n) = d_l(n) - y_l(n)$, où $d_l(n)$ correspond à la sortie désirée pour le neurone l, et $y_l(n)$ la sortie obtenue pour ce même neurone. On cherche à minimiser la somme quadratique des erreurs sur tous les neurones de sortie. Cette erreur totale s'écrit :

$$E(n) = \frac{1}{2}\sum_{l=1}^{L} e_l^2(n)$$

Le gradient de l'erreur par rapport aux poids w_{kl} d'un axone est :

$$\frac{\partial E(n)}{\partial w_{kl}(n)}$$

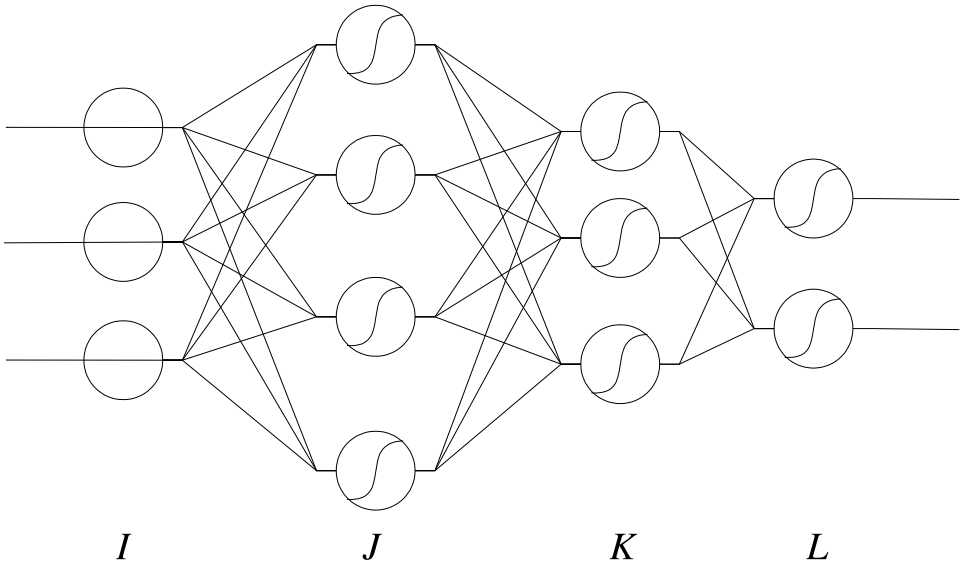


FIG. 7.12 – Schéma de principe d'un réseau de neurones

Pour aller vers un minimum de l'erreur, il faut modifier les poids dans le sens opposé de ce gradient ; d'où

$$\Delta w_{kl} = -\eta \frac{\partial E(n)}{\partial w_{kl}(n)}$$

où η , qui est compris entre 0 et 1, est appelé taux d'apprentissage, ou encore gain du réseau. On peut montrer [Parizeau, 2004] que pour la couche de sortie on peut exprimer la variation des poids par l'équation :

$$\Delta w_{kl} = -\eta \frac{\partial E(n)}{\partial w_{kl}(n)} = \eta \delta_l(n) y_k(n)$$

où

$$\delta_l(n) = e_l(n) y_k(n)[1 - y_k(n)]$$

Pour une couche cachée, le calcul est un peu plus délicat, puisque nous ne disposons plus de la valeur attendue à la sortie de chaque neurone. On peut toutefois exprimer la variation du poids par :

$$\Delta w_{ij} = -\eta \frac{\partial E(n)}{\partial w_{ko}(n)} = \eta \delta_j(n) y_i(n)$$

avec cette fois

$$\delta_j(n) = y_j(n)[1 - y_j(n)] \sum_{k=0}^{K} \delta_k(n) w_{kj}(n)$$

Cette formule est valable pour toutes les couches cachées. Il est donc possible, en partant de la couche de sortie, d'ajuster les poids couche par couche, jusqu'à la couche d'entrée.

L'algorithme d'apprentissage est donc le suivant :

1. Initialisation aléatoire des poids dans l'intervalle [-0.5 ; 0.5]
2. Permutation aléatoire des N modèles d'apprentissage (en ayant pris soin de normaliser les entrées)
3. Evaluations successives des sorties obtenues pour chaque modèle, et ajustement des poids par la méthode décrite ci-dessus

Après initialisation des poids, on répète les deux étapes suivantes un grand nombre de fois (ce nombre correspondra au nombre d'itérations d'apprentissage), jusqu'à ce que l'apprentissage soit satisfaisant.

Pour mener cette étude, un code de calcul a été réalisé lors de ce travail. Les réseaux ainsi codés en C++ ont permis d'obtenir une grande flexibilité d'utilisation ainsi qu'une excellente maîtrise des différents paramètres du réseau.

7.3 Pouvoir de sélection et significance

L'objectif de cette étude est de séparer au mieux le signal (quatre électrons provenant de la désintégration d'un Higgs) des différents bruits de fond (quatre électrons provenant d'événements $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$ et ZZ^*). Afin d'estimer le pouvoir de séparation de la méthode de tri, une grandeur communément utilisée est la significance. La formule de la significance utilisée lors de cette étude sera la suivante :

$$S = \sqrt{2ln(Q)} \qquad avec \;\; Q = (1 + \frac{N_S}{N_B})^{(N_S+N_B)} e^{-N_S}$$

N_S et N_B correspondent respectivement aux nombres d'événements de signal et de bruit de fond (tous types de bruits confondus) estimés après sélection. Cette formule de significance permet, dans une hypothèse de distribution gaussienne ou poissonnienne, d'estimer en unité d'écart-type (σ) la probabilité que le nombre d'événements observés corresponde à une fluctuation du bruit de fond (voir [Quast and Bartsch, 2005]).

Pour estimer N_S et N_B, il faut normaliser chaque événement passant le réseau au nombre de ceux qui se produiraient pour une luminosité intégrée donnée. La significance dépend donc de la luminosité. Il faut prendre en compte, pour le signal et pour chaque type de bruit :

1. les sections efficaces de production (voir chapitre 6)
2. les rapports d'embranchements pour une désintégration en 4 électrons dans l'état final

3. les efficacités de présélections au niveau du générateur
4. les efficacités de présélections au niveau de la reconstruction (avant passage dans les réseaux)

Le facteur F qui prend en compte les trois premiers facteurs ci-dessus, pour les différentes hypothèses de masses du Higgs et pour les différents bruits de fond est indiqué dans le tableau 7.13. Plus de détails sur ces valeurs et la manière dont elles ont été obtenues peuvent être trouvés dans la note [Baffioni et al., a].

Les coefficients de préselections F' au niveau de la reconstruction correspondant aux différentes masses de Higgs sont également indiqués dans ce tableau.

m_H(GeV/c^2)	120	130	140	150	160	170	180	$t\bar{t}$	$Zb\bar{b}$	ZZ^*
F (fb)	0,48	1,1	1,78	1,94	0,92	0,43	0,98	194,0	120,4	20,02
F'	0,48	0,49	0,52	0,52	0,53	0,52	0,53	0,06	0,10	0,45

FIG. 7.13 – Tableau présentant les facteurs F ($\sigma_{NLO} \times BR \times \epsilon_{presel}$, en femtobarn) et F' nécessaires aux calculs de la significance pour différentes masses de Higgs

A partir de ces chiffres, il est possible d'estimer le nombre d'événements attendus en multipliant le facteur F par le coefficient F', et par la luminosité souhaitée. Par exemple, pour $30fb^{-1}$, l'ordre de grandeur du nombre d'événements attendus pour un Higgs de masse égale à 150 GeV/c^2 est d'environ 30, contre 380 événements $t\bar{t}$, 360 événements $Zb\bar{b}$ et 280 événements ZZ^*.

Par la suite, les différentes valeurs de significance seront toujours données pour une luminosité intégrée de $30fb^{-1}$, ce qui correspondra environ à dix-huit mois de prises de données à basse luminosité.

A partir d'une valeur de significance $S_{\mathcal{L}}$ correspondant à une luminosité $\mathcal{L}$ donnée, deux autres valeurs peuvent être intéressantes : la significance $S_{\mathcal{L}'}$ qui correspond à une autre luminosité $\mathcal{L}'$:

$$S_{\mathcal{L}'} = S_{\mathcal{L}} \sqrt{\frac{\mathcal{L}'}{\mathcal{L}}} \tag{7.1}$$

et la luminosité $\mathcal{L}'$ nécessaire pour atteindre une significance donnée $S_{\mathcal{L}'}$:

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L} \frac{S^2_{\mathcal{L}'}}{S^2_{\mathcal{L}}} \tag{7.2}$$

7.4 Le choix d'un réseau adapté

Un des problèmes délicats lors de l'utilisation de réseaux de neurones est de choisir les paramètres de réseau les mieux adaptés au problème que l'on souhaite résoudre. Ceux sur lesquels il est possible de jouer sont :

- Le nombre de couches.
- Le nombre de neurones par couche.
- La valeur du gain du réseau.

A cela s'ajoute le problème du choix des variables d'entrée. Pour la présente étude, nous allons fixer la valeur du gain à 0,1 [2] et faire varier les autres paramètres afin de déterminer quels sont les meilleurs.

Les variables d'entrée qui nous paraissent potentiellement intéressantes sont, comme nous l'avons déjà mentionné au chapitre précédent :

1. la composante transverse des impulsions des quatre électrons sélectionnés (p_T)
2. les masses invariantes des deux paires électron-positron (M_{Z_1} et M_{Z_2})
3. le critère d'isolation pour chaque électron (I)
4. le critère de compatibilité de vertex (Vtx)
5. la masse invariante des quatre électrons (M_{4e})

Nous avons donc à notre disposition cinq « familles » de variables potentiellement utilisables, ce qui correspond à 12 entrées possibles (4 pour les p_T, 2 pour les M_Z, 4 pour les I, 1 pour le Vtx et 1 pour M_{4e}).

Une solution permettant de choisir les différentes variables d'entrée serait de tester toutes les combinaisons. Cependant, pour 12 variables d'entrée potentielles, cela correspondrait à tester $2^{12} = 4096$ combinaisons ! Et cela pour différentes configurations du réseau ! Le temps de calcul nécessaire pour réaliser toutes ces combinaisons étant trop long, nous avons choisi de ne tester que les différentes combinaisons de familles, ce qui nous ramène à $2^5 = 32$ possibilités.

Pour chacune de ces combinaisons, plusieurs configurations de réseaux simple et double couche ont été testées. Pour un réseau simple couche, le nombre de neurones dans la couche cachée varie de 2 à deux fois le nombre de variables d'entrée, et ceci de deux en deux. Pour un réseau double couche, le nombre de neurones dans la première couche cachée varie comme pour son homologue simple couche, et le nombre de neurones dans la deuxième couche cachée varie de 2 au nombre de neurones composant la première couche.

Le fait de tester beaucoup de configurations de réseaux présente trois avantages :

- Il évite l'obligation d'avoir *a priori* une idée de la topologie de la distribution des variables dans un espace à 12 dimensions.
- Il permet de déterminer, pour chaque combinaison de familles utilisées, le meilleur réseau possible.
- Il permet aussi de limiter les problèmes liés à la convergence vers un minimum local, lors de la minimisation des erreurs.

[2] La valeur 0,1 a été choisie, car elle correspond à un bon compromis : avec une valeur trop grande, on risquerait de « sauter » un minimum ; avec une valeur trop faible, le temps de convergence serait trop grand.

En effet, pour ce dernier point, deux réseaux de structures proches devraient donner des résultats comparables. Tester les deux revient donc pratiquement à tester deux fois le même réseau avec des initialisations de poids différentes, et garder le meilleur des deux reviendra à conserver celui qui a convergé vers le minimum le plus profond.

Ces différentes configurations seront testées indépendamment sur chacun des trois types de bruit de fond ($t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$ et ZZ^*). Cela signifie que l'on aboutira à trois réseaux ayant chacun leur spécialité. Tous les événements à trier passeront dans les trois réseaux, et c'est la combinaison de leurs trois sorties qui permettra de dire si l'événement correspond à un Higgs ou non.

7.5 Réseau simple couche

Les analyses présentées dans cette section et dans la suivante sont relatives à l'extraction du signal pour un Higgs de masse égale à 150 GeV/c^2. Nous indiquerons la procédure adoptée pour mettre en œuvre un réseau possédant une seule couche cachée, puis nous donnerons les résultats obtenus.

7.5.1 Apprentissage

Pour l'apprentissage, nous avons utilisé 1000 événements de signal, et 1000 événements de chaque type de bruit de fond. Tous les réseaux ont appris sur 2000 itérations. Les nombres d'événements ont été choisis parce qu'ils correspondent à une statistique suffisante, sans toutefois que les temps de calculs ne soient trop longs. En effet, comme nous le verrons plus tard, environ 50% des événements analysés correspondant au signal étaient retenus à l'issue de la sélection, ce qui correspond à une incertitude statistique d'environ 4,5%, acceptable pour cette étude de faisabilité de la sélection par réseaux. Les 2000 itérations permettaient d'aboutir à un apprentissage convenable. Comme on peut le constater sur la courbe d'apprentissage [3] représenté sur la figure 7.14, augmenter le nombre d'itérations aurait pour conséquence d'accroître le temps de calcul sans améliorer l'apprentissage du réseau. Par ailleurs, une méthode de test originale, qui est présentée ci-dessous, permettait de choisir parmi elles, l'itération correspondant à la meilleure généralisation.

Cette méthode de test consistait à choisir, en utilisant 1000 événements de signal et 1000 événements de bruits différents de ceux utilisés pour l'apprentissage, l'itération qui correspondait à la meilleure « significance partielle ». Ce dernier terme désigne la valeur de significance obtenue, après pondération convenable des événements signal et bruit, lorsque seul le bruit de fond utilisé lors de l'apprentissage est pris en compte. A chaque itération, la significance

[3] La courbe d'apprentissage permet de suivre l'évolution du réseau lors de la phase d'apprentissage. Elle représente l'évolution d'un certain critère en fonction du nombre d'itérations. Le critère retenu ici est proportionnel à l'inverse de la significance partielle estimée après chaque itération.

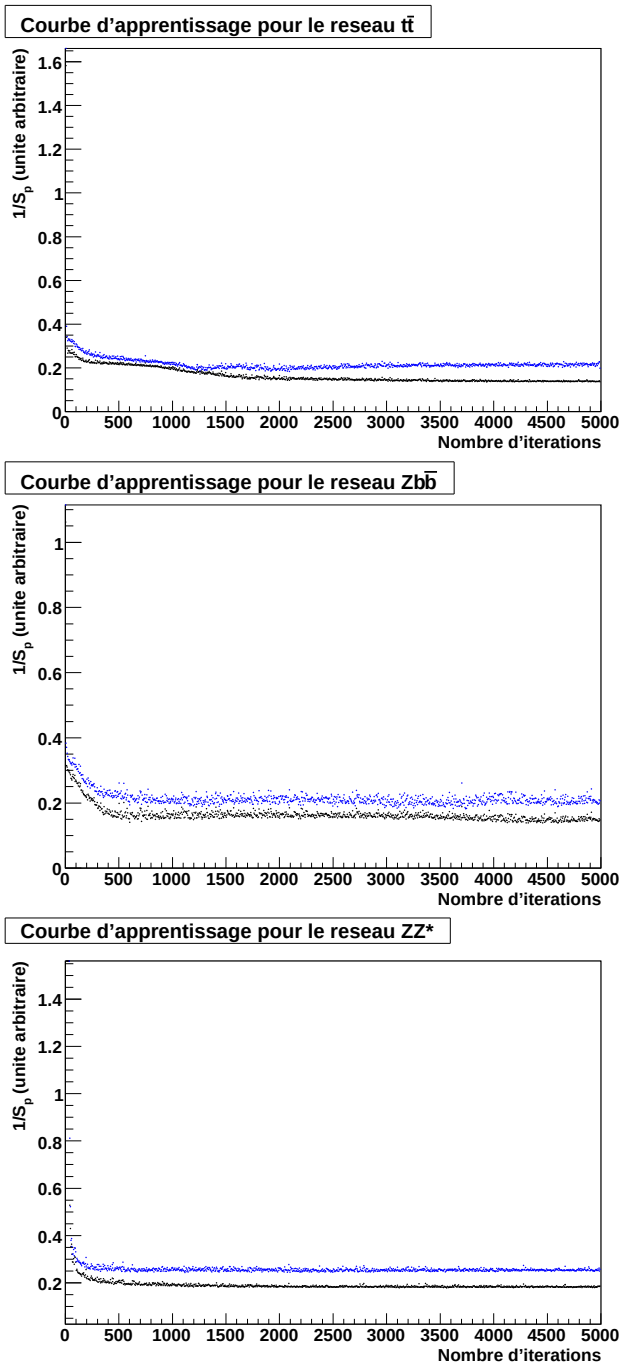


FIG. 7.14 – Courbes d'apprentissage pour les différents réseaux, en noir pour les échantillons d'apprentissage, et en bleu pour les échantillons de test

partielle était donc évaluée. Cette technique, peu conventionnelle, présente l'avantage d'assurer une bonne généralisation du réseau, et d'éviter le sur-apprentissage qui tendrait à mieux sélectionner les événements sur lesquels le réseau a appris au détriment de l'extrapolation à d'autres événements.

7.5.2 Les meilleurs réseaux

Pour les différents bruits de fond , les réseaux qui maximisent les significances partielles pour les différents bruits sont les suivants :

1. Pour le bruit $t\bar{t}$: M_{4e}, Vtx, I et M_Z.
2. Pour le bruit $Zb\bar{b}$: M_{4e}, Vtx, I et p_T.
3. Pour le bruit ZZ^* : M_{4e}, I et M_Z.

Analysons ces résultats :

- Pour le $t\bar{t}$ et le $Zb\bar{b}$, la compatibilité de vertex a été retenue comme significative. Cela correspond au comportement attendu au vu des distributions de ce critère, qui a été présenté au chapitre précédent : les distributions sont très différentes pour le Higgs et pour l'un des bruits $t\bar{t}$ ou $Zb\bar{b}$.
- Le critère d'isolation est toujours employé (ce qui est surprenant pour ZZ^*).
- Les p_T et les M_Z ne sont pas pris en compte simultanément.
- La masse invariante M_{4e}, reconstruite à partir des quatre électrons, est toujours utilisée ; c'est effectivement un critère fort.

Notons que le fait d'adopter M_{4e} comme paramètre pour l'apprentissage peut paraître *a priori* surprenant, puisque cette masse est inconnue. Il est évident que cette méthode obligera, comme nous le verrons plus loin, à procéder à plusieurs analyses des mêmes événements, en faisant varier la valeur de ce paramètre m_H. Il faut également remarquer que cette information est déjà présente (même si elle est masquée) lorsque l'on utilise les M_Z ou les p_T, puisque leur distribution va directement dépendre de la masse du Higgs. Par ailleurs, le but de cette étude est avant tout de trouver une procédure pour observer le Higgs le plus rapidement possible, et non de mesurer sa masse avec précision. Une fois que la zone de masse dans laquelle se situe le boson aura été mise en évidence, une étude plus fine permettra de déterminer cette masse avec une plus grande précision.

7.5.3 Sélection opérée sur chacun des bruits

Pour tester la réponse des réseaux, nous avons utilisé des événements différents de ceux qui ont servi pour l'apprentissage. Comme pour l'apprentissage, nous avons fait passer, dans chacun des réseaux optimisés pour un bruit donné, 1000 événements correspondant à la production de Higgs - les mêmes pour les trois bruits - et 1000 correspondant à ce bruit. En principe,

la réponse de chacun des réseaux à un événement donné est un nombre réel, compris entre 0 et 1. Le nombre 0,1 correspond à un événement identifié formellement comme du bruit et la valeur 0,9 à un Higgs. Ces valeurs ont été préférées aux valeurs 0 et 1 parce qu'elles permettaient au processus d'apprentissage de converger plus rapidement. Si la sortie du réseau est une valeur intermédiaire, elle donne une indication sur la probabilité que l'événement en question corresponde à un boson de Higgs ou non, la valeur 0,5 signant le doute absolu. Un exemple des distributions obtenues à l'issue de ce tri pour les trois types de bruits est donné sur la figure 7.15. On constate qu'à première vue, le résultat de la séparation est satisfaisant pour les trois bruits considérés.

7.5.4 Combinaison des trois tris et significance

En combinant les trois tris, on obtient donc, pour chaque événement, trois réels dont la valeur est comprise entre 0 et 1. En faisant passer 1000 événements de chaque type dans tous les réseaux, et en traçant la sortie des trois réseaux dans un espace à 3 dimensions, on s'attend à trouver les événements Higgs autour de (0,9 ; 0,9 ; 0,9), les événements $t\bar{t}$ autour de (0,1 ; Y ; Z), les $Zb\bar{b}$ autour de (X ; 0,1 ; Z), et les ZZ^* autour de (X ; Y ; 0,1), les symboles X, Y et Z désignant des valeurs quelconques.

Le résultat obtenu sous forme de diagramme à trois dimensions est montré sur la figure 7.16. Les points correspondant au Higgs (en rouge) sont regroupés dans la zone proche de (0,9 ; 0,9 ; 0,9), tandis que le bruit de fond est réparti dans le reste de l'espace. Le résultat est encore meilleur que sur chacun des trois diagrammes à une dimension, puisque certains événements pouvant être confondus avec du Higgs par l'un des réseaux sont exclus par au moins l'un des deux autres. On peut voir également sur cette figure que le bruit de fond le plus difficile à distinguer est le ZZ^*, comme on pouvait s'y attendre.

A l'issue de cette phase, nous avons donc accompli un progrès considérable. Nous devions séparer topologiquement des événements dans un espace à 12 dimensions. Il nous reste à présent à le faire dans un espace qui ne comporte plus que 3 dimensions, et pour des points dont certains ont déjà été regroupés.

Pour achever la sélection, nous allons rechercher une sphère centrée sur (0,9 ;0,9 ;0,9) qui permette de séparer au mieux les points rouges des autres. Cette opération sera effectuée en faisant varier le rayon de la sphère de façon à optimiser la significance obtenue à partir du nombre de signaux et de bruits situés à l'intérieur, après normalisation convenable de ces nombres pour tenir compte des sections efficaces et des coefficients de présélection. La valeur absolue de la significance optimale est calculée pour une luminosité intégrée donnée, ici $30 fb^{-1}$.

Dans l'étude présentée dans ce paragraphe (réseau simple couche), la

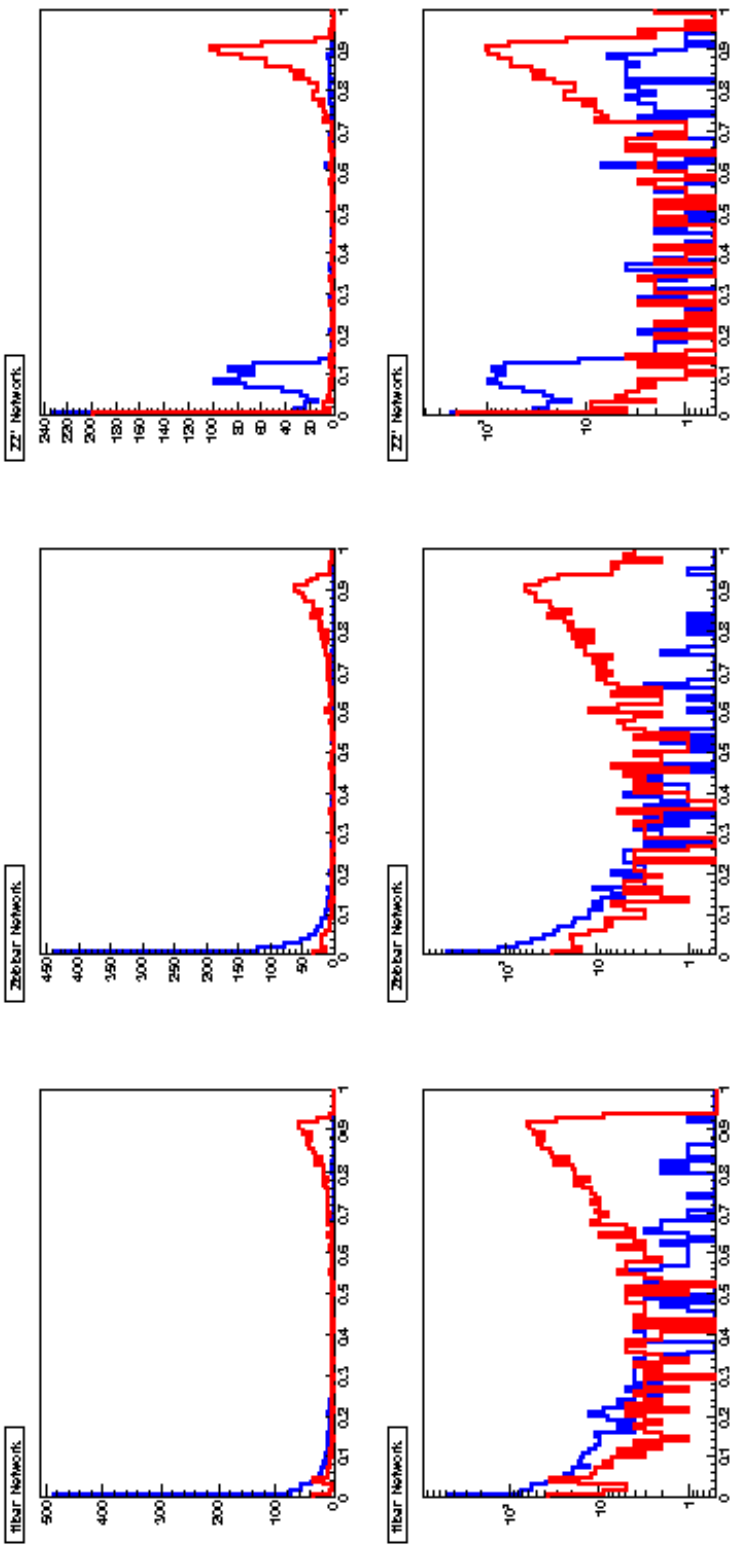


FIG. 7.15 – Courbes montrant les sorties des trois réseaux simple-couche pour le Higgs (en rouge) et pour le bruit considéré (en bleu). Les courbes du bas reprennent les courbes du haut avec l'ordonnée en échelle logarithmique.

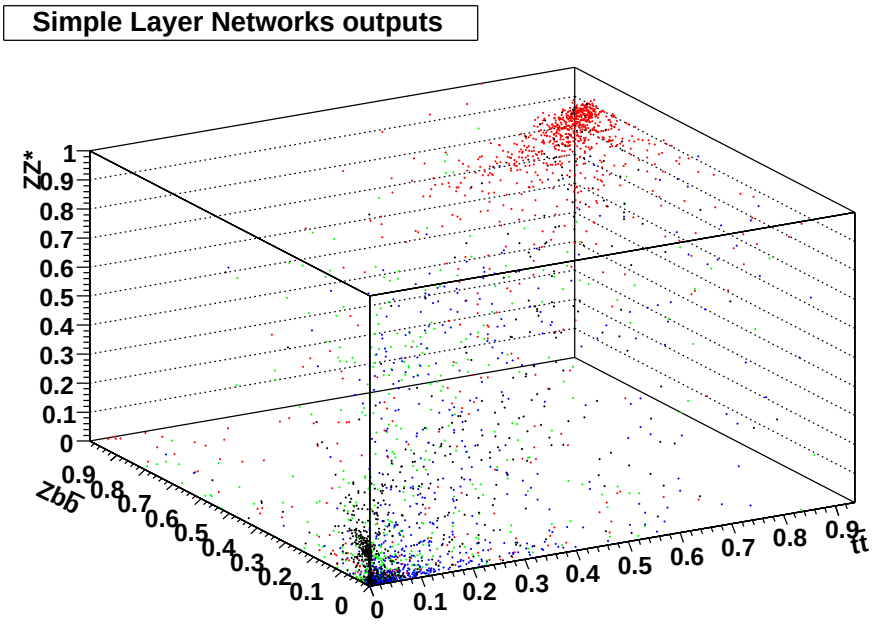


FIG. 7.16 – Représentation tri-dimensionnelle des événements après leur passage dans les trois réseaux simple-couche (Higgs en rouge, $t\bar{t}$ en vert, $Zb\bar{b}$ en bleu et ZZ^* en noir)

significance trouvée pour cette luminosité intégrée de $30fb^{-1}$ et pour la meilleure sphère est :

$$S = 6,23 \pm 0,21$$

avec $N_S = 14,01 \pm 0,58$, $N_B = 1,98 \pm 0,12$ (avec $N_{t\bar{t}} = 0,11 \pm 0,04$, $N_{Zb\bar{b}} = 0 \pm 0,06$ et $N_{ZZ^*} = 1,87 \pm 0,10$). Le rayon de cette sphère est $R = 0,11$.

Les incertitudes indiquées ici sont d'origine statistique. Elles ont été calculées d'après les nombres d'événements retenus dans la sphère pour le signal et les différents bruits à partir des événements initiaux, c'est-à-dire avant normalisation de ces nombres pour tenir compte des sections efficaces différentes et des présélections[4].

[4]Les incertitudes systématiques sur la significance sont d'origine théorique et expérimentale. Les premières (théoriques) représentent les erreurs sur les sections efficaces adoptées pour les différents bruits de fond et pour la production du Higgs. Les secondes (expérimentales) proviennent des incertitudes sur l'efficacité des triggers L1 et HLT, sur les épaisseurs de matière contenues dans le trajectographe, sur la calibration et la résolution des mesures d'énergie et d'impulsion, ainsi que sur l'efficacité de reconstruction des électrons. Les erreurs systématiques théoriques et expérimentales ont été évaluées pour les coupures classiques dans [Baffioni et al., a]. Leur composition aboutit à une erreur systématique globale variant de 4 à 6% sur la significance, selon la masse supposée pour le Higgs, entre 120 et 180 GeV/c^2.

On remarque que le bruit ZZ^* est le plus difficile à éliminer. On voit en revanche que le bruit $Zb\bar{b}$ est totalement supprimé. Notons toutefois que cette valeur nulle suggère que le nombre d'événements analysés est sans doute un peu faible, ce qui peut introduire des fluctuations statistiques significatives. La statistique est néanmoins suffisante pour démontrer la validité de la méthode de sélection.

La significance trouvée, qui correspond à 14 événements formellement identifiés, et qui se situe bien au-delà du seuil usuel de découverte (S = 5), permet de montrer que le boson de Higgs pourrait être identifié avant même d'atteindre la luminosité nominale du LHC. Cette significance est, par ailleurs, du même ordre que celle qui résulte de coupures droites optimisées à la même masse, qui a été estimée à 6,17 (voir [Baffioni et al., a]).

A partir de la valeur de la significance trouvée à $30fb^{-1}$ il est possible d'estimer la luminosité nécessaire pour atteindre le seuil de découverte à S=5 grâce à la formule 7.2. Cette luminosité a pour valeur :

$$\mathcal{L}_{Decouverte} = 19,3 \pm 1,3 fb^{-1}$$

.

7.6 Réseau double couche

Bien que les résultats obtenus avec un réseau simple couche soient déjà très bons, il est encore possible de les améliorer en utilisant un réseau double couche. Un tel réseau sera capable de gérer des discontinuités dans les zones topologiques à prendre en compte, ce qui donne *a priori* l'espoir d'améliorer l'identification.

La procédure expérimentale utilisée est la même que celle présentée pour les réseaux simple couche.

Pour ces différents réseaux, les significances partielles maximales sont obtenues lorsque l'on utilise les variables suivantes :

- bruit de fond $t\bar{t}$: M_{4e}, Vtx, I et M_Z
- bruit de fond $Zb\bar{b}$: M_{4e}, Vtx, I et p_T.
- bruit de fond ZZ^* : M_{4e}, Vtx , p_T et M_Z.

On remarque que, pour les bruits $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$, les variables utilisées sont les mêmes que dans le cas d'un réseau simple couche. Pour le ZZ^*, le critère d'isolation a été remplacé par le critère de compatibilité de vertex. Ce choix est plus compréhensible que le précédent, car bien que les distributions de ce critère de compatibilité de vertex soient très proches pour le signal et pour le bruit ZZ^* (voir la figure 6.20), il existe tout de même, entre les deux, une légère différence qui peut sans doute être exploitée par le réseau.

Les résultats obtenus avec les meilleurs réseaux double couche sont présentés sur les figures 7.17 et 7.18.

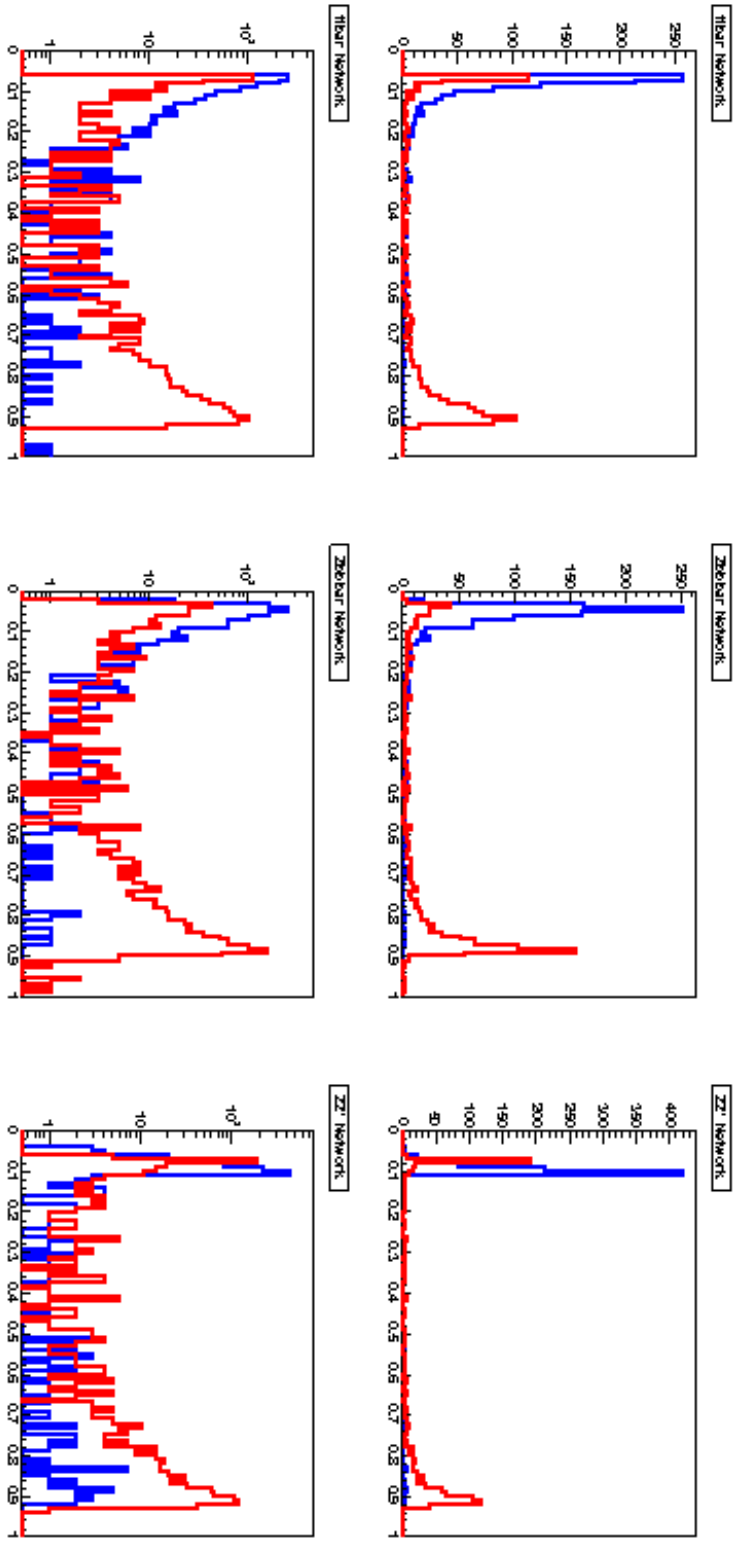


FIG. 7.17 – Courbes montrant les sorties des trois réseaux double-couche pour le Higgs (en rouge) et pour le bruit considéré (en bleu). Les courbes du bas reprennent les courbes du haut avec l'ordonnée en échelle logarithmique.

En examinant attentivement les figures 7.16 et 7.18, on peut distinguer une amélioration entre les résultats donnés par le réseau simple couche et ceux du réseau double couche, qui se traduit par une meilleure concentration des événements Higgs dans le coin supérieur droit du cube, et par une raréfaction des événements (signal + bruits) dans la région centrale de ce cube. Cependant, c'est au niveau du chiffrage quantitatif de la significance que la comparaison prendra tout son sens.

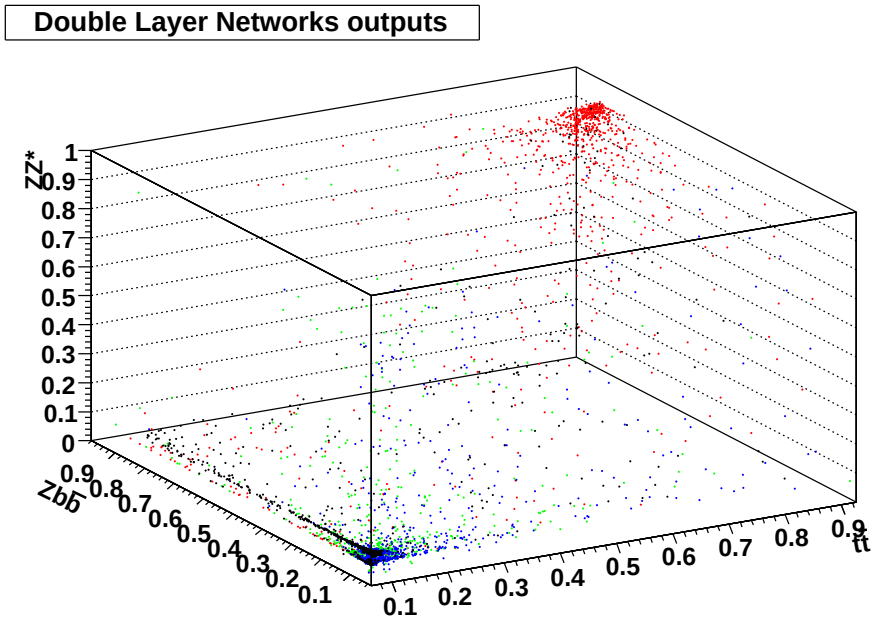


FIG. 7.18 – Représentation tri-dimensionnelle des événements après leur passage dans les trois réseaux double-couche (Higgs en rouge, $t\bar{t}$ en vert, $Zb\bar{b}$ en bleu et ZZ^* en noir)

Le rayon de la sphère donnant la meilleure valeur est maintenant égal à $R = 0,15$. Cette sphère permet d'obtenir une significance de

$$S = 6.94 \pm 0,21$$

à $30fb^{-1}$, nettement plus élevée que celle obtenue avec le réseau simple couche, le nombre de bosons identifiés étant supérieur de plus de trois unités ($N_S = 17,59$ au lieu de $14,0$), alors que le bruit n'a que légèrement augmenté ($N_B = 2,55 \pm 0,13$ au lieu de $1,98 \pm 0,12$). Le détail de ce bruit est le suivant : $N_{t\bar{t}} = 0,12 \pm 0,04$, $N_{Zb\bar{b}} = 0,06 \pm 0,06$ et $N_{ZZ^*} = 2,36 \pm 0,11$.

On note qu'ici encore, le bruit ZZ^* est le plus difficile à éliminer.

En conclusion, lors de cette étude, on a donc établi que les réseaux de neurones permettent d'extraire le signal de production du Higgs initialement noyé dans les différents bruits de fond, et ceci avec une efficacité remarquable.

La supériorité des réseaux double-couche a été démontrée, puisqu'ils assurent un gain de 0,7 point de significance. La luminosité intégrée nécessaire pour la découverte (S=5) s'en trouve abaissée de 19,3 à 15,5 fb^{-1}, ce qui constitue un gain appréciable. Seuls des réseaux double couche seront donc utilisés par la suite. Par ailleurs, on appellera « super-réseau » l'ensemble de la chaîne de sélection composée des 3 réseaux de neurones et de la méthode de la sphère permettant de combiner l'information de ces trois réseaux.

Les distributions de masses invariantes reconstruites à partir des quatre électrons dans le cas du signal et des différents bruits de fond sont représentées sur la figure 7.19 avant et après les coupures du réseau. L'effet de sélection par le super-réseau est spectaculaire.

7.7 Analyse à différentes masses

Comme nous l'avons déjà exposé, la masse du Higgs étant inconnue, il sera nécessaire de la traiter comme un paramètre dans l'analyse des données. La section efficace de production du boson varie en fonction de ce paramètre, ce qui aura une incidence directe sur la significance obtenue pour une luminosité donnée. Mais, comme nous l'avons vu, la masse est également l'une des grandeurs prises en considération, directement et indirectement, par le super-réseau, pour l'extraction du signal. Il est donc possible et d'un grand intérêt de déterminer la significance pour différentes hypothèses relatives à la masse du Higgs. C'est ce qui a été fait au cours de ce travail. Pour cela, nous disposions, dans la gamme d'énergie concernée, de lots d'événements générés par le logiciel ORCA (voir le chapitre précédent) pour des valeurs de m_H égales à 120, 130, 140, 150, 160, 170 et 180 GeV/c^2. Pour chacun de ces lots, la même procédure d'apprentissage a été réalisée, et la même structure a été conservée (même nombre de couches, même nombre de neurones par couche, mêmes familles de paramètres prises en considération...).

La variation de la significance obtenue en fonction de la masse du Higgs est présentée sur la figure 7.20, avec l'incertitude d'origine statistique associée à chaque point.

Les valeurs obtenues sont très bonnes. Si on les compare (tableau 7.2) aux significances obtenues par la méthode classique consistant à faire des coupures droites séquentielles sur les différentes distributions [Baffioni et al., a], on constate que les valeurs issues d'un tri par réseau de neurones sont nettement meilleures pour les masses de 140, 150 et 160 GeV/c^2, et comparables à ces résultats de coupures droites pour les points les plus éloignés de 150 GeV/c^2 qui est, rappelons-le, la masse pour laquelle la structure du réseau a été optimisée. Pour toutes les valeurs de m_H différentes de 150 GeV/c^2, les significances obtenues ici pourraient donc être vraisemblablement améliorées en optimisant la structure du réseau pour chaque masse.

Une autre grandeur intéressante est la luminosité intégrée $\mathcal{L}$ nécessaire

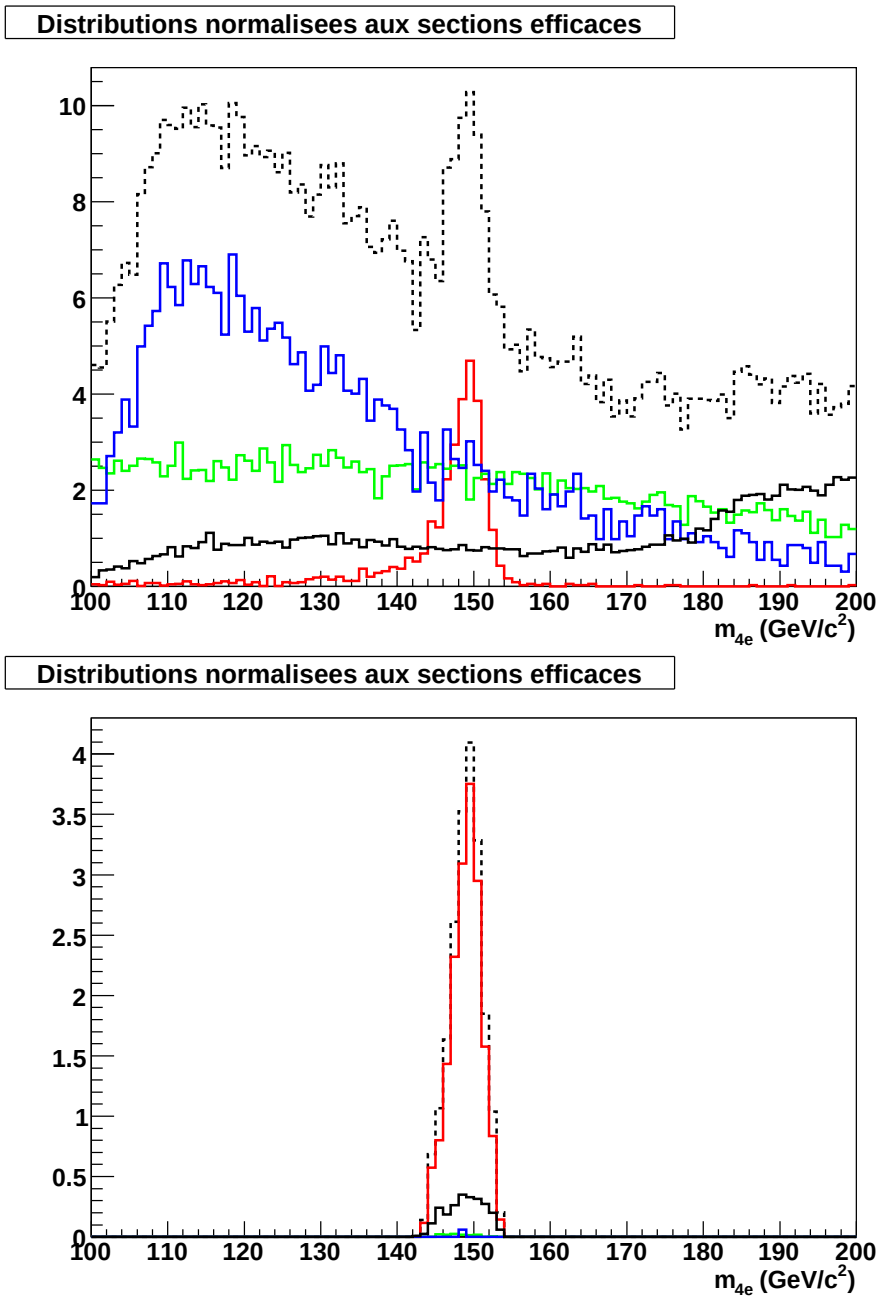


FIG. 7.19 – Le signal et les différents bruits de fond avant et après les coupures. Higgs en rouge, $t\bar{t}$ en vert, $Zb\bar{b}$ en bleu, ZZ^*en noir et la superposition des quatre en pointillés.

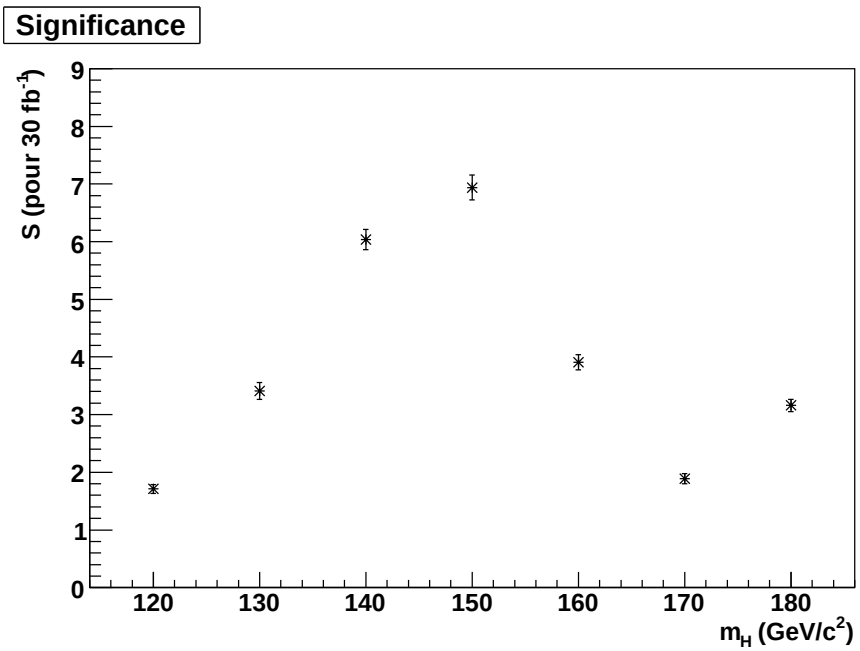


FIG. 7.20 – Significance obtenue sur des événements ORCA correspondant à différentes masses du Higgs. Les barres d'erreur reportées sont d'origine statistique

m_H(GeV/c^2)	120	130	140	150	160	170	180
$S_{Reseaux}$	1,71	3,41	6,04	6,94	3,91	1,89	3,16
$S_{Coupures}$	1,78	3,37	5,51	6,17	3,64	1,78	3,28

TAB. 7.2 – Comparaison des significances obtenues par les réseaux de neurones et par les coupures classiques

pour atteindre le seuil de découverte à 5σ pour chaque valeur de m_H. La variation de $\mathcal{L}$ en fonction de m_H est présentée sur la figure 7.21

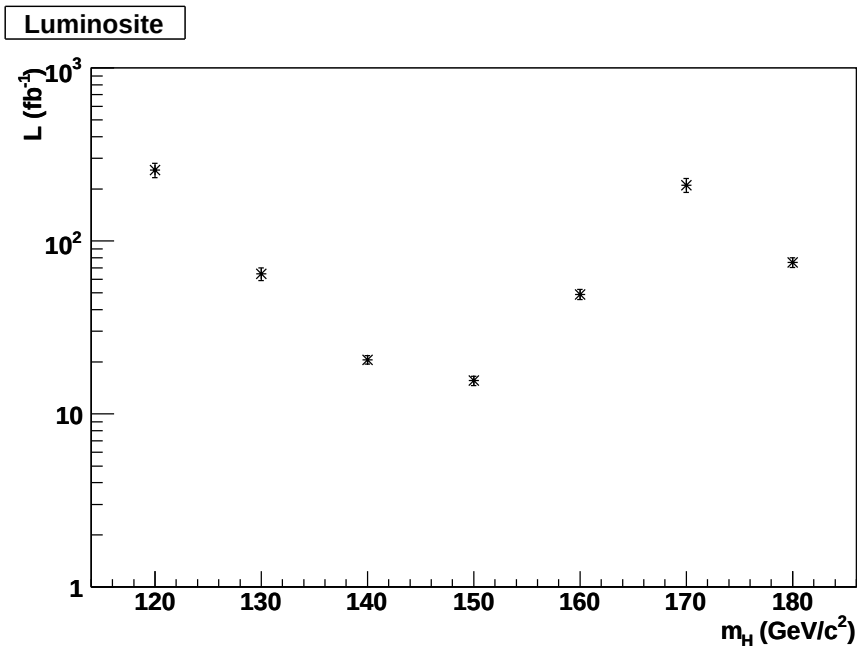


FIG. 7.21 – Luminosité nécéssaire pour atteindre une significance de 5 σ, représentée avec les barres d'erreurs

On constate sur cette figure que la valeur de cette luminosité intégrée est très dépendante de m_H. Elle passe par un minimum prononcé pour $m_H = 150\ \mathrm{GeV}/c^2$, masse pour laquelle la section efficace prévue pour la production du Higgs est maximale. On remarque également que la découverte du Higgs paraît accessible pour toutes les valeurs de m_H allant de 130 à 160 GeV/c^2, lorsqu'une luminosité intégrée de $65 fb^{-1}$ aura été atteinte. Au contraire, si la masse du Higgs se situe en dehors de cet intervalle, des luminosités intégrées beaucoup plus fortes (de l'ordre de $100 fb^{-1}$ et au-delà) devront être obtenues pour espérer sa découverte par le canal considéré ici.

7.8 Stratégie menant à la découverte du Higgs

Pour pouvoir découvrir le Higgs sans connaître sa masse *a priori*, une série de super-réseaux devra être utilisée. Chacun d'entre eux aura appris à extraire du bruit les signaux correspondant à un boson de masse donnée, notée m_{Res}. Chaque fichier contenant tous les événements à analyser sera « filtré » au moyen de tous ces super-réseaux, et le nombre d'événements ayant franchi ce filtre sera reporté en fonction de m_{Res}. La courbe obtenue devrait présenter un pic pour les réseaux correspondant à une valeur m_{Res}

proche de la masse réelle du Higgs m_H.

Pour appliquer cette méthode, une « grille » de super-réseaux espacés de 10 GeV/c^2 est insuffisante. En effet, l'intervalle en masse séparant deux super-réseaux successifs devrait être inférieur à la résolution de reconstruction de la masse du Higgs, qui est de l'ordre de 4 GeV/c^2 (voir figure 6.23). Des super-réseaux espacés de 2 GeV/c^2 vont donc être utilisés.

Pour générer les événements nécessaires à l'apprentissage et au test de ces réseaux, nous avons utilisé le logiciel de simulation rapide FAMOS, afin d'obtenir des super-réseaux espacés en m_{Res} de 2 GeV/c^2 entre 120 et 180 GeV/c^2. La première étape de cette procédure a été de vérifier, à 150 GeV/c^2, que les distributions des paramètres les plus importants pour caractériser les événements issus de la simulation rapide et de la simulation complète étaient comparables. Cette comparaison est montrée sur les figures 7.22 et 7.23.

Des distributions similaires sont observées pour les quatre impulsions transverses ainsi que pour la masse invariante du Z^* et pour les quatre critères d'isolation. Mais des différences apparaissent lorsque l'on compare les distributions de masses reconstruites du Z et du Higgs, ainsi que celles du critère de compatibilité de vertex. Les valeurs absolues des significances obtenues par FAMOS risquent donc de ne pas être significatives. Par contre, cette simulation rapide va permettre de montrer la faisabilité de la méthode. Par ailleurs, une correction pourra être apportée aux significances trouvées afin d'aboutir à une meilleure évaluation de celles que l'on pourrait trouver en réalisant l'étude avec le logiciel de simulation complète.

La procédure décrite ci-dessus pour tester le pouvoir de séparation des réseaux mis au point sur des événements générés par ORCA a maintenant été reprise pour les événements générés par FAMOS. Les significances obtenues pour les différentes masses sont présentées sur la figure 7.24. On retrouve une variation de S en fonction de m_H semblable à celle observée sur la figure 7.20, avec notamment un maximum à 150 GeV/c^2 et de faibles fluctuations qui reflètent l'ensemble des effets aléatoires inhérents à la méthode et à l'échantillonnage des événements.

Remarquons à nouveau que, pour chacune des masses, on a utilisé la même structure de réseau, seuls les paramètres d'apprentissage ont changé. Une optimisation supplémentaire consisterait à rechercher la meilleure configuration de réseau pour chaque masse.

Les significances dites « FAMOS-FAMOS » parce qu'elles sont issues d'événements FAMOS passant dans des réseaux ayant subi un apprentissage sur des événements FAMOS, peuvent être comparées aux significances « ORCA-ORCA » pour les valeurs de m_H multiples de 10. On constate, sur la figure 7.24 qu'elles sont globalement surestimées. Les échantillons provenant de la simulation ORCA étant plus proches de la réalité que ceux issus de FAMOS, les significances correspondantes semblent plus réalistes. Les valeurs issues de FAMOS ont donc été corrigées en utilisant tous les points

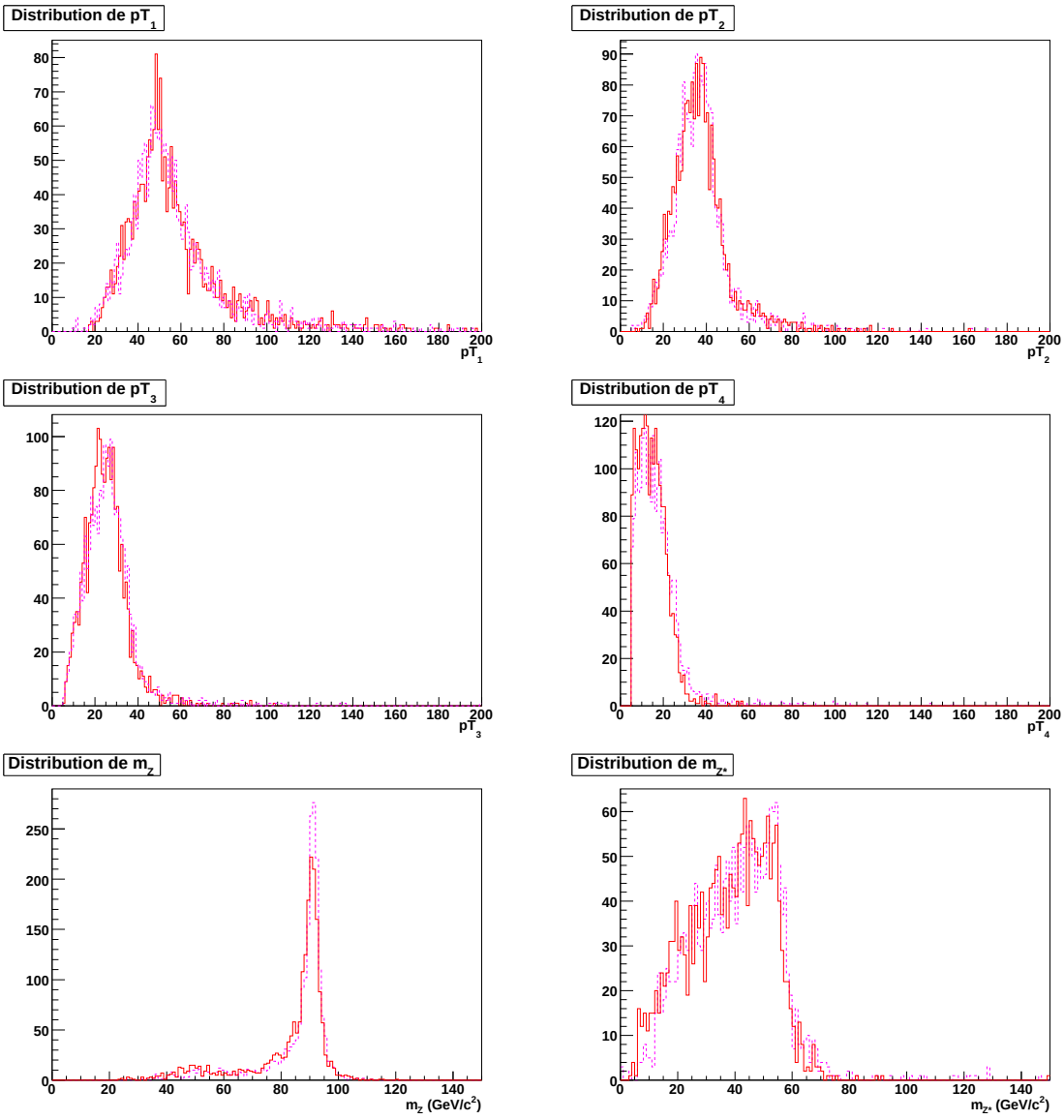
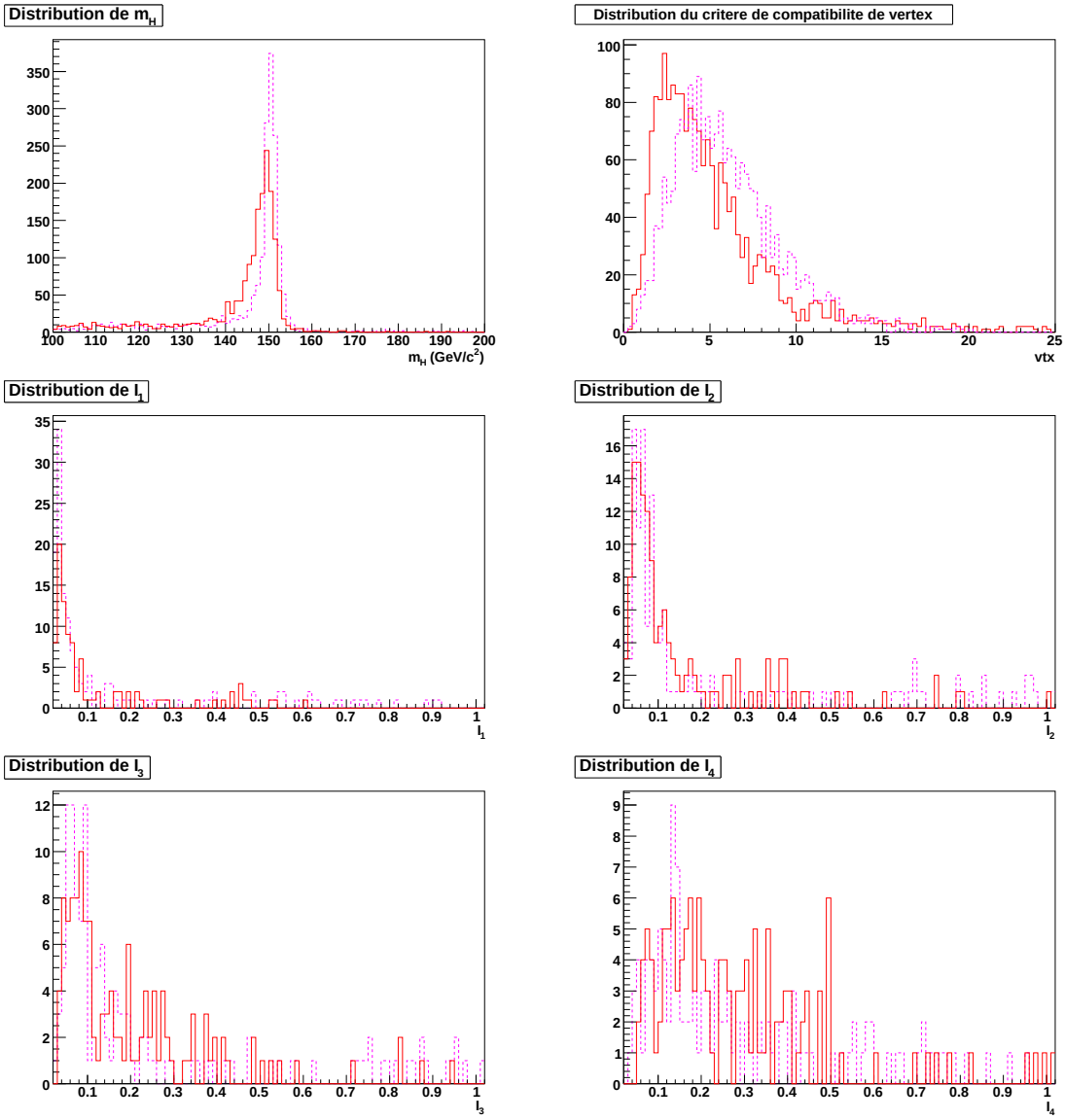


FIG. 7.22 – Distribution des quatre impulsions transverses et des masses du Z et du Z^* issus de la désintégration du Higgs pour FAMOS (en pointilés) et ORCA (en traits pleins)



	I_1	I_2	I_3	I_4
ORCA	$(95,0 \pm 0,5)\%$	$(92,7 \pm 0,6)\%$	$(92,8 \pm 0,6)\%$	$(92,2 \pm 0,6)\%$
FAMOS	$(92,3 \pm 0,6)\%$	$(92,3 \pm 0,6)\%$	$(91,8 \pm 0,6)\%$	$(91,4 \pm 0,6)\%$

FIG. 7.23 – Distribution de la masse invariante pour un Higgs de 150 GeV/c^2, du critère de compatibilité de vertex et des quatre critères d'isolation, pour FAMOS (en pointillés) et ORCA (en traits pleins). Le pourcentage d'événements pour lequel la valeur de l'isolation est 0 est indiqué dans le tableau.

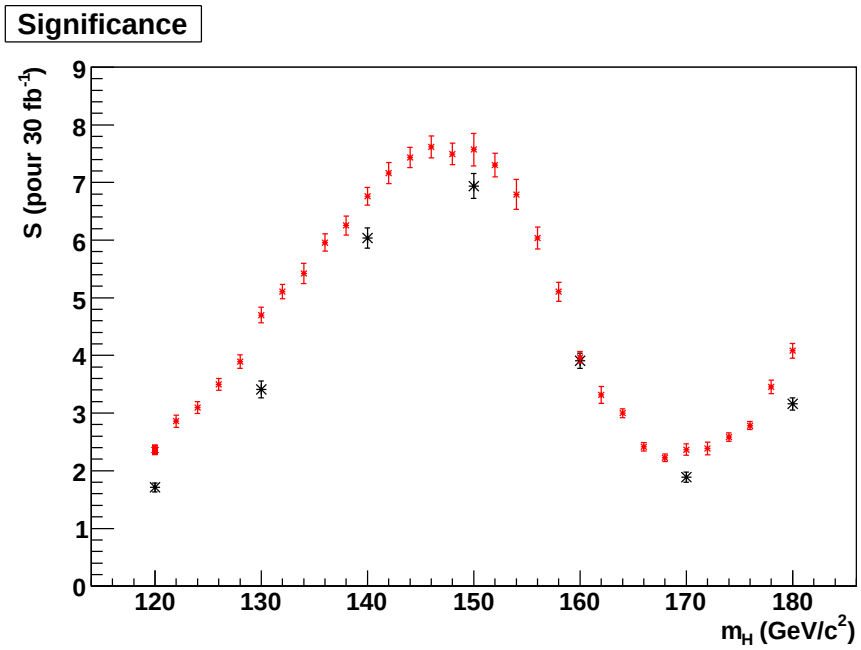


FIG. 7.24 – Significances obtenues par FAMOS (en rouge) et par ORCA (en noir) pour différentes masses de Higgs

de comparaison disponibles. On obtient ainsi une image très complète de la courbe représentant l'évolution de la significance associée à la méthode présentée ici en fonction de la masse du Higgs, entre 120 et 180 GeV/c^2.

7.9 Découverte du Higgs

7.9.1 Faisabilité : événements FAMOS dans réseaux FAMOS

Maintenant que les super-réseaux correspondant à chaque masse ont subi avec succès la phase d'apprentissage, ils sont prêts pour la phase ultime, qui est l'identification d'un boson de Higgs de masse inconnue. Leur zone de travail se situe pour m_H compris entre 120 et 180 GeV/c^2. Afin de tester le fonctionnement de la batterie de super-réseaux dans de telles conditions, nous avons tout d'abord repris les lots d'événements générés par FAMOS pour des valeurs de m_H espacées de 10 en 10 GeV/c^2 entre 120 et 180 GeV/c^2. Un nombre d'événements de signal et de bruit correspondant à une luminosité intégrée de $30 fb^{-1}$ a été analysé par l'ensemble des 31 super-réseaux constituant cette batterie, qui correspondent aux 31 valeurs de masse échelonnées de 2 en 2 GeV/c^2 entre 120 et 180 GeV/c^2. Pour chacun de ces super-réseaux, caractérisés par la masse m_{res}, le nombre total d'événements $N_{Obtenu}(m_{Res})$ issus du filtrage est la somme du signal

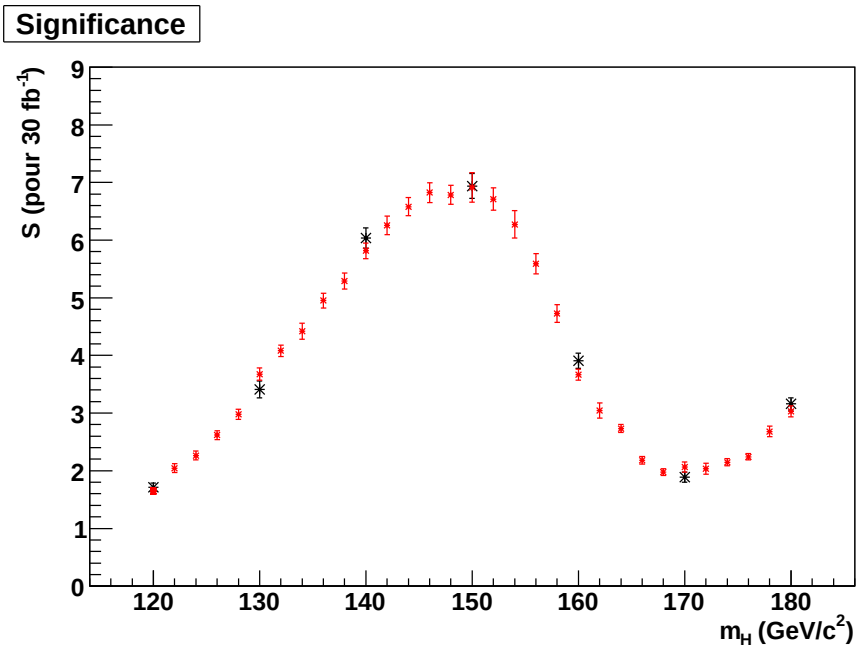


FIG. 7.25 – Significances obtenues par FAMOS après correction (en rouge) et par ORCA (en noir) pour différentes masses de Higgs

($N_S(m_{Res})$) et du bruit ($N_B(m_{Res})$). La valeur de ($N_B(m_{Res})$) n'est en principe pas connue, mais une estimation peut en être obtenue en faisant passer à travers la batterie un lot d'événements correspondant uniquement aux bruits. La courbe représentant la variation de N_B en fonction de m_{Res} est présentée sur la figure 7.26. Un ajustement de cette courbe par une fonction cubique a été utilisé pour exprimer le nombre moyen de bruits attendu pour chacun des filtrages, noté $NB_{Attendu}(m_{Res})$. Les valeurs réelles de ($N_B(m_{Res})$) résultant des filtrages diffèreront de ce nombre moyen, notamment en raison des fluctuations statistiques associées aux différents lots d'événements-bruit utilisés, mais la fonction $NB_{Attendu}(m_{Res})$ en fournira une bonne approximation.

Pour chacun des sept lots d'événements FAMOS correspondant aux masses de Higgs allant de 120 à 180 GeV/c^2, les valeurs de $N_{Obtenu}(m_{Res}) - NB_{Attendu}(m_{Res})$ ont été reportées en fonction de m_{Res}. Les graphes ainsi obtenus, qui sont représentés sur la figure 7.27, font apparaître des maxima plus ou moins prononcés selon la valeur de m_H.

Ces maxima sont clairement observés pour toutes les masses du Higgs hormis 120 GeV/c^2 lorsque la masse du super-réseau d'analyse est proche de celle des événements qui lui ont été soumis. Pour la valeur $m_H = 120$ GeV/c^2, une faible remontée est également visible, mais ne se distingue pas suffisam-

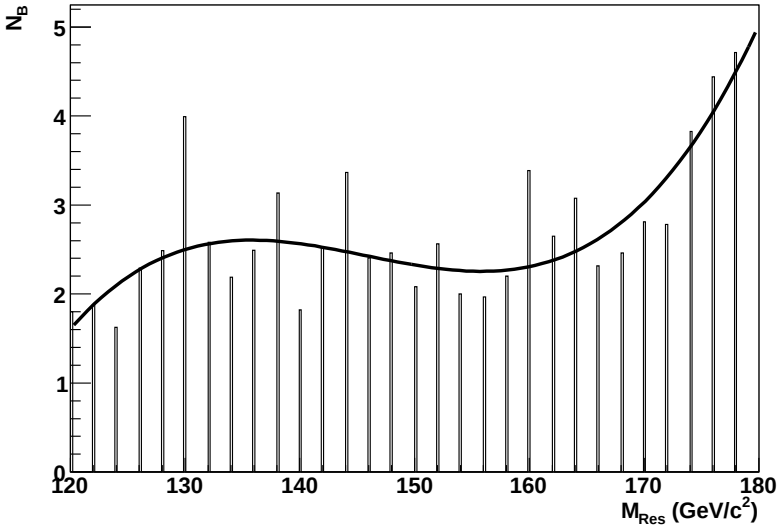


FIG. 7.26 – Nombre d'événements de bruit passant les différents réseaux

ment du bruit pour que l'on puisse observer le Higgs. Ce résultat est en bon accord avec la faible significance attendue pour cette masse et pour une luminosité intégrée de $30fb^{-1}$.

Pour toutes les autres masses, sauf 180 GeV/c^2 pour laquelle le spectre est tronqué, il est frappant de constater que les courbes présentent une allure « en cloche » assez régulière, plusieurs points voisins du maximum correspondant à des valeurs élevées. Cette caractéristique indique que le maillage (de 2 GeV/c^2) de la batterie de super-réseaux qui a été constitué est suffisamment serré pour identifier le boson Higgs, quelle que soit sa masse dans la zone considérée, s'il est produit et se désintègre avec une probabilité suffisante dans le canal étudié. De plus, la courbe $[N_{Obtenu} - NB_{Attendu}](m_{Res})$ permettra d'obtenir une estimation de sa masse. En effet, un ajustement des courbes de la figure 7.27 par une fonction constituée de la somme d'une gaussienne et d'un fond constant permet de déterminer la position du maximum pour toutes les valeurs de m_H, excepté les extrêmes (120 et 180 GeV/c^2). On constate, en consultant les nombres présentés dans les encadrés associés à chaque courbe, que les maxima de réponse des réseaux sont obtenus pour des valeurs de m_{Res} égales aux valeurs de m_H ayant servi à la synthèse des événements analysés, avec une précision de l'ordre du GeV/c^2. C'est avec cette précision que l'on peut donc espérer estimer la masse du boson de Higgs par cette méthode.

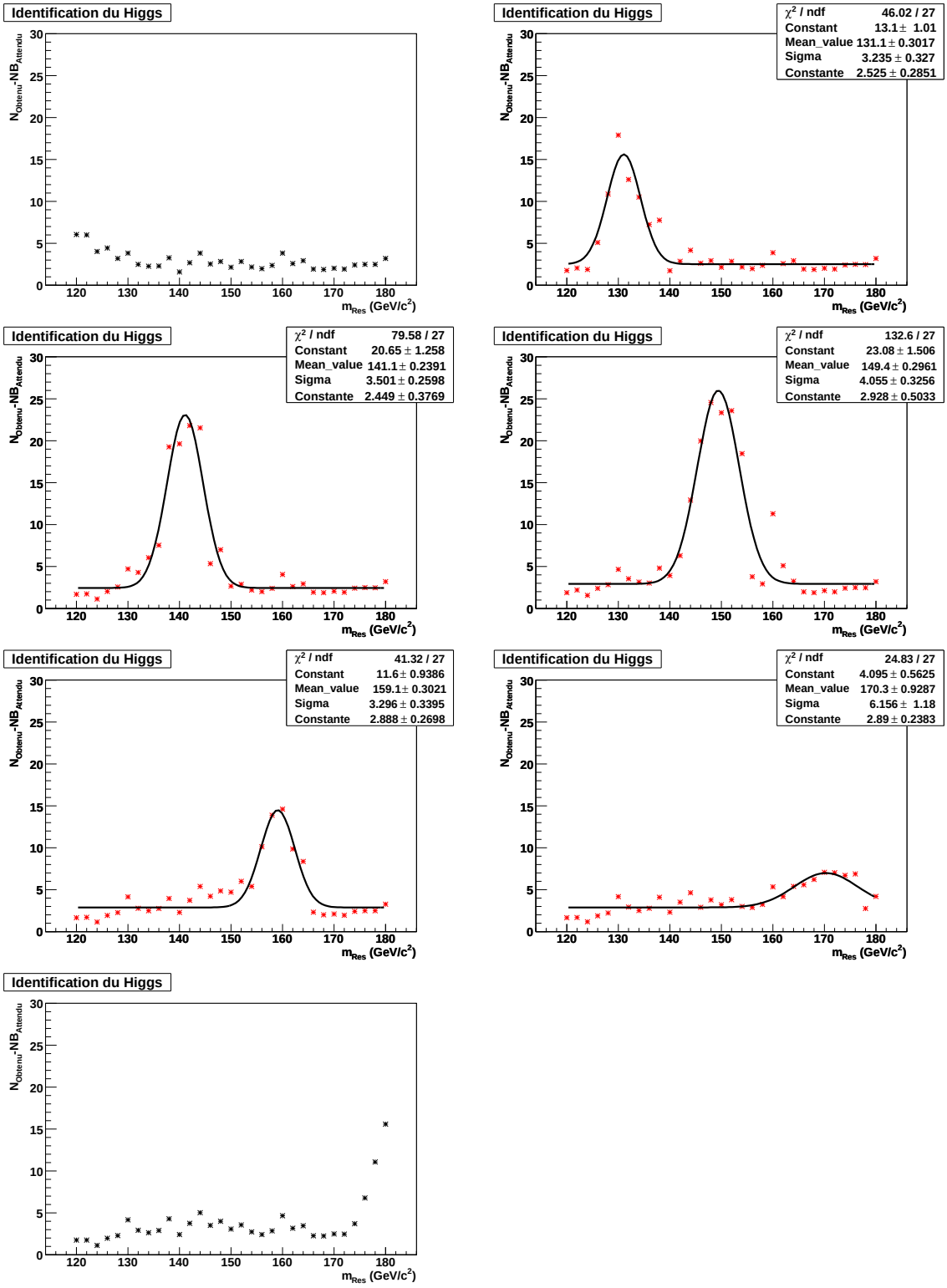


FIG. 7.27 – Evénements Higgs simulés par FAMOS à différentes masses passant dans chacun des réseaux déterminés par FAMOS

7.9.2 Extension des résultats : événements ORCA dans réseaux FAMOS

Une étude similaire a ensuite été réalisée en utilisant les événements générés par ORCA à 120, 130, 140, 150, 160, 170 et 180 GeV/c^2. Les résultats obtenus sont montrés sur la figure 7.28. Ils confirment ceux qui ont été obtenus avec les événements issus de FAMOS et démontrent la robustesse de la technique d'analyse utilisée : elle permet d'accéder à une bonne efficacité de sélection même lorsque les événements utilisés pour l'apprentissage ont des caractéristiques légèrement différentes de celles qui correspondent aux événements à traiter ultérieurement, ce qui sera le cas lors des prises de données, puisque les réseaux auront appris sur des événements simulés, et qu'ils auront à traiter des événements réels. Les maxima des courbes, déterminés comme ci-dessus par des ajustements (gaussienne + fond), semblent maintenant s'écarter davantage des valeurs « nominales » de m_H, puisqu'elles leur sont inférieurs de 0,5 à 2 GeV/c^2. Cependant, ce fait peut être dû (comme cela a été signalé pour $m_H = 150$ GeV/c^2) au léger décalage ($1,5$ GeV/c^2 à 150 GeV/c^2) existant entre ces valeurs nominales et les masses invariantes reconstruites pour les événements ORCA. De tels décalage n'existent pas pour les événements FAMOS.

La procédure d'identification mise en œuvre s'avère donc tout à fait satisfaisante.

7.9.3 Simulation d'une expérience réelle

Pour terminer ce chapitre, il semble intéressant de simuler l'émergence progressive du signal hors du bruit, à mesure que la luminosité intégrée augmentera. Pour cela, des lots d'événements correspondant à des mélanges (signal+bruits) ont été constitués. Les nombres d'événements constituant ces lots avaient été calculés pour des luminosités intégrées respectivement égales à 10, 20, 30, 50, 70 et 100 fb^{-1}. Les signaux correspondaient à la désintégration de Higgs de masse égale à 150 GeV/c^2, générés par le logiciel FAMOS, puis par le logiciel ORCA. Afin de simuler le plus parfaitement possible les conditions réelles de l'expérience, c'est-à-dire avant toute soustraction des bruits estimés, c'est le nombre brut d'événements filtrés (signal+bruit) qui a été reporté en fonction de m_{Res}. Les courbes obtenues en utilisant la batterie de réseaux ayant subi, rappelons-le, leur apprentissage sur des événements FAMOS, sont représentées sur la figure 7.29. Ces courbes confirment ce que l'on attendait d'après les valeurs de significance présentées plus haut : pour une luminosité de $10fb^{-1}$, le léger excès d'événements vers la masse 150 ne suffit pas à affirmer la présence d'un pic, mais celui-ci se dessine déjà nettement, quelle que soit l'origine des événements simulés (FAMOS ou ORCA), dès que la luminosité intégrée a atteint la valeur de $20fb^{-1}$. Cette observation est compatible avec la luminosité minimale d'environ $15fb^{-1}$ nécessaire

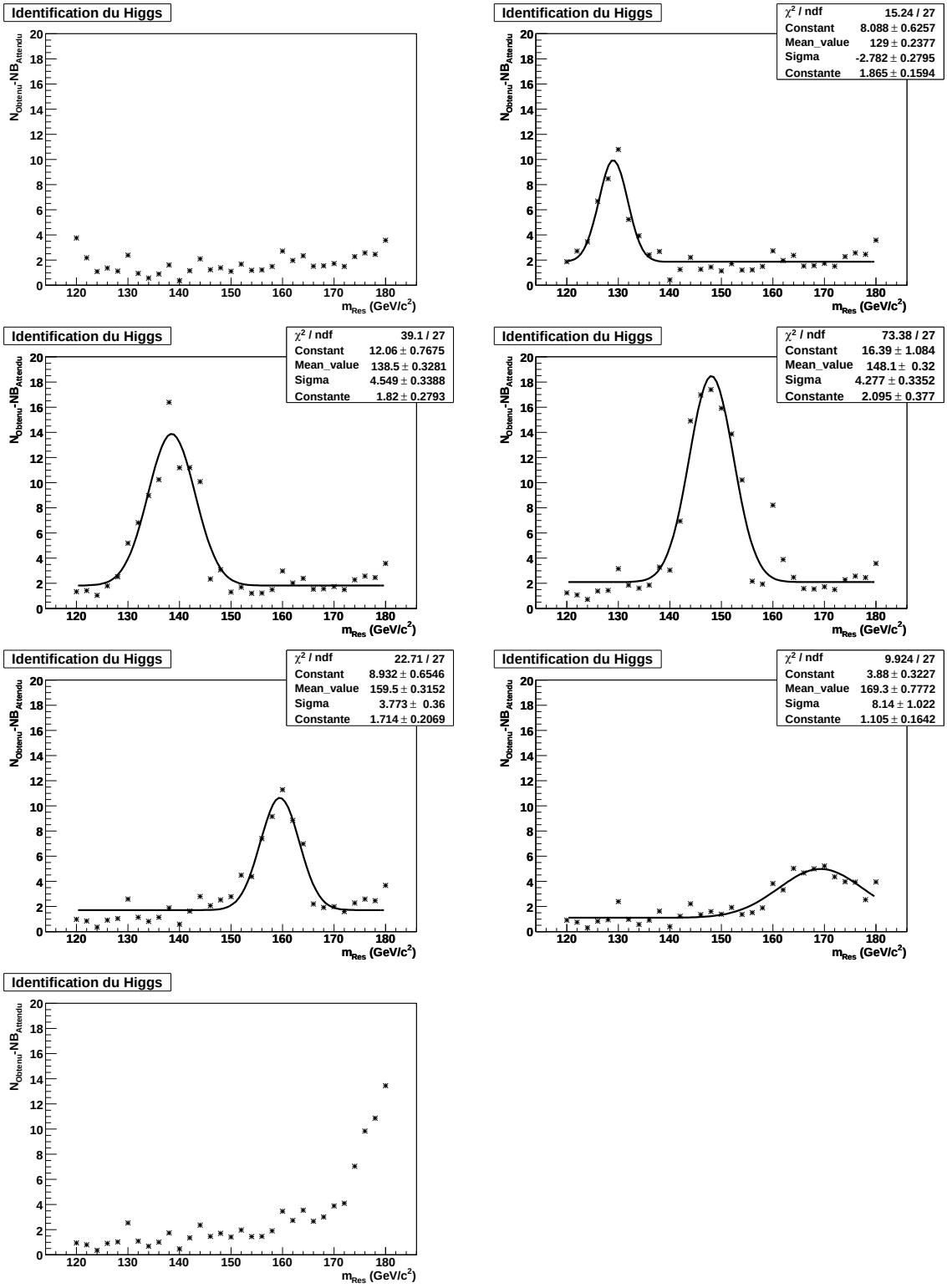


FIG. 7.28 – Evénements Higgs simulés par ORCA à différentes masses passant dans chacun des réseaux déterminés par FAMOS

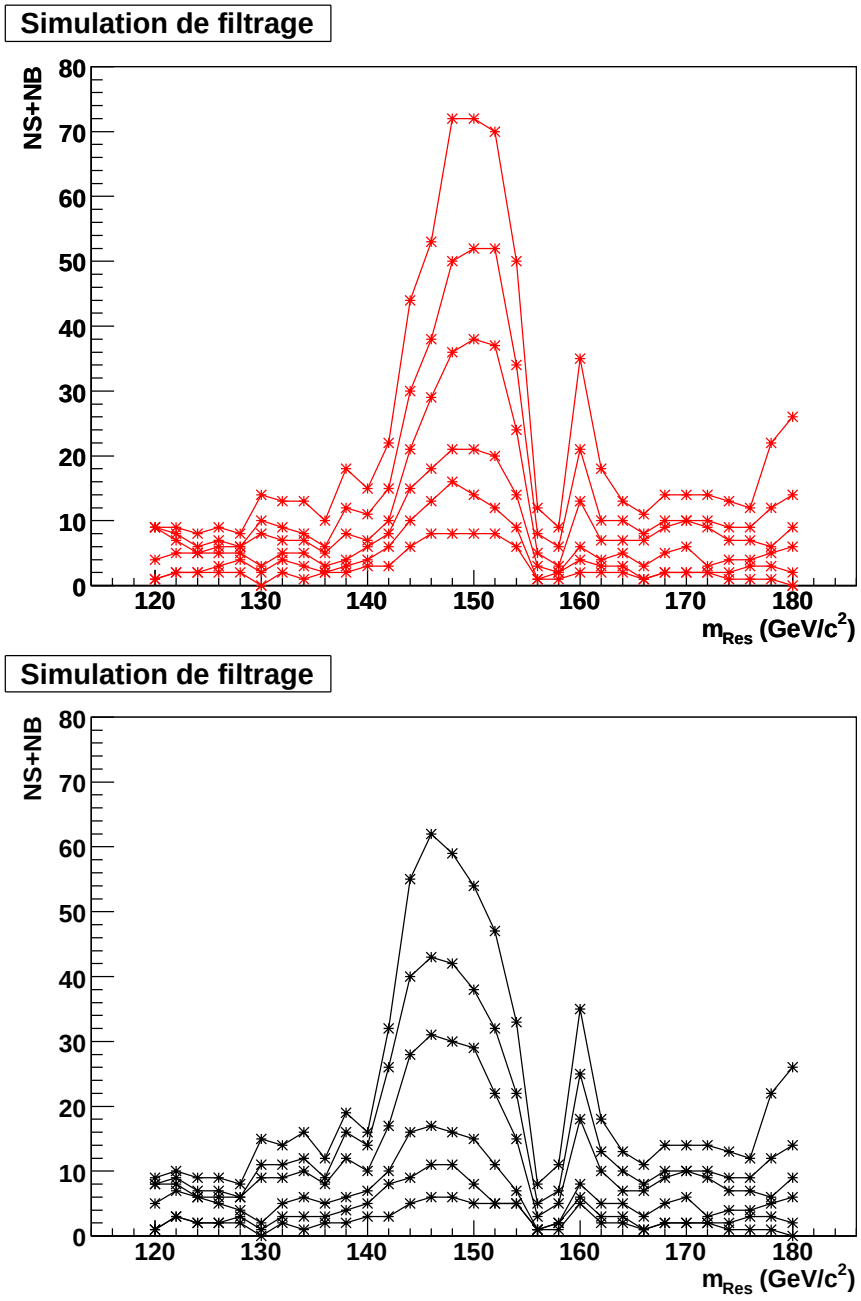


FIG. 7.29 – Simulation pour différentes luminosités (10, 20, 30 50, 70 et 100 fb^{-1}) d'événements FAMOS dans les réseaux FAMOS (en haut) et événements ORCA dans les réseaux FAMOS (en bas), pour une hypothèse de masse de 150 GeV/c^2

pour atteindre une significance égale à 5 qui a été déterminée au cours de ce chapitre. Malgré la présence de structures - qui ont déjà été signalées, notamment à 160 GeV/c^2 - dans le bruit passant à travers les batteries de filtres, la croissance du bruit pour des valeurs croissantes de la luminosité intégrée ne peut entraver l'identification du boson. Le pic de bruit à 160 GeV/c^2 lui-même ne peut être confondu avec celui qui serait dû à la décroissance d'un boson de cette masse, parce que sa largeur est insuffisante. La présence de ce pic est vraisemblablement due au fait qu'aucune condition de continuité sur le rayon de la sphère n'a été imposée pour les différentes masses. A 160 GeV/c^2, le rayon est légèrement plus grand que pour les masses voisines ; il y a donc plus de signal, mais aussi plus de bruit qui passe la selection.

Remarquons pour terminer cette section que cette procédure d'identification mettant en œuvre une batterie de super-réseaux possède un avantage supplémentaire : si l'un des bruits a été sous-estimé lors de l'analyse, la proportion de ce bruit identifié comme du signal augmentera. Mais cette augmentation devrait avoir lieu pour tous les super-réseaux, de sorte qu'un pic apparaîtra quand même dans la zone de masse correspondant au Higgs.

7.10 Conclusion

Cette étude a permis de mettre en évidence l'efficacité de la méthode proposée, qui repose sur l'utilisation de réseaux de neurones, pour l'identification de bosons de Higgs au moyen du détecteur CMS. Elle permet en effet, lorsque la configuration du réseau est optimum, de séparer avec une précision remarquable ces événements des trois types de bruits de fond considérés. Par ailleurs, les bonnes significances obtenues en triant des signaux générés par ORCA au moyen de super-réseaux ayant effectué leur apprentisage sur des événements simulés par FAMOS ont démontré qu'elle peut s'appliquer même lorsque l'analyse porte sur des signaux quelque peu différents de ceux qui ont servi à mettre au point les réseaux. Ce résultat donne bon espoir en ce qui concerne la robustesse de la méthode, qui devrait s'avérer capable de trier de façon satisfaisante les événements réels recueillis par le détecteur quand le LHC fonctionnera, bien qu'elle ait été mise au point sur des événements simulés. Enfin, une technique de filtrage des événements par une batterie de super-réseaux mis au point pour des masses espacées d'intervalles réguliers égaux à 2 GeV/c^2 a été testée, et il a été démontré que cette technique pouvait aboutir simultanément à la mise en évidence du boson de Higgs et à une estimation grossière de sa masse. Cette méthode ne permettra pas, à elle seule, une mesure précise de cette masse mais une exploration plus fine, une fois la zone de masse du Higgs identifiée, pourrait également être réalisée grâce à des réseaux de neurones configurés à cet effet. Toutefois, il serait alors nécessaire de choisir soigneusement les paramètres d'entrée, afin de ne pas biaiser, par la sélection, les grandeurs à mesurer.

Conclusion

Cette thèse a été préparée au sein de la collaboration CMS, qui s'est constituée autour du grand détecteur appelé « Compact Muon Solenoid », avec pour objectif principal la mise en évidence du boson de Higgs, sur le collisionneur LHC du CERN. Comme nous l'avons expliqué au début de ce mémoire, cette particule constitue la dernière pièce manquant au modèle standard, et sa découverte serait considérée comme une véritable validation de ce modèle.

Comme cela a été également exposé, les principales difficultés expérimentales inhérentes à cette recherche sont liées à la présence de nombreux événements parasites qui risquent d'avoir pour effets, d'une part de dépasser, de par leur nombre, les capacités de transmission de l'électronique du détecteur et d'autre part de masquer complètement les événements qui apporteraient la preuve de la désintégration du Higgs, donc de son existence.

Ce travail a apporté une contribution à la résolution de chacun de ces deux problèmes, c'est-à-dire à la réjection, en ligne, par une méthode électronique, des événements parasites afin de réduire le flux de données, et, au cours de l'analyse des données, par une méthode informatique, de ceux qui constituent le bruit de fond physique.

La réjection en ligne est en fait une *sélection* en ligne, qui met en oeuvre une électronique rapide de déclenchement (les primitives de déclenchement, ou « Trigger Primitives »), intégrée au détecteur CMS, et regroupée sur les cartes VFE et FE (pour « Very Front End » et « Front End »). La fonction de ce déclencheur est de n'activer les opérations d'analyse et d'enregistrement des données que pour les événements possédant un certain nombre de caractéristiques qui en font de bons candidats Higgs. Cette sélection aboutit à une réduction considérable du flux de données transitant par l'électronique d'acquisition vers les systèmes de stockage de l'information. La vérification du bon fonctionnement des Trigger Primitives a été effectuée à l'occasion de tests utilisant des faisceaux d'électrons provenant du SPS, qui visaient également, parmi d'autres objectifs, à procéder à la calibration et à l'intercalibration d'un certain nombre de cristaux du calorimètre électromagnétique. Les événements correspondant à l'impact d'électrons d'énergie élevée, et connue, sur les modules de ce calorimètre ont été enregistrés pour constituer une première base de données. Une méthode de reconstruction de ces données, dite

« méthode des poids », a été élaborée. Au cours de ce travail de thèse, des codes de simulation ont été réalisés pour compléter cette base de données, et en particulier pour l'étendre à des énergies non explorées expérimentalement. L'ensemble de la chaîne de simulation ayant été validée par comparaison avec l'expérience, les événements simulés ont pu être utilisés, au même titre que les données expérimentales, pour l'étude des primitives de déclenchement dont les résultats sont rappelés ci-dessous, ainsi que pour des études ultérieures, concernant notamment l'intercalibration par rayonnement cosmique ou l'étude du point d'impact dans le calorimètre, entreprises par d'autres groupes. Au-delà de l'utilisation des événements simulés que nous venons d'évoquer, l'étude des primitives de déclenchement a nécessité l'élaboration d'une modélisation des réponses électroniques des circuits concernés, et la comparaison des résultats de cette simulation avec les signaux réels. Cette comparaison a été effectuée « bit à bit » et globalement. Elle a permis à la fois de valider la modélisation et de vérifier que le fonctionnement de l'électronique constituant le déclencheur de niveau 1 était parfaitement conforme à ses spécifications. Les données réelles et simulées ont également permis de tester les performances de ces Trigger Primitives. Il a ainsi été démontré que leur linéarité et leur résolution sont satisfaisantes jusqu'à l'énergie de 120 GeV, ce qui correspond au domaine d'énergie visé, et que leur efficacité d'identification des croisements de faisceaux est excellente dès que l'énergie des électrons dépasse 1 GeV.

Il ressort ainsi de ce travail que ces éléments seront en mesure de jouer parfaitement leur rôle lors des expériences réelles.

Le second volet de cette thèse concerne la réjection hors ligne, par une méthode informatique de traitement des données, d'événements parasites, désignés globalement par le terme « bruit de fond », et susceptibles de masquer les signatures recherchées pour le boson de Higgs. L'étude effectuée ici concerne le canal de désintégration de cette particule mettant en jeu deux bosons Z^0, dont l'un est virtuel, qui se manifestent eux-mêmes par leur désintégration en deux paires électron-positron (canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^+2e^-$). Ce travail était surtout dévolu à une tentative d'amélioration de l'extraction du signal correspondant au Higgs par rapport aux principaux bruits susceptibles de le dissimuler. Ceux-ci correspondent à des processus physiques menant à l'émission simultanée de deux électrons et de deux positrons. Les plus importants, du point de vue de leur probabilité relative et de leur similitude avec la désintégration du Higgs, sont les processus $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$ et ZZ^*. En l'absence de réjection lors de l'analyse, leur abondance serait environ 100 fois supérieure à celle que l'on attend pour le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^+2e^-$.

Les méthodes généralement mises en oeuvre pour opérer cette séparation signal-bruit de fond consistent à opérer des coupures franches sur un certain nombre de paramètres caractérisant les événements recontruits, tels que la masse invariante de chaque paire électron-positron, qui doit s'approcher, pour l'une de ces paires de celle du Z^0. Cependant, comme, d'une part, ces

paramètres sont très nombreux et comme, d'autre part, il peut exister entre eux des corrélations plus ou moins fortes, il nous a paru plus opportun de développer, pour cette analyse informatique, une méthode fondée sur des réseaux de neurones. Des programmes permettant de choisir les configurations de réseaux les mieux adaptées en fonction des tâches qui leur étaient confiées ont été élaborés. Ces tâches consistaient à opérer les meilleurs choix possibles parmi les jeux de paramètres caractérisant les événements correspondant au signal et aux différents bruits, puis à prendre en charge la réjection de chacun des types de bruit. Ainsi, pour de nombreuses hypothèses de masse du Higgs, trois réseaux ont été optimisés : un pour chacun des types de bruit. Les résultats ont permis de montrer que des réseaux double couche étaient meilleurs que des réseaux simple couche grâce à leur aptitude à gérer les discontinuités. Cette méthode à également permis de définir, sur un critère quantitatif, les variables les plus discriminantes, et qui permettent donc une séparation optimale entre le signal et le bruit.

L'efficacité de cette approche a été démontrée. Elle a permis de séparer avec une efficacité remarquable les événements Higgs des trois types de bruits considérés. Dans l'hypothèse d'un Higgs de masse égale à 150 GeV/c^2, qui a fait l'objet d'une étude complète, une réjection de 99,75% de l'ensemble des trois bruits a en effet été réalisée, alors que le signal est conservé à 55%. La significance correspondante, égale à 6,94 pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} - rappelons que le seuil usuel de découverte est fixé à 5 - dépasse toutes celles qui ont été obtenues jusqu'ici, notamment par la méthode mettant en oeuvre des coupures franches. Par ailleurs, de bonnes valeurs de significance ont aussi été trouvées en élargissant l'utilisation de la structure de réseau mise au point pour 150 GeV/c^2 à tout le domaine de masse s'étendant de 120 à 180 GeV/c^2, pour lequel des événements avaient été simulés tous les 10 GeV/c^2 à l'aide du logiciel de simulation détaillée ORCA. Cet espacement de 10 GeV/c^2 étant trop grand pour la poursuite de cette étude, des événements correspondant à des masses beaucoup plus proches (espacées de seulement 2 GeV/c^2) ont été générés sur toute cette gamme de masses, en utilisant le logiciel de simulation rapide FAMOS. Les réseaux de neurones mis au point pour des événements ainsi générés se sont avérés tout à fait capables de trier des lots d'événements simulés par ORCA, bien que les deux modes de simulation conduisent à des signaux de caractéristiques légèrement différentes.

Ces séries de résultats positifs obtenus en élargissant le champ d'application de la méthode donnent bon espoir en ce qui concerne sa robustesse. En effet, de la même façon, cette méthode devrait s'avérer capable de trier efficacement les événements réels qui seront recueillis par le détecteur quand le LHC fonctionnera, bien qu'elle ait été mise au point sur des événements simulés qui risquent d'en différer quelque peu.

Enfin, il a été montré qu'en utilisant la masse du Higgs comme paramètre dans l'analyse des données, cette technique pouvait aboutir simultanément à

la mise en évidence du boson et à une estimation grossière de sa masse. Ceci sera réalisé grâce à une technique originale de filtrage des événements par une batterie de réseaux mis au point pour des masses espacées d'intervalles réguliers égaux à 2 GeV/c^2. La courbe représentant la variation du nombre d'événements filtrés par chacun de ces réseaux en fonction de la masse supposée du Higgs présente en effet un maximum très prononcé lorsque cette dernière est égale à la masse pour laquelle les réseaux ont été entrainés. Cette méthode ne permettra pas, à elle seule, une mesure précise de cette masse mais une exploration plus fine, une fois la zone de masse du Higgs identifiée, pourrait également être réalisée grâce à des réseaux de neurones configurés à cet effet.

En conclusion, si les hypothèses impliquées dans les estimations de sections efficaces des différents processus mis en jeu s'avèrent exactes, l'utilisation de cette nouvelle méthode de séparation du signal par rapport aux différents bruits de fond devrait permettre d'identifier le boson de Higgs par le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^+2e^-$. Dans le cas le plus favorable, où la masse du Higgs m_H serait comprise entre 140 et 150 GeV/c^2, une significance au moins égale à 5, signant la découverte du boson, serait obtenue dès que l'expérience CMS aura accumulé les données correspondant à une luminosité intégrée de l'ordre de 15 à 20 fb^{-1}, c'est-à-dire après moins d'un an de prises de données sur le LHC dans sa période de fonctionnement à basse luminosité. Dans les cas moins favorables où m_H serait comprise entre 120 et 140 ou entre 160 et 180 GeV/c^2, les temps nécessaires seraient 3 à 10 fois plus élevés.

Bibliographie

[Acciarri et al., 2001] Acciarri, M. et al. (2001).
Search for the standard model higgs boson in e+ e- collisions at s**(1/2) up to 202-gev.
Phys. Lett., B508 :225–236.

[Adzic et al., 2006] Adzic, P. et al. (2006).
Results of the first performance tests of the cms electromagnetic calorimeter.
Eur. Phys. J., C44S2 :1–10.

[Agostinelli et al., 2003] Agostinelli, S. et al. (2003).
Geant4 : A simulation toolkit.
Nucl. Instrum. Meth., A506 :250–303.

[Babukhadia et al., 2003] Babukhadia, L. et al. (2003).
Results of the tevatron higgs sensitivity study.

[Baffioni et al., a] Baffioni, S. et al.
Discovery potential for the sm higgs boson in the $h \rightarrow zz^* \rightarrow 4e\pm$ decay channel.

[Baffioni et al., b] Baffioni, S. et al.
Electron reconstruction in cms.
CERN-CMS-NOTE-2006-040.

[Baffioni et al., 2005] Baffioni, S. et al. (2005).
Electron reconstruction : Classes, e scale corrections and e-p combination.
CERN-CMS-NOTE-AN-2005-062.

[Barate et al., 2000] Barate, R. et al. (2000).
Observation of an excess in the search for the standard model higgs boson at aleph.
Phys. Lett., B495 :1–17.

[Barate et al., 2003] Barate, R. et al. (2003).
Search for the standard model higgs boson at lep.
Phys. Lett., B565 :61–75.

[Bimbot, 2005] Bimbot, S. (2005).
Study of electromagnetic calorimeter trigger-primitive performances for cms data selection.

[Bjorken, 1976] Bjorken, J. D. (1976).

Weak interaction theory and neutral currents.

[Bonamy et al., 1998] Bonamy, J. et al. (1998).
The ecal calibration : Use of the light monitoring system.
CMS NOTE 1998/013.

[Bonesini et al., 2005] Bonesini, M. et al. (2005).
Inter-calibration of the cms electromagnetic calorimeter with cosmic rays before installation.

[Brunelière and Zabi, 2006] Brunelière, B. and Zabi, A. (2006).
Reconstruction of the signal amplitude of the cms electromagnetic calorimeter.
CMS NOTE 2006/37.

[Cabibbo et al., 1979] Cabibbo, N., Maiani, L., Parisi, G., and Petronzio, R. (1979).
Bounds on the fermions and higgs boson masses in grand unified theories.
Nucl. Phys., B158 :295.

[Cahn et al., 1979] Cahn, R. N., Chanowitz, M. S., and Fleishon, N. (1979).
Higgs particle production by z $\rightarrow$ h gamma.
Phys. Lett., B82 :113.

[Chanowitz, 1998] Chanowitz, M. S. (1998).
Strong w w scattering at the end of the 90's : Theory and experimental prospects.

[Chanowitz, 2003] Chanowitz, M. S. (2003).
The direct limit on the higgs mass and the sm fit.

[Charlot, 2005] Charlot, C. e. a. (2005).
Reconstruction of electrons at low pt using gaussian sum filter tracks.
CMS AN 2005/011.

[CMS Collaboration, 1997a] CMS Collaboration (1997a).
Cms ecal technical design report.
CERN/LHCC 97-33.

[CMS Collaboration, 1997b] CMS Collaboration (1997b).
Cms : The hadron calorimeter project technical design report.
CERN/LHCC 97-31.

[CMS Collaboration, 1997c] CMS Collaboration (1997c).
Cms : The muon project technical design report.
CERN/LHCC 97-32.

[CMS Collaboration, 1997d] CMS Collaboration (1997d).
The magnet project : Technical design report.
CERN/LHCC 97-10.

[CMS Collaboration, 1998] CMS Collaboration (1998).
Cms : The tracker project technical design report.
CERN/LHCC 98-06.

[CMS Collaboration, 2000a] CMS Collaboration (2000a).

Addendum to the cms tracker tdr.
CERN/LHCC 2000-016.

[CMS Collaboration, 2000b] CMS Collaboration (2000b).
Cms : The tridas project, technical design report, volume 1 : The trigger systems.
CERN/LHCC 2000-08.

[CMS Collaboration, 2002] CMS Collaboration (2002).
Cms : The trigger and data acquisition project, volume ii : Data acquisition and high-level trigger technical design report.
CERN/LHCC 2002-26.

[CMS Collaboration, 2006] CMS Collaboration (2006).
Detector performance and software, physics technical design report, volume i.
CERN/LHCC 2006-001.

[Descamps and Jarry, 2005] Descamps, J. and Jarry, P. (2005).
Periodic position dependence of the energy measured in the cms electromagnetic calorimeter.

[Dicus and Willenbrock, 1985] Dicus, D. A. and Willenbrock, S. S. D. (1985).
Higgs boson from vector boson fusion in e+ e-, e p and p p collisions.
Phys. Rev., D32 :1642.

[Djouadi, 2005] Djouadi, A. (2005).
The anatomy of electro-weak symmetry breaking. i : The higgs boson in the standard model.

[Djouadi et al., 1998] Djouadi, A., Kalinowski, J., and Spira, M. (1998).
Hdecay : A program for higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension.
Comput. Phys. Commun., 108 :56–74.

[Ellis et al., 1976] Ellis, J. R., Gaillard, M. K., and Nanopoulos, D. V. (1976).
A phenomenological profile of the higgs boson.
Nucl. Phys., B106 :292.

[Fernandez, 2003] Fernandez, J. (2003).
Final results from delphi on the searches for sm and mssm neutral higgs bosons.
ECONF, C030626 :FRAP09.

[Ferri, 2005] Ferri, F. (2005).
The CMS Electromanetic Calorimeter for the Higgs Boson Search $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 2e^{+}2e^{-}$ *at LHC.*
PhD thesis, Università degli Studi di Milano-Bicocca.

[Frisson and Miné, 2004] Frisson, T. and Miné, P. (2004).
A geant4 simulation of the cms ecal supermodule barrel in the test beam.
CMS IN-2004/001 — ECAL SIMULATION.

[Frixione and Webber, 2004] Frixione, S. and Webber, B. R. (2004).
The mc@nlo 2.3 event generator.

[Georgi et al., 1978] Georgi, H. M., Glashow, S. L., Machacek, M. E., and Nanopoulos, D. V. (1978).
Higgs bosons from two gluon annihilation in proton proton collisions.
Phys. Rev. Lett., 40 :692.

[Golonka and Was, 2005] Golonka, P. and Was, Z. (2005).
Photos monte carlo : A precision tool for qed corrections in z and w decays.

[Grafström, 1997] Grafström, P. (1997).
The momentum resolution of the h4 beam for secondary beams in filter mode opticse.
MSL-Note-97-81/EA.

[Gunion et al., 1989] Gunion, J. F., Haber, H. E., Kane, G. L., and Dawson, S. (1989).
The higgs hunter's guide.
SCIPP-89/13.

[Halzen and Martin, 1984] Halzen, F. and Martin, A. D. (1984).
Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics.
John Wiley & Sons, Inc.

[Hambye and Riesselmann, 1997] Hambye, T. and Riesselmann, K. (1997).
Matching conditions and higgs mass upper bounds revisited.
Phys. Rev., D55 :7255–7262.

[Hasenfratz, 1992] Hasenfratz, A. (1992).
Quantum fields on the computer.
World Scientific, page 125.

[Hasert et al., 1973] Hasert, F. J. et al. (1973).
Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment.
Phys. Lett., B46 :138–140.

[Haykin, 1994] Haykin, S. (1994).
Neural networks : a comprehensive fundation.
Macmillan College Publishing Company.

[Higgs, 1964] Higgs, P. W. (1964).
Broken symmetries, massless particles and gauge fields.
Phys. Lett., 12 :132–133.

[Jones and Petcov, 1979] Jones, D. R. T. and Petcov, S. T. (1979).
Heavy higgs bosons at lep.
Phys. Lett., B84 :440.

[Kolda and Murayama, 2000] Kolda, C. F. and Murayama, H. (2000).
The higgs mass and new physics scales in the minimal standard model.
JHEP, 07 :035.

[Lindner et al., 1989] Lindner, M., Sher, M., and Zaglauer, H. W. (1989).

Probing vacuum stability bounds at the fermilab collider.
Phys. Lett., B228 :139.

[Luscher and Weisz, 1988] Luscher, M. and Weisz, P. (1988).
Is there a strong interaction sector in the standard lattice higgs model ?
Phys. Lett., B212 :472.

[Marciano and Willenbrock, 1988] Marciano, W. J. and Willenbrock, S. S. D. (1988).
Radiative corrections to heavy higgs scalar production and decay.
Phys. Rev., D37 :2509.

[Meridiani, 2003] Meridiani, P. (2003).
Optimization of the discovery potential of the Higgs Boson in the decay channel $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 2e^{+}2e^{-}$ *with the CMS detector.*
PhD thesis, Università degli Studi di Roma "La Sapienza".

[Meschi, 2001] Meschi, E. e. a. (2001).
Electron reconstruction in the cms electromagnetic calorimeter.
CSM Note 2001-34.

[Orca, 2004] Orca (2004).
Object-oriented reconstruction for cms analysis.
http ://cmsdoc.cern.ch/ORCA.

[Oscar, 2004] Oscar (2004).
Object-oriented simulation for cms analysis and reconstruction.
http ://cmsdoc.cern.ch/OSCAR.

[Parizeau, 2004] Parizeau (2004).
Le perceptron multicouche et son algorithme de rétropropagation des erreurs.
Internet, http ://19968.gel.ulaval.ca/notes/RetroPerceptron.pdf1.

[Pukhov et al., 1999] Pukhov, A. et al. (1999).
Comphep : A package for evaluation of feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. user's manual for version 33.

[Pumplin et al., 2002] Pumplin, J. et al. (2002).
New generation of parton distributions with uncertainties from global qcd analysis.
JHEP, 07 :012.

[Quast and Bartsch, 2005] Quast, G. and Bartsch, V. (2005).
Expected signal observability at future experiments.
CMS-NOTE 2005-004.

[Raitio and Wada, 1979] Raitio, R. and Wada, W. W. (1979).
Higgs boson production at large transverse momentum in qcd.
Phys. Rev., D19 :941.

[Sjostrand et al., 2006] Sjostrand, T., Mrenna, S., and Skands, P. (2006).
Pythia 6.4 physics and manual.
JHEP, 05 :026.

[The LEP Electroweak Working Group, 2006] The LEP Electroweak Working Group (2005-2006).
http ://lepewwg.web.cern.ch/.

[Weinberg, 1980] Weinberg, S. (1980).
Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions.
Rev. Mod. Phys., 52 :515–523.

[Wilson and Kogut, 1974] Wilson, K. G. and Kogut, J. B. (1974).
The renormalization group and the epsilon expansion.
Phys. Rept., 12 :75–200.

[Wynhoff, 2003] Wynhoff, S. (2003).
Famos : A dynamically configurable system for fast simulation and reconstruction for cms.
ECONF, C0303241 :THJT004.

[Zecher et al., 1994] Zecher, C., Matsuura, T., and van der Bij, J. J. (1994).
Leptonic signals from off-shell z boson pairs at hadron colliders.
Z. Phys., C64 :219–226.

[Zhu, 2005] Zhu, R. (2005).
Calibration and monitoring for crystal calorimetry.
Nucl. Instrum. Meth., A537.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer mes plus vifs remerciements à Henri VIDEAU, Directeur du LLR pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire.

Je voudrais également remercier comme il convient toutes les personnes qui ont eu une incidence directe ou indirecte sur mon travail de thèse.

Je me dois de commencer par Ludwik DOBRZYNSKI, mon directeur de thèse, dont je serai peut-être l'un des derniers thésards. Je pense que, tout comme moi, il en gardera un souvenir impérissable...

Comment remercier Pascal PAGANINI, à qui mon encadrement avait été délégué, pour toutes les discusions de physique que j'ai pu avoir avec lui ?

Un grand merci à Raphaël GRANIER DE CASSAGNAC, mon « Parrain » pour son soutien dans les moments les plus difficiles, qui m'a permis de continuer à avancer malgré les embûches rencontrées.

"Grazie mille" à Federico FERRI, avec qui la collaboration tant technique que physique a été (et sera toujours) un grand plaisir.

Je garderai également un excellent souvenir du travail avec Stéphanie BAFFIONI, Caroline COLLARD et Florian BEAUDETTE, et des échanges que j'ai pu avoir avec eux.

Gérard MILLERET m'a quant-à-lui bien enseigné les 3 « lois de Gérard », aussi universelles que pertinentes. Sa sagesse et sa gentillesse m'ont été très utiles.

Merci aussi à Julien TUGLER d'avoir réparé mon linux avec le sourire à chaque fois qu'il était cassé...

J'ai également beaucoup apprécié Muriel CERUTTI pour sa bonne humeur communicative et Ursula BERTHON pour sa rigueur et son efficacité.

Il m'a été très agréable de cotoyer David CHAMONT, Kim NGUYEN, Patrice HIE, Diane SAINTE et Maîté THEODORA durant mes trois années de thèse.

Un coucou à tous les thèsards « de ma promotion » : Marianne LEMOINE, Pol D'AVEZAC et Thibault FRISSON, ainsi qu'aux autres membres du groupe « Thesards - Post-doc » du labo - présent, passé et futur - en souhaitant bon courage à ceux qui n'en ont pas encore fini avec leur thèse.

Merci enfin à tout ceux qui ne sont pas cités explicitement, mais qui méritent bien également un grand merci.