



HAL
open science

Reconstruction et identification de jets beaux dans l'expérience LHCb en vue d'étudier sa sensibilité à un boson de Higgs standard se désintégrant en paires $b\bar{b}$

V. Coco

► To cite this version:

V. Coco. Reconstruction et identification de jets beaux dans l'expérience LHCb en vue d'étudier sa sensibilité à un boson de Higgs standard se désintégrant en paires $b\bar{b}$. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2008. Français. NNT : . tel-00484638

HAL Id: tel-00484638

<https://theses.hal.science/tel-00484638>

Submitted on 18 May 2010

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 d'Annecy-le-Vieux
de Physique des Particules

LAPP-T-2008-04

Université de Savoie

THÈSE

présentée par

Victor COCO

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES

Spécialité: Physique des Particules

Reconstruction et identification de jets beaux
dans l'expérience LHCb en vue d'étudier sa
sensibilité à un boson de Higgs standard se
désintégrant en paires $b\bar{b}$

Soutenue le 29 Septembre 2008 devant le jury composé de :

- Aurelio Bay, Rapporteur
- Yannis Karyotakis
- Clara Matteuzzi, Rapporteur
- Bolek Pietrzyk, Directeur de thèse
- Elzbieta Richter-Was
- Frederic Teubert



CENTRE NATIONAL
DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

IN2P3

INSTITUT NATIONAL DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE
ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES



UNIVERSITÉ
CHAMBERY-
ANNECY SAVOIE

Studies of b-jets reconstruction and identification in LHCb experiment in order to determine its sensibility to a standard model Higgs decaying in $b\bar{b}$ pairs :

Abstract :

LHCb sensitivity to a standard model Higgs in the $H + (W, Z) \rightarrow b\bar{b} + (\ell\bar{\ell}, \nu_\ell\ell)$ channel has been studied. Different effects affecting jet reconstruction have been studied at generator and full simulation of the detector level. After correction di-b-jet, mass resolution is $\frac{\sigma_m}{m_{\text{moyen}}} \sim 22\%$. b-jet identification procedure has been set up, selecting $\sim 80\%$ of b-jets while rejecting $\sim 99.5\%$ of other jets. After reducing the $b\bar{b} + \ell$ physical background, a statistical significance of 1 is obtained for 4 years of data taking at a luminosity of $5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Key Words : LHCb, b jets, Standard Model Higgs

Reconstruction et identification de jets beaux dans l'expérience LHCb en vue d'étudier sa sensibilité à un boson de Higgs standard se désintégrant en paire $b\bar{b}$:

Résumé :

La sensibilité du détecteur LHCb au Higgs standard léger dans le canal $H + (W, Z) \rightarrow b\bar{b} + (\ell\bar{\ell}, \nu_\ell\ell)$ est étudiée. Une procédure de reconstruction des jets b à été mise en place. Après correction, la résolution de la distribution en masse des di-jets b est de $\frac{\sigma_m}{m_{\text{moyen}}} \sim 22\%$. La procédure d'identification mise en place sélectionne $\sim 80\%$ des jets b en rejetant $\sim 99.5\%$ des autres jets. Après réduction du bruit de fond en $b\bar{b} + \ell$, on obtient, pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$, une signification statistique du signal supérieure à 1 pour 4 ans de fonctionnement a une luminosité de $5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Mots Clés : LHCb, jets beaux, Higgs standard

Remerciements

Je tiens à adresser mes remerciements à Jacques Colas et Yannis Karyotakis pour m'avoir accueillis au sein du LAPP.

Je remercie Bolek Pietrzyk, mon directeur de thèse, pour avoir soutenu mon travail tout au long de ces trois années. J'ai beaucoup apprécié son enthousiasme, ses encouragements et l'autonomie qu'il m'a laissé pendant mon travail de thèse.

Je souhaite remercier mes rapporteurs, Clara Matteuzzi et Aurelio Bay, pour leur suggestions et corrections à la lecture de mon manuscrit, ainsi que pour leurs conseils et leur aide au sein du Jet WG.

Je remercie aussi les autres membres du jury Elzbieta Richter-Was, Frederic Teubert et Yannis Karyotakis pour avoir participé à la soutenance et d'avoir apporter un regard extérieur et critique à ce travail.

Par ailleurs je souhaite remercier vivement les membres du groupe LHCb du LAPP. Marie-Noëlle Minard pour ses nombreux conseils, pour avoir repris mon travail sur la carte validation afin de me laisser le temps de finir l'analyse sur le Higgs et bien sur pour son bureau... Stephane T'Jampens pour les discussions très enrichissantes sur la physique, son histoire et sa philosophie. Daniel Descamps pour ses relectures attentives et ses corrections et à Isabelle Bonis pour les nombreuses discussions sur l'enseignement. Merci à Cyril Drancourt pour les nombreuses explications sur le fonctionnement de la cartes validation et les escapades studieuses mais néanmoins agréables à Clermont, Bologne et Paris.

J'adresse aussi mes remerciements à l'ensemble des membres de l'expérience LHCb avec qui j'ai eu l'occasion de travailler, entre autres : Patrick Robbe, Frédéric Machefert, Jacques Lefrançois, Olivier Deschamps, Stéphane Monteil, Eric Conte, Vanya Belyaev, Cedric Potterat, Neal Gueissaz, Laurent Locatelli. Merci à Hervé de m'avoir guidé dans le soft LHCb et à Sabine dans les méandre de la grille.

Enfin merci aux thésards du LAPP, Gaël, Gregory, Xavier, Anais, Daniel et Pierre.

Sans doute le plus important, merci mille fois à mes parents pour m'avoir soutenu et encouragé à continuer dans cette voie et à ma ptite Nana (désolé pour la crème Mont Blanc...), ainsi qu'à toute ma famille Rignano-Annécienne pour toujours avoir été présentes.

Merci à Bigoboss, Arnave, Gwen, Mecl, Mot, Virginie, Cé, Chab, Benji, Laure, JL, Marie, Ju, Seb et Isa pour les petits week-ends entre Rennes et Marseille, David, Alvisse, Papy, Nick Bardack Boljemoi, DJ Vener et Marie-Laure, Vincent, Laure et François pour les petits week-ends entre Annecy, Lyon et Rome, Claire et Matthieu, Jaja et Caro, pour les petits week-ends entre Tournon, Genève et Prévanchère....

Merci à Bruno Toulouse et Hélène Crunel d'avoir soutenu mon choix de m'orienter vers la recherche

après l'école d'ingénieur, et à Alessandra Lombardi et Edgar Sargsyan de m'avoir fait découvrir le CERN et le fonctionnement des accélérateurs. Merci à Antoine et Aurélien pour cette première et dernière année de fac, ainsi qu'à Edouard et Aurelia, Dominique et Guy, Flo, Joss et Odysse, Yann et Xavier, qui si on ne se voit pas souvent sont bien là depuis de nombreuses années au détours du chemin.

Et puis bien sur à mes colocataires successifs, compagnon du quotidien de ces trois années, Don Calogero, Max Pipirka (merci pour tes points de vue énervant mais constructifs ainsi que pour ta relecture plus que détaillée), Aurélie et Clochmilde (t'as eu bien du courage! merci pour tout).

La part de mes remerciements allant à Youssef pour ses corrections est plus que négligeable devant la quantité de remerciements que j'ai à lui faire pour tout le reste, donc merci à toi!

Enfin merci à ma très chère Connie, pour m'avoir supporté ces derniers temps, toujours avec douceur et bonté.

Table des matières

Table des matières	iii
1 Modèle Standard et secteur électrofaible	3
1.1 L'avant modèle standard	3
1.1.1 Préambule	3
1.1.2 Particules élémentaires	4
1.1.3 Interactions fondamentales	6
1.2 Le Modèle Standard	8
1.2.1 Le Modèle Standard avant la brisure spontanée de la symétrie	8
1.2.2 Brisure spontanée de symétrie et théorème de Goldstone	10
1.2.3 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible et mécanisme de Higgs	14
1.3 Le boson de Higgs	19
1.3.1 Une nouvelle particule dans le spectre du Modèle Standard	19
1.3.2 Désintégrations du boson de Higgs	20
1.4 Classification des particules dans le Modèle Standard	23
2 Recherche du boson de Higgs	25
2.1 Contraintes sur la masse du Higgs	25
2.1.1 Contraintes théoriques	25
2.1.2 Contraintes indirectes à partir des données de précision	26
2.1.3 Contraintes directes au LEP	28
2.2 Recherche du boson de Higgs dans les collisionneurs hadroniques	31
2.2.1 Production du boson de Higgs dans les collisionneurs hadroniques	31
2.2.2 Recherches au TeVatron	32
2.2.3 Recherches au LHC	34
2.3 Le Higgs dans LHCb	35
3 Le détecteur LHCb	37
3.1 Le CERN et le LHC	37
3.1.1 Le CERN	37
3.1.2 Le LHC	37
3.2 Présentation du détecteur LHCb	39
3.3 Mesures des trajectoires dans le détecteur LHCb	40
3.3.1 Le détecteur de vertex	41
3.3.2 Le trajectographe à silicium	44
3.3.3 Le trajectographe externe	45
3.3.4 Reconstruction des traces	47

3.4	Identification des particules dans le détecteur LHCb	49
3.4.1	Les détecteurs à effet Cherenkov	50
3.4.2	Le calorimètre	52
3.4.3	Les chambres à muons	55
3.4.4	Identification des particules	57
3.5	Système de déclenchement du détecteur LHCb	60
3.5.1	Système de déclenchement de niveau 0 (L0)	60
3.5.2	Système de déclenchement de haut niveau (HLT)	60
3.6	Acquisition et traitement des données dans le détecteur LHCb	61
3.6.1	Système en ligne de LHCb	61
3.6.2	Traitement des données et logiciels associés	63
4	Etude des jets beaux dans LHCb	65
4.1	Aspects phénoménologiques de la Chromodynamique quantique	65
4.1.1	Liberté asymptotique et confinement	65
4.1.2	Hadronisation	66
4.1.3	Algorithme de jet	67
4.1.4	Influence des effets non perturbatif	68
4.2	Définitions et procédure d'association dans LHCb	69
4.3	Etude systématique au niveau du générateur	71
4.3.1	Influence des émissions perturbative de gluons et de l'hadronisation	72
4.3.2	Influence des pertes de neutrinos	72
4.3.3	Influence de l'événement sous-jacent	73
4.3.4	Influence de l'acceptance du détecteur	75
4.4	Reconstruction des jets dans LHCb	76
4.4.1	Stratégie de reconstruction des jets dans LHCb	76
4.4.2	Correction de l'énergie des jets	77
4.4.3	Résolution sur la masse des di-jets	79
4.5	Identification des jets beaux	80
4.5.1	Présélection des jets	81
4.5.2	Identification	81
4.5.3	Effet de la sélection des jets beaux sur les di-jets	86
5	Sélection du lepton de grande impulsion transverse	89
5.1	Sélection des muons	89
5.2	Sélection des électrons	91
6	Sensibilité du détecteur LHCb au canal $H(W,Z) \rightarrow b\bar{b}\ell$	99
6.1	Introduction	99
6.2	Signal et Bruit de fond	100
6.2.1	Le signal $H(W,Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$	100
6.2.2	Bruits de fond en $b\bar{b} + \ell$	101
6.2.3	Génération des événements	101
6.3	Sélection des événements de type $b\bar{b}\ell$	105
6.4	Recherche de variables discriminantes	109
6.4.1	Utilisation d'un réseau de neurones artificiels	111
6.5	Perspectives	117
7	Le système de déclenchement de niveau 0 et la carte de validation	119
7.1	Description du système L0	119

7.1.1	L0 Pile-up	121
7.1.2	L0 Muon	122
7.1.3	L0 Calo	124
7.1.4	L0DU	127
7.2	Carte Trigger Validation Board (TVB) et logiciel de contrôle	128
7.2.1	Description de la carte TVB	128
7.2.2	Logiciel de contrôle	133
7.3	Commissioning du système L0 Calo	139
7.3.1	Première session du commissioning du L0 Calo	139
7.3.2	Phases de commissioning global du système L0 Calo	141
A Les réseaux de neurones artificielles		147
Bibliographie		151

Introduction

L'intégration, dans les années 1960, des interactions faibles et électromagnétiques au sein de la théorie électrofaible, constitue une des plus grandes réussites dans la recherche d'une unification des interactions fondamentales. La théorie électrofaible est à la base de l'actuel Modèle Standard de la physique des particules. Elle a été testée expérimentalement avec succès jusqu'à de grands niveaux de précision. Cependant, plus de quarante ans après avoir été prédit, un élément clef de cette théorie électrofaible n'a toujours pas été mis en évidence. C'est le champ scalaire de Higgs et sa manifestation physique, le boson de Higgs (Chap. 1).

Des contraintes sur sa masse ont été déterminées de manière indirecte. Dans les années 1990, le LEP a permis d'établir une limite inférieure sur celle-ci en excluant à 95% de niveau de confiance les masses d'un Higgs standard plus petite que $114.4 \text{ GeV}/c^2$. Les recherches se font à présent au sein de machines hadroniques, comme le TeVatron et le LHC. Le TeVatron arrivera bientôt à des sensibilités permettant d'exclure certains domaines de masses. Le LHC, qui doit entrer en fonctionnement avant la fin de l'année 2008, devrait permettre de mettre en évidence expérimentalement cette particule (Chap. 2).

Les modes des désintégrations du Higgs dépendent de sa masse. Pour des masses inférieures à $130 \text{ GeV}/c^2$, le mode de désintégration privilégié est $H \rightarrow b\bar{b}$. Cependant les recherches au LHC s'axent plutôt sur des désintégrations en paires $\tau\bar{\tau}$ ou en paires de photons pour mettre en évidence un Higgs de faible masse. Ces états finaux sont moins nombreux que ceux en $b\bar{b}$, mais ont une signature expérimentale plus propre.

En partant de l'idée que le détecteur LHCb (Chap. 3) est muni d'un détecteur de vertex de haute résolution, optimisé pour la détection de désintégrations de hadrons B, il pourrait être l'instrument privilégié pour observer un Higgs se désintégrant en paire $b\bar{b}$, [1, 2].

On se propose ici d'évaluer ce potentiel de détection, via une simulation complète du détecteur LHCb. Une telle analyse soulève plusieurs problèmes. La signature expérimentale d'une paire $b\bar{b}$ se fait par la reconstruction et l'identification d'objets composites, les jets beaux. A partir des différents objets reconstruits dans le détecteur (traces de particules chargées et dépôts neutres dans le calorimètre), les algorithmes de jets permettent de reconstruire ces objets. Nous étudierons l'influence des différents mécanismes comme l'hadronisation, la présence d'événements sous-jacents, ou les pertes hors de l'acceptance pour corriger la réponse en énergie des jets et améliorer la résolution en masse des di-jets beaux. Nous étudierons aussi la capacité du détecteur LHCb à discriminer les jets beaux des autres jets, afin d'être à même d'identifier les états finaux $b\bar{b}$ (Chap. 4).

On attend environ 6×10^{11} événements $b\bar{b}$ par an dans LHCb. Compte tenu de la largeur du pic du Higgs en di-jets beaux et du faible nombre d'événements produit par année, le bruit de fond

inclusif en $b\bar{b}$ constitue une pollution extrêmement importante. Il est alors nécessaire d'étudier un mode de production du boson de Higgs ayant une caractéristique permettant de distinguer son état final du bruit de fond $b\bar{b}$ inclusif. Pour des masses inférieures à $130 \text{ GeV}/c^2$, la production de Higgs associé à un boson vecteur, bien que inférieure d'un ordre de grandeur à la production inclusive de Higgs, à l'avantage d'avoir un lepton de haute impulsion transverse dans son état final. Si l'identification d'une désintégration muonique d'un boson vecteur ne pose pas de problème dans le détecteur LHCb, l'identification d'un électron d'impulsion transverse supérieure à $10 \text{ GeV}/c$ est perturbée par la saturation des cellules du calorimètre électromagnétique pour des énergies transverses supérieures à 10 GeV . Il faudra donc mettre en place une autre procédure pour l'identification de ces électrons (Chap. 5).

A ce niveau nous disposerons de l'ensemble des objets nécessaire à la reconstruction des états finaux en $b\bar{b}\ell$. Nous étudierons les propriétés du canal $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b}\ell$ afin d'être en mesure de rejeter les bruits de fond physiques en $b\bar{b}\ell$. Nous pourrons ainsi déterminer la sensibilité du détecteur LHCb à un Higgs standard produit en association avec un boson vecteur et se désintégrant en paires $b\bar{b}$ (Chap. 6).

Une autre tâche a été réalisée durant cette thèse. Il s'agit de la réalisation d'un module logiciel de contrôle pour la carte de validation du système de déclenchement de bas niveau du calorimètre (TVB). Dans le Chapitre 7, le système de déclenchement de bas niveau du détecteur LHCb est décrit, ainsi que le module de contrôle de la TVB. Nous verrons les différentes étapes qui ont permis de tester et de valider la cartes TVB ainsi que son intégration dans le système global.

Chapitre 1

Modèle Standard et secteur électrofaible

Le Modèle Standard de la physique des particules est la théorie physique qui décrit les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Cette théorie a pris forme dans les années '70 avec la formulation de la théorie électrofaible et de la chromodynamique quantique. Après une brève revue des particules élémentaires et des interactions fondamentales, nous nous concentrerons sur le secteur électrofaible du Modèle Standard, et plus particulièrement sur le mécanisme de génération des masses des particules. Ce mécanisme, dit « mécanisme de Higgs », implique l'existence d'une nouvelle particule dans le spectre de la théorie. C'est le boson de Higgs dont les propriétés seront décrites dans la dernière partie.

1.1 L'avant modèle standard

1.1.1 Préambule

La physique des particules étudie les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Le concept même de constituant élémentaire apparaît dès l'Antiquité avec la théorie atomiste défendue par Démocrite (~ 400 av. J.C.). Il s'agit alors d'une représentation a priori du monde, fondée sur l'intuition que la matière ne peut se diviser indéfiniment. La matière serait composée d'éléments se combinant entre eux : les atomes (du grec $\alpha\tau\omicron\mu\omicron\varsigma$: qui ne peut être divisé).

Le concept de constituant élémentaire est repris en science à partir du 18^{ème} siècle. Pour décrire les propriétés des corps et les réactions entre eux, les chimistes ont recours au concept d'atome. L'atome est alors la plus petite partie d'un corps pouvant se combiner chimiquement avec une autre. La théorie atomique voit le jour au début du 19^{ème} siècle. En se basant sur les travaux de Lavoisier sur la conservation de la masse (1789), et sur les travaux de Proust sur la conservation des proportions de constituants élémentaires au cours d'une réaction chimique (1799), John Dalton introduit le concept de masse atomique. De nombreux atomes sont identifiés au cours du 19^{ème} siècle et leurs propriétés sont étudiées. A la même époque, les physiciens utilisent l'hypothèse des constituants élémentaires pour décrire les propriétés des gaz et de la chaleur, aboutissant à la théorie cinétique des gaz. En 1908 les travaux de Perrin sur le mouvement brownien, se basant sur les prédictions d'Einstein (1905), confirment expérimentalement l'existence des molécules. La réalité du caractère non continu de la matière prend forme, et les atomes des chimistes semblent en être les constituants fondamentaux.

Cependant, en 1897 J.J. Thomson découvre l'électron et en 1911, Rutherford montre que l'atome n'est pas un constituant élémentaire mais est composé d'un noyau de charge positive autour duquel gravite un nuage d'électrons. En 1919, le même Rutherford montre que le noyau

positif de l'atome contient des protons, qui portent les charges positives de l'atome. Ces découvertes ouvrent la voie à l'étude de la physique subatomique.

Le cadre théorique pour l'étude des constituants subatomiques apparaît avec la théorie des quantas au début du 20^{ème} siècle. De la formidable explosion conceptuelle qui eut lieu entre 1900 et 1930, notons quelques éléments importants qui aboutiront, dans la seconde moitié du 20^{ème} siècle à l'édification du modèle standard de la physique des particules.

La situation avant le 20^{ème} siècle est problématique dans le domaine de l'étude du rayonnement. La théorie de Maxwell (1873) décrit avec précision les phénomènes électromagnétiques. Cependant les équations de Maxwell, qui ne sont pas invariantes par changement de référentiel galiléen, sont en désaccord avec la mécanique classique. En 1905, Albert Einstein, en postulant l'invariance de la vitesse de la lumière dans le vide quelque soit le référentiel inertiel, fournit avec la relativité restreinte, un cadre cohérent pour l'électromagnétisme.

Les travaux de Max Planck sur le rayonnement du corps noir en 1900 et d'Albert Einstein sur l'effet photoélectrique en 1905 font apparaître la structure discontinue des échanges d'énergie au niveau microscopique. L'interaction électromagnétique est alors le résultat de l'échange de quanta d'énergie, les photons. Ces travaux aboutissent à la formulation de la mécanique quantique, entre autres par Bohr, Heisenberg, Pauli, Von Neumann et Dirac. La mécanique quantique permet une description complète de la dynamique d'une particule massive non-relativiste. A la suite des travaux de Fermi (1926) et de Bose (1920) cette description s'étend à un ensemble de particules identiques ouvrant la voie à un traitement statistique de la mécanique quantique.

Mais pour décrire les interactions du rayonnement avec la matière à l'échelle de ses constituants, il faut pouvoir traiter un système ayant une infinité de degrés de liberté, tout en prenant en compte les lois quantiques qui régissent la dynamique à cette échelle. Il faut donc introduire les lois quantiques dans une théorie des champs cohérente avec la relativité restreinte. La théorie quantique des champs fournira le formalisme de l'étude des particules élémentaires et de leurs interactions.

1.1.2 Particules élémentaires

Après la découverte de l'électron et des nucléons (protons et neutrons), de nombreuses expériences ont vu le jour pour mettre en évidence de nouvelles particules élémentaires. Les particules découvertes sont classées en deux familles selon leur masse, les leptons (particules légères comme l'électron) et les hadrons (particules lourdes qui subissent l'interaction forte).

Les leptons L'électron, noté e^- découvert en 1897 est un lepton ainsi que le muon, noté μ^- (découvert en 1937 par C. Anderson), le tauon, noté τ^- (découvert en 1976 par M. Perl et son équipe). Tous trois sont de charge négative, mais avec des masses différentes : $m_{e^-} < m_{\mu^-} < m_{\tau^-}$. En 1931, pour rendre compte du fait que le spectre d'énergie des électrons dans les désintégrations β est continue, W. Pauli fait l'hypothèse d'une particule neutre associée à l'électron, échappant à la détection : le neutrino. Il faut attendre 1955 pour que F. Reines et C. Cowan observent les premiers neutrinos électroniques ν_{e^-} . En 1960, le neutrino muonique ν_{μ^-} est observé au Brookhaven National Laboratory, et en 2000 la première preuve directe de l'existence du neutrino tauique ν_{τ^-} est donnée par l'expérience Donut au Fermilab. A chacun de ces leptons ℓ ou ν_ℓ , il faut associer un lepton de même masse et de même spin mais de charge opposée, son antiparticule notée $\bar{\ell}$ (resp. $\bar{\nu}_\ell$). L'existence des antiparticules est prédite par Dirac en 1928 et observée pour la première fois par C. Anderson en 1932 avec la découverte de l'anti-électron (ou positron). Notons enfin que pour chacune des familles (ℓ, ν_ℓ) on associe la conservation d'une quantité, dit « nombre leptonique

», tel qu'au cours d'une réaction on ait $N(\ell) + N(\nu_\ell) - N(\bar{\ell}) - N(\bar{\nu}_\ell) = \text{const.}$

Des hadrons aux quarks Dès les premières études des réactions nucléaires, les physiciens constatent que les forces qui lient les constituants du noyau (ou nucléons) sont quasiment indépendantes de leur charge électrique Q , c'est à dire similaire entre deux protons, entre deux neutrons, ou entre un proton et un neutron. L'interaction entre les nucléons est dite invariante sous la symétrie $SU(2)$ d'isospin, noté I_3 , dans laquelle le proton et le neutron forment un doublet. Avec les expériences sur les rayonnements cosmiques et les avancées techniques réalisées en physique des accélérateurs, de nombreuses particules de masses élevées comparées au lepton sont découvertes : le π , le Λ , le K , etc... En 1961, M. Gell-Mann et Ne'eman montrent qu'en regroupant les baryons et les mésons de même spin et de même parité, ils forment une représentation du groupe $SU(3)$ dans le plan de l'isospin I_3 et de l'hypercharge Y définie par $Y = 2(Q - I_3)$, Fig. 1.1.

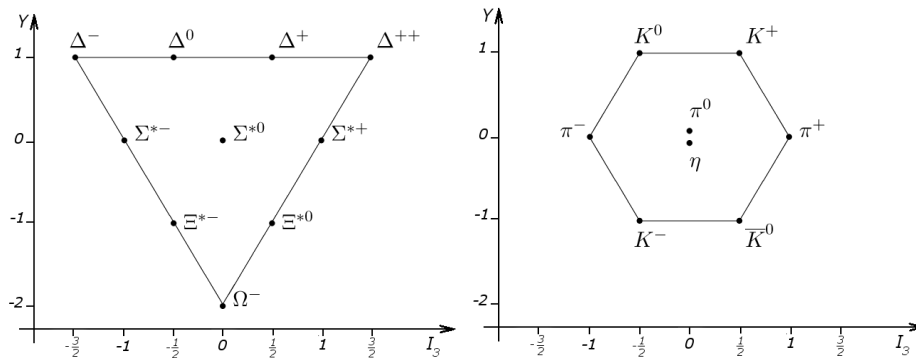


FIG. 1.1: Distribution des hadrons sur les représentation du groupe $SU(3)$ de saveur : décuplet de baryons de spin $3/2^+$ (gauche) et octet de mésons impairs de spin 0^- (droite).

Le fait que les hadrons peuplent les représentations de $SU(3)$ de dimension supérieure à la représentation fondamentale indique qu'ils sont des particules composites. Dans le modèle des quarks, les hadrons sont formés de quarks de spin $1/2$, peuplant la représentation fondamentale de $SU(3)$, Fig. 1.2. Dans ce modèle les quarks sont au nombre de trois, le quark u pour up, d pour down et s pour strange.

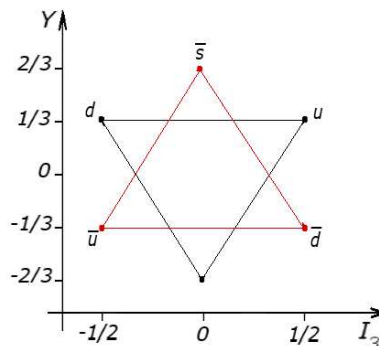


FIG. 1.2: Représentation de l'état fondamental du groupe $SU(3)$ de saveur : en noir le triplet de quarks up, down et strange et en rouge le triplet d'anti-quarks correspondant.

En 1974, avec la découverte du J/ψ , l'introduction d'un nouveau quark est nécessaire : le quark c pour charmé. Puis en 1977 avec le Υ , on introduit le quark b pour beauté. Les quarks d , s et b sont de charge $-1/3$, avec des masses $m_d < m_s < m_b$ (cf. Tab. 1.2). Les quarks u et c sont de charge $+2/3$ avec des masses $m_u < m_c$. On s'attend donc à trouver un sixième quark, de masse supérieure à m_b et de charge $-1/3$. En 1996 au TeVatron, le quark t pour top est mis en évidence expérimentalement à une masse d'environ 170GeV . Les quarks, comme les leptons sont des fermions (ie. de spin $1/2$) et obéissent à la statistique de Fermi-Dirac.

1.1.3 Interactions fondamentales

Gravitation La plus visible à notre échelle est l'interaction gravitationnelle qui est responsable de l'attraction des corps massifs entre eux. Newton en donne, dans la seconde moitié du 17^{ème} siècle, une théorie qui reste encore valable de nos jours pour la plupart des problèmes. Avec la théorie de la relativité générale, Einstein fournit en 1915 un cadre théorique plus global pour la modélisation de l'interaction gravitationnelle. Cependant, cette interaction se révèle d'une intensité extrêmement faible à l'échelle de la physique des particules et n'intervient pas significativement dans les processus d'interactions entre fermions (l'intensité de la gravitation est supprimée de 38 ordres de grandeur par rapport à l'interaction forte). Le Modèle Standard exclut donc ce champ de ses considérations.

Interaction électromagnétique et électrodynamique quantique L'interaction électromagnétique, dont les effets furent observés dès l'Antiquité, est responsable entre autre de la propagation de la lumière, ou de la répulsion d'objets de même charge. L'électrodynamique quantique (QED) est la théorie quantique des champs décrivant l'interaction électromagnétique entre les particules chargées. C'est la première théorie quantique des champs, et on en donnera les éléments de bases à titre d'exemple. Au regard de la QED, les particules chargées sont des champs de matière. Les équations du mouvement pour une particule de spin $1/2$ et de masse m dérivent du lagrangien pour un champ de Dirac ψ de spin $1/2$,

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi. \quad (1.1)$$

Les équations du mouvement comme le lagrangien sont invariants selon une transformation de phase globale : $\psi \rightarrow \psi'(x) = e^{-i\alpha}\psi(x)$. En imposant une transformation de phase dépendant de l'espace et du temps (ie. une transformation de phase locale) $\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{-i\alpha\theta(x)}\psi(x)$, on peut introduire l'interaction électromagnétique. En effet, pour conserver l'invariance du lagrangien sous cette symétrie locale, on remplace ∂_μ par une dérivé covariante D_μ . D_μ doit alors être invariante par la symétrie locale. Pour cela on introduit dans la théorie un nouveau champ vectoriel, le champ de jauge A_μ tel que A_μ se transforme selon

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{\alpha}\partial_\mu\theta(x), \quad (1.2)$$

et on pose

$$D_\mu\psi = (\partial_\mu + i\alpha A_\mu)\psi. \quad (1.3)$$

Le lagrangien le plus simple correspondant à la propagation libre du champ de jauge A_μ est donné par $\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ où $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. On peut identifier le champ de jauge A_μ au champ électromagnétique et \mathcal{L} au propagateur du photon. Après avoir remplacé ∂_μ par D_μ dans 1.1, et ajouté le terme de propagation de A_μ on obtient

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \alpha\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi. \quad (1.4)$$

On identifie les deux premiers termes aux propagateurs respectifs du champs de matière massif ψ (particules chargées) et du champ d'interaction électromagnétique (photon), tandis que le troisième terme correspond au couplage entre le champ de matière ψ de charge α et le champ d'interaction électromagnétique. Physiquement cette interaction correspond à la présence du courant électromagnétique J_μ^{em} , identifiable à $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$. Le lagrangien effectif de l'interaction électromagnétique peut alors s'écrire :

$$\mathcal{L}_{eff}^{em} = Q^{em} J_\mu^{em} A^\mu. \quad (1.5)$$

Ce courant physique couplé au champs de photon correspond au courant de Noether généré par la symétrie $U(1)_Q$. On dit que la QED est une théorie de jauge locale basée sur la symétrie $U(1)_Q$. Notons enfin qu'un des aspects essentiels de cette théorie est que l'on peut traiter les interactions entre particules chargées de manière perturbative. Cependant ce traitement perturbatif, par exemple lors de l'étude de la propagation d'un photon avec des processus d'ordres supérieurs comme la création d'une paire d'électron-positron, peut faire apparaître des infinis dans les fonctions de corrélations du lagrangien. Ces fonctions de corrélations sont les observables physiques. Elles sont donc finies par définition. Ce problème sera résolu par la méthode dite de renormalisation introduite en 1949 par Schwinger, Feynman, Tomonaga et Dyson. Elle consiste à ajuster la valeur des fonctions de corrélation sur les lagrangiens avec des termes de normalisation.

La théorie de l'électrodynamique quantique a permis aux physiciens de mieux comprendre la problématique des théories quantiques des champs, le rôle des groupes de symétrie en physique, et la nécessité de la renormalisabilité de ces théories. Elle a, en outre, été testée expérimentalement avec succès et est sans doute la théorie physique la plus précise dont nous disposons.

Interaction faible A la fin du 19ème siècle, Bequerel découvre le phénomène de radioactivité. En 1934, Fermi propose une théorie de la désintégration β , en se basant sur l'hypothèse de l'existence du neutrino introduit par Pauli. Dans les années qui suivirent, avec la découverte d'autres processus comme les désintégrations de muons en électron ou de pions en muons, l'existence d'une nouvelle classe d'interaction apparaît comme évidente. C'est l'interaction faible. En se basant sur les succès de l'électrodynamique quantique et sur les découvertes par Lee et Yang (1956) et Wu (1957) de la violation de parité (ie. le fait que les particules droitières ne sont pas soumises à l'interaction faible), Feynman, Gell-Mann et d'autres formulent la théorie V-A. Elle décrit correctement les phénomènes de basses énergies. Le lagrangien effectif de cette théorie peut se formuler par

$$\mathcal{L}_{eff}^{faible} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger(x) J^\mu(x) + h.c., \quad (1.6)$$

où $J^\mu(x)$ correspond aux courants faibles. La violation de parité indique que seuls les leptons gauchers participent aux courants faibles qu'on peut alors écrire $J^\mu(x) = \bar{\psi}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\psi = \bar{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L$ où γ_5 est son état de chiralité. On peut aussi interpréter ces courants « à la QED » en introduisant un champ d'interaction massif chargé, qui correspond à des bosons vecteurs, dits « bosons vecteurs intermédiaires ». Cependant la théorie n'est pas renormalisable. Il faudra attendre l'unification des interactions faible et électromagnétique pour avoir une théorie satisfaisante.

Interaction forte et chromodynamique quantique L'interaction forte est l'interaction qui confine les quarks dans les hadrons. On a vu précédemment que le concept de quark à été proposé par Gell-Mann pour rendre compte de la symétrie $SU(3)$ de saveur observée dans le spectre des mésons et des baryons. Afin d'expliquer l'existence de baryons de spin demi entier, il est nécessaire que les quarks soient de spins $1/2$. Cela implique que pour un baryon tel que $\Delta^{++}(uuu)$ et $s_z = +3/2$, la fonction

d'onde des quarks est dans un état totalement symétrique : $\Delta^{++}(s = 3/2, s_z = 3/2) = u \uparrow u \uparrow u \uparrow$. Or la statistique de Fermi-Dirac qui régit les champs de spin 1/2 impose que la fonction d'onde soit dans un état anti-symétrique dans l'échange de deux fermions identiques. Pour résoudre ce problème un nouveau degré de liberté a été introduit : la couleur. Ainsi la fonction d'onde du baryon est totalement antisymétrique au regard du nouveau degré de liberté. Pour éviter la prolifération des états, et rendre compte de l'inexistence de quarks à l'état libre, seul les singlets de couleurs (les baryons et les mesons) peuvent exister

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie quantique des champs qui décrit l'interaction entre particules ayant une charge de couleur. Elle a été proposée en 1973 par H. David Politzer, Frank Wilczek et David Gross. Elle repose sur la symétrie de jauge locale $SU(3)_c$ et les vecteurs de cette interaction sont les gluons. Le groupe de jauge $SU(3)_c$ est non abélien, les gluons sont donc eux même colorés. On discutera plus en détail des implications phénoménologiques de la QCD au début du chapitre 4.1.

Vers le modèle standard, l'interaction électrofaible Vers la fin des années 50, Schwinger (1957) puis Glashow (1958), remarquant la nature vectorielle commune aux interactions faible et électromagnétique, suggèrent la possibilité de résoudre le problème de renormalisation de l'interaction faible par l'unification des deux interactions. Après différentes tentatives basées sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (Glashow en 1961, Salam-Ward en 1964), Weinberg en 1967 et Salam en 1968 [3] parviennent à une théorie renormalisable avec des bosons vecteurs intermédiaires dont les masses sont générées par le mécanisme de Higgs. Nous reviendrons sur les détails du secteur électrofaible dans la partie 1.2.1 et sur le mécanisme de Higgs au paragraphe 1.2.3. Il faudra cependant attendre 1971, avec la démonstration par 't Hooft [4] de la renormalisabilité des théories de jauge avec brisure spontanée de symétrie, pour que la communauté scientifique adopte la théorie électrofaible, dite modèle de Glashow-Weinberg-Salam.

1.2 Le Modèle Standard

Pour le physicien, la Nature est donc constituée d'un certain nombre de particules élémentaires, nommées fermions, interagissant entre elles par des champs dont elles sont la source. Les particules associées à ces champs d'interaction sont nommées bosons. Le modèle standard de la physique des particules est une théorie qui décrit ces particules élémentaires et leurs interactions, englobant la théorie de la chromodynamique quantique et, par leur unification au sein de la théorie électrofaible, les interactions faible et électromagnétique. C'est une théorie quantique des champs basée sur la symétrie de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ et sur la brisure spontanée $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$. Nous verrons dans un premier temps le spectre des particules du Modèle Standard avant la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, puis nous nous concentrerons sur le secteur électrofaible et sur la génération des masses à travers le mécanisme de Higgs au sein du Modèle Standard de la physique des particules.

1.2.1 Le Modèle Standard avant la brisure spontanée de la symétrie

Le secteur électrofaible est constitué de la théorie électrofaible de Glashow-Salam-Weinberg. C'est une théorie non-abélienne (dite de Yang-Mills) basée sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Nous avons vu en préambule que l'interaction faible est une interaction chirale qui n'agit que sur les fermions gauches. Autrement dit, au vue de l'interaction faible, les leptons sont des éléments du groupe de symétrie $SU(2)_L$ pour lequel $(e^-, \nu_e)_L$ est un doublet et e_R un singlet, donc insensible à l'interaction faible. Pour unifier les interactions faible et électromagnétique, il faut que le groupe de symétrie locale commun possède au moins les trois bosons vecteurs recherchés, le photon

et les bosons vecteurs intermédiaires, couplés respectivement aux courants électromagnétique et faible. A partir de ces courants, on peut définir trois charges : la charge électromagnétique Q et les charges faibles I_+ et I_- . $SU(2)_L$ est le groupe le plus simple possédant trois générateurs I_+, I_- et I_3 . Par définition I_+ et I_- sont les charges faibles. Cependant si la charge électromagnétique Q est un des générateurs de $SU(2)_L$, cela impliquerait que la somme des charges électriques pour les multiplets gauches de $SU(2)_L$ est nulle. Ce n'est le cas ni pour les leptons ($Q(e^-) + Q(\nu_e) = -1$), ni pour les quarks ($Q(u) + Q(d) = 1/3$). Pour résoudre ce problème il faut se placer dans le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ou Y est l'hypercharge, définie par $Y = 2(Q - I_3)$. Aux quatre générateurs de ce groupe I_+, I_- et Y sont associés quatre bosons de jauge, $A_\mu^{1,2,3}$ et B_μ . On s'attend donc à avoir un nouveau boson de jauge dans le spectre de la théorie. A cela s'ajoute l'octet de champs de gluons $G_\mu^{1,\dots,8}$ correspondant aux huit générateurs du groupe $SU(3)_c$ définis par la QCD. On peut écrire pour ces bosons le lagrangien invariant de jauge suivant :

$$\mathcal{L}_1 = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^i G^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}^j A^{j\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (1.7)$$

où,

$$G_{\mu\nu}^i = \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i + g f^{ijk} G_\mu^j G_\nu^k, \quad i \in [1, 8], \quad (1.8)$$

$$A_{\mu\nu}^j = \partial_\mu A_\nu^j - \partial_\nu A_\mu^j + g' \epsilon^{jkl} A_\mu^k A_\nu^l, \quad j \in [1, 3] \quad (1.9)$$

$$\text{et } B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.10)$$

sont les tenseurs des champs de jauge de $SU(3)_c$, $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, f^{ijk} et ϵ^{jkl} sont des matrices antisymétriques définies par les relations de commutation entre les générateurs de $SU(2)_L$ et $SU(3)_c$, et où g , g' et g'' sont les constantes de couplages des trois interactions.

Les champs de matière peuvent alors être classés en fonction de leur charge aux vues des différentes interactions. On aura ainsi trois générations de quarks et de leptons chiraux, les fermions gauches étant des doublets d'isospin faible avec $I_3 = \pm \frac{1}{2}$ et les fermions droits des singlets d'isospin faible avec $I_3 = 0$. Les leptons n'étant pas affectés par l'interaction forte, ce sont des singlets de couleurs tandis que les quarks sont des triplets de couleurs. Pour simplifier nous noterons L_i les doublets et e_{R_i} les singlets d'isospin de leptons, avec $i = 1, 2, 3$ correspondant à la génération de lepton (e, μ, τ). De même nous noterons Q_i les doublets d'isospins de quarks et u_{R_i} et d_{R_i} les deux singlets d'isospins.

Ces différentes propriétés sont résumées dans le tableau Tab. 1.1.

En ajoutant les termes correspondant aux fermions, on écrit le lagrangien du Modèle Standard, avant brisure spontanée de symétrie.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 \quad (1.11)$$

avec

$$\mathcal{L}_2 = \bar{L}_i \gamma^\mu D_\mu L_i + \bar{e}_{R_i} \gamma^\mu D_\mu e_{R_i} + \bar{Q}_i \gamma^\mu D_\mu Q_i + \bar{u}_{R_i} \gamma^\mu D_\mu u_{R_i} + \bar{d}_{R_i} \gamma^\mu D_\mu d_{R_i} \quad (1.12)$$

i est la génération de fermions et D_μ est la dérivé covariante. Comme on l'a vu dans le cas de la QED, D_μ associe un terme de propagation libre des champs de matière et des termes de couplage entre champs de matière et champs d'interaction. D_μ est alors différente s'il s'agit de champs subissant les trois interactions comme dans, Eq. 1.13 :

$$D_\mu Q_i = (\partial_\mu - i \frac{g}{2} \lambda \cdot \mathbf{G}_\mu - i \frac{g'}{2} \tau \cdot \mathbf{A}_\mu + i \frac{g''}{6} B_\mu) Q_i, \quad (1.13)$$

Première génération	Gaucher, $T_3 = \pm\frac{1}{2}$	Droitier, $T_3 = 0$	
Non coloré	$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$, $Y = -1$	$e_{R_1} = e_R^-, Y = -2$	
Coloré	$Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$, $Y = \frac{1}{3}$	$u_{R_1} = u_R, Y = \frac{4}{3}$	$d_{R_1} = d_R, Y = -\frac{2}{3}$
Seconde génération	Gaucher, $T_3 = \pm\frac{1}{2}$	Droitier, $T_3 = 0$	
Non coloré	$L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$, $Y = -1$	$e_{R_2} = \mu_R^-, Y = -2$	
Coloré	$Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$, $Y = \frac{1}{3}$	$u_{R_2} = c_R, Y = \frac{4}{3}$	$d_{R_2} = s_R, Y = -\frac{2}{3}$
Troisième génération	Gaucher, $T_3 = \pm\frac{1}{2}$	Droitier, $T_3 = 0$	
Non coloré	$L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$, $Y = -1$	$e_{R_3} = \tau_R^-, Y = -2$	
Coloré	$Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$, $Y = \frac{1}{3}$	$u_{R_3} = t_R, Y = \frac{4}{3}$	$d_{R_3} = b_R, Y = -\frac{2}{3}$

TAB. 1.1: Classification des fermions de la théorie électrofaible avant la brisure spontanée de symétrie.

ou une seule comme dans, Eq. 1.14 :

$$D_\mu e_{R_i} = (\partial_\mu + ig'' B_\mu) e_{R_i}, \quad (1.14)$$

où les λ_i sont les 8 matrices de Gell-Mann, les τ_i sont les trois matrices de Pauli.

Que ce soit pour les bosons ou pour les fermions, le lagrangien ne comporte aucun terme de masse. Or expérimentalement tous les fermions sont massifs, ainsi que les bosons médiateurs de l'interaction faible, comme l'atteste sa portée limitée. Or l'ajout de terme de masse du type $m\bar{\psi}\psi$ viole l'invariance de \mathcal{L} à la symétrie du groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Existe-t-il un moyen pour générer les termes de masses des fermions et des bosons, sans violer l'invariance de jauge? Dans la partie suivante, nous verrons que cette question trouve sa réponse dans les effets de la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sur le spectre de particules de la théorie.

1.2.2 Brisure spontanée de symétrie et théorème de Goldstone

Brisure spontanée de symétrie

Soit un système invariant sous un certain type de symétrie. On dit qu'il y a brisure explicite de symétrie lorsque les lois qui décrivent ce système ne sont pas invariantes sous cette symétrie. Sous certaines conditions, les états du système peuvent ne plus être symétriques sans que la symétrie des lois le régissant ne soit altérée. On dit qu'on a une brisure de symétrie spontanée. Nous verrons que la condition pour avoir ce type de symétrie est que l'état fondamental du système ne possède pas cette symétrie.

Considérons un groupe de symétrie G qui laisse l'hamiltonien d'un système donné invariant. Soit U un opérateur unitaire élément de ce groupe. On a alors

$$UHU^\dagger = H. \quad (1.15)$$

Si ce système possède la même symétrie que son hamiltonien, alors on peut choisir deux états $|A\rangle$ et $|\tilde{A}\rangle$ qui sont des représentations irréductibles du groupe de symétrie tels que

$$|\tilde{A}\rangle = U|A\rangle. \quad (1.16)$$

La symétrie implique une dégénérescence des états $|A\rangle$ et $|\tilde{A}\rangle$

$$\mathcal{E}_A = \langle A|H|A\rangle = \langle A|UHU^\dagger|A\rangle = \langle \tilde{A}|H|\tilde{A}\rangle = \mathcal{E}_{\tilde{A}}. \quad (1.17)$$

L'existence d'une telle symétrie implique que l'état fondamental du système soit invariant par cette symétrie. En effet, on peut relier les états $|A\rangle$ et $|\tilde{A}\rangle$ à l'état fondamental en utilisant les opérateurs de création c_A et $c_{\tilde{A}}$:

$$|A\rangle = c_A|0\rangle \text{ et} \quad (1.18)$$

$$|\tilde{A}\rangle = c_{\tilde{A}}|0\rangle. \quad (1.19)$$

On a alors :

$$c_{\tilde{A}}|0\rangle \stackrel{(1.19)}{=} |\tilde{A}\rangle \stackrel{(1.16)}{=} U|A\rangle \stackrel{(1.18)}{=} U c_A U^\dagger U|0\rangle \stackrel{def.}{=} \tilde{c}_A U|0\rangle. \quad (1.20)$$

Donc

$$U|0\rangle = |0\rangle. \quad (1.21)$$

En revanche, si le niveau fondamental n'est pas invariant par symétrie, c'est à dire que la condition (1.21) n'est pas respectée, (1.19) et (1.18) étant vraies par définition, on voit dans (1.20) que l'équation (1.16) n'est plus satisfaite. Cela implique que contrairement à 1.17, on a

$$\mathcal{E}_A \neq \mathcal{E}_{\tilde{A}}. \quad (1.22)$$

Bien que l'hamiltonien du système, c'est à dire les lois qui le régissent, soit toujours invariant par symétrie, le système lui ne l'est plus, comme en atteste la non-dégénérescence des niveaux d'énergie.

Théorème de Goldstone

La brisure spontanée d'une symétrie continue implique l'existence dans le spectre de la théorie de particules sans masse et sans spin. Cette propriété a été mise en évidence par Nambu, en 1961 puis par Goldstone qui en donne dans [5] une démonstration rigoureuse. Ce type de particule est dénommée boson de Nambu-Goldstone.

Pour illustrer ce théorème, on peut l'appliquer à un système de N champs scalaires dont le lagrangien est invariant par rotation dans l'espace des champs à N dimensions.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial^\mu \phi_i)^2 - V(\phi), \quad (1.23)$$

avec

$$V(\phi) = \frac{\lambda}{4}(\phi_i^2)^2 - \frac{1}{2}\mu^2\phi_i^2. \quad (1.24)$$

\mathcal{L} est invariant sous la transformation

$$\phi_i \rightarrow \phi'_i = R_{ij}\phi_j, \quad (1.25)$$

où les R_{ij} forment la représentation fondamentale de groupe $O(N)$. Par définition, l'état fondamental est composé des N champs constants ϕ_{0_i} qui minimisent le potentiel $V(\phi)$. Comme les N champs sont indépendants, l'équation (1.24) est vérifiée pour

$$\phi_{0_i}(\lambda\phi_{0_i}^2 - \mu^2) = 0 \quad (1.26)$$

Deux cas se présentent. Si $\mu^2 < 0$, il existe un ensemble de solution unique $\phi_{0_i} = 0$. Dans ce cas,

$$\phi'_{0_i} = \phi_{0_i} = 0. \quad (1.27)$$

L'état fondamental du système a la même symétrie que \mathcal{L} , la condition pour qu'il y ait brisure spontanée de symétrie n'est pas vérifiée. La figure Fig. 1.3 illustre ce cas pour $N = 2$.

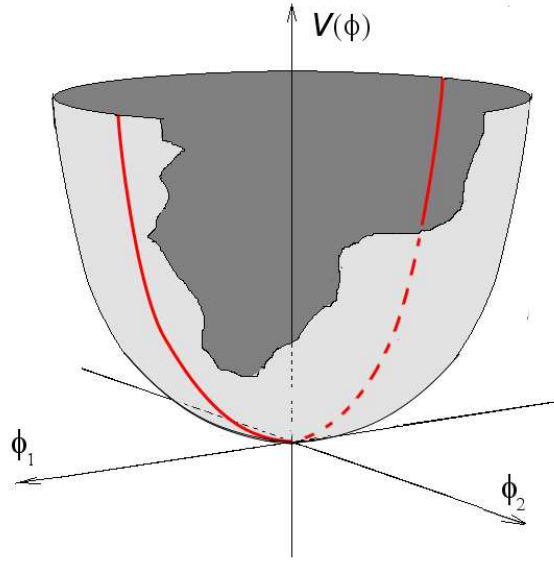


FIG. 1.3: Représentation du potentiel $V(\phi)$ pour $N=2$ en fonction de ses composantes réelles ϕ_1 et ϕ_2 , dans le cas $\mu^2 < 0$. Le potentiel atteint un minimum $|\phi| = 0$ et sa valeur sur le vide est nulle.

En revanche dans le cas où $\mu^2 > 0$, on a deux extrema :

$$\begin{cases} \phi_{0_i} = 0 \\ \phi_{0_i}^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} = v^2 \end{cases} \quad (1.28)$$

$\phi_{0_i} = 0$ est un maximum local. L'état fondamental est constitué de l'ensemble des ϕ_{0_i} , $i \in \llbracket 1, N \rrbracket$ vérifiant la deuxième condition de (1.28), c'est à dire fixant le module du champs à $|\phi_0| = v$. L'état fondamental est donc un état dégénéré. Dans le cas $N=2$, il est représenté par le cercle en pointillé sur la figure Fig. 1.4.

Afin de donner une interprétation physique de ce modèle, on va choisir une direction de l'état fondamental, qui sera le vide physique, tel que par exemple :

$$\begin{cases} \langle 0 | \phi_{0_1} | 0 \rangle = v \\ \langle 0 | \phi_{0_2} | 0 \rangle = 0 \\ \dots \\ \langle 0 | \phi_{0_N} | 0 \rangle = 0 \end{cases} \quad (1.29)$$

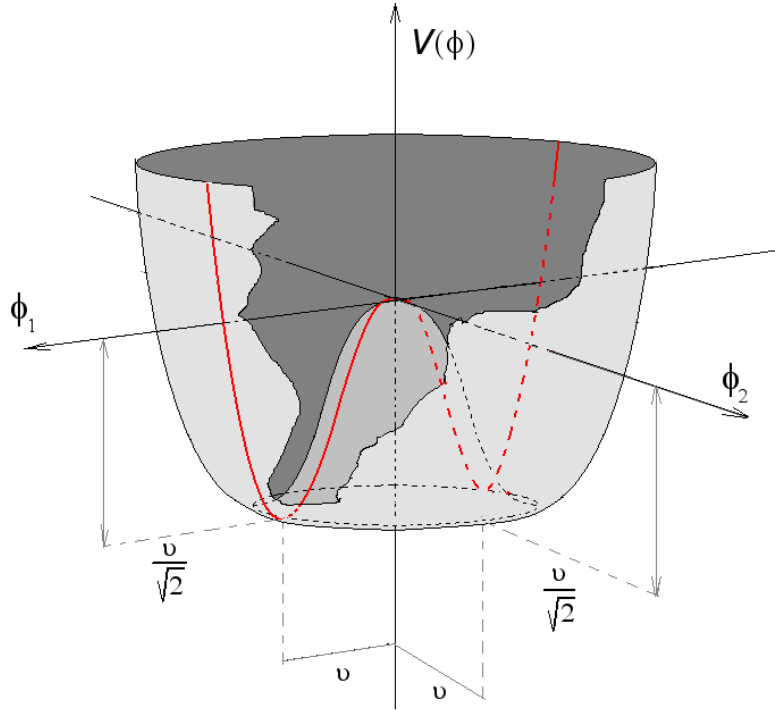


FIG. 1.4: Représentation du potentiel $V(\phi)$ pour $N=2$ en fonction de ses composantes réelles ϕ_1 et ϕ_2 , dans le cas $\mu^2 > 0$. Le potentiel atteint un minimum dégénéré en $|\phi| = v$ et développe une valeur sur le vide non nulle.

On remarque immédiatement que l'état fondamental ainsi choisi n'est plus invariant par rotation, ce qui implique une brisure spontanée de la symétrie $O(N)$. Si on place l'origine des champs à l'état fondamental, on pourra récrire le lagrangien en exprimant le champs $\phi(x)$ tel que

$$\phi(x) = (\phi_1', \phi_2', \dots, \phi_{N-1}'), \quad (1.30)$$

avec

$$\phi_1' = \phi_1 - v \text{ et } \phi_{k+1}' = \phi_{k+1}, k \in \llbracket 1, N-1 \rrbracket. \quad (1.31)$$

On a alors

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}(\partial^\mu \phi_1')^2 + \frac{1}{2}(\partial^\mu \phi_{k+1}')^2 - \frac{1}{2}\mu^2(\phi_{k+1}'^2 + \phi_1'^2) + \frac{1}{4}\lambda(\phi_{k+1}'^2 + \phi_1'^2)^2 \\ &= \frac{1}{2}(\partial^\mu \phi_1')^2 + \frac{1}{2}(\partial^\mu \phi_{k+1}')^2 - \mu^2\phi_1'^2 - \lambda v\phi_1'(\phi_1'^2 + \phi_{k+1}'^2) - \frac{1}{4}\lambda(\phi_1'^2 + \phi_{k+1}'^2)^2. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Le spectre des particules du modèle est donc modifié. Suite à la brisure spontanée de la symétrie $O(N)$ par le potentiel $V(\phi)$, on a une particule massive ϕ_1' , de masse $\sqrt{2}\mu$ et $N-1$ particules ϕ_{k+1}' , $k \in \llbracket 1, N-1 \rrbracket$ non massives. Ces particules non massives sont les bosons de Goldstone. On peut aussi comprendre ce caractère non massif par l'image suivante : les oscillations autour du vide physique selon la coordonnée polaire (ie. se déplacer sur l'équipotentielle où le potentiel est minimal) ne demande aucune énergie, et l'état fondamental est dégénéré selon cette coordonnée. Elles sont donc associés à des particules non massives. Remarquons que le lagrangien possède à présent une symétrie $O(N-1)$ correspondant aux rotations des champs ϕ_{k+1}' , $k \in \llbracket 1, N-1 \rrbracket$. La brisure spontanée de symétrie est du type

$$O(N) \rightarrow O(N-1) \quad (1.33)$$

$O(N)$ possède $\frac{N(N-1)}{2}$ générateurs, $O(N-1)$ en possède $\frac{(N-1)(N-2)}{2}$, on en déduit que $N-1$ générateurs ont été brisés. Le nombre de bosons de Goldstone correspond au nombre de générateurs.

1.2.3 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible et mécanisme de Higgs

Dans le cas précédent, on a brisé une symétrie globale et fait apparaître des bosons de Goldstone non massifs et sans spin. Ces particules ne présentent pas vraiment d'intérêt pour résoudre le problème de la masse des particules dans la théorie électrofaible. Cependant une procédure de ce type permet de faire apparaître de nouveaux degrés de liberté sans perturber les lois qui régissent la théorie. Quelques années après les travaux de Nambu et Goldstone, Englert et Brout [6], Guralnik [7] puis Higgs [8][9], démontrent que si la symétrie brisée est une symétrie locale, alors les bosons de Goldstone sont absents du spectre. A la place, les degrés de liberté générés par la brisure de symétrie spontanée apparaissent comme étant les états d'hélicité zéro des particules vecteurs associées aux symétries locales brisées. Or dans le cas de la théorie électrofaible, on a quatre bosons vecteurs $A_\mu^{1,2,3}$ et B_μ et on cherche à ce qu'au moins trois* d'entre eux soient massifs pour correspondre aux bosons vecteurs intermédiaires de l'interaction faible.

Dans la suite on verra, avec un exemple simple d'abord, puis dans le cas de la théorie électrofaible comment ce cas particulier du théorème de Goldstone permet de résoudre le problème des masses des bosons vecteurs.

Cas d'une théorie de jauge abélienne $U(1)$

Pour des raisons de clarté, nous commencerons par l'exemple d'une théorie abélienne. Considérons le lagrangien d'une telle théorie de jauge. Comme pour le lagrangien de la QED Eq. (1.4), on pourra distinguer un terme de propagation libre du boson de jauge et un terme covariant. On peut lui ajouter un potentiel, à condition qu'il respecte la symétrie de jauge,

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - V(\phi) \quad (1.34)$$

On désire obtenir une brisure spontanée de symétrie, on va choisir, à la manière du paragraphe précédent, un potentiel du type

$$V(\phi) = \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 - \mu^2 \phi^\dagger \phi, \quad (1.35)$$

avec $\mu^2 > 0$. Ainsi le potentiel atteint son minimum pour :

$$|\phi| = \pm \frac{v}{\sqrt{2}} \text{ avec } v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}. \quad (1.36)$$

Le potentiel développe donc une valeur sur le vide non nulle :

$$\langle 0|\phi|0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \neq 0. \quad (1.37)$$

On peut exprimer le champ ϕ en fonction de ses composantes réelles ϕ_1 et ϕ_2 tel que $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$. Comme pour l'exemple précédent, on a une infinité de minima pour le potentiel. On pourra en choisir un comme étant le vrai vide mais dans tous les cas, on aura une brisure spontanée de la symétrie. Choisissons le vide physique tel que :

$$\langle 0|\phi_1|0 \rangle = v \text{ et } \langle 0|\phi_2|0 \rangle = 0. \quad (1.38)$$

*Notons que dans les années 60 on en attend que deux correspondants aux courants chargés, les courants neutres n'ayant pas encore été découverts.

On peut alors placer l'origine au vide physique, en faisant le changement de variables

$$\phi'_1 = \phi_1 - v \text{ et } \phi'_2 = \phi_2, \quad (1.39)$$

puis exprimer la partie covariante du lagrangien en fonction de ϕ'_1 et ϕ'_2 :

$$\begin{aligned} |D_\mu|^2 &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi'_1 + gA_\mu \phi'_2)^2 \\ &+ \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi'_2 + gA_\mu \phi'_1)^2 - gvA^\mu(\partial_\mu \phi'_2 + gA_\mu \phi'_1) \\ &+ \frac{1}{2}g^2v^2A^\mu A_\mu \end{aligned} \quad (1.40)$$

Notons les différences avec l'équation (1.32) obtenue avec une symétrie globale, dans le cas $N = 2$. On pourrait, identifier ϕ'_2 au boson de Goldstone sans masse, comme dans le cas précédent. Mais le fait que la symétrie soit une symétrie de jauge, fait apparaître d'autres termes. Certains de ces termes sont difficiles à interpréter physiquement, mais on identifiera immédiatement le terme quadratique en A_μ comme conférant une masse gv au boson vecteur de notre théorie.

Afin d'interpréter les autres termes, et en particulier le mélange entre A_μ et ϕ'_2 on écrira le champ ϕ en coordonnées polaires :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x))e^{i\frac{\xi(x)}{v}}. \quad (1.41)$$

Ainsi pour de petites oscillations de $\xi(x)$

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x) + \dots), \quad (1.42)$$

on pourra identifier les champs $\phi'_1(x)$, $\phi'_2(x)$ à $\eta(x)$, $\xi(x)$ pour de petites oscillations. De plus la partie libre du lagrangien conserve la même forme en l'exprimant en fonction de $\eta(x)$, $\xi(x)$ qu'en fonction de $\phi_1(x)$, $\phi_2(x)$, ce sont donc bien les mêmes particules.

En fixant la transformation de jauge, on pourra faire disparaître ϕ'_2 (ou $\xi(x)$) de manière à supprimer le mélange entre A_μ et ϕ'_2 . On définit les champs transformés de jauge

$$\tilde{\phi}(x) = e^{-i\frac{\xi(x)}{v}}\phi(x) \text{ et } \tilde{A}_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{gv}\partial_\mu \xi(x). \quad (1.43)$$

Le lagrangien étant invariant sous ce type de transformation, on peut écrire

$$\begin{aligned} D_\mu \phi &= e^{-i\frac{\xi(x)}{v}}(\partial_\mu \tilde{\phi} - ig\tilde{A}_\mu \tilde{\phi}) \\ &= \frac{e^{-i\frac{\xi(x)}{v}}}{\sqrt{2}}(\partial_\mu \eta - ig\tilde{A}_\mu(v + \eta)) \end{aligned} \quad (1.44)$$

et

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu \tilde{A}_\nu - \partial_\nu \tilde{A}_\mu \quad (1.45)$$

On peut alors récrire le lagrangien du départ (1.34) en fonction de ces nouveaux champs,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \mu^2 \eta^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(gv)^2 \tilde{A}_\mu \tilde{A}^\mu \\ &+ \frac{1}{2}g^2 \tilde{A}_\mu \tilde{A}^\mu \eta(2v + \eta) - \lambda v^2 \eta^3 - \frac{1}{4}\lambda \eta^4. \end{aligned} \quad (1.46)$$

La partie du lagrangien pour les champs libres décrit la propagation d'un boson vecteur \tilde{A}_μ de masse $m_{\tilde{A}_\mu} = gv$ et d'un scalaire η de masse $m_\eta = \sqrt{2}\mu$. En revanche le champ ξ a disparu du lagrangien.

Cas d'une théorie non-abélienne, la théorie électrofaible

Considérons à présent la partie électrofaible du lagrangien du modèle standard.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{électrofaible}} = & -\frac{1}{4}A_{\mu\nu}^j A^{j\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \\ & + \bar{L}_i \gamma^\mu D_\mu L_i + e \bar{R}_i \gamma^\mu D_\mu e_{R_i} + \bar{Q}_i \gamma^\mu D_\mu Q_i + u \bar{R}_i \gamma^\mu D_\mu u_{R_i} + \bar{d}_{R_i} \gamma^\mu D_\mu d_{R_i} \end{aligned} \quad (1.47)$$

On a vu au paragraphe 1.2.1 que cette théorie est dotée de quatre bosons vecteurs non massifs : $A_\mu^{1,2,3}$ et B_μ . Or expérimentalement, on s'attend à ce que les bosons médiateurs de l'interaction électrofaible soient massifs, car c'est une interaction à courte portée, tandis que le boson médiateur de l'interaction électromagnétique, le photon, reste sans masse. Du point de vue des symétries de jauge, cela signifie que l'on doit briser la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ afin d'obtenir les masses des bosons de l'interaction faible mais que le lagrangien et l'état fondamental doit toujours être symétrique au regard de $U(1)_Q$ afin que le photon reste sans masse. On dit que l'on brise la symétrie selon le schéma $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$.

Pour obtenir cette brisure spontanée de symétrie, on va introduire dans la théorie un champ scalaire complexe Φ , formant un doublet de $SU(2)_L$ tel que

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 \end{pmatrix}, \quad Y_\Phi = 1. \quad (1.48)$$

On pourra alors ajouter à 1.47, le lagrangien \mathcal{L}_3 de Φ , composé d'un terme covariant et d'un potentiel permettant la brisure spontanée de $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$\mathcal{L}_3 = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (1.49)$$

avec

$$V(\Phi) = \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi. \quad (1.50)$$

Comme dans les exemples précédents, pour $\mu^2 > 0$ le doublet Φ va développer une valeur sur le vide non nulle. Comme on veut garder la symétrie $U(1)_Q$, on fixera le vide physique de la théorie de manière à ce que la valeur dans le vide de la partie chargée reste nulle :

$$\langle 0 | \phi^+ | 0 \rangle = 0 \text{ et } \langle 0 | \phi_0 | 0 \rangle = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.51)$$

On exprime les champs autour de l'état fondamental comme dans le cas précédent en paramétrant le doublet en coordonnées polaires.

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} e^{i\frac{\tau-\xi(x)}{v}} = U^{-1}(\xi) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.52)$$

avec

$$U(x) = e^{-i\frac{\tau-\xi(x)}{v}} \quad (1.53)$$

les champs ϕ^+ et ϕ_0 sont à présent paramétrés en terme des quatre champs scalaires $\xi_i(x)$, $i \in \llbracket 1, 3 \rrbracket$. Le changement d'origine implique que ces champs ont une valeur dans le vide nulle $\langle \xi^i \rangle_0 = \langle \eta \rangle_0 = 0$. On peut alors redéfinir les divers champs du Modèle Standard par la transformation U (ie. on se

place en jauge unitaire) :

$$\begin{aligned}
\Phi(x) &\rightarrow \Phi(x)' = U(x)\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{(2)}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta(x) \end{pmatrix}, \\
\frac{\tau \cdot \mathbf{A}_\mu}{2} &\rightarrow \frac{\tau \cdot \mathbf{A}'_\mu}{2} = U(\xi) \frac{\tau \cdot \mathbf{A}_\mu}{2} U^{-1}(\xi) - \frac{i}{g} (\partial_\mu U(\xi)) U^{-1}(\xi), \\
B_\mu &\rightarrow B'_\mu = B_\mu, \\
L_i &\rightarrow L'_i = U(\xi) L_i, \\
e_{R_i} &\rightarrow e'_{R_i} = e_{R_i}, \\
Q_i &\rightarrow Q'_i = U(\xi) Q_i, \\
u_{R_i} &\rightarrow u'_{R_i} = u_{R_i}, \\
d_{R_i} &\rightarrow d'_{R_i} = d_{R_i}.
\end{aligned} \tag{1.54}$$

Les termes du lagrangien (1.49) s'expriment alors en fonction de ces champs. On a

$$\begin{aligned}
D_\mu \Phi' &= (\partial_\mu - i \frac{g'}{2} \tau \cdot \mathbf{A}'_\mu - i \frac{g''}{2} B'_\mu) \Phi' \\
V(\Phi') &= \mu^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{\lambda}{4} \eta^4
\end{aligned} \tag{1.55}$$

Le terme covariant du lagrangien (1.49) s'écrit

$$\begin{aligned}
|D^\mu \Phi'|^2 &= \frac{1}{2} \left| (\partial_\mu - i \frac{g'}{2} \tau \cdot \mathbf{A}'_\mu - i \frac{g''}{2} B'_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta(x) \end{pmatrix} \right|^2 \\
&= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2} (g' A'_\mu{}^3 + g'' B'_\mu) & -\frac{i g'}{2} (A'_\mu{}^1 - i A'_\mu{}^2) \\ -\frac{i g'}{2} (A'_\mu{}^1 + i A'_\mu{}^2) & \partial_\mu + \frac{i}{2} (g' A'_\mu{}^3 - g'' B'_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta(x) \end{pmatrix} \right|^2 \\
&= \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + \frac{1}{8} g'^2 (v + \eta)^2 (|A'_\mu{}^1 + i A'_\mu{}^2|^2) + \frac{1}{8} (v + \eta)^2 (|g' A'_\mu{}^3 - g'' B'_\mu|^2)
\end{aligned} \tag{1.56}$$

On définit les champs W_μ^\pm , Z_μ et Γ_μ où Z_μ et Γ_μ sont orthogonaux (Γ_μ est selon la direction qui préserve $U(1)_Q$)

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A'_\mu{}^1 \pm i A'_\mu{}^2), \tag{1.57}$$

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g'^2 + g''^2}} (g' A'_\mu{}^3 - g'' B'_\mu) \text{ et} \tag{1.58}$$

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{\sqrt{g'^2 + g''^2}} (g' A'_\mu{}^3 + g'' B'_\mu). \tag{1.59}$$

Si on ne considère que les termes bilinéaires en W_μ^\pm , Z_μ et Γ_μ dans le lagrangien \mathcal{L}_3 , on a

$$\mathcal{L}_3 = \dots + M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2} M_\Gamma^2 \Gamma_\mu \Gamma^\mu. \tag{1.60}$$

avec les masses M_W , M_Z et M_Γ données par

$$M_W = \frac{1}{2} v g' \tag{1.61}$$

$$M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g'^2 + g''^2} \tag{1.62}$$

$$M_\Gamma = 0 \tag{1.63}$$

On constate donc que l'addition d'un champ scalaire à la théorie permet de rendre compte du caractère massif des médiateurs de l'interaction faible observés expérimentalement. En outre si on

développe \mathcal{L}_2 avec les nouveaux champs W_μ^\pm , Z_μ et Γ_μ (voir par exemple [10] p.353) on retrouve le lagrangien effectif de la théorie V-A pour l'interaction faible ainsi que le lagrangien effectif de l'électromagnétisme. Enfin, et c'est entre autre ce qui fait le succès de la théorie électrofaible, on prévoit de nouveaux courants neutres associés au boson Z. Les courants chargés sont déjà connus quand Glashow, Weinberg et Salam construisent la théorie électrofaible, et les courants neutres seront observés en 1973 dans l'expérience Gargamelle. En 1982, à quelque mois d'intervalles, les bosons W et Z sont observés au CERN dans les expériences UA1 et UA2. Leurs masses ont depuis été mesurées avec précision, au LEP et au TeVatron à $M_W = 80.403 \pm 0.029 \text{ GeV}/c^2$ et $M_Z = 91.187 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2$.

Masses des fermions

Jusqu'à ce point, les fermions sont toujours sans masses. On a vu que les fermions droits et gauches sont sans masses. Ils se propagent donc le long du cône de lumière. Expérimentalement, les fermions sont massifs. Ils ne se propagent donc pas le long du cône de lumière. La masse des fermions s'acquiert à travers une oscillation en chiralité entre les fermions gauches et droitiers. Cependant si on considère cette oscillation seule, on viole la symétrie de jauge électrofaible, l'hypercharge n'étant pas conservée. Ce problème se résout en utilisant le champ scalaire déjà introduit dans la théorie pour briser la symétrie électrofaible. Il a une hypercharge $Y(\Phi) = 1$ et l'isodoublet $\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*$ a une hypercharge $Y(\tilde{\Phi}) = -1$. Le couplage avec ce champ au cours de l'oscillation entre les fermions gauches et droits conserve donc l'hypercharge (cf. Fig.1.5).

En raison des propriétés de l'état fondamental du vide électrofaible l'hypercharge du champs Φ y est diluée.

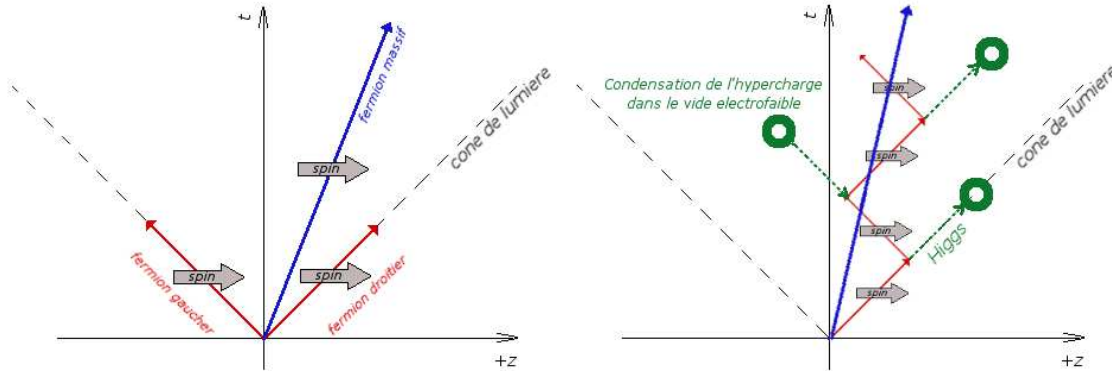


FIG. 1.5: Représentation schématique de la propagation dans l'espace temps des fermions gauches et droits sans masse en rouge, et d'un fermion massif en bleu (gauche). Représentation schématique de l'oscillation en chiralité qui génère la masse des fermions. La charge électrofaible est conservée via le couplage avec le champ de Higgs qui est condensé dans le vide électrofaible (droite).

C'est donc le couplage entre le champ scalaire Φ et les fermions gauches et droits qui permet de donner leurs masses aux fermions. Le couplage de Yukawa le plus général entre les fermions chiraux et le champ scalaire peut s'écrire sous la forme du lagrangien

$$\mathcal{L}_4 = -\lambda_e \bar{L}\Phi e_R - \lambda_d \bar{Q}\Phi d_R - \lambda_u \bar{Q}\tilde{\Phi} u_R, \quad (1.64)$$

soit pour le cas de l'électron par exemple

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_4 &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_e\bar{L}(\bar{\nu}_e, \bar{e}_L)\left(\begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta \end{pmatrix}\right)e_R + \dots \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_e v \bar{e}_L e_R - \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_e \eta \bar{e}_L e_R + \dots,\end{aligned}\quad (1.65)$$

où le premier terme décrit le mélange entre électron gauche et droit discuté précédemment. On a immédiatement

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}, \quad (1.66)$$

et de la même manière

$$m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}}. \quad (1.67)$$

1.3 Le boson de Higgs

1.3.1 Une nouvelle particule dans le spectre du Modèle Standard

Dans les parties précédentes, nous avons discuté de la génération des masses des bosons de l'interaction faible et de celle des fermions à travers le mécanisme de Higgs. Considérons à présent les parties \mathcal{L}_3 et \mathcal{L}_4 du lagrangien du modèle standard, où des termes impliquant le champ scalaire Φ interviennent. Le champ scalaire Φ est présent sous deux formes : v à été absorbé pour donner la masse des bosons vecteurs, tandis que η est devenu un champ massif. Son propagateur $\frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2$ apparaît dans (1.56) tandis qu'un terme quadratique $\mu\eta^2$ est présent dans (1.55). C'est le boson de Higgs. Sa masse est donnée par le terme quadratique :

$$M_H = \sqrt{2}\mu. \quad (1.68)$$

Cette particule, 40 ans après avoir été prédite par la théorie électrofaible, n'a toujours pas été observée. Sa découverte actuellement est l'un des enjeux clés de la physique des particules car elle permettrait de confirmer la théorie telle qu'elle a été décrite précédemment. Nous reviendrons dans le chapitre 2 sur les recherches engagées pour observer cette particule.

Le seul paramètre libre est donc sa masse, en fonction de laquelle on peut étudier ses couplages. Si on considère le second terme de 1.65, $-\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_e \eta \bar{e}_L e_R = -\frac{m_e}{v} \eta \bar{e}_L e_R$, on obtient le couplage entre le Higgs et les leptons. En généralisant à l'ensemble des fermions

$$g_{Hff} = i\frac{m_f}{v}. \quad (1.69)$$

De même, dans 1.56 exprimée avec les nouveaux champs, les termes faisant intervenir le boson de Higgs η et les bosons vecteurs W et Z sont de la forme $M_v^2 \frac{\eta}{v} V_\mu V^\mu$ et $M_v^2 \frac{\eta^2}{v^2} V_\mu V^\mu$. Les constantes de couplage pour un vertex de Higgs en deux bosons sont :

$$g_{HVV} = -2i\frac{M_V^2}{v}, \quad (1.70)$$

et deux Higgs en deux bosons

$$g_{HHVV} = -2i\frac{M_V^2}{v^2}. \quad (1.71)$$

Enfin dans (1.55) les termes en η^3 et η^4 nous fournissent les constantes d'auto-couplage du Higgs :

$$g_{HHH} = i3\frac{M_H^2}{v}, \quad (1.72)$$

et

$$g_{HHHH} = i3 \frac{M_H^2}{v^2}. \quad (1.73)$$

1.3.2 Désintégrations du boson de Higgs

Une fois la masse du Higgs fixée, les couplages avec les autres particules de la théorie sont connus. Les largeurs de désintégration du Higgs sont directement proportionnelles aux couplages du Higgs avec ces particules. Les couplages g_{HVV} et g_{Hff} étant proportionnels aux masses M_V et m_f , le boson de Higgs va se désintégrer majoritairement en particules de haute masse (W, Z, quarks t et b, τ et μ). On trouve cependant des états finaux en paire de photons ou en paires de gluons, produits par des boucles de particules massives. On donnera ici les largeurs de désintégration partielle au premier ordre. Pour plus de détails, en particulier sur les diverses corrections, le lecteur pourra se référer à [11]

Désintégrations en fermions

Dans l'approximation de Born, la largeur partielle du Higgs se désintégrant en deux fermions est donnée par

$$\Gamma_{Born}(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F N_c}{4\sqrt{2}\pi} M_H m_f^2 \beta, \quad (1.74)$$

où $\beta = \sqrt{1 - 4m_f^2/M_H^2}$ et N_c le facteur de couleurs. N_c est égal à trois pour les quarks et à un pour les leptons. Γ_{Born} présente une suppression très importante pour $M_H < 2m_f$ car le terme β

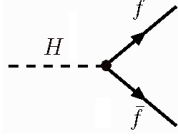


FIG. 1.6: Diagramme de Feynman du Higgs en fermions.

n'est pas défini sous cette limite. Cela a pour effet que l'on n'attend pas de désintégrations en quarks top pour un Higgs de moins de $350 \text{ GeV}/c^2$. Pour des masses inférieure à $350 \text{ GeV}/c^2$, les désintégrations leptoniques du Higgs sont donc majoritairement en paire $b\bar{b}$, puis par fréquences décroissantes en paires $\tau\bar{\tau}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$ et $\mu\bar{\mu}$.

Notons que pour les désintégrations en quarks, il faut prendre en compte les corrections QCD liées aux processus d'ordre supérieur. Ces corrections sont peu importantes pour les quarks top car elles varient avec le logarithme du rapport m_q^2/M_H^2 mais elles jouent un rôle important pour les quarks de plus basse masse. Pour les quarks b par exemple, la largeur de désintégration est divisée par un facteur ~ 2 par rapport à l'approximation de Born et d'un facteur ~ 4 pour les quarks c.

Désintégrations en bosons vecteurs

En première approximation, la largeur partielle de désintégration du Higgs en paires VV est donnée par :

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{G_F M_H^3}{16\sqrt{2}\pi} \delta_V \sqrt{1 - 4x}(1 - 4x + 12x^2), \quad x = \frac{M_V^2}{M_H^2}, \quad (1.75)$$

où $\delta_W = 2$ et $\delta_Z = 1$.

La dépendance en M_H^3 implique qu'au dessus de la limite $M_H^2 > M_V^2$, la désintégration en boson vecteur domine nettement les désintégrations en fermions. En l'absence d'autres désintégrations,

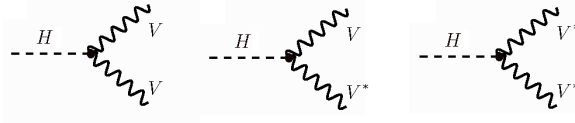


FIG. 1.7: Diagramme de Feynman du Higgs en bosons vecteur. Un ou les deux bosons vecteurs peuvent être hors couche de masse.

et en négligeant les termes en x , on attend une fréquence de désintégration en W deux fois plus importante qu'en Z .

En dessous de cette limite, $\Gamma(H \rightarrow VV)$ montre une suppression importante. Cependant il faut prendre en compte le fait que pour $M_H^2 < M_V^2$ les désintégrations en deux bosons vecteurs, dont un ou deux bosons peuvent être hors couche de masse, sont relativement importantes. Ainsi pour une masse du Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$, on a un rapport d'embranchement en deux bosons vecteurs de 13%.

Désintégrations en paire $\gamma\gamma$, gg , et $Z\gamma$

Le boson de Higgs ne se couple pas directement avec les particules sans masse. Ces modes de désintégration sont induits par des boucles de bosons vecteurs chargés ou de fermions lourds. Si

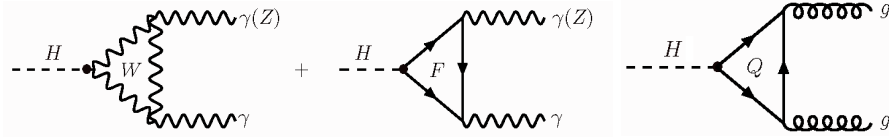


FIG. 1.8: Diagrammes de Feynman du Higgs en $\gamma\gamma$ ou $Z\gamma$ et du Higgs en gluons.

on ne prend pas en compte les corrections QCD d'ordres supérieurs dans le cas d'une boucle de quarks, la largeur partielle de désintégration du Higgs en deux photons est donnée par :

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 M_H^3}{128 \sqrt{2} \pi^3} \left| \sum_f N_c Q_f^2 F_f \right|^2, \quad (1.76)$$

où F_f est une fonction des facteurs de forme pour les fermions et pour le W où interviennent des termes en $\frac{M_W^2}{M_H^2}$ et $\frac{m_f^2}{M_H^2}$ liés aux couplages du Higgs avec les particules de la boucle. Ainsi la largeur partielle de désintégration est dominée par des boucles de W ou de top. La largeur partielle de désintégration étant au maximum de l'ordre de la centaine de keV, le rapport de branchement $H \rightarrow \gamma\gamma$ n'est significatif qu'avant que les désintégrations en bosons vecteurs ne dominent la largeur totale de désintégration. Pour $M_H = 130 \text{ GeV}/c^2$ on aura un rapport d'embranchement $H \rightarrow \gamma\gamma$ de l'ordre de 2.2×10^{-3} et il chute rapidement au delà de $160 \text{ GeV}/c^2$. Cependant ce canal de désintégration a l'avantage d'avoir une signature expérimentale claire.

On ne discutera pas ici les détails des désintégrations en $Z\gamma$. La largeur partielle de désintégration est plus importante que celle de $H \rightarrow \gamma\gamma$ à partir $M_H > 130 \text{ GeV}/c^2$ et est moins supprimée au delà de $160 \text{ GeV}/c^2$. Cependant elle ne dépasse pas 500 keV et devient donc négligeable vis à vis des désintégrations en bosons vecteurs pour $M_H > 170 \text{ GeV}/c^2$.

La largeur partielle de désintégration en paires de gluons est donnée au premier ordre par :

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{G_F \alpha_s^2 M_H^3}{36 \sqrt{2} \pi^3} \left| \sum_q F_q \right|^2, \quad (1.77)$$

où F_q est une fonction des facteurs de forme pour les quarks où intervient le terme $\frac{M_q^2}{M_H^2}$. Les corrections QCD aux ordres supérieurs sont très importantes et doublent la largeur partielle de désintégration. A nouveau, la boucle induisant ces désintégrations étant une boucle de quarks, la contribution à la largeur totale au-delà de la limite cinématique de désintégration en paire de W est relativement faible. Pour $M_H < 160 \text{ GeV}/c^2$, cela représente entre 0.1 et 0.7% des désintégrations mais chute rapidement au-delà. De plus l'état final gg n'est pas une signature expérimentale claire.

Largeur de désintégration totale et rapport d'embranchement

On distinguera trois zones de masse. Pour $M_H < 130 \text{ GeV}/c^2$, la largeur de désintégration totale est nettement dominée par les désintégrations en fermions au sein desquelles $H \rightarrow b\bar{b}$ représente de 75 à 50% des désintégrations. $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ représente de 7 à 5% et $H \rightarrow c\bar{c}$ de 3 à 2%. Les désintégrations $H \rightarrow \gamma\gamma$ sont rares (au mieux 0.2% des désintégrations) mais présentent un intérêt au niveau de la détection. Les désintégrations en bosons vecteurs offrent aussi une participation non négligeable de 30% à $M_H < 130 \text{ GeV}/c^2$, via la présence d'un ou deux bosons hors couche de masse. Pour $130 < M_H < 180 \text{ GeV}/c^2$, $H \rightarrow b\bar{b}$ chute rapidement en dessous du pour cent. Le Higgs se désintègre principalement en WW et ZZ . Les désintégrations en WW sont majoritaires, en particulier dans la région $2M_W < M_H < 2M_Z$ où elles représentent plus de 95% des désintégrations. Enfin pour $M_H > 180 \text{ GeV}/c^2$, la largeur de désintégration est nettement dominée par WW et ZZ . Comme on est au-delà de la limite cinématique pour ZZ , le rapport d'embranchement de $H \rightarrow ZZ$ augmente. A $300 \text{ GeV}/c^2$, on a environ 70% de désintégration WW et 30% de ZZ . Puis au-delà, $H \rightarrow t\bar{t}$ représente entre 15 et 20% des désintégrations. Ce canal a une importance cruciale pour la recherche d'un Higgs lourd car si les désintégrations en VV sont majoritaires, la largeur partielle de désintégration en VV est trop importante pour détecter une résonance. En effet à $M_H = 1 \text{ TeV}/c^2$, on a $\Gamma_{H \rightarrow VV} 0.5 \text{ TeV}/c^2$.

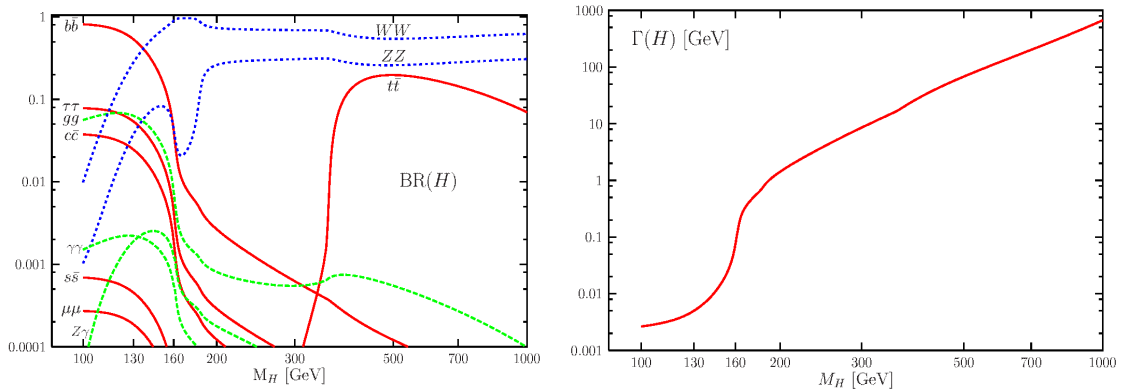


FIG. 1.9: Rapport de branchement des différents canaux de désintégration du Higgs en fonction de sa masse (gauche). Largeur totale de désintégration du Higgs en fonction de sa masse (droite). Figures extraite de [11].

1.4 Classification des particules dans le Modèle Standard

Reprenons la classification des particules du modèle standard, après la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. On pourra classer les champs en deux groupes : les champs de matière, ou fermions, et les champs d'interaction, ou bosons.

Les champs de matière se répartissent selon trois générations de quarks et de leptons dont les différentes propriétés sont resumées dans le tableau ci dessous.

Leptons		Spin $\frac{1}{2}$		
	Nom	Masse (MeV)	Charge (e)	Couleur
1 ^{ère} génération	e^-	0.511	-1	non coloré (singlet de $SU(3)_c$)
	ν_e	0	0	non coloré (singlet de $SU(3)_c$)
2 ^{nde} génération	μ^-	105.7	-1	non coloré (singlet de $SU(3)_c$)
	ν_μ	0	0	non coloré (singlet de $SU(3)_c$)
3 ^{ème} génération	τ^-	1776.90	-1	non coloré (singlet de $SU(3)_c$)
	ν_τ	0	0	non coloré (singlet de $SU(3)_c$)
Quarks		Spin $\frac{1}{2}$		
	Nom	Masse (MeV)	Charge (e)	Couleur
1 ^{ère} génération	u	1.5 à 30	$-\frac{1}{3}$	rouge,vert,bleu (triplet de $SU(3)_c$)
	d	3 à 7	$\frac{2}{3}$	rouge,vert,bleu (triplet de $SU(3)_c$)
2 ^{nde} génération	s	95 ± 25	$-\frac{1}{3}$	rouge,vert,bleu (triplet de $SU(3)_c$)
	c	1250 ± 90	$\frac{2}{3}$	rouge,vert,bleu (triplet de $SU(3)_c$)
3 ^{ème} génération	b	4200 ± 70	$-\frac{1}{3}$	rouge,vert,bleu (triplet de $SU(3)_c$)
	t	172600 ± 1400	$\frac{2}{3}$	rouge,vert,bleu (triplet de $SU(3)_c$)

TAB. 1.2: Classification des fermions après brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

Quant aux champs bosons, on les classera en deux types, les bosons vectoriels selon l'interaction qu'ils véhiculent, et le boson de Higgs qui est un boson scalaire.

Bosons vecteurs		Spin 1		
Interaction	Nom	Masse (GeV)	Charge (e)	Couleur
électromagnétique	γ	0	0	non coloré (singlet de $SU(3)_c$)
faible	(W^+, W^-)	80.4	(1,-1)	non coloré (singlet de $SU(3)_c$)
	Z_0	91.2	0	non coloré (singlet de $SU(3)_c$)
forte	g	0	0	
Bosons scalaire		Spin 0		
	Nom H	Masse Inconnue	Charge (e) 0	Couleur non coloré (singlet de $SU(3)_c$)

TAB. 1.3: Classification des bosons après brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

Il reste une inconnue dans ce tableau : la masse du boson de Higgs. Le boson de Higgs n'a pas encore été observé. Nous allons voir par la suite les contraintes qui ont été établies sur le domaine de masse du boson de Higgs.

Chapitre 2

Recherche du boson de Higgs

Si le boson de Higgs n'a pas encore été observé expérimentalement, nous verrons qu'un certain nombre de contraintes théoriques et expérimentales ont pu être établies sur sa masse. Cependant le domaine de masse possible reste large. Pour sa découverte, les outils de prédilection sont les collisionneurs hadroniques. Nous verrons l'état des recherches du Higgs au TeVatron puis les prévisions pour le LHC. Enfin nous verrons dans quelle mesure le détecteur LHCb pourrait apporter sa contribution à ces recherches et poserons les problématiques liées à cette étude.

2.1 Contraintes sur la masse du Higgs

2.1.1 Contraintes théoriques

Violation de l'unitarité Il a été vu dans le paragraphe sur la QED du chapitre 1, qu'une des considérations importantes des théories des champs quantiques est leur nature renormalisable. Cela assure que l'on puisse traiter les calculs de manière perturbative, c'est à dire qu'à une échelle d'énergie donnée, il n'existe pas de termes divergents dans les contributions d'ordre supérieur. Or de telles divergences peuvent avoir lieu dans certains processus comme la diffusion de bosons vecteurs chargés. Elles sont discutées dans [12] par exemple. Il en ressort que ces divergences sont dues à la composante longitudinale des bosons W^\pm . Cette composante est directement liée au champ de Higgs. On trouve que pour $M_H > 870 \text{ GeV}/c^2$, ces processus violent l'unitarité, c'est à dire que la théorie n'est plus renormalisable.

Trivialité La contrainte de trivialité repose sur le fait que les couplages du Higgs doivent être finis et non nuls (ie. non triviaux) sur le domaine de validité de la théorie. Si on considère les processus d'ordres supérieurs impliquant le couplage quadratique du Higgs g_{HHHH} , la renormalisation est valide jusqu'à l'échelle d'énergie donnée par le pôle de Landau Λ_c tel que :

$$\Lambda_c = v \exp\left(\frac{4\pi^2 v^2}{M_H^2}\right) \quad (2.1)$$

La contrainte de trivialité fournit une limite supérieure à la masse du Higgs, en fonction de l'échelle d'énergie Λ_c jusqu'à laquelle la théorie électrofaible est renormalisable, Fig. 2.1. Pour une discussion détaillée sur le sujet, le lecteur peut se référer à [13]

Stabilité du vide électrofaible La stabilité du vide électrofaible est assurée par le fait que le potentiel scalaire $V(\Phi)$ présente une valeur minimale. Si on considère l'ensemble des processus d'ordres su-

périeurs, en particulier ceux impliquant les fermions, on peut arriver à une contribution des quarks top aux boucles qui implique qu'à certaines échelles d'énergie, la valeur de λ définie en Eq.1.50 soit négative, ce qui n'est pas physique. Ainsi pour une théorie valable jusqu'à $\Lambda_c \sim 10^3$ GeV il faut que le Higgs ait une masse supérieure à $50 \text{ GeV}/c^2$ et pour $\Lambda_c \sim 10^{16}$ GeV il faut que le Higgs ait une masse supérieure à $130 \text{ GeV}/c^2$. Pour une discussion détaillée sur le sujet, le lecteur peut se référer à [14].

En combinant les deux limites en fonction de l'échelle à laquelle la théorie n'est plus effective, on obtient la figure 2.1. On observe que si une physique non décrite par la théorie électrofaible apparaît à partir du TeV, la masse du Higgs doit être comprise entre 50 et $800 \text{ GeV}/c^2$, tandis que si la théorie électrofaible est effective jusqu'à l'échelle de grande unification par exemple ($\Lambda_c \sim 10^{13}$ TeV), la masse du Higgs doit être comprise entre 130 et $180 \text{ GeV}/c^2$.

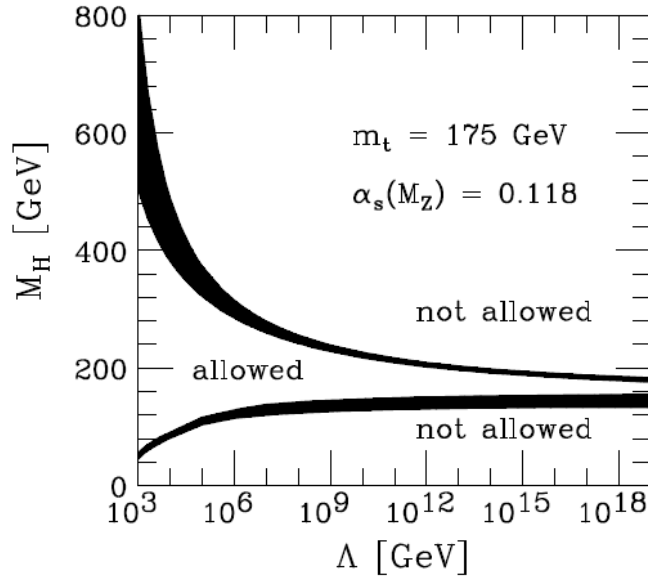


FIG. 2.1: Limite supérieure sur la masse du Higgs due à la trivialité et limite inférieure due à la stabilité du vide électrofaible, en fonction de l'échelle jusqu'à laquelle la théorie électrofaible est renormalisable. Figure extraite de [15].

2.1.2 Contraintes indirectes à partir des données de précision

A part la masse du Higgs, toutes les autres constantes du modèle standard ont été déterminées. A partir de ces paramètres on peut calculer toutes les observables du modèle standard et les comparer aux résultats expérimentaux [16]. Avec les expériences du LEP et du SLC puis les mesures du W et du top au Tevatron, les données ont atteint un grand niveau de précision qui permet de tester les prédictions des calculs aux ordres supérieurs (corrections radiatives). Dans le système du Z, les corrections radiatives sont diverses. Elles sont constituées des corrections QCD pour les états finaux des quarks, des corrections QED sur la radiation de photons des états initiaux et finaux, ou encore des corrections radiatives électrofaibles sur le propagateur du Z, ou sur son vertex de désintégration.

Les corrections radiatives électrofaibles ont un intérêt particulier car elles font intervenir des

couplages avec le boson de Higgs dans le propagateur du Z ou du W, Fig.2.2. On trouvera une discussion détaillée sur le sujet dans [11], p.31 à 53. La comparaison des prédictions sur les correc-

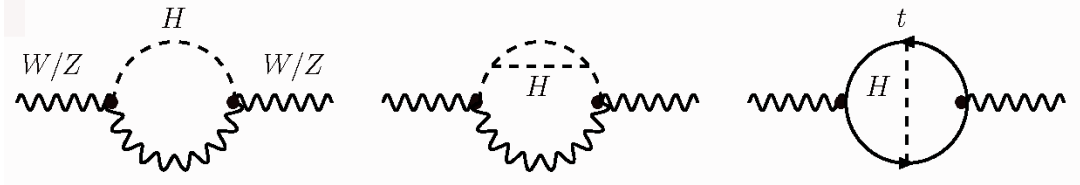


FIG. 2.2: Contributions du boson de Higgs aux corrections radiatives électrofaibles à l'énergie propre du W et du Z.

tions radiatives avec les données de précision, permet de mettre des contraintes sur la masse du boson de Higgs. Notons que la dépendance en masse du W et du top est importante, Fig. 2.3, de même que la dépendance à la contribution hadronique de la valeur de $\alpha_{\text{QED}}(M_Z^2)$: $\Delta\alpha_{\text{hadr}}$, Fig. 2.4.

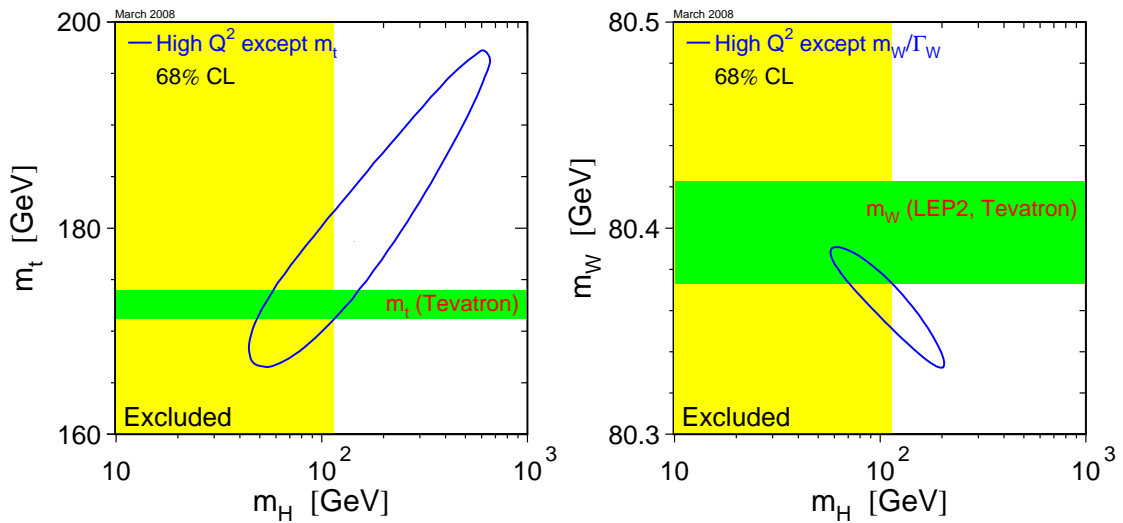


FIG. 2.3: Ajustement sur la masse du Higgs à partir des données de précision électrofaible exprimées en fonction de la masse du top (gauche), et de la masse du W (droite). Le contour correspond à un niveau de confiance à 68%. Figure extraite de [17] avec l'actualisation de Mars 2008.

En prenant en compte la mesure de toutes les observables électrofaibles, les contraintes sont résumées dans l'ajustement de la figure 2.4. La valeur préférée, correspondant à la valeur minimale de l'ajustement est $87_{-27}^{+36} \text{ GeV}/c^2$ où les erreurs correspondent à un niveau de confiance de 68%. Étant données les incertitudes sur la mesure de la masse du top, cette valeur est amenée à varier avec de nouvelles mesures. La limite sur la masse maximale de $160 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance est moins soumise à la dépendance en m_t et donne une idée du domaine de masse favorisé par les données de précision.

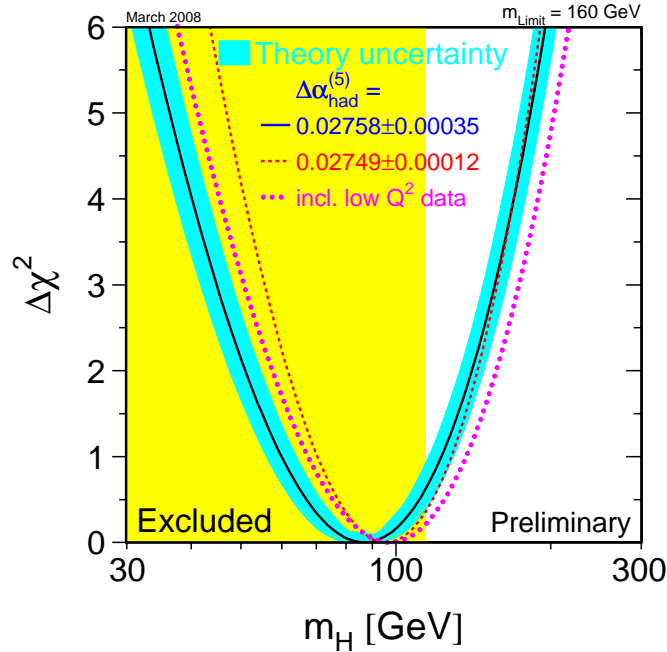


FIG. 2.4: Valeur du $\Delta\chi^2$ l'ajustement des données de précision sur la masse du Higgs en fonction de la valeur de celle-ci. La bande jaune représente le domaine exclu par les recherches directes (cf §2.1.3). Figure extraite de [17] avec l'actualisation de Mars 2008.

2.1.3 Contraintes directes au LEP

Le LEP était un collisionneur e^+e^- . Il était situé au CERN, et a fonctionné de 1989 à 2000. On peut distinguer deux phases de fonctionnement, communément appelées LEP1 et LEP2. La phase LEP1 qui s'est terminée en 1995 était principalement axée sur les mesures de précision du Z. L'énergie des collisions dans le centre de masse était donc aux alentours de $91 \text{ GeV}/c^2$. La seconde phase, LEP2, a vu l'énergie dans le centre de masse monter progressivement de $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$ en 1995 à $\sqrt{s} = 206.6 \text{ GeV}$ en 2000. Pendant ces deux phases, le Higgs a été activement recherché.

LEP1

L'énergie des collisions dans le centre de masse était aux alentours de la masse du Z. A ces énergies, la production se fait principalement par production de Z se désintégrant en Higgs et en Z hors couche de masse : $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow HZ^* \rightarrow H\bar{f}f$. Le rapport d'embranchement $Z \rightarrow H\bar{f}f$ décroît rapidement avec la masse du Higgs. Ainsi on attendait 10000 événements pour un Higgs à $20 \text{ GeV}/c^2$ mais seulement une soixantaine pour un Higgs à $60 \text{ GeV}/c^2$. Ces chiffres sont à comparer avec le nombre total de Z d'environ 2×10^7 . Pour $M_H < 20 \text{ GeV}/c^2$ trois types de canaux ont été étudiés [18] :

- un Higgs stable. On cherche alors une paire de leptons acoplanaires venant de la désintégration du Z avec le recul du Higgs,
- un Higgs se désintégrant en paires particule anti-particules (notée X^+X^-), accompagné d'un Z en neutrinos. On cherche alors une paire X^+X^- reculant face au Z avec de l'énergie manquante.

- un Higgs se désintégrant en hadrons accompagné d'un Z en neutrinos. Le Higgs étant léger, on cherche un monojet reculant face au Z avec de l'énergie manquante.

Au delà de $20 \text{ GeV}/c^2$ le rapport d'embranchement de $Z \rightarrow H\bar{\nu}$ est trop faible pour ces types de canaux. Deux types d'états finaux sont alors recherchés :

- un Higgs se désintégrant hadroniquement et le Z en neutrinos. Le Higgs étant plus lourd que précédemment, on cherche deux jets reculant face au Z avec de l'énergie manquante.
- un Higgs se désintégrant hadroniquement et le Z en leptons. On cherche deux jets acoplaire et un candidats Z en leptons.

Ces canaux représentent seulement 24% des états finaux mais sont les seuls discernables du bruit de fond.

Le nombre d'événements observés dans ces canaux est compatible avec le bruit de fond attendu. LEP1 a permis d'exclure à plus de 95% de niveau de confiance un boson de Higgs standard ayant une masse inférieure à $65.6 \text{ GeV}/c^2$.

LEP2

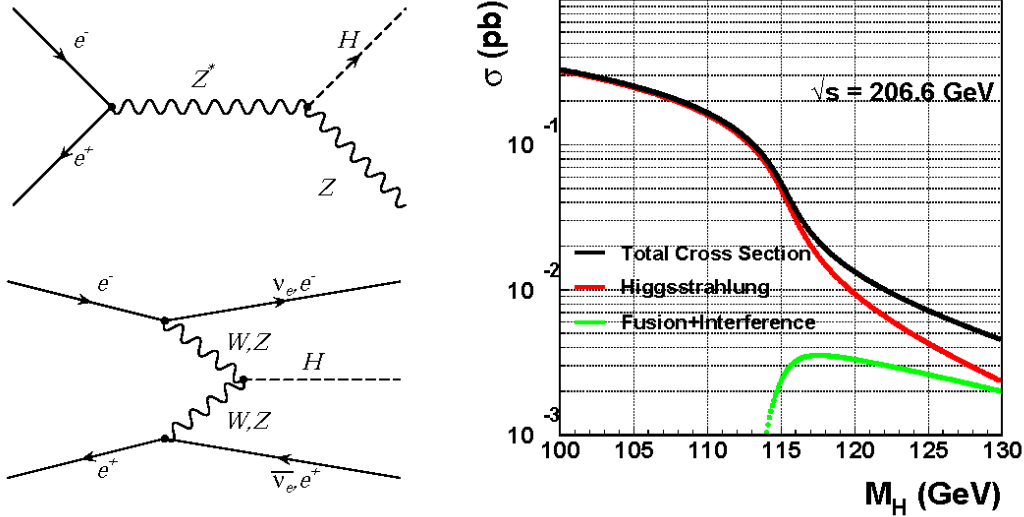


FIG. 2.5: Les deux principaux modes de productions du Higgs à LEP2 et leurs sections efficaces à $\sqrt{s} = 206.6 \text{ GeV}$

Aux énergies de LEP2, le principal mode de production est le « Higgsstrahlung », c'est à dire la production d'un Z hors couche de masse émettant un Higgs. Pour des masses du Higgs supérieures à $115 \text{ GeV}/c^2$ on considère aussi la fusion de bosons vecteurs, Fig. 2.5.

Comme on l'a vu dans le §1.3.2, le canal de désintégration majoritaire pour les masses de Higgs inférieures à $130 \text{ GeV}/c^2$ est $H \rightarrow b\bar{b}$. Tous les canaux étudiés à LEP2 comportent donc une paire $b\bar{b}$ issue du Higgs dans leur état final. Les canaux étudiés ont été les suivants [19] :

- 4 jets (51% des états finaux) : deux provenant du Higgs, les deux autres provenant de la désintégration hadronique du Z.
- Énergie manquante (15% des états finaux) : l'énergie manquante provient de la désintégration du Z en neutrinos.
- Leptons (e, μ) (5% des états finaux) : les leptons viennent de la désintégration leptonique du Z.
- τ (7% des états finaux) : si les τ viennent du Higgs on cherche le Z en $b\bar{b}$ et inversement.

Les bruits de fond attendus proviennent des modes à deux fermions $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow q\bar{q}ll$ dont la section efficace est d'environ 100 pb, des états finaux en $Z\gamma$ (environ 10 pb) puis, avec l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse, des états finaux de WW (environ 20 pb) et ceux de ZZ (environ 1 pb). Ces sections efficaces sont donc nettement supérieures à celle du signal. La qualité des analyses repose essentiellement sur la capacité des expériences à identifier les jets beaux, et à obtenir une bonne résolution sur la masse reconstruite des états finaux. On ne détaillera pas ici ces analyses. Quelques visualisations d'événements significatifs sont montrées Fig. 2.7 et Fig.2.6.

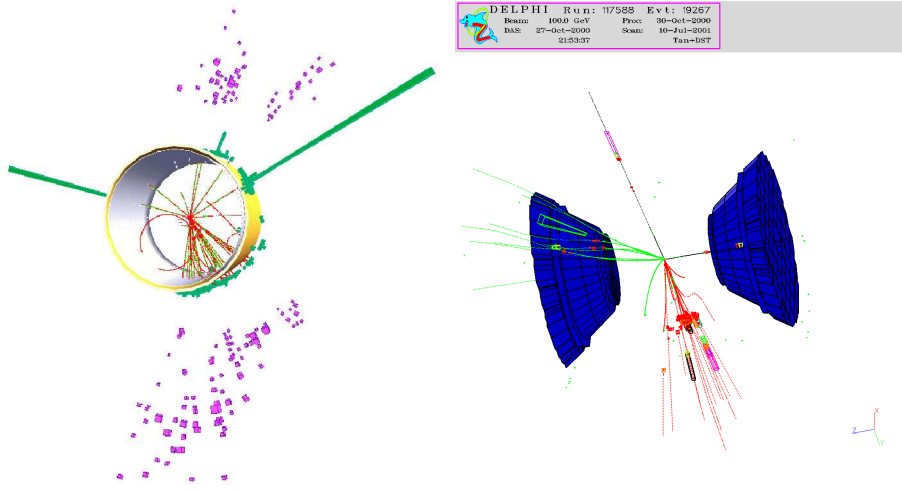


FIG. 2.6: Évènement Leptons (ee) dans L3 (gauche). Évènement Leptons ($\mu\mu$) dans DELPHI (droite).

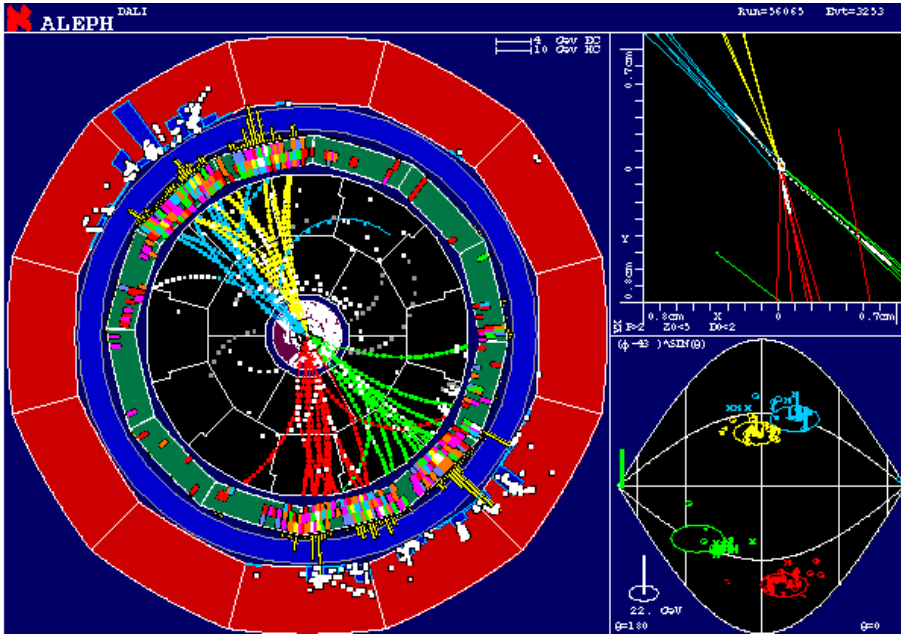


FIG. 2.7: Évènement à 4 jets le plus significatif dans ALEPH

Le résultat des analyses combinées [20] des quatre expériences est présenté Fig. 2.8. Aucun excès significatif n'est détecté par rapport aux bruits de fond du Modèle Standard. Les masses inférieures à $114.4 \text{ GeV}/c^2$ sont exclues à 95% de niveau de confiance. La limite attendue au vue de la luminosité collectée était de $115.3 \text{ GeV}/c^2$. Cette différence est due à la présence d'un excès de candidats Higgs de 1.7σ autour de $116 \text{ GeV}/c^2$ [19]. Si on inclut les mesures directes à l'ajustement des données électrofaible, la borne supérieure à 95% de niveau de confiance est à $190 \text{ GeV}/c^2$.

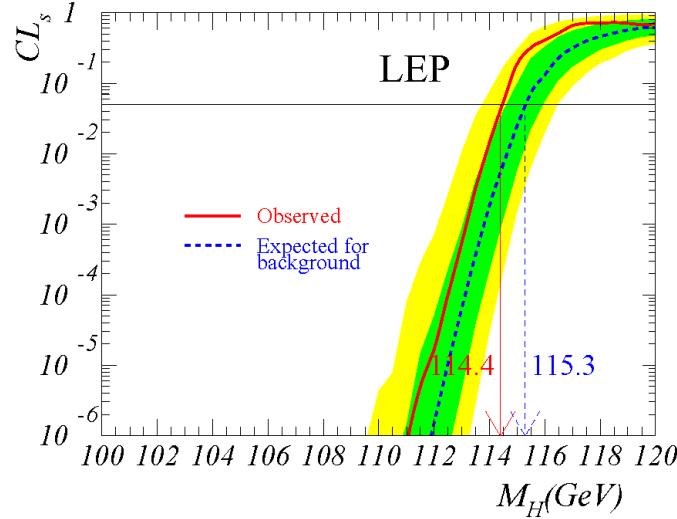


FIG. 2.8: Rapport $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$ pour l'hypothèse signal plus bruit de fond combiné pour les quatre expériences de LEP2. Figure extraite de [20].

2.2 Recherche du boson de Higgs dans les collisionneurs hadroniques

TeVatron Le TeVatron est un collisionneur hadronique $p\bar{p}$ situé au Fermilab aux États-Unis. Il est en activité depuis 1994 et devrait terminer de prendre des données courant 2010. Deux phases ont eu lieu. Les collisions du Run I étaient à une énergie de 1.8 TeV dans le centre de masse. Il a abouti entre autres à la découverte du quark top. Les collisions du Run II sont à une énergie de 1.96 TeV dans le centre de masse, et le boson de Higgs y est activement recherché. La luminosité intégrée attendue à la fin du Run II est de 5 fb^{-1} . Deux expériences prennent des données au TeVatron : CDF et D0.

LHC Le LHC est un collisionneur hadronique pp situé au CERN à Genève (cf. Chap. 3). Il devrait entrer en service avant la fin de l'année 2008. Les collisions auront lieu à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV . Quatre expériences prendront des données au LHC : ATLAS, Alice, CMS et LHCb. Un des objectifs principaux du LHC est la découverte du boson de Higgs.

2.2.1 Production du boson de Higgs dans les collisionneurs hadroniques

Le Higgs se couple de préférence avec les particules lourdes, c'est-à-dire principalement avec les bosons vecteurs W et Z, le quark top, et dans une moindre mesure les quarks beaux. Ainsi la production de Higgs, dans les machines hadroniques, se fait par les processus présentés Fig. 2.9. D'autres processus produisent des paires de Higgs, mais nous ne les traiterons pas ici étant données leurs faibles sections efficaces.

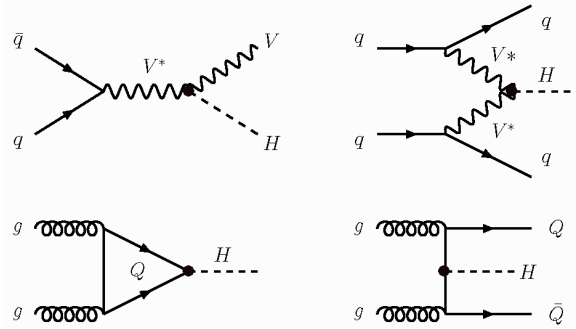


FIG. 2.9: Principaux modes de production du Higgs dans les collisionneurs hadroniques : production associée à un boson vecteur (en haut à gauche), production par fusion de bosons vecteurs (en haut à droite), production par fusion de gluons à travers une boucle de quarks lourds (t ou b) (en bas à gauche), production associée à des quarks lourds (en bas à droite).

Le processus dominant est la fusion de gluons. Les gluons fusionnent en une boucle de quarks. La production du Higgs se fait par couplage avec les quarks. Le couplage entre Higgs et quarks est proportionnel à la masse des quarks. Les boucles de top dominent donc ce processus. La section efficace de ce processus en fonction de la masse du boson de Higgs est présentée figure 2.10 pour le Tevatron et le LHC. Au Tevatron le second processus dominant la section efficace de production est la production associée à un boson vecteur. En revanche pour le LHC le second processus en terme de section efficace est la production par fusion de bosons vecteurs. Sa section efficace est quasiment du même ordre que la production par fusion de gluons pour des masses du Higgs supérieures à $600 \text{ GeV}/c^2$. Au LHC, la production associée à un boson vecteur chute en dessous du pb pour $M_H > 130 \text{ GeV}/c^2$. Enfin la production associée à deux quarks lourds est dominée par l'état final $Ht\bar{t}$. Sa section efficace est au mieux deux ordres de grandeur en dessous de $gg \rightarrow H$.

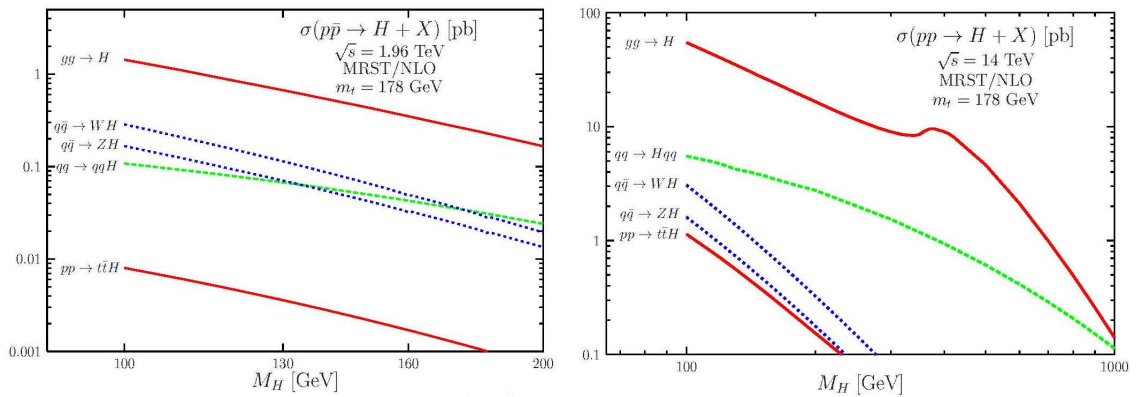


FIG. 2.10: Sections efficaces, en pb, des différents modes de production du boson de Higgs, au Tevatron à gauche et au LHC à droite. Ces figures sont extraites de [11]

2.2.2 Recherches au Tevatron

Les expériences CDF et D0 aux Tevatron cherchent le Higgs pour des masses allant de 115 à $200 \text{ GeV}/c^2$. Au Tevatron, pour des masses inférieures à $130 \text{ GeV}/c^2$, cinq canaux sont étudiés pour la découverte du boson de Higgs. Dans le domaine des faibles masses, le rapport d'embranchement

est dominé par $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$. Cependant les processus QCD ayant un état final $b\bar{b}$ sont trop nombreux pour espérer séparer le signal du bruit de fond pour des productions par fusion de gluons. Les canaux étudiés sont donc produits en association avec un boson vecteur ou avec des quarks lourds. La section efficace de ces processus est plus faible mais ils ont l'avantage d'avoir des états finaux différents du bruit de fond QCD. Pour $H \rightarrow b\bar{b}$, les canaux suivants sont étudiés [21] :

- $WH \rightarrow (e/\mu)\nu + b\bar{b}$, caractérisé par un lepton de haute impulsion transverse, de l'énergie transverse manquante et deux jets beaux.
- $ZH \rightarrow (ee/\mu\mu) + b\bar{b}$, caractérisé par deux leptons de haute impulsion transverse à la masse du Z, et deux jets beaux.
- $ZH \rightarrow \nu\nu + b\bar{b}$, caractérisé une grande quantité d'énergie transverse manquante, et deux jets beaux.

Les bruits de fond principaux sont $Z/\gamma^* + \text{jets}$, $W + \text{jets}$ et les processus du type ZZ , WZ ou WW . Les états finaux en $\tau\bar{\tau}$ sont cherchés en association avec deux jets. Ces jets, qui sont toujours présents dans la production de Higgs par fusion de bosons vecteurs, peuvent provenir de la désintégration hadronique d'un boson vecteur dans le cas de production associée avec un Z ou un W ou venir d'un gluon émis par un des gluons initiaux dans la production par fusion de gluons. Dans ce cas, le canal est caractérisé par la présence de deux τ de haute impulsion transverse (p_T) et de deux jets. Les bruits de fond principaux sont $Zq\bar{q} \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$, $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$ et le bruit de fond QCD.

Pour des masses inférieures à $150 \text{ GeV}/c^2$, le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ se caractérise par deux photons de haute énergie transverse. Les bruits de fond principaux sont liés soit aux paires de photons issues d'événements QCD, soit à la mauvaise identification des électrons d'un événement Drell-Yann par exemple. Pour ce canal, en raison de sa faible section efficace, l'élément clef est la résolution de reconstruction de la masse invariante des paires de photons.

Pour des masses du Higgs supérieures à $130 \text{ GeV}/c^2$, le canal privilégié est le Higgs se désintégrant en paire de W, $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l'\nu'$. Ce canal est caractérisé par la présence de deux leptons de haute impulsion transverse (ee , $\mu\mu$ ou $e\mu$) avec une grande quantité d'énergie transverse manquante venant des neutrinos et moins de deux jets dans l'événement. Les bruits de fond sont les canaux du type WW , WZ , ZZ , $W+\text{jet}$, etc...

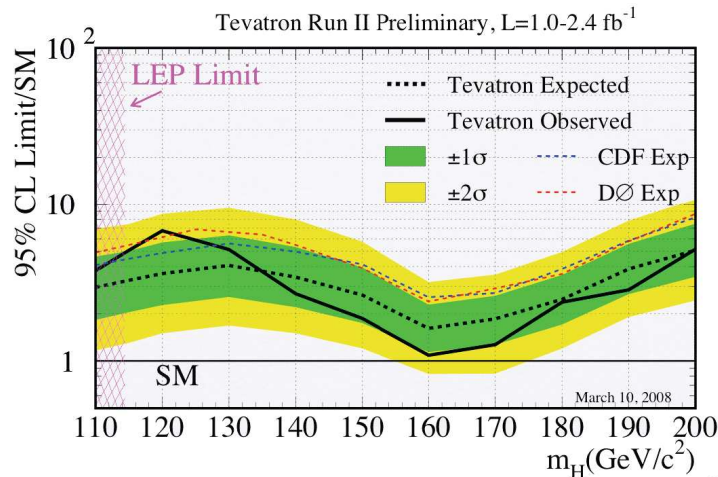


FIG. 2.11: Rapport de la section efficace des canaux étudiés par CDF et D0 à laquelle l'exclusion est faite à 95% de niveau de confiance sur la section efficace prédite par le Modèle Standard, en fonction de la masse du Higgs.

Les résultats préliminaires de l'ensemble de ces études en mars 2008 [21], sont combinés dans la courbe Fig. 2.11.

On observe que la limite d'exclusion à 95% de niveau de confiance est proche d'être atteinte pour des masses autour de $160 \text{ GeV}/c^2$. Cette région correspond aux masses du Higgs pour lesquelles le rapport d'embranchement en WW est maximal. En revanche, pour les faibles masses de Higgs, il faudra un facteur 6 à $120 \text{ GeV}/c^2$ pour pouvoir exclure un Higgs Standard. Cet effet est principalement dû à la difficulté d'identifier les jets beaux, et au fait que le nombre d'événements attendus est relativement faible par rapport au bruit de fond.

2.2.3 Recherches au LHC

Les sections efficaces au LHC sont environ deux ordres de grandeur plus importantes qu'au TeVatron. De plus on attend dans les expérience Atlas et CMS une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} par année contre 5 fb^{-1} attendu à la fin du run II du TeVatron.

Pour des masses du Higgs supérieures à $130 \text{ GeV}/c^2$, les recherches reposent essentiellement sur des productions inclusives du Higgs avec des désintégrations ayant des signatures expérimentales claires : $H \rightarrow \gamma\gamma, WW^{(*)}$ et $ZZ^{(*)}$. On voit sur la figure 2.12 qu'une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} devrait suffire pour obtenir une découverte à 5σ . Pour des masses inférieures à $130 \text{ GeV}/c^2$, le rapport d'embranchement en paires $b\bar{b}$ et $\tau\bar{\tau}$ est important mais à nouveau leur identification expérimentale est difficile et le bruit de fond QCD est important. Ces états finaux sont donc recherchés dans des canaux de productions associés à d'autres objets identifiables comme $(W, Z)H \rightarrow b\bar{b} + \ell$ ou $t\bar{t}H$ avec $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$ ou $t\bar{t}H$ avec $H \rightarrow b\bar{b}$. L'autre option est une recherche de production inclusive avec une désintégration du Higgs en deux photons. Le rapport d'embranchement est faible mais la qualité de reconstruction et la section efficace de production sont importantes. Cependant, le domaine des faibles masses reste celui pour lequel la luminosité nécessaire pour une découverte à 5σ est la plus élevée.

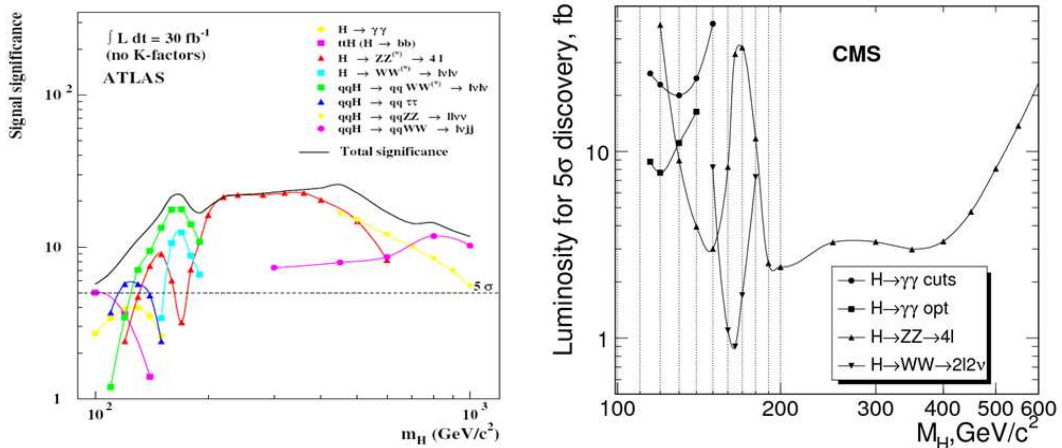


FIG. 2.12: A gauche : Signification statistique du signal pour les différents canaux de recherche du Higgs dans Atlas, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} . A droite, luminosité intégrée nécessaire selon le canal de recherche pour une découverte à 5σ dans le détecteur CMS (les sections efficaces NLO sont incluses et les effets systématiques estimés). Figures extraites de [22] et de la présentation associée.

2.3 Le Higgs dans LHCb

Le détecteur LHCb, nous le verrons dans le chapitre suivant, est dédié à l'étude de la violation de CP, et aux désintégrations rares de hadrons beaux. Il n'est pas a priori optimisé pour rechercher des désintégrations du boson de Higgs. Cependant, grâce à son détecteur de vertex de haute résolution et à son trajectographe (cf. §3.3.1), il pourrait constituer un excellent détecteur pour identifier efficacement les jets beaux. Dans cette optique, des études [1][2] ont été réalisées pour déterminer si le détecteur LHCb, avec son acceptance réduite permettrait de mettre en évidence un signal de Higgs se désintégrant en paires $b\bar{b}$. Afin de réduire le bruit de fond QCD de paires $b\bar{b}$, le choix a été fait de se concentrer sur une production associée à un boson vecteur. Le bruit $b\bar{b}$ inclusif est réduit par l'adjonction d'un lepton de haute impulsion transverse.

Dans [1], la reconstruction des jets beaux et leur identification ont été réalisées parallèlement via une simulation complète du détecteur basée sur Geant 3 et via une simulation rapide. Il a été montré que la plupart des problèmes pouvaient être traités à partir de la simulation rapide. L'évaluation en simulation rapide du niveau de bruit de fond et de son rejet ont été approfondies dans [2]. La signification statistique du canal $H(W,Z) \rightarrow b\bar{b}l$ a été évaluée à $S/\sqrt{B} = 0.59$.

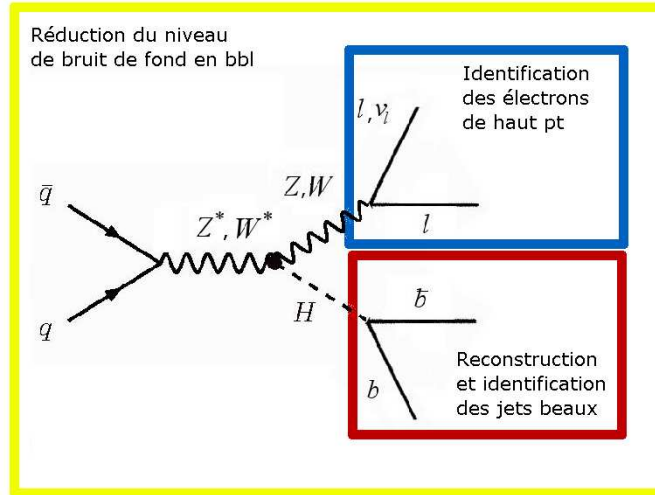


FIG. 2.13: Représentation schématique des problématiques liées à l'étude d'un Higgs produit en association avec un boson vecteur et se désintégrant en paire $b\bar{b}$.

Le but de l'étude présentée dans ce document est d'évaluer l'impact réel du détecteur sur la signification statistique du canal $H(W,Z) \rightarrow b\bar{b}l$. Cette étude comporte trois problématiques principales, liées à l'état final de ce canal, Fig. 2.13. Différents sujets seront abordés :

- La reconstruction des jets beaux dans l'expérience LHCb.
- L'influence du détecteur, et plus particulièrement des effets de l'acceptance réduite sur la reconstruction des jets beaux.
- L'identification des jets beaux et la réjection des autres jets.
- L'identification des leptons de haute impulsion transverse issus de la désintégration du boson vecteur accompagnant le Higgs, et en particulier l'identification des électrons.
- L'influence du détecteur sur la qualité de la réjection du bruit de fond.

Les études concernant les jets beaux seront décrites dans le chapitre 4 et celles concernant l'identification des leptons de haute impulsion transverse issus du boson vecteur, et plus particulièrement des électrons seront décrites dans le chapitre 5. Enfin on traitera le rejet du bruit de fond, et l'influence de la résolution du détecteur sur ce rejet dans le chapitre 6.

Chapitre 3

Le détecteur LHCb

LHCb est une expérience dédiée à l'étude de la violation de CP et des désintégrations rares de mésons B au LHC. Après une brève présentation du CERN et de sa chaîne d'accélérateurs, nous verrons les choix expérimentaux faits à ces fins. Les problématiques de notre étude sont directement liées à la capacité du détecteur LHCb à reconstruire les différents objets qui serviront à la reconstruction des jets. Chacun des sous-détecteurs de LHCb sera présenté, ainsi que les performances attendues pour la reconstruction des traces et pour l'identification des particules. Nous verrons enfin le système de déclenchement et d'acquisition des données.

3.1 Le CERN et le LHC

3.1.1 Le CERN

Le CERN (l'organisation européenne pour la recherche nucléaire) a été fondé en 1954. Son but était à la fois d'unir les scientifiques européens et de faire face aux coûts croissants des installations de physique nucléaire. La convention du CERN a été ratifiée par douze pays fondateurs. A présent, le CERN compte vingt états membres européens ainsi que huit états ou organisations observateurs. Vingt-sept pays non membres, participent aussi à différents programmes de recherches. Le CERN a une dimension internationale, 8000 visiteurs, 85 nationalités, représentant 580 universités et laboratoires viennent y mener leur recherches.

En 2001, le LEP a été arrêté pour laisser la place au LHC, une machine de découverte qui devrait permettre de répondre à un certain nombre de questions restées en suspens. La gamme d'énergie accessible aux machines électron-électron étant limitée par le rayonnement synchrotron, le choix s'est porté sur un accélérateur proton-proton en technologie froide, produisant des collisions pp à 14TeV dans le centre de masse.

3.1.2 Le LHC

La chaîne d'accélération

Production et pré-accélération : Source, LINAC, PSBooster, PS, SPS Le complexe d'accélération du LHC débute à basse énergie par la production et la pré accélération des particules. Deux types de particules sont produites pour les besoins des expériences. D'une part des protons, produits à 100 keV par une source d'ions duoplasmatron qui sont ensuite accélérés dans le LINAC 2 (Alvarez Proton Linac) à une énergie de 50 MeV avant d'être injectés dans le PSBooster, un synchrotron qui monte leur énergie jusqu'à 1 GeV. D'autre part, des ions lourds sont produits pour l'étude

des plasmas quarks-gluons. Les ions plomb sont produits à une énergie de 2.5 keV/nucléon dans une source ECR, puis accélérés dans le LINAC 3 (RFQ et IH Linac), jusqu'à une énergie de 4.2 MeV/nucléon. Ils sont ensuite ionisés avant d'être accumulés dans le LEIR afin que le faisceau atteigne son intensité nominale pour l'injection. Les protons sont injectés dans le PS (Proton Synchrotron) à une énergie de 1.4 GeV. Le PS les accélère à une énergie de 26 GeV. Le faisceau est ensuite injecté dans le SPS où il est accéléré à une énergie de 450 GeV (180 GeV/nucléon pour les ions lourds). Comme le PS, le SPS est un synchrotron conçu en technologie chaude.

Le collisionneur LHC Le LHC devrait entrer en service en 2008. Il emprunte le tunnel du LEP (Large Electron Positron collider, cf. §2.1.3), d'une circonférence de 27 km à une profondeur moyenne de 100 m. C'est un synchrotron en technologie froide constitué de deux tubes sous vide, parcourus par des faisceaux de protons (ou d'ions lourds) en sens inverse.

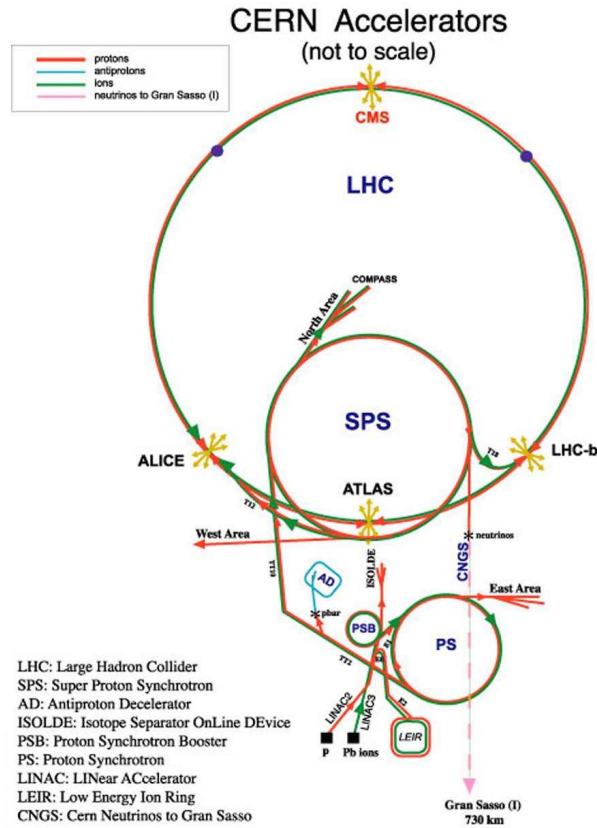


FIG. 3.1: Représentation schématique du complexe d'accélérateurs du CERN

Le LHC permet d'accélérer les protons jusqu'à une énergie de 7 TeV (574 TeV pour les ions Pb₈₂). En quatre points de l'anneau, les tubes se croisent, permettant des collisions entre les protons. Ces collisions s'effectuent à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse (2,76 TeV/nucléon pour les collisions plomb-plomb) et à une fréquence de 40 MHz. Les paquets de protons contiennent 1.15×10^{11} protons. Au point de collision, la taille transverse du faisceau est de 16.7 μm dans ATLAS et CMS, et de 70.9 μm pour LHCb. On atteint ainsi une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-2}$ pour les expériences généralistes.

Les expériences du LHC

Des détecteurs sont positionnés en quatre points du LHC où les paquets entrent en collisions. Des expériences dites "généralistes", ATLAS [23] et CMS [24], sont positionnées aux points 1 et 5. Leurs objectifs est de tester le modèle standard à l'échelle du TeV, de mettre en évidence ou de contraindre les modèles de nouvelle physique et de mettre en évidence le boson de Higgs (§2.2.3). Deux autres expériences, ALICE [25] et LHCb [26], sont positionnées aux points 2 et 8. ALICE est une expérience dédiée à l'étude du plasma quarks-gluons, grâce aux interactions entre ions lourds qui peuvent être réalisées au LHC. LHCb est une expérience dédiée à l'étude de la physique des hadrons beaux. Nous allons maintenant présenter cette expérience en détail.

3.2 Présentation du détecteur LHCb

L'expérience LHCb [27] est une expérience visant à étudier le mécanisme de violation de CP au LHC. Elle aura pour but d'améliorer les résultats obtenus par les expériences des usines à B (expérience BaBar [28] à PEP II et Belle [29] à KEK) et au Tevatron. Si des sources «au-delà du modèle standard» de violation de CP existent, alors les mesures permettant de surcontraindre le triangle d'unitarité devrait mettre en évidence une déviation par rapport au mécanisme CKM (voir par exemple [30, 31]). Une physique «au-delà du Modèle Standard» peut aussi être mise en évidence par l'étude des désintégrations rares, voir interdites des mésons B.

Le LHC produit des paires $b\bar{b}$ corrélées avec une section efficace de $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$ et une luminosité

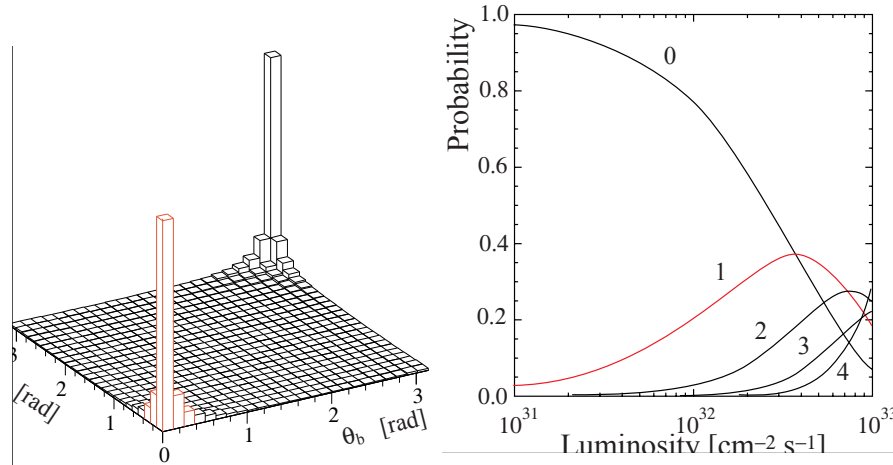


FIG. 3.2: Distribution des paires $b\bar{b}$ selon l'angle azimutal. Elle sont majoritairement produites avec les deux quarks boostés vers l'avant ou vers l'arrière (gauche). Probabilité d'avoir N interactions proton-proton par croisement des paquets de protons (avec $N = 0, \dots, 4$) en fonction de la luminosité (droite)

importante. Une grande variété de mésons et de baryons beaux seront produits. Les paires $b\bar{b}$, en raisons de leur faible masse, sont principalement produites avec les deux quarks b dans la région des faibles angles azimutaux, Fig.3.2.

Le fait que la majorité des quarks b soient produits vers l'avant ou vers l'arrière, explique le choix de la collaboration LHCb pour un spectromètre à un bras ayant une couverture angulaire de 15 mrad à 300 mrad (250 mrad dans le plan où les trajectoires ne sont pas courbées par l'aimant). La luminosité nominale pour LHCb sera en moyenne de $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ afin que les croisements

des paquets de protons au point d'interaction soient dominés par des interactions uniques (voir Fig.3.2). Cela permet d'avoir une plus faible occupation du détecteur et de réduire le taux de radiations. Cela permet aussi de simplifier l'analyse des événements, en particulier pour ce qui est de l'attribution d'un vertex de désintégration de hadrons B à une interaction proton-proton.

Les mesures de violation de CP dans le système des B et les mesures de désintégrations rares des hadrons B nécessitent en outre une reconstruction des événements de haute qualité. Les spécifications, et la conception du trajectographe et du système d'identification des particules, seront présentées par la suite. Puis on verra le rôle du système de déclenchement et du système en-ligne de LHCb.

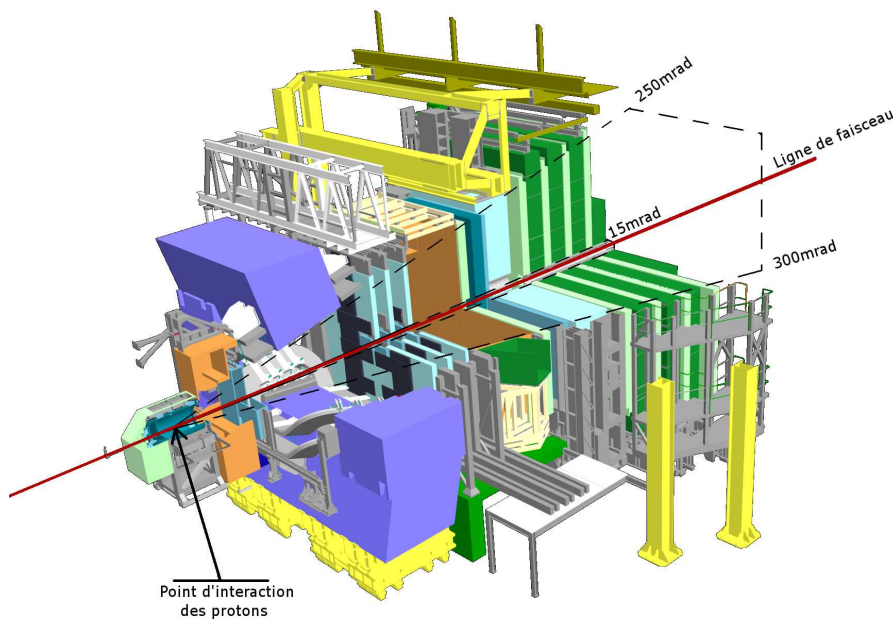


FIG. 3.3: Vue tridimensionnelle du détecteur LHCb. La ligne de faisceau est représentée par la ligne rouge. On voit la géométrie à un bras vers l'avant du détecteur avec les limites de la zone de détection en pointillés.

3.3 Mesures des trajectoires dans le détecteur LHCb

Le détecteur LHCb est un spectromètre. Il nécessite une mesure précise des points de passage des particules chargées, afin de retracer leur courbure dans l'aimant et de déterminer avec précision leur impulsion. Plusieurs éléments assurent la mesure des trajectoires des particules chargées dans l'expérience LHCb. Le détecteur de vertex et le trajectographe de déclenchement sont positionnés en amont de l'aimant [32], et constituent la première partie de la mesure. Les trajectographes «externes» et «internes» situés en aval de l'aimant donnent une mesure des points de passages des particules chargées après déviation par le dipôle (cf. Fig. 3.4).

Le choix de la technologie utilisée pour la mesure des traces est déterminé par le flux de particules dans les régions couvertes par les trajectographes. Ainsi le détecteur de vertex (VELO) nécessite des capteurs au silicium de haute résolution, car il se trouve autour du point d'interaction. À 245 cm du point d'interaction, alors que l'ensemble de l'acceptance du détecteur est couverte par une fenêtre de 150×130 cm, le flux de particules est de l'ordre de $10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ dans la partie la

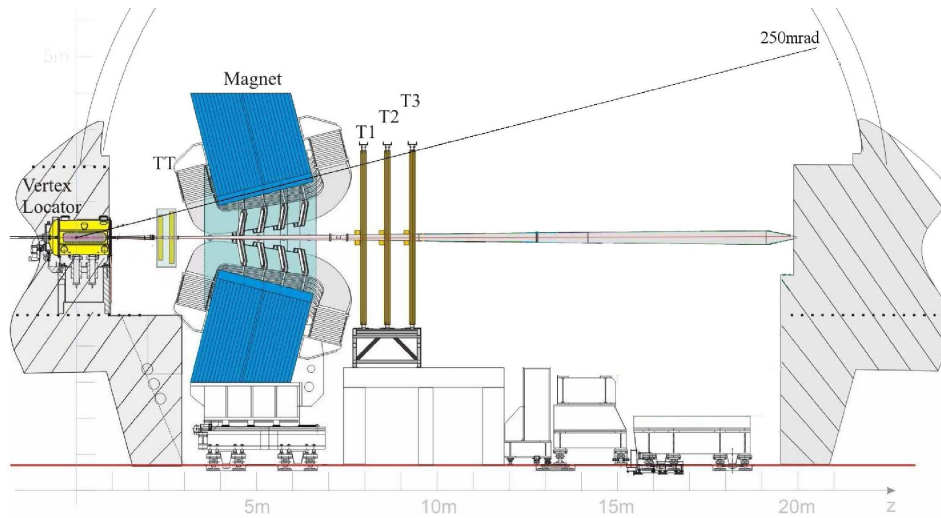


FIG. 3.4: Disposition des éléments du trajectographe dans le détecteur LHCb

plus proche du faisceau. Le trajectographe de déclenchement (TT) est donc lui aussi en technologie silicium. Après l'aimant, le trajectographe est constitué de deux types de technologie. La partie interne, proche du faisceau doit supporter un flux de l'ordre de $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, tandis que le flux tombe en dessous de $10^5 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ dans la partie externe. Dans la région de $120 \times 40 \text{ cm}^2$ autour du faisceau, le trajectographe interne (IT) est à micropistes de silicium, avec une technologie proche de celle du trajectographe de déclenchement. En revanche, le trajectographe externe (OT) est de type «tube à dérive», ce qui est suffisant pour le nombre de particules qui y transitent. Dans les paragraphes suivants, les spécificités de ces détecteurs seront exposées avant d'aborder la reconstruction des traces à partir de ces informations.

3.3.1 Le détecteur de vertex

Le détecteur de vertex (en anglais **VERT**ex **LOC**ator) est en charge de mesurer les coordonnées des traces proches du point d'interaction [33]. Il doit permettre de reconstruire les vertex de production et de désintégration des hadrons beaux et charmés, donnant ainsi une mesure précise de leur temps de vie. Il doit permettre de mesurer avec précision les paramètres d'impact des particules afin de déterminer leur saveur. Ces mesures sont en outre un élément clef pour l'identification des jets beaux (cf. §4.5.2). Le VELO doit aussi être utilisé dans le système de déclenchement de bas niveau [34]. Il devra identifier les collisions ayant zéro, une ou plusieurs interactions. Il est aussi nécessaire pour le système de déclenchement de haut niveau où un calcul rapide des paramètres d'impact des particules sera effectué afin de supprimer les interactions ne contenant pas de vertex déplacés.

Pour la mesure des oscillations de CP, les mesures peuvent être perturbées par une mauvaise identification de la saveur des mésons B, par le niveau de bruit de fond, ou par une mauvaise résolution du temps propre. Or la résolution du temps propre dépend de la résolution spatiale du détecteur de vertex.

A titre d'exemple, pour la mesure de Δm_s , la dilution du pic d'asymétrie de CP due à la résolution sur le temps propre doit être plus faible que celle due aux autres sources (ie. dilution < 0.5). Comme le montre la figure (3.5), la résolution sur le temps propre doit être inférieure à 50 fs, soit environ 3% du temps de vie d'un méson B. Cela représente une résolution d'environ 300 μm sur les mesures spatiales.

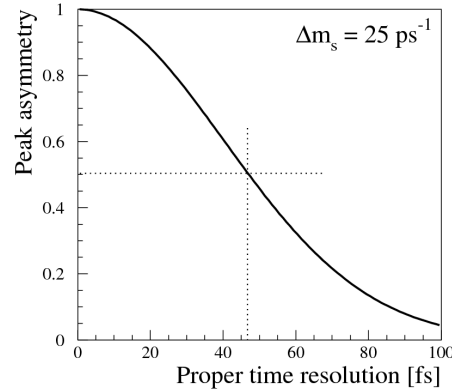


FIG. 3.5: Dilution du pic d'asymétrie de CP en fonction de la résolution sur la mesure du temps propre, pour une valeur de Δm_s de 25 ps^{-1}

Conception

Aux vues des considérations précédentes, le détecteur de vertex est constitué d'une série de modules de détecteurs au silicium disposés le long de l'axe du faisceau, fournissant les mesures des coordonnées cylindriques r et ϕ du passage des particules (cf. Fig.3.6) [35]. L'intérêt de cette géométrie est d'exploiter le fait que le paramètre d'impact peut être évalué rapidement par la projection des traces dans le plan rz , c'est à dire uniquement à partir des coordonnées fournies par les modules R. Cette reconstruction rapide est importante pour le système de déclenchement de haut niveau.

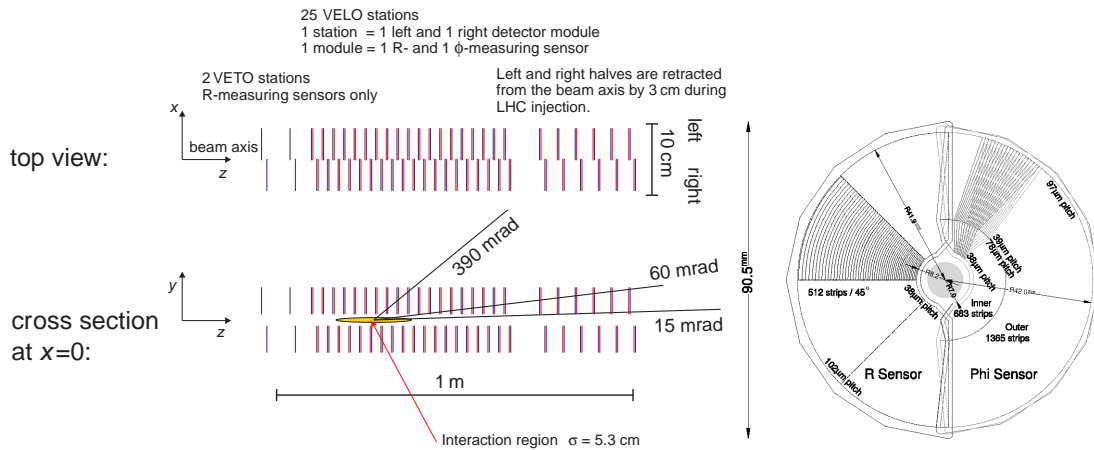


FIG. 3.6: Disposition des modules du détecteur vus du haut (gauche haut) et en coupe vu du côté (gauche bas). Les lignes à 390 mrad et 15 mrad représentent la couverture angulaire du VELO, et celle à 60 mrad représente l'angle moyen des traces dans les événements de biais minimum. Schéma des pistes sur les capteur R et ϕ (droite)

Chaque module est composé d'un capteur de mesure de la coordonnée R avec des pistes de détection azimuthale et d'un capteur de mesure de coordonnée ϕ avec des pistes de détection quasi-radiale, Fig.3.6.droite. Pour atteindre les résolutions spatiales décrites précédemment, les pistes de détection sont disposées avec des pas de plus en plus petits quand on s'approche de la ligne de faisceau, Tab.3.1.

	Capteur-R	Capteur- ϕ
Nombre de capteurs	50 + 4(VETO)	50
Canaux de lecture par capteur	2048	2048
Pas le plus petit	40 μm	37 μm
Pas le plus grand	92 μm	98 μm
taille de la plus petite piste	6.4 mm	9.2 mm
taille de la plus grande piste	66.6 mm	24.4 mm
rayon interne de la zone active	8 mm	8 mm
rayon externe de la zone active	42 mm	42 mm
couverture angulaire	182°	$\approx 182^\circ$
angle stéréo	–	10°–20°
occupation moyenne (zone interne)	0.5%	0.7%
occupation moyenne (zone externe)	0.9%	0.5%

TAB. 3.1: Paramètre des modules de mesure des coordonnées R et ϕ .

Pour avoir une bonne résolution sur le vertex primaire, le détecteur doit être au plus près du point d'interaction. Il sera donc placé dans le vide primaire de la chambre du faisceau à une distance transverse de 8 mm de la zone d'interaction. Afin d'éviter toute détérioration des modules lors des phases d'injection, les deux moitiés pourront se rétracter à une distance de 30 mm de la région d'interaction.

En amont du point d'interaction, se trouvent deux plans de capteurs-R. Ces capteurs-R font partie du système de déclenchement de bas niveau (cf. §7.1.1).

Enfin, en raison de la proximité avec le point d'interaction, le taux de radiation dans le détecteur de vertex est particulièrement élevé. On attend pour une année l'équivalent d'un flux de neutron de 1 MeV à $1.3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Afin d'éviter les effets induits par les radiations, les capteurs sont placés à une température comprise entre -10°C et 0°C . On estime que les capteurs devront être changés tous les 3 ans.

Performance

La conception du détecteur de vertex a été optimisée pour minimiser la densité de matériel (en moyenne 17.5% d'une longueur de radiation, notée X_0). Toutes les traces dans l'acceptance de LHCb ($1.6 < \eta < 4.9$) rencontrent au moins trois modules. La résolution sur la position des impacts a été évaluée au cours de tests sur faisceau (cf. fig.3.7). La meilleure résolution obtenue est de 7 μm .

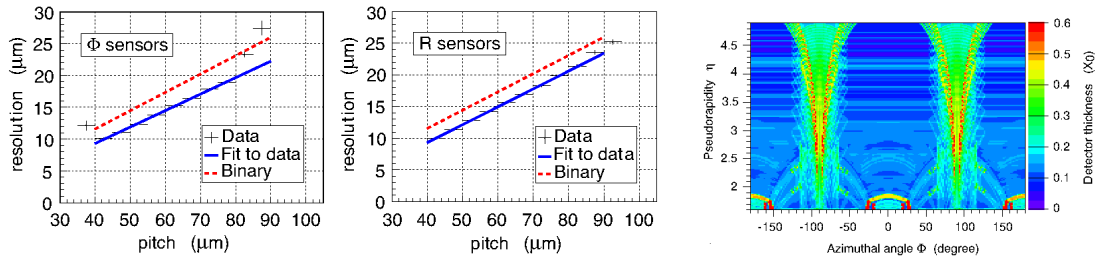


FIG. 3.7: Résolution des impacts dans le VELO en fonction du pas des pistes pour des particules en incidence normale. Les points de données correspondent à la position obtenue en pondérant la position par la charge des pistes (gauche). Longueur de radiation X_0 dans le plan (η, ϕ) (droite)

3.3.2 Le trajectographe à silicium

Les contraintes pour la conception des deux trajectographes à micropistes de silicium sont la résolution spatiale et l'efficacité de lecture du signal des impacts [36][37]. On cherchera à optimiser le nombre de canaux de lecture en fonction de ces paramètres, en prenant en compte le taux d'occupation des impacts, la tenue aux radiations du détecteur, le temps de mise en forme du signal, etc... On verra par la suite comment ces détecteurs (TT et IT) satisfont à ces contraintes.

Conception

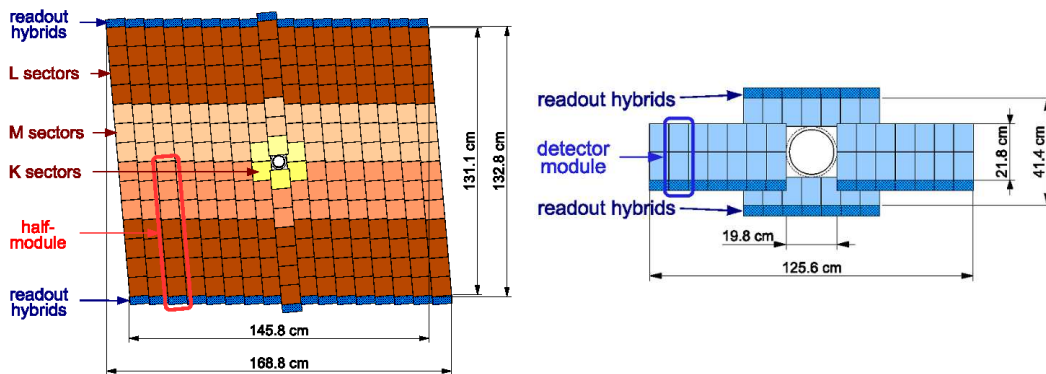


FIG. 3.8: La couche v du TT (à gauche), est constituée de modules (un des modules est entouré), eux-mêmes constitués de sept capteurs. Dans la zone externe, les capteurs sont connectés entre eux par quatre, augmentant ainsi la longueur des pistes. On réduit ainsi le nombre de canaux de lecture dans les zones où le flux de particules est plus faible. Dans la couche x de l'IT (à droite), les modules de gauche et de droite sont constitués de deux capteurs et ceux du haut et du bas d'un seul.

Le TT comporte une station de mesure (positionnée en TT sur la figure 3.4), et l'IT en comporte trois (positionnées en T1, T2, T3 sur la figure 3.4). Chacune de ces stations est constituée de quatre couches. Chaque couche consiste en un assemblage de modules constitués de capteurs à micropistes de silicium. Les couches sont disposées selon un arrangement (x-u-v-x). Les pistes des couches x sont verticales tandis que les pistes des modules des couches u et v forment un angle par rapport à la verticale, de respectivement -5 et $+5$ degrés. Cela permet de reconstituer avec précision les points d'impacts en trois dimensions. On voit sur la figure 3.8 la disposition des capteurs dans TT et dans IT.

Des simulations ont montré que pour obtenir la résolution en impulsion voulue, la résolution spatiale sur la mesure d'un impact devait être de $50 \mu\text{m}$. En dessous de $50 \mu\text{m}$, la résolution sur l'impulsion est dominée par la diffusion multiple plutôt que par la mesure. Cette résolution spatiale nécessite un pas des pistes de lecture d'environ $200 \mu\text{m}$. Les caractéristiques des capteurs pour TT et IT sont données dans le tableau 3.2. Ces propriétés ont été choisies afin maximiser l'efficacité de la mesure des impacts. En effet, cette efficacité doit être suffisamment bonne pour être sensible aux impacts de particules qui sont au minimum d'ionisation sans être trop perturbée par le bruit électronique des pistes. Cela dépend essentiellement des caractéristiques des capteurs et de leurs connexions à l'électronique de lecture. En outre, pour supprimer les fuites de courant induites par les radiations, l'ensemble du détecteur est placé à une température inférieure à 5 degrés.

Notons que l'ensemble est doté d'une électronique de lecture rapide, afin de minimiser la superposition des signaux d'un croisement de protons à l'autre. On attend sur 10 ans l'équivalent de

	TT	IT
Taille des capteurs ($l \times L$ en cm)	9.64×9.44	7.6×11
Épaisseur des capteurs (en μm)	500	320 et 410
Nombre de micropistes	512	384
Pas des micropistes (en μm)	183	198
Nombre total de canaux	143360	129024
Aire active (en m^2)	8.4	4.0

TAB. 3.2: Propriétés principales des capteurs constituant les modules des deux trajectographes à silicium

5×10^{14} neutrons de 1 MeV par cm^2 . Des mesures élémentaires de tenue aux radiations ont donc été appliquées lors de la conception de l'électronique.

Performance

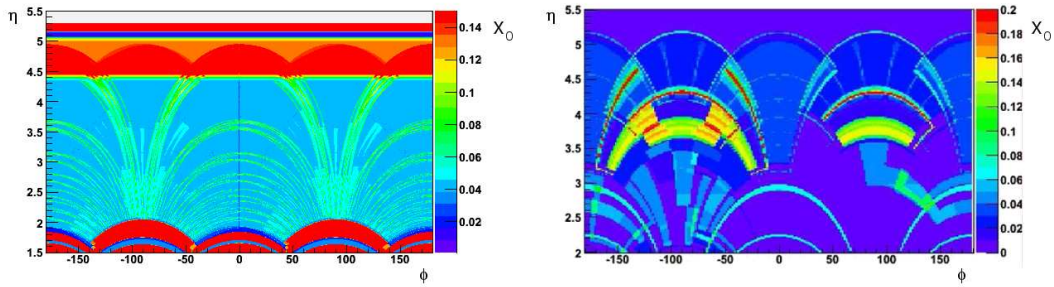


FIG. 3.9: Longueur de radiation dans TT (gauche), et dans une station du IT (droite) dans le plan (η, ϕ)

A partir de tests en faisceau et de simulations détaillées, l'efficacité de la lecture des impacts a été déterminée. Elle est mesurée comme le rapport de l'amplitude la plus probable du signal pour une particule au minimum d'ionisation sur l'écart-type de la distribution du bruit sur une piste. Elle a été évaluée à plus de 12 :1 (10 :1 étant la limite inférieure pour une bonne efficacité). La quantité de matériel dans le TT est relativement uniforme, grâce au fait que l'essentiel du support et de l'électronique de lecture est en dehors de l'acceptance. Au total il correspond à 0.04 longueur de radiation. Pour le IT, les éléments de support et l'électronique de lecture sont à l'intérieur de l'acceptance, on attend 0.035 longueur de radiation, mais on peut avoir des pics à 0.3 longueur de radiation, Fig. 3.9.

3.3.3 Le trajectographe externe

Le trajectographe externe (OT) est constitué de trois stations (positionnées en T1, T2 et T3 sur la figure 3.4) [38]. Il couvre la partie de l'acceptance qui n'est pas couverte par le IT. Ses limites externes sont de 300 mrad dans le plan de courbure des traces (horizontal) et de 250 mrad dans l'autre plan (vertical). Ses limites internes sont définies par rapport au fait que 10% de la luminosité nominale de LHCb est couverte par le OT, le reste étant couvert par le IT. C'est un détecteur à tubes à dérive.

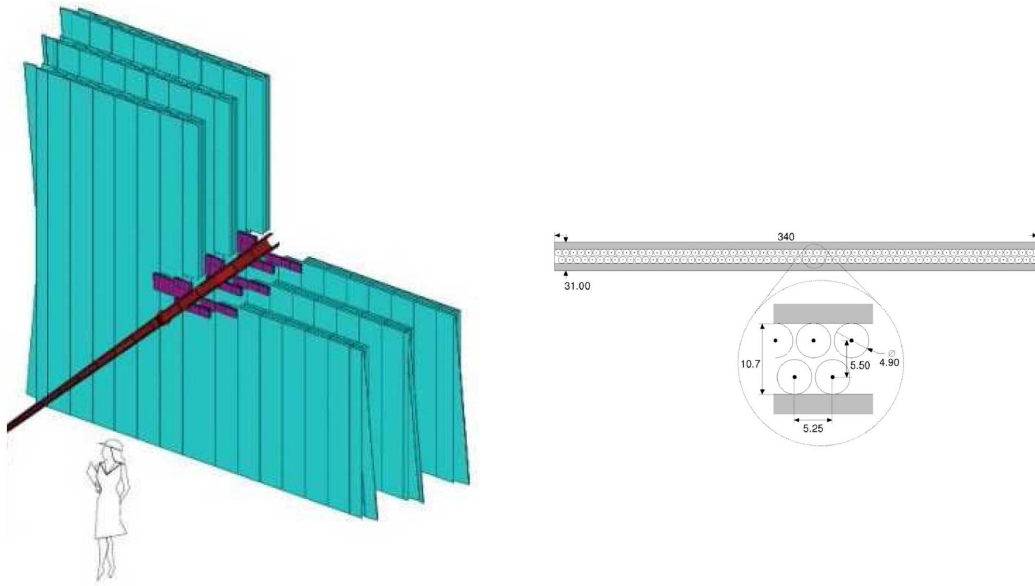


FIG. 3.10: Schéma de la disposition des trois stations OT en vert (gauche) et en violet, la disposition des stations du IT. Les tubes sont pris en sandwich entre deux feuilles de diélectrique (droite).

Conception

Les contraintes sont la résolution spatiale sur la mesure des impacts ($< 200 \mu\text{m}$) et l'efficacité de détection des impacts. Les trois stations sont constituées de couches disposées dans une configuration x-u-v-x, afin d'avoir une mesure «stéréo» du point de passage des particules. Chaque couche est un assemblage de modules de 34 cm de large. Les modules contiennent deux épaisseurs de tubes en quinconce, Fig. 3.10.

Les tubes sont fait d'une enveloppe de kapton et d'aluminium, dans laquelle circule un mélange de 70% d'Argon et de 30% de CO_2 . En son centre, un fil métallique sert d'anode. Le choix de ce mélange de gaz vient du fait qu'il permet un temps de dérive rapide ($< 50 \text{ ns}$) tout en conservant une résolution sur la coordonnée de dérive inférieure à $200 \mu\text{m}$. Afin d'éviter la pollution du signal par les signaux voisins, l'enveloppe des tubes est mise à la masse.

Les contraintes sur la résolution spatiale impliquent une attention particulière portée à l'alignement spatial des tubes. En effet pour conserver la résolution sous les $200 \mu\text{m}$, il faut que les tubes soient positionnés avec une erreur inférieure à $100 \mu\text{m}$ dans la direction horizontale et $500 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale. De plus, l'anode doit être centrée à $50 \mu\text{m}$ près sur toute la longueur du tube. Les couches de tubes sont donc placées entre de fines feuilles pour maintenir leur positionnement. La position des modules est contrôlée pendant la période de prise de donnée par un système optique.

Un effort a été réalisé dans le choix des matériaux pour que l'ensemble des stations du OT ne dépassent pas quelque pour-cent de longueur de radiation. On atteint pour une épaisseur de tubes 0.375% de longueur de radiation.

Performance

Les performances des modules ont été étudiées en faisceau. Les performances des modules et de l'électronique associée ont été testées dans différentes configurations d'alimentation et d'am-

plification [39]. L'efficacité des tubes est supérieure à 99% au centre et une résolution inférieure à 200 μm a été obtenue sur la position. Ces résultats sont présentés dans la figure 3.11.

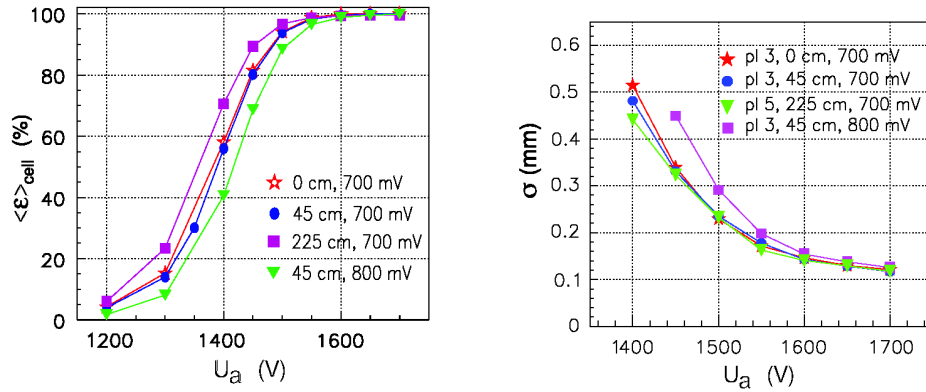


FIG. 3.11: Efficacité des tubes en fonction de la tension appliquée à l'anode (gauche). Résolution de la position en fonction du voltage appliqué à l'anode (droite). Les différents graphiques correspondent à différentes configurations d'amplification.

3.3.4 Reconstruction des traces

Lorsque un événement est enregistré (cf. §3.6), la recherche des traces se fait au niveau logiciel (cf. §3.6.2). Les impacts dans l'ensemble des trajectographes sont utilisés. Le but est d'ajuster des trajectoires sur cet ensemble d'impacts. Une fois que les trajectoires sont reconstruites, on représente les traces comme un ensemble de vecteurs d'état de la forme $(x, y, \frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}, \frac{Q}{p})$. On classe les traces selon les sous-détecteurs qu'elles traversent.

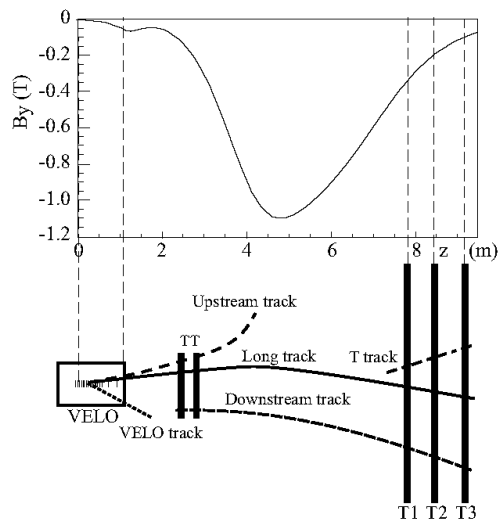


FIG. 3.12: Illustration schématique du système de mesure des traces avec la nomenclature des différents types de traces reconstruites. En haut est tracé la composante principale du champ magnétique du dipôle en fonction de z .

- Les traces longues (long track) ont des impacts dans l'ensemble des stations du trajectographe.
- Les traces amont (upstream track) ont des impacts dans le VELO et le TT.
- Les traces VELO (VELO track) sont mesurées uniquement dans le VELO.
- Les traces aval (downstream track) sont mesurées en TT et T1, T2, T3.
- Les traces T (T track) sont mesurées en T1, T2, T3.

Principe

L'algorithme de reconstruction des traces part de «graines» de traces constituées d'impacts du VELO et du TT. Les traces du VELO sont constituées d'impacts alignés car le champ magnétique est négligeable dans le VELO. Puis on cherche les impacts dans les modules x-u et v-x du TT cohérent avec une trace. Pour ce faire, on ouvre des fenêtres de recherches, autour de l'extrapolation des traces du VELO dans le TT [40]. Une graine de trace est ensuite ajustée sur les impacts en correspondance. On recherche dans les stations T des impacts cohérents avec une trajectoire en partant de T3 et en remontant aux graines [41].

Les candidats sont ajustés avec un ajustement de Kalman, qui prend en compte les diffusions multiples et les pertes dans les matériaux. La qualité de cet ajustement est quantifiée par un χ^2 qui sert à la sélection finale des candidats.

Performances

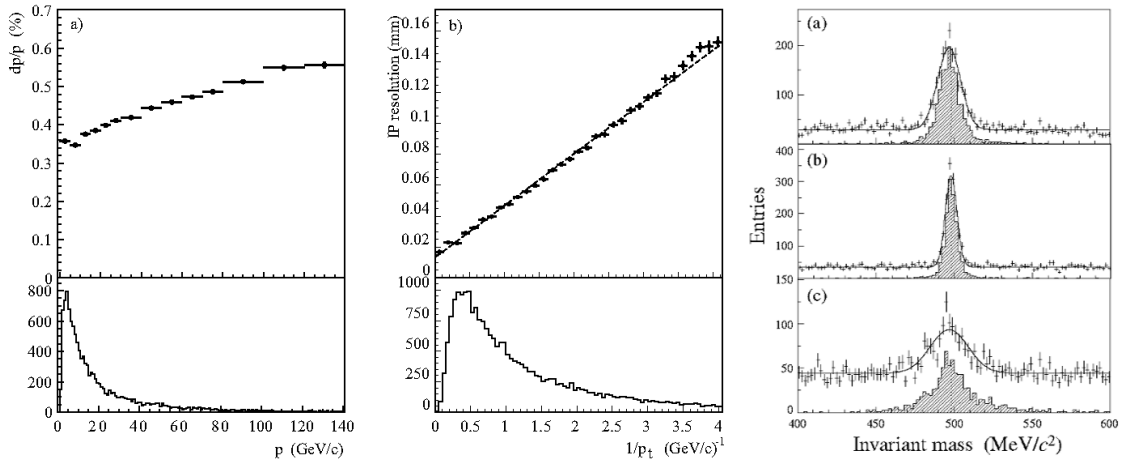


FIG. 3.13: Résolution sur l'impulsion des traces en fonction de leur impulsion (gauche). Résolution sur le paramètre d'impact des traces en fonction de $1/p_T$ (milieu). Masse invariante reconstruite des $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (droite) à partir de : deux traces aval (a), deux traces longues (b), une trace longue et une trace amont(c).

Les performances sont évaluées en termes d'efficacité de reconstruction (ie. pour un ensemble de trajectoires reconstituables combien sont reconstituées), et de taux de traces fantômes [42][43][27]. Les résultats présentés ici sont tirés de [44]. Ils sont évalués sur un échantillon de $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. En moyenne, 72 traces par événements sont reconstituées :

- 26 sont des traces longues. Elle fournissent une évaluation précise de l'impulsion des particules. Elles sont les candidats privilégiés de la reconstruction des désintégrations de hadrons B. L'efficacité pour les traces longues d'impulsion supérieure à 10 GeV/c est de $\sim 94\%$, dont

95-96% pour celles venant de la désintégration des B. Le taux de traces fantômes, c'est à dire de traces artificiellement créées par le programme de reconstruction, est de 9%. La résolution sur l'impulsion est de $\delta p/p = 0.35\%$ pour les faibles impulsions et de $\delta p/p = 0.55\%$ pour les hautes impulsions (cf. Fig.3.13). La résolution sur le paramètre d'impact est de $\sigma_{IP} = 14 \mu\text{m} + 35 \mu\text{m}/p_T$ avec p_T en GeV/c.

- 11 sont des traces amont. Elles viennent en général de particules de faibles impulsions qui ne traversent pas l'aimant. Elles peuvent cependant être utilisées pour la reconstruction des désintégrations de hadrons B ou pour l'étiquetage. L'efficacité pour les traces de plus de 1 GeV/c en amont de l'aimant est d'environ 75% avec un taux de traces fantômes de 15%. La résolution sur l'impulsion, en raison de la faible valeur du champ en amont de l'aimant et de $\delta p/p = 15\%$.
- 4 sont des traces aval. Elles viennent en général de particules de long temps de vie (K_s^0 ou Λ) se désintégrant hors du VELO. Pour les traces aval de plus de 5 GeV/c, l'efficacité est de 80%, avec une résolution sur l'impulsion de $\delta p/p = 0.43\%$.
- 26 sont des traces VELO. Elles sont en général à grand angle ou vers l'arrière. Elles sont utilisées pour reconstruire le vertex primaire.

Lors de la reconstruction des jets, les traces longues et avales fourniront la mesure de la composante chargée de l'événement.

3.4 Identification des particules dans le détecteur LHCb



FIG. 3.14: Disposition des éléments du système d'identification des particules dans le détecteur LHCb

Le système d'identification des particules doit permettre de distinguer les muons, les électrons, les kaons, les pions chargés tout autant que les photons et les pions neutres, afin de déterminer la saveur des B et d'étudier certains modes de désintégration. Il est composé de deux détecteurs à effet Cherenkov, positionnés en amont (RICH1) et en aval (RICH2) du dipôle. Un système calorimétrique est situé après le trajectographe. Il est constitué de trois sous-détecteurs, le calorimètre à pied de gerbe (SPD/PS), le calorimètre électromagnétique (ECAL) et le calorimètre hadronique (HCAL). Outre les informations sur l'identification, le système calorimétrique permet de mesurer l'énergie des particules neutres. Enfin, on trouve les chambres à muons M1 à M5, avec M1 positionnée entre le RICH2 et le calorimètre et M2 à M5 après le calorimètre. On verra dans les

paragraphes suivants les spécifications de ces détecteurs pour l'identification des particules et les solutions qui ont été adoptées.

3.4.1 Les détecteurs à effet Cherenkov

Il est essentiel pour l'étude des désintégrations de hadrons B de pouvoir séparer les pions et les kaons chargés. Pour cela, on utilise la dépendance en masse de l'angle d'émission de la lumière Cherenkov émise par les particules chargées relativistes lorsqu'elles traversent un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. Afin de couvrir l'ensemble du spectre en impulsion, on va utiliser deux détecteurs le RICH1 et le RICH2, contenant des milieux radiateurs différents [45].

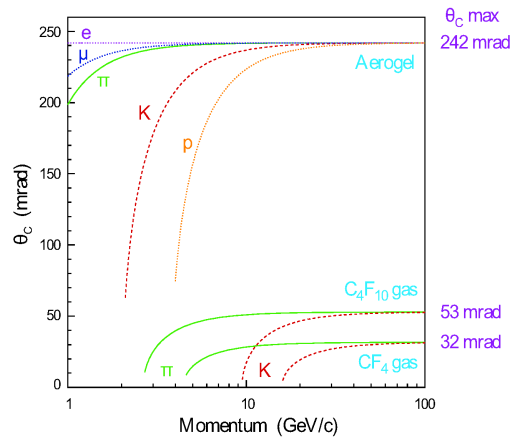


FIG. 3.15: Angle Cherenkov en fonction de l'impulsion pour les différents milieux utilisés par les RICH 1 et 2.

Conception

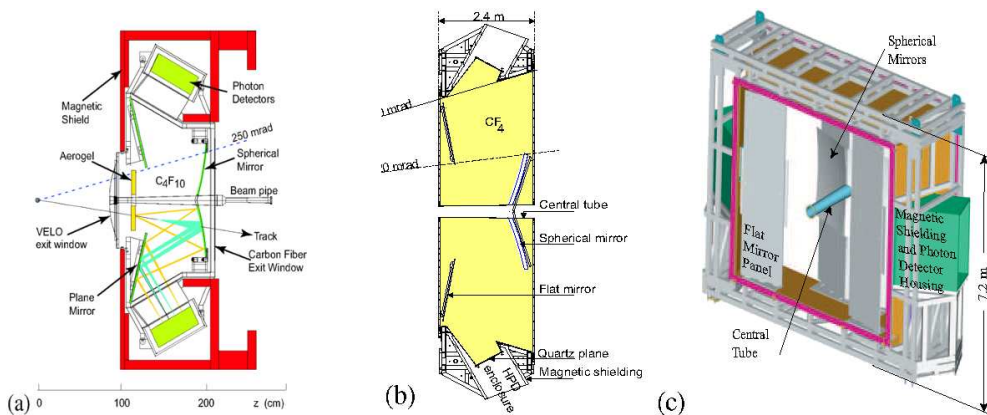


FIG. 3.16: Vue schématique des détecteur RICH1 (a) et RICH2 (b,c)

Le RICH1 est optimisé pour le spectre des impulsions faibles (de 1 à 60 GeV/c) et est situé à environ un mètre du point d'interaction. Les milieux utilisés sont un aérogel et du C_4F_{10} . Le

RICH1 couvre l'ensemble de l'acceptance du détecteur. Le RICH2 est optimisé pour le spectre des hautes impulsions (de 15 à 100 GeV/c) et est situé à 9.5 m du point d'interaction. Le milieu utilisé est du CF_4 . Il couvre une acceptance réduite qui correspond au domaine des particules de hautes impulsions. Sa limite interne est à ± 15 mrad et ses limites externes respectivement à ± 120 mrad et ± 100 mrad selon les axes horizontal et vertical.

Les deux RICHs sont constitués de manière similaire : un volume contenant le milieu radiateur, des miroirs sphériques dans l'acceptance qui réfléchissent et focalisent la lumière Cherenkov, et des miroirs plans en dehors de l'acceptance qui réfléchissent la lumière vers les détecteurs de photons (HPD pour Hybrid Photon Detector). Dans le RICH1 le système optique est disposé à la verticale, tandis qu'il est disposé à l'horizontale dans le RICH2 (cf. fig.3.16).

Les propriétés des miroirs, leur disposition, la taille des HPD, ont été optimisés en simulation pour que les photons Cherenkov arrivent en incidence normale. Une attention particulière a été portée au positionnement des miroirs au mrad près.

Les HPD sont sensibles à des valeurs de champs magnétique de quelques gauss. Dans le RICH1, des corrections sont introduites car le champ résiduel est de l'ordre de 25 gauss. Les photons sont convertis en électrons dans la cathode, accélérés, et détectés dans des pixels de silicium de $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$. Ils ont une résolution temporelle de 25 ns. Les tests ont montré que l'efficacité quantique est de 31% à 270 nm (pour une efficacité requise de 20%).

Performance

Pour une association pixel-trace donnée, on peut reconstruire l'angle apparent du photon Cherenkov, ce qui permet de déterminer la masse de la particule émettrice (cf. Fig.3.15). La combinatoire est supprimée par le fait que les pixels des photons d'une même trace forment un anneau. On attend en moyenne 6.7 photons pour l'aérogel, 30.3 pour le C_4F_{10} et 21.9 pour le CF_4 . La résolution pour un photoélectron va de 0.7 mrad dans le CF_4 à 2.6 mrad dans l'aérogel où la dispersion chromatique domine l'erreur. Nous discuterons de l'efficacité du système dans le §3.4.4.

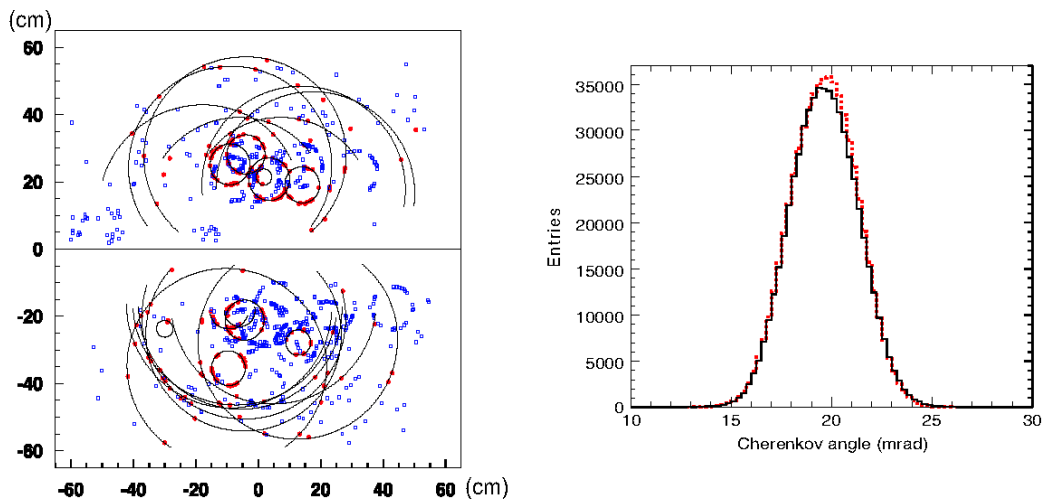


FIG. 3.17: Événement typique dans le RICH1 (gauche). Angle Cherenkov reconstruit lors de test sur faisceau, en ligne pleine, et simulé, en ligne pointillée (droite).

3.4.2 Le calorimètre

Le système calorimétrique est nécessaire pour l'identification des particules d'une part et la mesure de l'énergie des particules neutres d'autre part [46].

Il doit permettre au système de déclenchement (cf. §3.5) de bas niveau de prendre une décision en moins de $4 \mu\text{s}$ à partir de particules hadroniques et électromagnétiques de haut p_T [47]. Il doit permettre aux algorithmes de reconstruction l'identification des électrons et une reconstruction de bonne qualité des photons et des pions neutres, qui sont nécessaires pour l'étude des désintégrations de hadrons B. Le système calorimétrique est constitué de trois éléments : le calorimètre à pied de gerbe (SPD/PS), le calorimètre électromagnétique (ECAL), et le calorimètre hadronique (HCAL) (cf. Fig 3.14). Les dépôts du calorimètre électromagnétique correspondant aux photons constitueront la contribution neutre des jets (cf. §4.4.1).

Principe

Pour la séparation des particules électromagnétique et hadronique, on s'intéresse au profil longitudinal de la gerbe électromagnétique. Cela explique le positionnement du PS en amont du ECAL, après une couche de plomb. D'autre part, pour séparer les particules chargées des photons et π_0 , on place en amont de la couche de plomb une autre couche de scintillateur, le SPD. Enfin, le HCAL est situé en aval du ECAL pour une évaluation de l'énergie des candidats hadroniques. Si le ECAL doit contenir l'ensemble des gerbes électromagnétiques, et représente donc $25 X_0$, le HCAL n'a pas pour but la reconstruction, mais plus le déclenchement. Il occupe donc seulement 5.6 longueurs d'interaction [48].

L'ensemble de ces sous détecteurs est conçu sur le même principe : la lumière de scintillation est récupérée par des fibres à décalage de longueur d'onde (WLS), et transmise à des photo-multiplicateurs. Afin d'avoir une échelle en énergie transverse constante sur l'ensemble du détecteur, les gains des photo-multiplicateurs dépendent de leur distance à la ligne de faisceau.

Les détecteurs sont segmentés de manière à avoir une occupation des cellules quasiment constante.

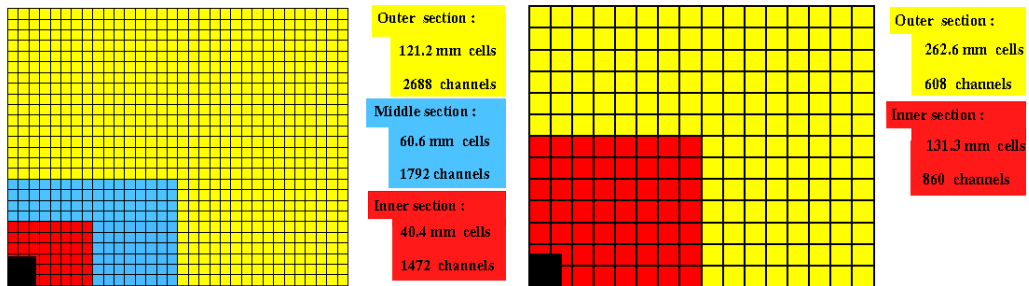


FIG. 3.18: Segmentation transverse des détecteur SPD/PS et ECAL (gauche) et HCAL (droite).

D'autre part, la géométrie de SPD/PS et ECAL est projective, pointant vers la zone d'interaction, pour permettre entre autres une évaluation rapide des candidats (cf. §7.1.3). Le plan de la segmentation des sous-détecteurs est présenté figure 3.18.

Conception

SPD/PS Le SPD/PS est constitué d'un convertisseur de plomb de 15 mm ($2.5 X_0$) pris en sandwich par les plans de cellules du SPD et du PS. Le PS/SPD compte 12032 canaux de détection. Les cellules des parties internes, centrales, et externes ont des dimensions respectives de $4 \times 4 \text{ cm}^2$,

$6 \times 6 \text{ cm}^2$, $12 \times 12 \text{ cm}^2$. Pour respecter la projectivité, les cellules du SPD sont plus petites d'environ 0.45% que celle du PS. Les cellules du SPD et du PS sont groupées et connectées à un même photo-multipliateur à multianodes (cf. Fig.3.19).

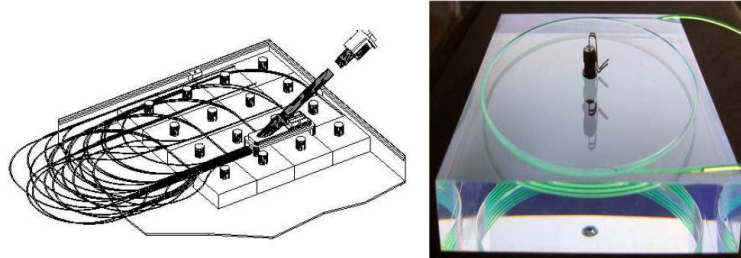


FIG. 3.19: Assemblage des cellules du SPD/PS en une boîte (gauche), les signaux des fibres WLS sont acheminés via des fibres optiques plastiques au photomultipliateur à multianode. Photo d'une cellule (droite), on distingue la fibre WLS enroulée dans le scintillateur.

ECAL Les modules du détecteur ECAL sont de type shashlik [49]. L'avantage de cette technologie est le temps de réponse rapide et la tenue aux radiations. Elle consiste en un empilement de couches de scintillateurs de 4 mm et de couches de plomb de 2 mm sur une longueur de 42 cm (cf. Fig.3.20). Cet empilement est parcouru par des fibres WLS connectées à des tubes photo multiplicateurs (PMT) alimentés par une base Cockcroft-Walton. Les modules font tous la même taille, mais selon la segmentation voulue, les fibres WLS sont connectées à 1 PMT dans la partie externe, 4 dans la partie du milieu et 9 dans la partie interne. La résolution attendue est de $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ avec E en GeV.

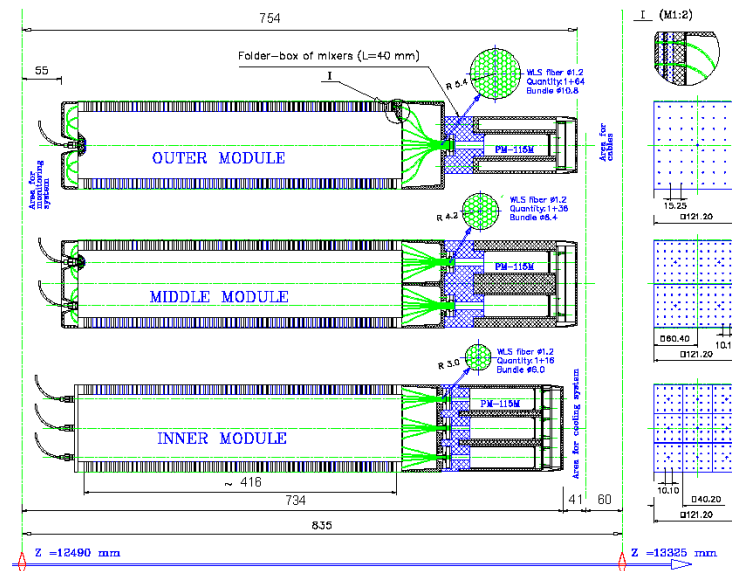


FIG. 3.20: Schéma des modules ECAL pour les parties interne, du milieu et externe. La segmentation est réalisée par le nombre de fibres WLS qui parcourt l'empilement, et leur lecture par 1, 4 ou 9 PMT

HCAL Les modules du HCAL sont constitués d'un alignement de plaques de fer et de scintillateur, parcouru par des fibres WLS connectées à des PMT. Leur dimension longitudinale est de 1.65 m pour 26 cm de hauteur et 4.2 m de largeur. Pour faciliter leur fabrication, les modules sont constitués de sous-modules d'environ 50 cm de large. La particularité de ces modules est la disposition des zones actives et des zones d'absorption : les plaques de scintillateurs et de fer, ont leur grande surface selon l'axe longitudinal (cf. Fig.3.21). Pour l'absorbeur, la largeur de 1 cm correspond à une longueur de radiation tandis que la longueur des plaques d'absorbeur plus celle de scintillateur correspond à la longueur d'interaction des hadrons dans l'acier. A nouveau, la segmentation est déterminée par le nombre de fibres qui vont à un PMT. La résolution attendue est de $\sigma_E/E = 80\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$ avec E en GeV.

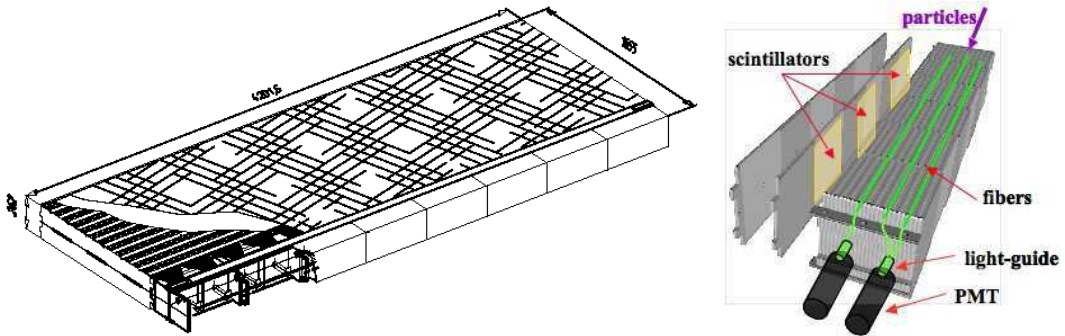


FIG. 3.21: Constitution d'un module HCAL (gauche). Vue de l'assemblage des plaques de scintillateur et d'absorbeur (droite)

Performances

SPD/PS La séparation entre les électrons et les pions par les cellules du PS a été mesurée sur faisceau avec des impulsions entre 10 et 50 GeV/c. Pour des particules d'impulsions respectives de 10, 20 et 50 GeV/c, le facteur de réjection des pions est de 99.6%, 99.6% et 99.7% pour une efficacité de sélection des électrons de 91%, 92% et 97%. Pour la séparation des photons et des particules chargées dans le SPD, des tests sur faisceau ont aussi été réalisés. On n'attend aucun dépôt de la part des photons, cependant certains processus physiques comme la production de paires avant le SPD peuvent générer des dépôts pour un candidat photon. Sur des photons d'énergie compris entre 20 et 50 GeV, la probabilité de mauvaise identification, est de $0.8 \pm 0.3\%$ [50].

ECAL Des tests ont été réalisés sur faisceau, afin d'étudier la résolution en énergie et l'uniformité des modules. Des non-uniformités locales dues aux distances entre les fibres et aux bords des modules ont été mesurées mais la non-uniformité globale est négligeable sur l'ensemble des modules. La résolution en énergie a été mesurée avec des électrons de 50 GeV/c et peut-être paramétrée par $\sigma_E/E = a/\sqrt{E} \oplus b \oplus c$ où le terme stochastique a est compris entre 8.5 et 9.5%, et le terme constant b est environ 0.8% (cf. Fig.3.22) [51].

HCAL Pour les modules HCAL des tests ont été réalisés avec des pions d'énergies comprises entre 10 et 80 GeV. La réponse est uniforme sur l'ensemble du module à $\pm 3\%$. La résolution a été mesurée et est en accord avec les simulations Monte-Carlo (cf. Fig.3.23) [52].

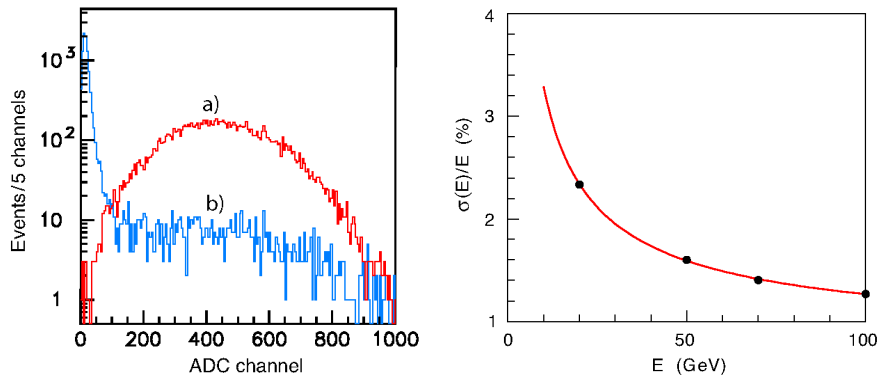


FIG. 3.22: Dépôt d'énergie dans le PS pour des électrons de 50 GeV/c (a) et des pions de 50 GeV/c (b) (gauche). Résolution en énergie mesurée avec des électrons dans un module externe du ECAL (droite)

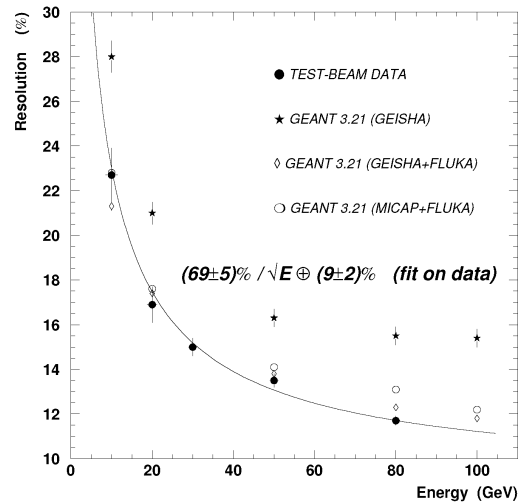


FIG. 3.23: Résolution en énergie mesurée avec des pions dans un module du HCAL et simulation de la résolution avec différents logiciels Monte Carlo

3.4.3 Les chambres à muons

L'identification des muons est essentielle à l'étude de nombreux états finaux sensibles à la violation de CP. De plus, l'étude de désintégrations rares telles que $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ pourrait donner accès à une physique «au-delà du Modèle Standard».

Les contraintes, outre la résistance au radiation, sont l'efficacité de détection des impacts et la résolution temporelle [53]. En effet, du fait de la rareté de ces événements, on cherchera à avoir une identification de haute efficacité (>95% pour chaque chambre), et une résolution temporelle de moins de 25 ns pour attribuer les impacts au bon croisement. D'autre part, on a besoin d'une bonne résolution spatiale pour pouvoir utiliser l'information muonique dans le système de déclenchement de bas niveau et pour l'identification des traces.

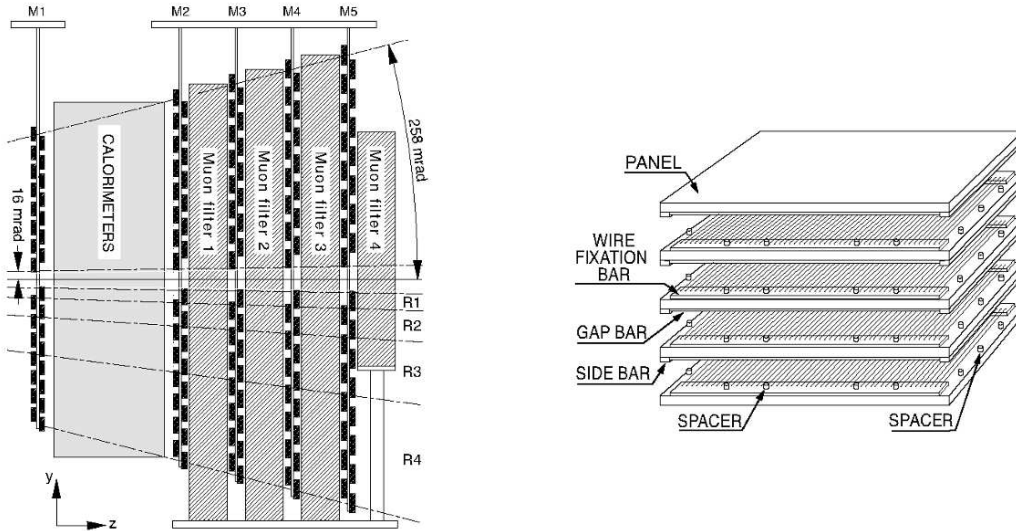


FIG. 3.24: Schéma de la disposition des chambres à muon dans les stations (gauche). Vue explosée d'une chambre à muon avec ses quatre lames de gaz (gauche).

Conception

La système d'identification des muons est constitué de cinq stations M1 à M5 (cf. Fig3.24). La station M1 est située en amont du calorimètre et les stations M2 à M5 en aval. Entre chaque chambre M2 à M5, on trouve un mur de fer de 80 cm d'épaisseur qui sert de filtre. 1380 chambres à muons couvrent les 435 m^2 de surface active du détecteur. Les dimensions transverses couvrent l'acceptance de LHCb. L'ensemble, filtre et calorimètre, représente 20 longueurs d'interaction. Ainsi un muon d'impulsion transverse supérieure à $6 \text{ GeV}/c$ traverse les cinq stations.

La technologie choisie pour les chambres est différente dans la partie interne de M1 et dans le reste du détecteur où le flux est plus faible. Pour la partie interne du détecteur les chambres sont des GEM tandis qu'il s'agit de chambres proportionnelles à fils pour le reste du détecteur. Chaque station est constituée de deux couches de chambres. Les chambres sont constituées de quatre épaisseurs de lames de gaz indépendantes. Dans chaque lame de gaz, le passage du muon laisse un signal sur les fils verticaux de l'anode, donnant sa position horizontale, et sur les pistes horizontales de la cathode, donnant sa position verticale. L'ensemble de l'information est traitée par l'électronique front-end qui peut assembler les signaux par un OU logique, assurant une bonne efficacité par la redondance de la mesure. La disposition des chambres est projective, et leur segmentation varie en fonction des régions. Les stations sont divisées en quatre régions (cf. Fig.3.25). Les dimensions et la segmentation des régions R1, R2, R3 et R4 augmentent selon un rapport 1 :2 :4 :8. Les segmentations sont résumées dans le tableau de la figure 3.25. La résolution temporelle est assurée par la dérive rapide dans le gaz utilisé et par l'électronique de lecture.

Performances

Des tests sur faisceau [54] ont été réalisés pour déterminer l'efficacité des chambres, selon leurs conditions de fonctionnement. Sur la figure 3.26, on peut lire l'efficacité des chambres dans une fenêtre de 20 ns en fonction de la tension appliquée. Les efficacités sont satisfaisantes. Un autre paramètre important est le nombre d'impacts mesurés quand une particule traverse la chambre.

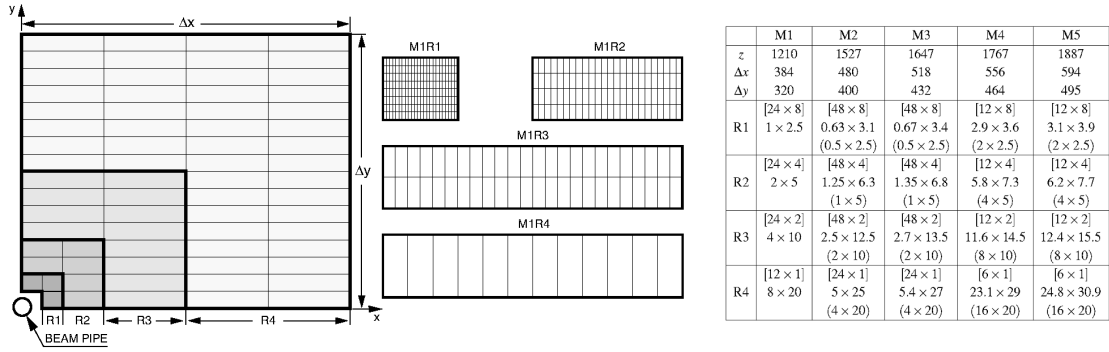


FIG. 3.25: Segmentation transverse des chambres à muons (gauche) et des différents modules (milieu), ainsi que leur dimension (droite).

Il détermine la résolution spatiale du détecteur. Ce paramètre reste inférieur à 1 quelle que soit la tension appliquée, conformément aux spécifications (nombre d'impacts mesurés < 1.2).

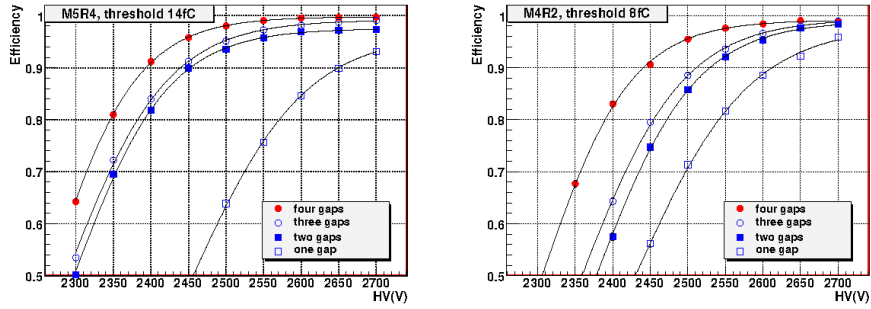


FIG. 3.26: Efficacité des chambres à muons en fonction de la tension appliquée, pour une chambre du secteur R4 de la station M5 (gauche) et pour une chambre du secteur R2 de la station M4 (droite).

3.4.4 Identification des particules

L'identification des particules chargées (ie. e , μ , π , K , p) combine les informations des deux détecteurs à effet cherenkov, du calorimètre et des chambres à muons. Les photons et les pions neutres sont identifiés grâce au calorimètre électromagnétique.

Identification des hadrons

L'identification dans les RICHs repose sur la comparaison entre ce qu'on attend et de ce qu'on observe dans le RICH. Une hypothèse d'identification est émise pour chaque trace, ce qui permet de déterminer la réponse attendue dans le RICH. Elle est ensuite comparée, via une approche de maximum de vraisemblance, avec les configurations lues dans les détecteurs de photons Cherenkov. L'efficacité moyenne d'identification des kaons est $\epsilon(K \rightarrow K) \sim 95\%$ pour des kaons entre 2 et 100 GeV/c d'impulsion, avec un taux de mauvaise identification de pions $\epsilon(\pi \rightarrow K) \sim 5\%$. L'importance du RICH pour l'identification des kaons apparaît clairement sur la figure 3.27, où l'effet d'une mauvaise identification sur la reconstruction du B_s en deux kaons est montré.

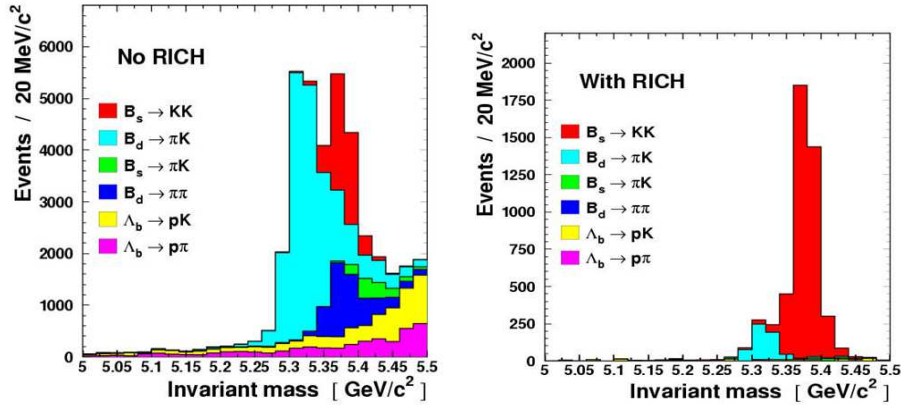


FIG. 3.27: Masse invariante reconstruite du canal $B_s \rightarrow KK$, avec et sans l'information des RICHs. La mauvaise identification d'un pion en kaons est un des bruits de fond principaux.

Identification des muons

L'identification des muons est fondée sur la recherche d'impacts dans les chambres par l'extrapolation d'une trace jusqu'au système à muons. On cherche dans des fenêtres d'intérêt ouvertes autour de l'extrapolation :

- des impacts dans M2 et M3 pour les traces ayant $3 < p < 6$ GeV/c,
- des impacts dans M2, M3 ainsi que M4 ou M5 pour les traces ayant $6 < p < 10$ GeV/c,
- des impacts dans M2, M3, M4 et M5 pour les traces ayant $p > 10$ GeV/c.

A partir des simulations sur un échantillon de $B^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$, on attend $\epsilon(\mu \rightarrow \mu) \sim 94\%$ pour un taux de mauvaise identification de $\epsilon(\pi \rightarrow \mu) \sim 3\%$. En combinant l'information muonique avec celle du RICH, on a $\epsilon(\mu \rightarrow \mu) \sim 93\%$ pour $\epsilon(\pi \rightarrow \mu) \sim 1\%$. On obtient, ainsi une résolution de 13 MeV/c² sur la masse du J/Ψ (cf. Fig.3.28).

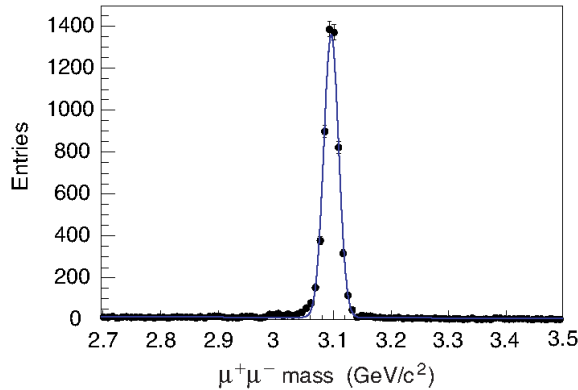


FIG. 3.28: Masse invariante reconstruite du $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ obtenue avec l'identification combinée des muons

Identification des électrons

L'identification des électrons est basée sur l'équivalence entre l'énergie déposée dans le calorimètre et l'impulsion de la trace correspondante (cf. Fig.3.29) [55]. Cette identification n'est

pas perturbée par l'émission de photons de bremsstrahlung. En effet, si un photon de bremsstrahlung est émis avant l'aimant, il ne sera pas mesuré dans le même dépôt. S'il est émis après l'aimant, il sera colinéaire à l'électron et donc dans le même dépôt. Dans les deux cas on pourra identifier impulsion et énergie dans le ECAL. Ainsi dans un échantillon de $B^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$, l'efficacité d'identification des électrons est de $\epsilon(e \rightarrow e) \sim 95\%$ pour un taux de mauvaise identification $\epsilon(\pi \rightarrow e) \sim 0.7\%$.

En revanche l'addition du dépôt d'énergie lié au photon de bremsstrahlung est importante pour la qualité de la reconstruction des électrons. Si le photon est émis avant l'aimant, son dépôt est dissocié de celui de l'électron mais sa position est bien définie. En effet il est colinéaire à la direction de l'électron avant courbure par l'aimant. Une attention particulière a été portée à la minimisation de la quantité de matériel à l'intérieur de l'aimant. Cela évite l'émission de photons de bremsstrahlung que l'on ne peut pas associer à leurs électrons. Les performances de reconstruction obtenue grâce à l'ajout du photon de bremsstrahlung sont illustrées dans la figure 3.29.

Notons cependant qu'en raison de la saturation des cellules du calorimètre à une énergie transverse d'environ 10 GeV, les électrons d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV/c vont être difficilement identifiés. Cet effet sera décrit en détail dans le chapitre 5.

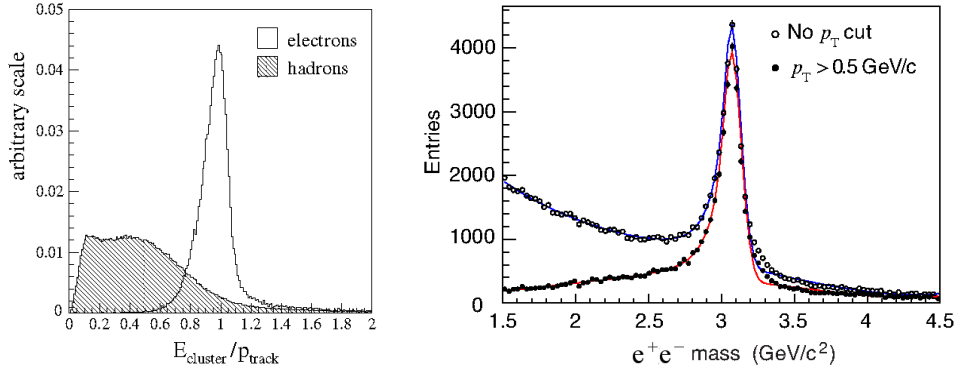


FIG. 3.29: Rapport de l'énergie du dépôt dans le ECAL sur l'impulsion de la trace correspondante pour des électrons et pour des hadrons (gauche). Masse invariante reconstruite du $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ obtenue après addition de l'énergie des photons de bremsstrahlung dans un échantillon de $B^0 \rightarrow J/\Psi\phi$ (droite).

Identification des photons

L'identification des photons est basée sur l'ajustement transverse de la position des dépôts et de l'extrapolation des traces. Si le χ^2 de cet ajustement est supérieur à 4, on considère que le dépôt vient d'un photon. L'identification de photons convertis par des interactions avec le détecteur après le trajectographe se fait par l'identification d'un impact dans le SPD, issu de la paire d'électrons. Dans le cas de $B^0 \rightarrow K^*\gamma$, on attend 30% de photons convertis avant le calorimètre. L'efficacité d'identification des photons non convertis est de $\epsilon(\gamma \rightarrow \gamma) \sim 90\%$ contre $\epsilon(\gamma \rightarrow \gamma) \sim 70\%$ pour les convertis.

Identification des π_0

On distingue deux type de π_0 . Les π_0 « résolus », où les dépôts dans le calorimètre sont distincts, et les π_0 « mêlés », représentant une grande partie des π_0 de grande impulsion transverse, où les photons donnent un seul dépôt. Dans ce cas, un algorithme sépare le dépôt en deux en comparant la forme transverse de la gerbe à celle attendue pour un photon simple. Les efficacités

de reconstruction dans les deux cas sont présentées dans la figure 3.30. Dans le cas de π_0 « résolu », on obtient un résolution sur la masse du π_0 de l'ordre de $10 \text{ MeV}/c^2$.

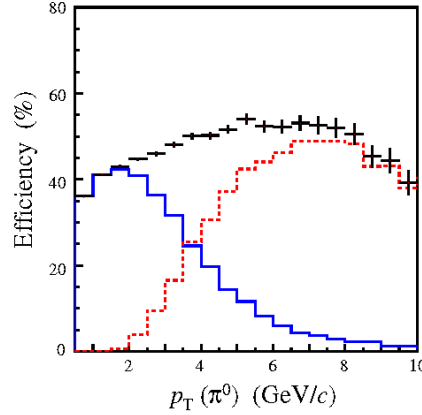


FIG. 3.30: Efficacité de reconstruction pour des π_0 ayant leur deux photons dans l'acceptance du calorimètre avec $p_T > 200 \text{ MeV}/c$ en fonction de l'impulsion du π_0 . La contribution des π_0 « résolus » est en trait plein et celle des π_0 « mêlés » en pointillé.

3.5 Système de déclenchement du détecteur LHCb

3.5.1 Système de déclenchement de niveau 0 (L0)

Le temps de calcul disponible dans la ferme de calcul du système de déclenchement de haut niveau (HLT) est limité par le nombre de noeuds disponibles. Cela implique la réduction des 40 MHz d'interactions pp avant d'y traiter les événements. C'est le rôle du système de déclenchement de niveau 0 dont le taux de sortie est de 1 MHz.

Le fonctionnement du système L0 sera décrit de manière détaillée dans le chapitre 7.

3.5.2 Système de déclenchement de haut niveau (HLT)

Le système de déclenchement de haut niveau [56] est une application C++ qui tourne sur les processeurs d'une ferme de calcul dédiée (Event Filter Farm). Elle contient entre 1000 et 2000 noeuds de calcul. Le but est de réduire les 1 MHz de sortie du L0 à 2 kHz pour l'enregistrement des données. Pour rejeter les événements sans intérêt pour LHCb, le HLT a accès à l'ensemble des informations des sous-détecteurs.

L'application peut être vue comme deux blocs (cf. Fig.3.31). Le premier bloc est constitué d'«allées L0». Les «allées L0» ont pour but est d'enrichir le contenu en événement $b\bar{b}$, en vérifiant les décisions L0 et en les affinant. Pour les affiner l'information sur le paramètre d'impact des traces correspondant par exemple à un candidat pion peut être ajoutée. Le temps de calcul étant restreint, la reconstruction 2D des traces du VELO telle qu'elle a été décrite dans le §3.3.1 est utilisée. Les traces ne pointant pas sur le vertex primaire pourront alors être reconstruites en 3 dimensions. Les «allées L0» permettent de descendre le taux d'événements intéressants à environ 10 kHz. Le deuxième bloc contient des sélections inclusives et exclusives. Ici on peut reconstruire toutes les traces en 3D et effectuer des coupures pour sélectionner des désintégrations particulières. La décision finale est un OU logique sur l'ensemble des sélections.

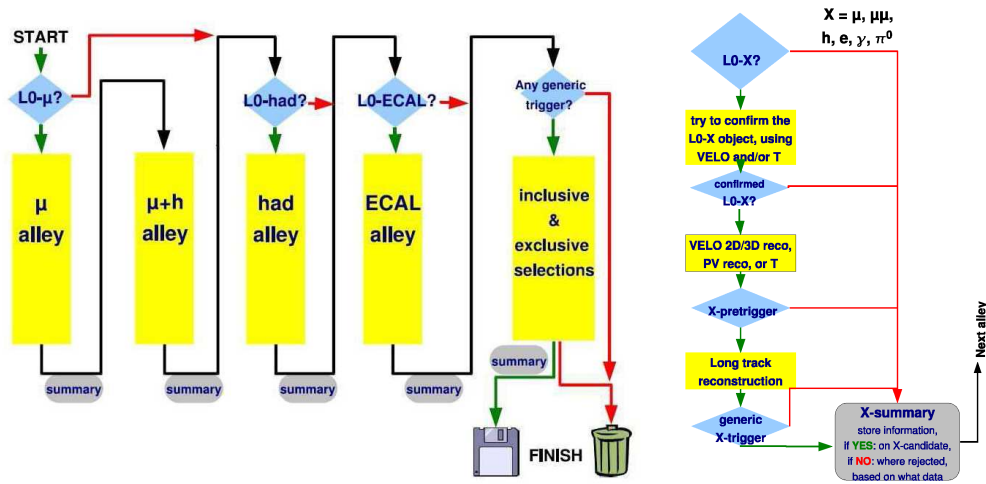


FIG. 3.31: Diagramme de fonctionnement de l'application du HLT (gauche). Diagramme de fonctionnement d'une allée (droite).

3.6 Acquisition et traitement des données dans le détecteur LHCb

3.6.1 Système en ligne de LHCb

Le but du système en ligne [57] est de permettre le transfert des données vers les zones de stockages, en s'assurant du cadencement des transferts, et d'enregistrer pour chaque lot de données la configuration du détecteur. Il est aussi en charge de configurer l'ensemble du système et de superviser les conditions de fonctionnement.

On peut diviser le système en trois composants : le système d'acquisition de données (DAQ), le système de cadencement et de contrôle rapide (TFC), et le système de contrôle de l'expérience (ECS) (cf. Fig.3.32).

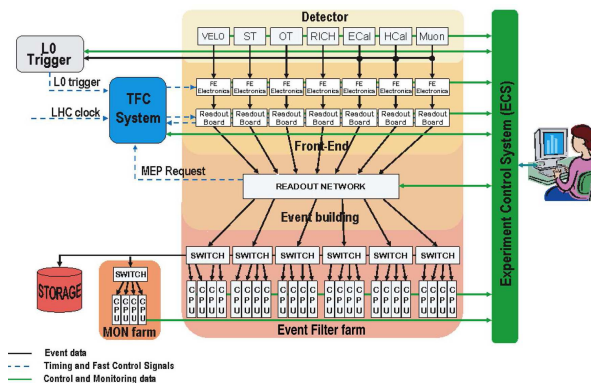


FIG. 3.32: Architecture du système en ligne.

Acquisition des données (DAQ)

Le but de la DAQ est d'acheminer les données des croisements qui ont été acceptées par le système de déclenchement de bas niveau vers les éléments de sauvegarde. Lorsqu'une décision L0 a été prise, le superviseur de lecture (carte ODIN) la transmet à l'électronique front-end (FE)

des sous-détecteurs. Ces cartes FE, en général situées à proximité du détecteur, envoient via des liens optiques, les données à des cartes TELL1 qui sont situées dans le baraquement à l'abri des radiations. Les cartes TELL1 sont les mêmes pour tous les sous-détecteurs à l'exception du RICH. En revanche les algorithmes implémentés dans leurs processeurs sont spécifiques à chaque type de données. Ils permettent d'effectuer un ensemble d'opérations de préparation des données (suppression de zéro, compression...). Les données sont ensuite transmises sous forme de paquets IP à un noeud de calcul via un lien ethernet.

Contrôle rapide et cadencement de l'expérience (TFC)

Le système TFC contrôle le cadencement de l'ensemble des opérations de lecture en distribuant aux différents éléments une horloge synchronisée avec la fréquence des croisements. Il permet en outre de transmettre à tous les composants du détecteur, et de manière synchrone, les commandes telles que la décision L0 ou des remises à zéro. L'ensemble du système repose sur le superviseur de lecture, la carte ODIN, qui réalise l'interface entre le système de déclenchement et le système de lecture. La carte ODIN permet aussi d'envoyer différents signaux de déclenchement spécifique à la calibration des sous-détecteurs, ainsi que de déterminer le noeud de calcul de destination pour chacun des croisements enregistrés.

Système de contrôle de l'expérience (ECS)

Le système ECS, fonctionne en parallèle de toutes les opérations décrites précédemment. Il assure le contrôle des différents constituants du détecteur comme les alimentations, le refroidissement, les flux de gaz, mais aussi la configuration et le contrôle de l'électronique du détecteur. C'est un logiciel basé sur PVSS II [58], qui offre un ensemble d'outils de gestion de bases de données, de développement de panneaux graphiques et d'alarmes. La communication entre le logiciel et les éléments physique se fait via des connections SPECS (Serial Protocol for ECS) [59], CAN (Controller Area Network) pour les éléments soumis aux radiations, ou via des connections ethernet rapides pour les éléments à l'abri des radiations. C'est un système hiérarchisé qui permet de remonter les alarmes du bas niveau (éléments physiques), vers le haut niveau (Interface utilisateur), Fig.3.33.

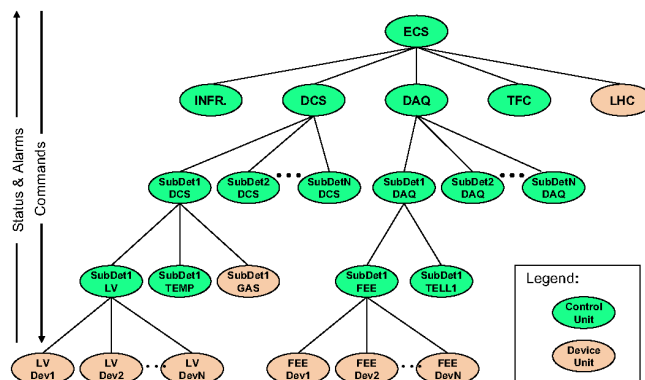


FIG. 3.33: Architecture du système ECS. Les «Device Unit» représentent les éléments physiques, et les «Control Unit» les éléments de haut niveau.

3.6.2 Traitement des données et logiciels associés

Pour traiter l'ensemble des informations générées par les expériences du CERN, les données sont distribuées sur la Grille de calcul (Grid [60]). C'est un réseau hiérarchisé de fermes de calcul réparties dans le monde, permettant de traiter des flux de données importants. On distingue des Tiers 0, 1, 2 et 3 (cf. Fig.3.34). Les données brutes des croisements sélectionnés par les systèmes de déclenchement sont distribuées sur l'élément central de la grille : le Tiers 0 du CERN. Il distribue à son tour les données aux tiers 1. A partir des tiers 1, les données sont reconstruites et traitées et peuvent être distribuées aux tiers 2 ou aux tiers 3 sur lesquels auront lieu les analyses. Sur les tiers 2, des simulations des événements et de la réponse électronique du détecteur peuvent être générées, via deux logiciels dédiés : Gauss [61] et Boole[62]. Gauss interface à la fois des générateurs tels que Pythia ou Herwig [63][64] et une modélisation de l'interaction entre les particules et la matière : Geant4 [65]. Les générateurs créent les particules issues des interactions proton-proton, selon les paramètres qui leur sont spécifiés. Puis ces particules sont propagées dans le détecteur par Geant4. Boole digitalise les interactions avec les éléments du détecteur pour simuler la réponse de l'électronique, fournissant, pour les simulations Monte-Carlo, l'équivalent des données brutes.

A ce niveau, le traitement est similaire pour les données brutes réelles et pour les données brutes

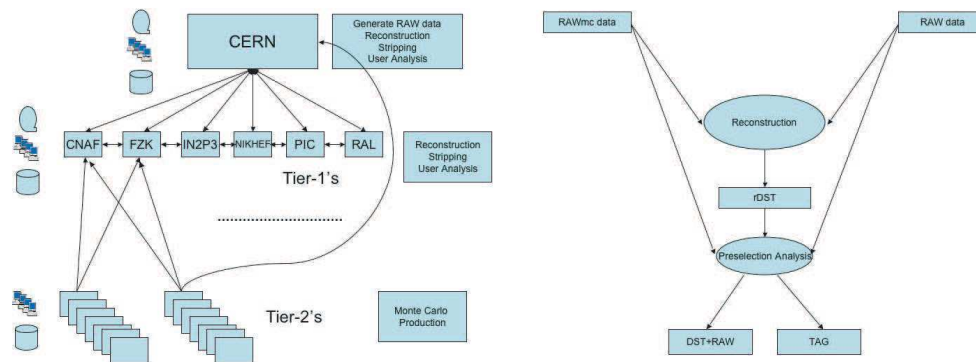


FIG. 3.34: Architecture de la Grille (gauche) et modèle du traitement des informations dans LHCb (droite).

simulée (cf. Fig.3.34). Elles sont reconstruites par le logiciel Brunel [66], qui convertit la réponse du détecteur en terme de traces, identification des particules, énergie des dépôt dans les calorimètre, etc... En sortie, on obtient des rDST (reduced Data Summary Table), sur lesquelles on pourra effectuer une pré-sélection. Les pré-sélections permettent d'attribuer les événements à chaque canal étudié tout en rejetant l'essentiel des événements sans intérêt pour ces études. Une fois les données triées, elles sont reconstruites à nouveau avec l'ensemble des données sous forme de DST (Data Summary Table), sur lesquelles les analyses finales auront lieu.

Chapitre 4

Etude des jets beaux dans LHCb

Le Higgs de basse masse se désintègre principalement en une paire $b\bar{b}$. Les quarks sont des objets colorés qui ne peuvent pas exister librement. C'est une des propriétés de l'interaction forte. L'effet de confinement donne lieu à l'hadronisation des paires $b\bar{b}$. Une paire $b\bar{b}$ s'observe alors sous la forme de deux jets de hadrons. La reconstruction de ces jets se fait via des algorithmes de jets qui tentent de donner une image quasi-partonique des événements. On décrira le fonctionnement des algorithmes de jets ainsi que leur dépendance aux effets QCD non perturbatifs. La dépendance de la largeur de la distribution de masse des di-jets beaux aux différents effets qui tendent à l'augmenter sera étudiée. On décrira l'effort réalisé pour décorrélérer ces différents mécanismes et étudier d'éventuelles corrections. La reconstruction des jets beaux a été étudiée à différents niveaux de la simulation. Une étude au niveau des quadrivecteurs impulsion-énergie générés par PYTHIA donne la résolution intrinsèque de la méthode tandis que l'étude en simulation complète donne l'influence du détecteur sur la reconstruction des jets beaux. Les procédures de sélection des jets beaux et leurs efficacités seront ensuite présentées.

4.1 Aspects phénoménologiques de la Chromodynamique quantique

4.1.1 Liberté asymptotique et confinement

Au chapitre 1, on a vu que l'interaction forte agit sur les particules qui possèdent une charge de couleur. Les médiateurs de cette interaction sont les gluons. La théorie quantique des champs qui décrit cette interaction est la chromodynamique quantique (QCD). Elle rend compte du fait que les particules colorées ne peuvent exister individuellement mais forment des hadrons neutres de couleur. C'est le confinement. La QCD est une théorie de jauge non-abélienne, ce qui a pour conséquence que les bosons de jauge portent une charge et peuvent interagir entre eux. En 1974, Gross, Wilczek et Politzer ont montrés que ce type de théorie est asymptotiquement libre, c'est à dire que plus l'échelle d'énergie considérée est élevée, ou la distance considérée est courte, plus la constante de couplage de la théorie est faible. Cette propriété permet de traiter les interactions dures entre particules colorées de manière perturbative.

La QCD est une théorie renormalisable. Si on considère une observable physique qui dépend d'une échelle d'énergie Q^2 , elle ne doit pas dépendre de l'échelle de renormalisation. On peut montrer, [67] p.22-26, que cette indépendance est assurée par la variation de la constante de couplage α_s en fonction de Q^2 . Le confinement et la liberté asymptotique sont tous deux liés à cette propriété illustré par la Fig.4.1. Une image fréquemment utilisée pour donner une représentation

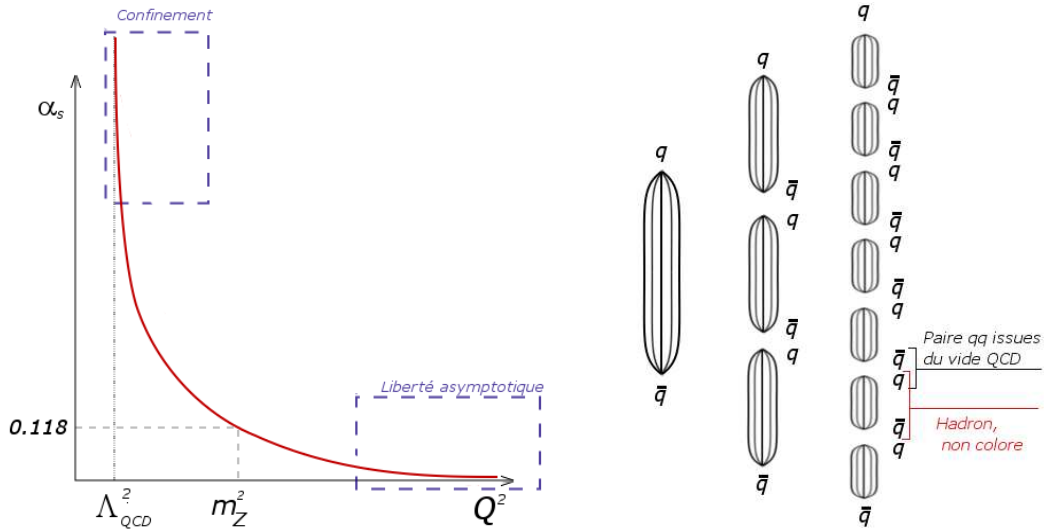


FIG. 4.1: Illustration de l'évolution de la constante de couplage de l'interaction forte α_s en fonction de l'échelle d'énergie (gauche). Illustration de la fragmentation d'une corde de flux de couleur avec création de paire $q\bar{q}$ à partir du vide QCD (droite).

de ce phénomène est de dire que le vide de l'interaction forte se comporte comme un milieu paramagnétique pour les charges de couleur, voir par exemple [10] p.287-289 et [67] p.27 . Ainsi le vide QCD anti-écran la charge de couleur des quarks. Pour de hautes valeurs de Q , la charge de couleur visible correspond à la charge de couleur de la particule. Les quarks peuvent être vus comme des particules libres. En revanche, lorsque la distance considérée est importante ou l'échelle d'énergie faible, typiquement de l'ordre de $\Lambda_{QCD} \sim 100$ MeV, α_s tend vers l'infini. Plus la distance entre deux particules colorées augmente plus leur charge visible, anti-écrantée par le vide QCD, augmente. A basse énergie, les quarks sont donc confinés dans les hadrons par l'interaction forte.

4.1.2 Hadronisation

Lors de processus inélastiques tels que la production d'une paire de particules colorées, les aspects cinématiques peuvent amener ces particules à se séparer. Or, si la paire $q\bar{q}$ est neutre de couleur, les quarks, eux, sont chargés. La conséquence directe du confinement est que plus les deux particules colorées vont avoir tendance à s'éloigner, plus l'interaction de couleur entre elles va être importante. De manière qualitative, on peut dire que les quarks sont liés par des cordes de flux de couleur. Tandis que les particules colorées continuent à s'éloigner, le flux reste constant mais la densité d'énergie contenue dans le tube augmente, jusqu'à ce qu'il devienne plus favorable pour ces cordes de couleur de se briser par création (à partir du vide QCD) d'une paire $q\bar{q}$ ou de gluons (Fig. 4.1). Lorsque la densité d'énergie dans les cordes de flux de couleur est suffisamment faible (de l'ordre de 1 GeV), l'énergie nécessaire à la création de paires à partir du vide est trop faible. Les quarks sont confinés dans des hadrons neutres de couleurs.

L'hadronisation est un processus à longue distance qui n'implique que de petits transferts d'impulsion. Le flux d'énergie au niveau des hadrons résulte donc du flux aux niveau des partons. D'un point de vue phénoménologique, l'hadronisation se traduit donc par des jets de hadrons relativement collimés possédant les mêmes propriétés que les partons de départ, Fig. 4.3. C'est la dualité locale entre partons et hadrons. Pour reconstruire expérimentalement une paire de quarks, on cherchera donc à reconstruire les jets de hadrons qui en sont issus.

4.1.3 Algorithme de jet

Le but d'un algorithme de jets est de donner une image quasi-partonique d'un processus. Il faut pour cela identifier et assembler les hadrons qui sont issus du même flux. Afin de s'assurer que le résultat est à la fois représentatif de la partie perturbative de la QCD et des données expérimentales, les algorithmes de jet doivent satisfaire à un ensemble de spécifications [68]. Ils doivent être d'implémentation simple, à la fois d'un point de vue théorique et expérimental, être définis à n'importe quel ordre de la théorie, ne pas introduire de divergence (critères de sûreté infra-rouge et colinéaire) et être peu sensibles aux effets non perturbatifs (ie. l'hadronisation et la présence de l'événement sous-jacent).

Historiquement, les premiers types d'algorithmes de jet sont des algorithmes de cône, utilisés dans l'expérience UA1 [69]. On cherche une direction de référence pour les jets, ou graine, à laquelle on associe tous les dépôts d'énergie contenus dans un cône autour de la graine de rayon $\Delta R = \sqrt{(\eta_{graine} - \eta_{depot})^2 + (\phi_{graine} - \phi_{depot})^2}$, η et ϕ sont la pseudorapidité et l'angle azimutal. La graine correspond à un important dépôt d'énergie dans les calorimètres. Il existe diverses implémentations de ces algorithmes utilisant diverses procédures pour éviter les chevauchements entre les jets par exemple ; certains, sur l'impulsion de [68], procèdent de manière itérative pour améliorer le comportement vis à vis des divergences.

Depuis, d'autres types d'algorithmes ont vu le jour, dits algorithmes à recombinaison séquentielle [70][71]. Ces algorithmes répondent parfaitement aux spécifications citées ci-dessus. Qualitativement, on peut voir les algorithmes à recombinaison séquentielle (ARS) comme reproduisant à l'inverse le processus d'hadronisation. Les particules sont combinées deux à deux selon une métrique donnée, qui rend compte de leur proximité au niveau du flux d'impulsion transverse. Cette opération est répétée jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de recombinaisons possibles. On remonte ainsi le flux de hadrons jusqu'aux partons.

L'implémentation de ce type d'algorithme est la suivante :

1. Calcul de la distance d_{ij} pour tous les couples (i,j) de particules, ainsi que pour chaque particule la distance au faisceau d_i telle que

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^{2p}, p_{T_j}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad d_i = p_{T_i}^{2p} \quad \text{avec} \quad \Delta R_{ij}^2 = \Delta \eta_{ij}^2 + \Delta \phi_{ij}^2. \quad (4.1)$$

où R est un paramètre définissant la taille caractéristique des jets dans le plan (η, ϕ) , et p définit la métrique utilisée dans l'algorithme.

2. Recherche du minimum entre d_{ij} et d_i associée. Si $d_{ij} < d_i$, alors i et j sont combinées en un protojet et supprimées de la liste. Si $d_i < d_{ij}$, i est conservée et devient un protojet.
3. S'il reste des particules n'ayant pas été traitées, retour à l'étape 1 avec les nouveaux protojets.

Selon la métrique choisie, les propriétés de l'algorithme sont différentes. Ainsi, pour $p = 1$ on a l'algorithme k_T [72], pour $p = 0$ l'algorithme Cambridge [73] et pour $p = -1$ l'algorithme anti- k_T [74] qui reproduit les résultats d'un algorithme de cône tout en satisfaisant la condition de sûreté infrarouge et colinéaire.

Pendant longtemps, le désavantage de ce type d'algorithmes était lié au temps de calcul en N^3 , dû aux itérations sur les couples de particules. De récents progrès dans l'implémentation de ces algorithmes [75] permettent un temps de calcul en N^2 voire en $N \ln N$, ce qui les rend compétitifs avec les algorithmes de cône. Le package FastJet [76] a été interfacé aux logiciels LHCb pour bénéficier de ces améliorations.

Dans [1][2], une étude comparative d'un algorithme de clusterisation type cône et d'un algorithme à recombinaison séquentielle, KTCLUS, a été réalisée dans le cadre de l'étude de la

reconstruction d'un Higgs se désintégrant en paire $b\bar{b}$. Elle ne montre pas de différence significative au niveau de la résolution sur la masse des di-jets. Dans les études portant sur la reconstruction de paires $b\bar{b}$ dans LHCb, le choix d'un type d'algorithme plutôt qu'un autre est lié à la stratégie choisie pour identifier les jets beaux. Dans le cas d'un algorithme de clusterisation, on cherchera des hadrons B qui seront les points de départ pour les cônes, tandis que dans le cas d'un algorithme ARS, on reconstruira de manière inclusive l'ensemble des jets de l'événement et on cherchera ceux qui sont des jets beaux.

Dans cette étude, le choix s'est porté sur un algorithme de type ARS : k_T Jet tel qu'implémenté dans le package FastJet.

4.1.4 Influence des effets non perturbatif

Le choix du paramètre R est un des éléments clés pour l'étude des jets. On verra au §4.3 son influence sur la résolution de la distribution en masse des di-jets. Cette dépendance est directement liée à la dépendance en R de la résolution sur l'impulsion transverse des jets. On peut distinguer les effets perturbatifs (émission de gluons dans le processus dur) des effets non perturbatifs (hadronisation et présence de particules de l'événement sous-jacent). Une étude analytique de ces effets est donnée dans [77]. La dispersion en p_T des jets peut être donnée par

$$\langle \delta p_T^2 \rangle = \langle \delta p_T^2 \rangle_h + \langle \delta p_T^2 \rangle_{UE} + \langle \delta p_T^2 \rangle_p \quad (4.2)$$

où $\langle \delta p_T^2 \rangle_h$ est la dispersion due à l'hadronisation, $\langle \delta p_T^2 \rangle_{UE}$ celle due à la présence de particules de l'événement sous-jacent, et $\langle \delta p_T^2 \rangle_p$ celle due aux émissions perturbatives, Fig. 4.2. $\langle \delta p_T \rangle_p$ présente une dépendance en $\log R$ liée à la probabilité de trouver un gluon émis par un parton avec un angle et une énergie donnée. En régime non perturbatif, $\langle \delta p_T^2 \rangle_h$ à un comportement en $-1/R$. Enfin la contribution de l'événement sous-jacent est directement liée à l'aire du jet dans le plan (η, ϕ) et présente donc en première approximation* une dépendance en R^2 .

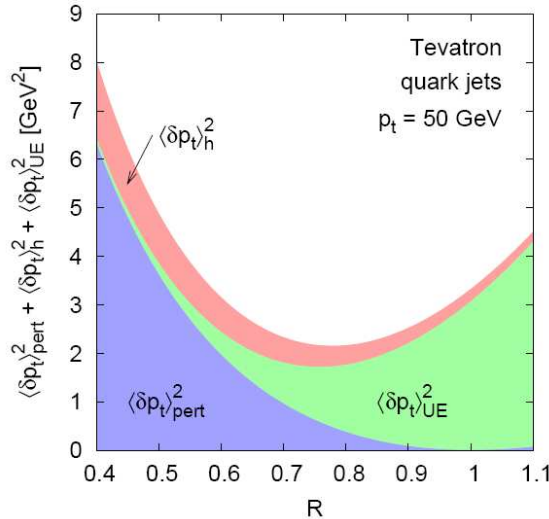


FIG. 4.2: Dispersion du p_T de jet mono énergétique de $50 \text{ GeV}/c^2$ au Tevatron en fonction du paramètre R en prenant en compte les différentes contributions. Figure extraite de [79].

*Dans les algorithmes de type k.T, l'aire n'est pas calculable analytiquement [78]

4.2 Définitions et procédure d'association dans LHCb

Un pré-requis à l'étude de la reconstruction des jets est d'avoir une procédure permettant d'évaluer la qualité de reconstruction de ceux-ci et leur origine au niveau des partons (cf. Fig.4.3). Cette procédure doit, entre autres, permettre d'apparier, de manière univoque, un jet à un quark b afin de fournir une référence. Dans un premier temps, cette procédure a consisté à apparier les jets aux partons pour une distance entre les quadrivecteurs impulsion-énergie suffisamment faibles ($< 0.3 \text{ GeV}$). Cette procédure n'est pas satisfaisante pour plusieurs raisons. Si un quark émet un gluon non colinéaire (ie. non contenu dans le jet final), ou si l'algorithme de jet est une configuration sensible aux radiations perturbatives, cette procédure est mise en défaut. La procédure est aussi faussée dans le cas où les particules issues de l'hadronisation ne sont pas toutes dans le détecteur, ou si le flux de particules de l'événement sous-jacent est important.

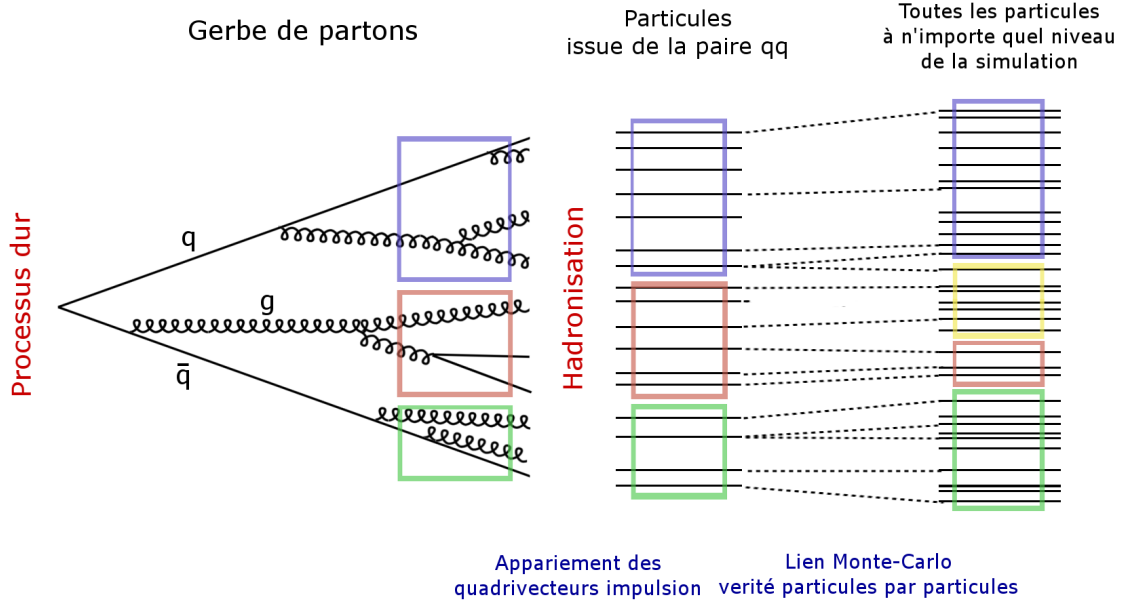


FIG. 4.3: Représentation schématique des différents niveaux de simulation, avec (en bleu) la procédure d'association. Les rectangles de couleurs représentent les lots de particules (ou de partons) qui forment des jets, une même couleur signifiant que les jets de différents niveaux ont été apparés.

Pour remédier à ces problèmes une nouvelle procédure, moins sensible aux effets perturbatifs et non perturbatifs, a été mise en place. Définissons tout d'abord les différents objets utilisés. On parlera de :

- $\text{jet}_{\text{partonique}}$ pour désigner les jets reconstruits à partir des partons issus du processus dur, après radiation perturbative de gluons.
- jet_{ref} pour désigner les jets reconstruits à partir des quadrivecteurs impulsion-énergie de particules stables (cf. Tab.4.1) en sortie du générateur, issus de l'hadronisation de la gerbe de partons.

Si l'algorithme de jet utilisé répond aux critères de sûreté infra-rouge et colinéaire, il est possible pour une même valeur du paramètre R de faire un appariement selon la distance des quadrivecteurs impulsion-énergie entre $\text{jet}_{\text{partonique}}$ et jet_{ref} . Cet appariement n'est pas sensible cette fois aux émissions perturbatives de gluons. En effet si un gluon est contenu dans un $\text{jet}_{\text{partonique}}$, alors les produits de son hadronisation sont contenus dans le jet_{ref} associé. Une différence peut éventuel-

Variable	Coupure
Sélection des particules stables :	
On ne considère que les particules en fin de chaîne de désintégration	
$z_{\text{vertex de production}}$	< 50 cm
$\rho_{\text{vertex de production}}$	< 5 cm
Sélection des particules dans l'acceptance géométrique de LHCb :	
Particules neutres (γ, n_0, K_L, ν)	
P_{t}	> 150 MeV
θ	> 2.6 mrad
θ_x	< 312 mrad
θ_y	< 237 mrad
Particules chargées ($e^\pm, \mu^\pm, (p, \bar{p}), \pi^\pm, K^\pm$)	
P	> 300 MeV
P_{t}	> 10 MeV
θ	> 10 mrad et < 250 mrad

TAB. 4.1: Coupures appliquées sur les particules générées par PYTHIA pour la sélection des particules stables et pour la sélection des particules stables dans l'acceptance géométrique de LHCb

lement provenir de l'influence de l'hadronisation mais on a vu (§4.1.4) que cette contribution est nettement inférieure à celle des radiations perturbatives. On la négligera car elle ne perturbe pas l'association. On a ainsi un ensemble de jets de référence jet_{ref} au niveau hadronique qu'on peut associer de manière univoque aux $\text{jets}_{\text{partoniques}}$ et par extension aux quarks b dont ils portent l'énergie.

On utilisera par la suite d'autres types de jets, à différents niveaux de la simulation.

- $\text{jet}_{\text{sans } \nu}$, désigne les jets reconstruits à partir des mêmes quadrivecteurs que les jet_{ref} , à l'exception des neutrinos. Il permettront d'étudier l'influence de la non détection des neutrinos sur la reconstruction des jets.
- jet_{UE} , désigne les jets reconstruits à partir des mêmes quadrivecteurs que les jet_{ref} (ie. quadrivecteurs des particules issues de la désintégration du Higgs, neutrinos inclus), plus les quadrivecteurs issus de l'événement mou ou spectateur. Il permettront d'étudier l'influence de l'événement sous-jacent sur la reconstruction des jets.
- jet_{Acc} , désigne les jets reconstruits à partir des mêmes quadrivecteurs que les jet_{ref} (ie. quadrivecteurs des particules issues de la désintégration du Higgs, neutrinos inclus), sans les quadrivecteurs qui ne passent pas la coupure géométrique du détecteur (cf. Tab.4.1). Il permettront d'étudier l'influence de l'acceptance réduite du détecteur LHCb sur la reconstruction des jets.
- jet_{gen} , désigne les jets reconstruits à partir des mêmes quadrivecteurs que les jet_{UE} , à l'exception de ceux correspondant à des neutrinos ou des hadrons neutres stables (neutrons n_0 , Kaons long K_L). Ils serviront d'éléments de comparaison pour l'étude des jets reconstruits à partir de la réponse du détecteur[†].
- jet_{Rec} , les jets reconstruits à partir des objets reconstruits par le détecteur (traces et dépôts dans le calorimètre électromagnétique). Ils constitueront les objets privilégiés de la reconstruction du Higgs en paire $b\bar{b}$ dans le cadre d'une simulation complète du détecteur.

L'association entre ces différents jets et les jets_{ref} se fait au niveau des leurs constituants. Il est

[†]La composition des jet_{gen} s'explique par le fait que la contribution des hadrons neutres aux jets reconstruits n'est pas encore prise en compte, voir §4.4.1

possible dans le cadre logiciel de simulation du détecteur LHCb d'apparier des objets provenant de la reconstruction † avec les particules simulées issues de l'hadronisation qui sont à leur origine.

Les jets reconstruits à partir de ces objets (jet_{Rec}) ou à partir des quadrivecteurs des particules stables au niveau générateur[§] ($\text{jet}_{\text{sans } \nu}, \text{jet}_{\text{Acc}}, \dots$) sont associés aux jets de références par comparaison de leur énergie. Plus précisément, le jet considéré, d'énergie E_{jet} , est comparé à chaque jet_{ref} par le calcul du poids $\chi_{\text{jet} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}}$, Eq. 4.3. Dans Eq. 4.3, on additionne l'énergie des N constituants du jets qui sont associable (par vérité Monte-Carlo) à des constituants du jet de référence comparé. Les éléments non-associable constitue une sorte d'impureté, quantifié par $\rho_{\text{jet} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}}$, Eq.4.4.

$$\chi_{\text{jet} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} = \frac{\sum_N E_i}{E_{\text{jet}_{\text{ref}}}} \quad (4.3)$$

$$\rho_{\text{jet} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} = \frac{\sum_N E_i}{E_{\text{jet}}} \quad (4.4)$$

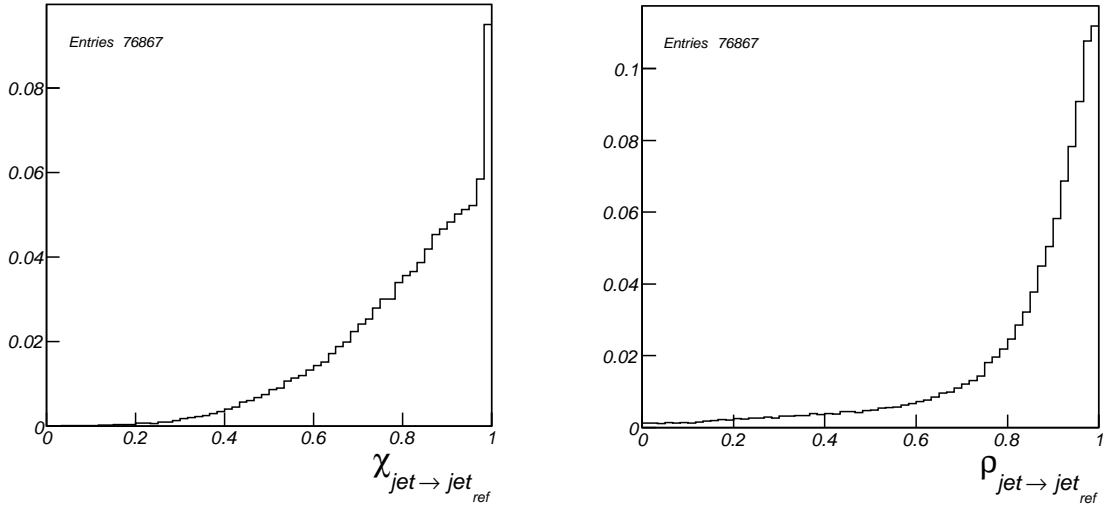


FIG. 4.4: $\chi_{\text{jet} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}}$ pour les jet_{gen} (gauche). $\rho_{\text{jet} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}}$ pour les jet_{gen} (droite). Les graphiques sont normalisés à 1.

Ainsi le jet qui a le poids $\chi_{\text{jet} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}}$ le plus grand avec un jet_{ref} lui est associé, tandis que $\rho_{\text{jet} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}}$ quantifie son éventuel pollution par d'autre jets ou par l'événement sous-jacent.

Enfin, le terme « jets beaux », désigne les jets associés avec les jet_{ref} eux-même associés à un quark b de la gerbe de partons.

4.3 Etude systématique au niveau du générateur

Une étude de la reconstruction des jets issus de la fragmentation et de l'hadronisation des paires de quarks beaux a été réalisée au niveau des quadrivecteurs impulsions générés par PYTHIA. Le but est de déterminer la meilleure configuration de l'algorithme k_T en mode inclusif (ie. la valeur optimale du paramètre R) pour la reconstruction des di-jets beaux. Les événements utilisés sont des événements $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b} + (e, \nu)$ tels que décrits au §2.3. Ils ont été générés avec les deux quarks beaux vers l'avant (ie. $P_{z_b} > 0.$), avec le lepton venant du boson vecteur produit avec $\theta_\ell < 400 \text{ mrad}$

†dépôts dans le calorimètre, traces, particules reconstruites

§dans ce cas l'association se fait uniquement en comparant les composants identiques.

et une impulsion transverse supérieure à 10 GeV/c. Seules les particules stables sont considérées, Tab. 4.1. Pour rappeler les définitions énoncées précédemment, les jet_{ref} sont les jets reconstruits uniquement à partir des quadrivecteurs des particules issues de l'hadronisation de la paire $b\bar{b}$ de désintégration du Higgs. Dans la suite, l'influence des différentes contributions aux jets est quantifiée par la résolution de la distribution de masse des di-jets beaux. La résolution correspond à la largeur à mi-hauteur de la distribution divisée par la valeur de masse qui correspond au maximum de celle-ci. Elle est notée $\frac{\text{FWHM}}{m_{\text{jjpic}}}$.

4.3.1 Influence des émissions perturbative de gluons et de l'hadronisation

On base cette étude sur les jet_{ref} . Ils permettent d'étudier l'influence des radiations de gluons sur la résolution de la masse des di-jets beaux en fonction du paramètre R. On observe dans la figure 4.6.droite que quand R augmente, la résolution s'améliore. Quand R est petit ($R < 0.5$) les gluons durs et une grande partie des gluons mous ne sont pas inclus dans les jets beaux. On a alors des queues à basse masse des di-jets (cf. Fig.4.6.gauche). En revanche pour $R > 0.9$ seuls les gluons durs sont exclus du jet. On va donc favoriser les grandes valeurs de R pour réduire les problèmes liés à l'hadronisation et à l'émission de gluons mous. On retrouve bien ici les résultats analytiques énoncés au §4.1.4.

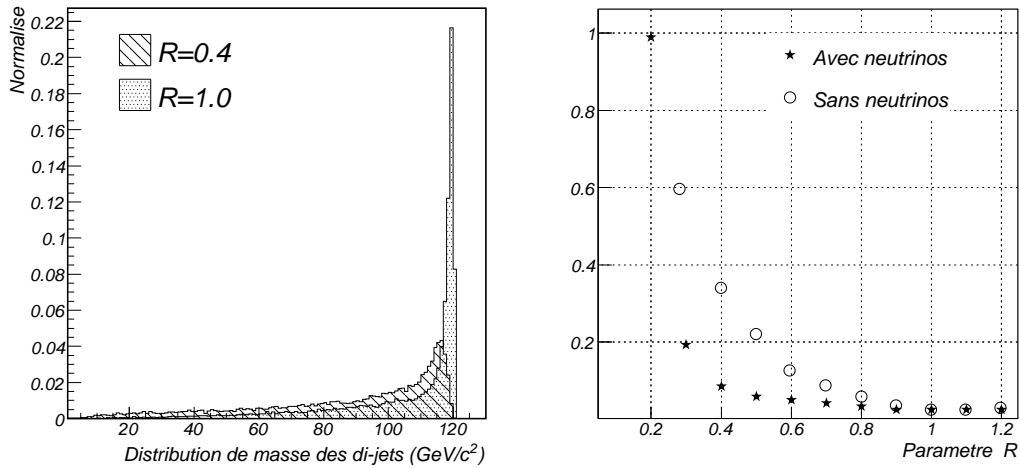


FIG. 4.5: Distribution de masse des di-jets à partir des jet_{ref} pour deux valeurs du paramètre R (gauche). Résolution en fonction du paramètre R de la distribution de masse des di-jets à partir des jet_{ref} (étoile) et des $\text{jet}_{\text{sans neutrinos}}$ (cercle), (droite)

4.3.2 Influence des pertes de neutrinos

Les pertes dues à la non détection des neutrinos, se traduisent par une dégradation de la résolution de la masse des di-jets, Fig..droite. Pour cette étude, on utilise les $\text{jet}_{\text{sans } \nu}$. Ces jets sont associés aux jet_{ref} par la méthode décrite au §4.2. Afin de déterminer la contribution des neutrinos indépendamment de celle des radiations de gluons et de l'hadronisation, on évalue pour chaque di-jet le rapport $C_{\nu} = \frac{m_{\text{dijet}_{\text{ref}}} - m_{\text{dijet}_{\text{sans } \nu}}}{m_{\text{dijet}_{\text{ref}}}}$. On observe sur la figure 4.6.gauche que cette contribution varie peu en fonction de R. En revanche cette contribution accentue les queues à basse masse dues aux effets de radiations perturbatives et à l'hadronisation. Ainsi à faible R, où les queues à basse masse sont déjà présentes, l'absence de neutrinos dégrade plus encore la résolution tandis qu'à plus grandes valeurs de R, l'effet sur la distribution de masse est quasi négligeable (cf. Fig.4.6.droite).

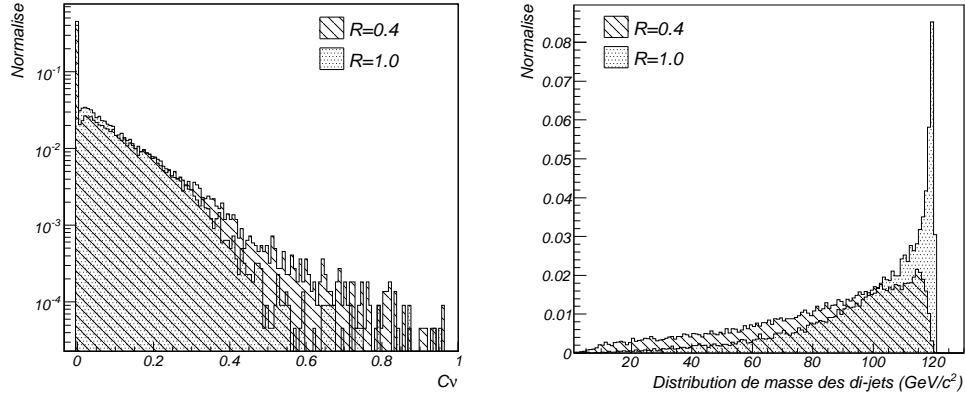


FIG. 4.6: Contribution des neutrinos à la masse des di-jets pour deux valeurs du paramètre R , (gauche). Distribution de masse des di-jets à partir des $\text{jet}_{\text{sans } \nu}$ pour deux valeurs du paramètre R , à comparer avec Fig. gauche où seule les radiations perturbatives et l'hadronisation sont responsable des queues à basse masse (droite).

4.3.3 Influence de l'événement sous-jacent

L'énergie des jets durs est augmentée par le flux de particules de l'événement sous-jacent (ou venant d'une autre interaction proton-proton). L'effet sur la distribution de masse des di-jets est la présence de queues à grande masse. Pour l'étude de cette contribution, on se base sur les jet_{UE} . Pour $R < 0.4$ la résolution est toujours perturbée par les radiations de gluons et l'hadronisation. Lorsque $R > 0.6$, la contribution de l'événement sous-jacent aux jets devient suffisamment importante pour détériorer significativement la résolution (cf. Fig.4.7). Cette étude, et en particulier les résultats sans la contribution des neutrinos, nous permettent de déterminer une valeur optimale de R prenant en compte tous ces effets à $R \in [0.6, 0.9]$.

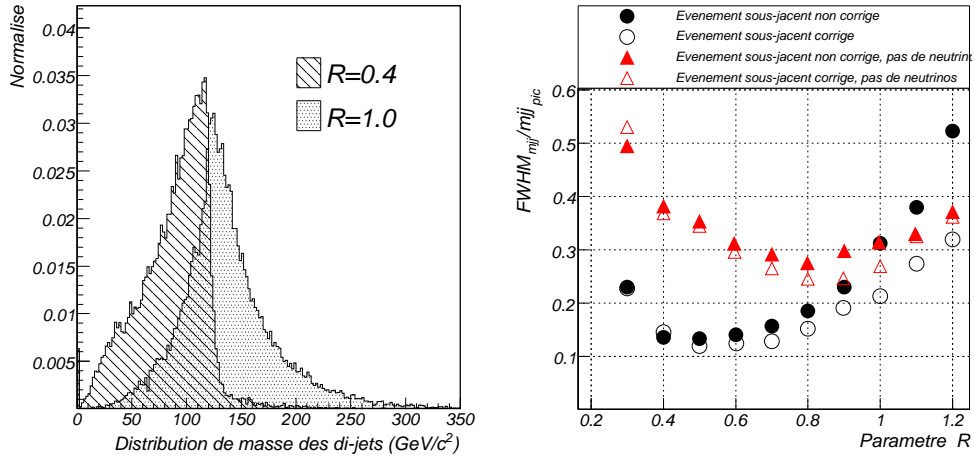


FIG. 4.7: Distribution de masse des jet_{UE} pour deux valeurs du paramètre R , (gauche). Rapport de la largeur à mi-hauteur de la distribution de la masse des di-jets sur la valeur du pic de masse en fonction de R , avec (vide) et sans soustraction (plein) du flux d'événements sous-jacent, en considérant (rond) et sans considérer (triangle) les neutrinos, (droite).

La contribution de l'événement sous-jacent à la résolution de la masse des di-jets est en première

approximation proportionnelle à R^2 (cf. §4.2). Afin de corriger cet effet, on doit soustraire la contribution des particules de l'événement sous-jacent aux jets finals. Dans [80] M. Cacciari et G. Salam, proposent une méthode pour effectuer cette soustraction événement par événement. Elle repose d'une part sur la détermination de l'aire des jets, dont ils donnent une définition dans [78], et d'autre part sur l'hypothèse que le flux d'impulsion transverse de l'événement sous-jacent est une fonction (constante en première approximation) de la pseudorapidité.

La procédure est la suivante. On ajoute des particules de très faible énergie couvrant l'ensemble du plan (η, ϕ) . Si l'algorithme de jet remplit les conditions de sûreté infra-rouge, cela ne perturbe pas la reconstruction des jets. L'aire est déterminée grâce à la surface occupée par ces particules fantômes. Une fois l'aire des jets connue, on sépare les jets durs des jets venant de l'événement sous-jacent. Enfin, on détermine à partir de ces derniers le flux d'impulsion transverse de l'événement sous-jacent. Si on fait l'hypothèse d'une distribution constante selon la pseudorapidité on peut prendre la valeur médiane du flux d'impulsion transverse des jets σ_{flux} afin d'être peu sensible aux fluctuations. L'impulsion transverse corrigée des jets beaux est donnée par $Pt_{cor} = \alpha_{UE} Pt_{jetUE}$ telle que :

$$\alpha_{UE} = 1 - \frac{\sigma_{flux} \mathcal{A}_{jetUE}}{Pt_{jetUE}}, \quad (4.5)$$

où \mathcal{A}_{jet} est l'aire du jet.

La résolution en fonction du paramètre R est présentée dans la figure 4.7.droite pour les masses des di-jets corrigés et non corrigés. On améliore de manière significative la résolution pour des valeurs de $R > 0.7$ avec et sans neutrinos.

Cependant, il est important de noter que cette méthode repose sur l'évaluation statistique du flux, événement par événement. Il en résulte que lorsque l'on considérera uniquement les particules dans l'acceptance du détecteur, le nombre de jets sur lesquels repose l'évaluation du flux diminue. L'évaluation du flux est perturbée par une trop grande fluctuation statistique vis-à-vis d'un trop faible échantillon de jets. D'autre part, à partir de $\eta > 4$, l'invariance du flux en fonction de la pseudorapidité n'est plus respectée, réduisant encore le domaine disponible pour cette évaluation. Cette méthode pourra cependant présenter un intérêt pour des prises de données avec l'amélioration de la luminosité dans LHCb prévue à $5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. On pourra alors déterminer théoriquement la dépendance en pseudorapidité du flux afin de déterminer sa valeur moyenne par intervalle de pseudorapidité avec une plus faible fluctuation statistique.

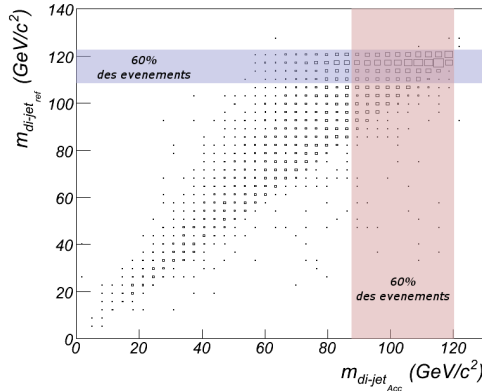


FIG. 4.8: Masse des di-jets_{ref} en fonction de la masse des di-jets_{Acc} pour les événements où les deux jets_{Acc} contiennent au moins 50% de l'énergie des jets_{ref} associés. Les bande bleu et rouge correspondent aux intervalles de masse des di-jets_{ref} et de masse des di-jets_{Acc} contenant 60% de événements.

4.3.4 Influence de l'acceptance du détecteur

Afin d'émuler les pertes dues à la couverture réduite du détecteur LHCb, on reconstruit des jets jets_{Acc} tels que définis précédemment. Le paramètre R est choisi à 0.7. Les jets qui sont aux limites de l'acceptance du détecteur sont reconstruits à l'intérieur du détecteur mais avec un quadrivecteur impulsion déplacé. Cela dégrade la résolution de la masse des $\text{di-jets}_{\text{Acc}}$. Cet effet est visible sur la figure 4.8.

Comme l'acceptance modifie le nombre de constituants du jet, sa pseudorapidité reconstruite, et l'impulsion transverse reconstruite, ces variables peuvent être utilisées pour rejeter les jets partiellement dans l'acceptance. La figure 4.9 présente ces variables pour les jets_{Acc} ayant $\chi_{\text{jet}_{\text{Acc}} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} > 0.9$ (considérés comme complètement dans l'acceptance) et ceux ayant $\chi_{\text{jet}_{\text{Acc}} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} < 0.9$ (considérés comme partiellement dans l'acceptance).

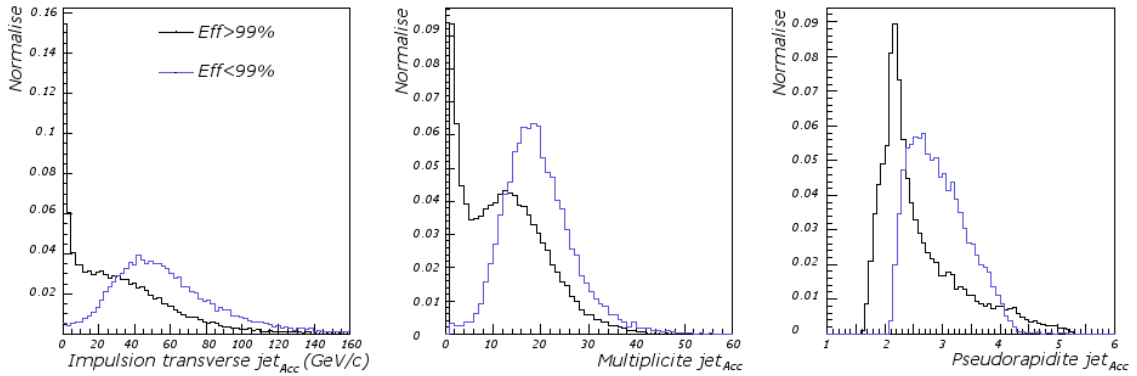


FIG. 4.9: Distribution de l'impulsion transverse, du nombre de particules et de la pseudorapidité pour les jets_{Acc} ayant $\chi_{\text{jet}_{\text{Acc}} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} > 0.9$ (noir) et $\chi_{\text{jet}_{\text{Acc}} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} < 0.9$ (bleu)

En appliquant une coupure qui conserve les jets ayant $P_{t_{\text{jet}_{\text{Acc}}}} > 15 \text{ GeV}$, $2.2 < \eta_{\text{jet}_{\text{Acc}}} < 4.2$ et au moins 9 particules dans chaque jet, on conserve 90% des jets dans l'acceptance tout en rejetant 72% de ceux partiellement dans l'acceptance. Les distributions de masse des $\text{di-jets}_{\text{Acc}}$ avec et sans cette coupure sont présentées dans la figure 4.10. Une fois les coupures appliquées, la largeur à mi-hauteur relative de la distribution est de 23%, soit environ quatre fois plus que si l'on ne considérait pas l'acceptance.

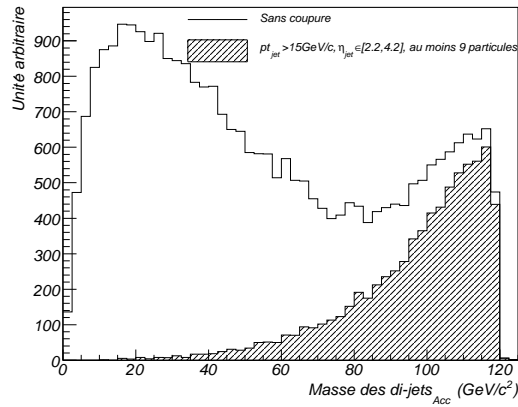


FIG. 4.10: Distribution de la masse des $\text{di-jets}_{\text{Acc}}$, sans coupures (noir) et en demandant $P_{t_{\text{jet}_{\text{Acc}}}} > 15 \text{ GeV}$, $2.2 < \eta_{\text{jet}_{\text{Acc}}} < 4.2$ et au moins 9 particules dans chaque jet (hachuré).

L'acceptance apparaît clairement comme étant notre facteur limitant. La réjection des jets partiellement dans l'acceptance sera donc importante afin de conserver une résolution en masse acceptable.

4.4 Reconstruction des jets dans LHCb

4.4.1 Stratégie de reconstruction des jets dans LHCb

Dans des expériences telles que ATLAS ou CMS, les jets sont reconstruits à partir d'objets calorimétriques ([81](Chap.9),[82](Chap.11)). L'information sur les traces peut ensuite être utilisée pour effectuer des corrections sur la réponse en énergie mais ne constitue pas un objet de reconstruction proprement dit.

Dans LHCb, la situation est différente. La résolution attendue sur la mesure des traces va de $\frac{\delta p}{p} = 0.35\%$ pour les impulsions transverses faibles à $\frac{\delta p}{p} = 0.55\%$ pour les grandes impulsions transverses (cf. Chap.3). Les traces fournissent donc pour les particules chargées une mesure de meilleure qualité que la mesure calorimétrique. En outre, le faible taux d'occupation du détecteur et la quantité de matière réduite avant le calorimètre, permettent une séparation des contributions neutres et chargées du calorimètre électromagnétique. Dans LHCb les traces vont donc être l'objet privilégié de mesure des particules chargées et les dépôts calorimétriques donnent une mesure de l'énergie des particules neutres.

Après reconstruction des événements, les dépôts dans le calorimètre électromagnétique et les traces sont appariés. Cet appariement est quantifié par $\chi^2_{\text{ECAL-trace}}$, défini comme la distance dans le plan transverse entre le barycentre du dépôt et l'extrapolation de la trace à l'entrée du calorimètre électromagnétique. Si le dépôt dans le calorimètre est apparié avec une trace de $\chi^2_{\text{ECAL-trace}} < 4$, on supprime sa contribution aux dépôts neutres. On obtient ainsi un lot de particules chargées reconstruit à partir des traces et un lot de particules neutres reconstruit à partir des dépôts dans le calorimètre électromagnétique. Notons qu'on ne considère pas pour l'instant les dépôts dans le calorimètre hadronique et que l'on perd ainsi la contribution des hadrons neutres. L'ajout de cette contribution fera l'objet d'études ultérieures.

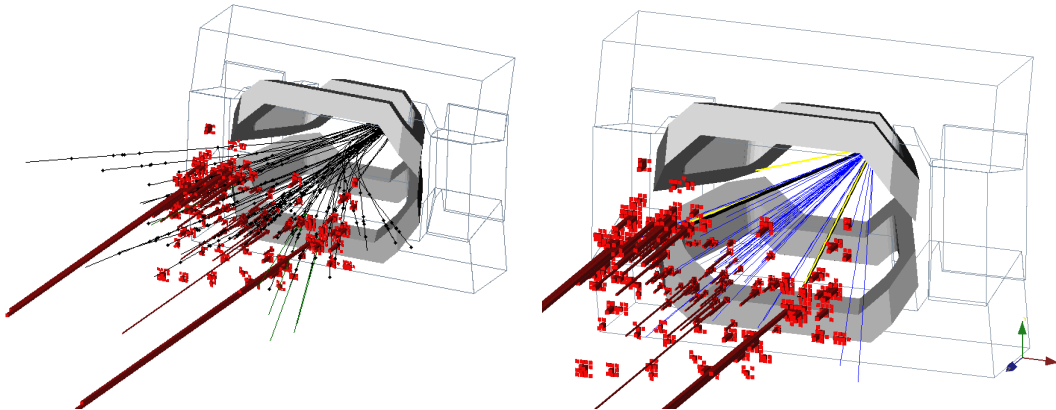


FIG. 4.11: À gauche, trace (en noir) et dépôt dans le calorimètre électromagnétique (en rouge) pour un événement Higgs où les deux jets beaux sont correctement reconstruits. À droite, pour le même événement on voit la direction des jets de référence en jaune (un jet de gluon vers le haut et deux jets beaux), et des jets reconstruits en bleu. En noir, il s'agit des deux jets beaux reconstruits correspondant aux deux jets beaux de référence.

Pour la reconstruction des jets, on utilisera k_T -jet avec $R = 0.75$ en mode inclusif. En moyenne

un événement Higgs contient 15 jets, un quart d'entre eux seulement ayant une impulsion transverse supérieure à 1 GeV. Les jets qui ne correspondent pas aux deux jets beaux proviennent de l'événement sous-jacent. Si on les fusionnent, ils forment un jet de faible impulsion transverse, très proche de la ligne du faisceau. Définissons quelques expressions qui seront utilisées par la suite :

- «jets beaux dans l'acceptance» désigne les jets reconstruits pour lesquels $\chi_{\text{jet}_{\text{rec}} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} > 0.4$.
- «jets beaux partiellement dans l'acceptance» désigne ceux pour lesquels $0.01 < \chi_{\text{jet}_{\text{rec}} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} < 0.2$.
- Parmi les jets ayant $\chi_{\text{jet}_{\text{rec}} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} < 0.01$, on distinguera les « jets charmés », qui ont au moins 20% de leur énergie provenant d'un quark c des autres, que l'on nommera « jets légers ».

La probabilité de reconstruire un jet beau dans l'acceptance est bonne pour $1.8 < \eta < 4.4$, Fig.4.12. On considérera cette région en pseudorapidité comme étant celle dans laquelle il est possible de reconstruire des jets dans LHCb.

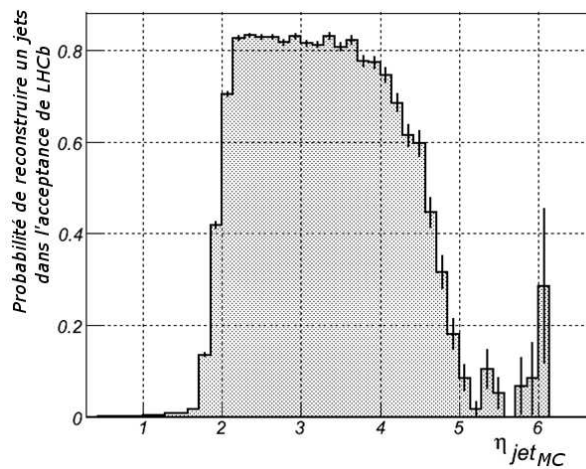


FIG. 4.12: Probabilité de trouver un jet_{Rec} dans l'acceptance pour un jet_{gen} d'une pseudorapidité $\eta_{\text{jet}_{\text{gen}}}$ donnée.

4.4.2 Correction de l'énergie des jets

Les objets (traces et dépôts dans le calorimètre électromagnétique) qui servent à la reconstruction des jets sont a priori déjà calibrés pour les besoins de la physique étudiée dans LHCb. Dans cette étude, on ne considérera donc pas de calibration des jets mais une correction globale de la réponse en énergie (Jet Energy Scale). Cette correction est obtenue par un ajustement du rapport moyen $\frac{p_{T_{\text{gen}}}}{p_{T_{\text{Rec}}}}$ en fonction de grandeurs issues de la reconstruction des jets.

Une étude préliminaire a montré [83] que des corrections dépendant uniquement de l'échelle d'impulsion transverse des jets reconstruits ne sont pas suffisantes. En effet, même en ne considérant que les jets beaux dans l'acceptance (ie. $\chi_{\text{jet}_{\text{rec}} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} > 0.4$), les jets reconstruits dans les régions externes ou internes du détecteur tendent à nécessiter une correction plus importante que ceux reconstruits en son centre. Un ajustement du rapport $\frac{p_{T_{\text{gen}}}}{p_{T_{\text{Rec}}}}$ dépendant uniquement du p_{T} des jets reconstruits est alors biaisé par les jets des régions internes et externes. La conséquence directe est une sur-corrrection qui tend à amener les di-jets reconstruits à de plus haute masse.

Afin d'éviter ce phénomène, on prendra en compte la dépendance en pseudorapidité en plus de celle en impulsion transverse. Ces dépendances sont évaluées sur les jets beaux dans l'acceptance d'un lot d'événements $t\bar{t}$. L'événement sous-jacent contribue aux jets reconstruits, et on s'attend à perdre la contribution des neutrinos et des hadrons neutres. On prend donc comme jets de référence les jets reconstruits à partir des particules issues du générateur, à l'exception de neutrinos,

neutrons et K_L (jet_{gen}). La valeur de la correction α à appliquer à l'impulsion transverse d'un jet est déterminée par le rapport $p_{T_{\text{gen}}}/p_{T_{\text{Rec}}}$, où $p_{T_{\text{gen}}}$ et $p_{T_{\text{Rec}}}$ sont les impulsions transverse respectives du jet_{gen} (associé au jet beau reconstruit) et du jet beau reconstruit. La distribution de α en fonction de $p_{T_{\text{Rec}}}$ et de la η_{Rec} est présentée figure 4.13.haut.

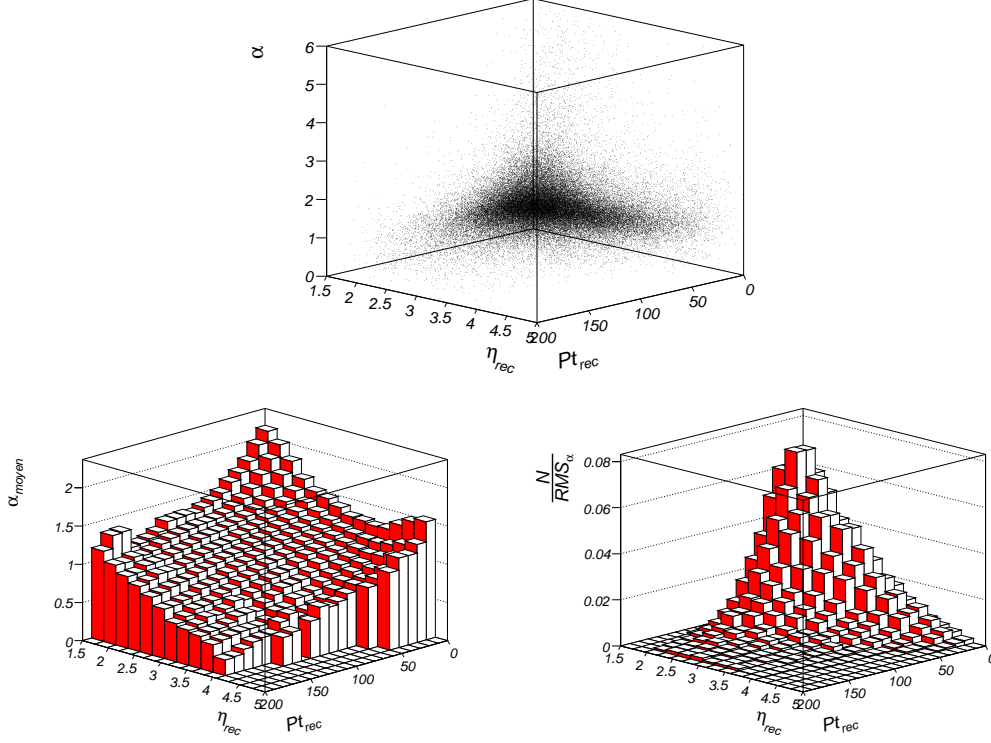


FIG. 4.13: *Haut* : Distribution de α en fonction de l'impulsion transverse reconstruite et de la pseudorapidity reconstruite des jet beaux. *Bas gauche* : Valeur moyenne α par intervalles d'impulsion transverse et de la pseudorapidity. *Bas droite* : Pondération des intervalles d'impulsion transverse et de la pseudorapidity utilisé pour l'ajustement.

La valeur moyenne de α est ajustée par intervalle d'impulsion transverse et de pseudorapidity (cf. fig. 4.13.gauche). L'ajustement est pondéré par le rapport du nombre d'entrées par intervalles sur l'écart-type de ce dernier (cf. fig. 4.13.droite). Cela permet d'assurer l'indépendance de l'ajustement par rapport aux distributions en impulsion transverse et en pseudorapidity. Afin d'avoir une paramétrisation souple, on utilise un réseau de neurones de deux couches composées chacune de quatre neurones (cf. Annexe A). L'erreur sur l'ajustement est définie par

$$\chi_{NN} = \frac{\sum_N \frac{1}{2} W_N (\alpha_{NN} - \alpha_{\text{moyen}})^2}{\sum_N W_N \alpha_{\text{moyen}}}$$

où N est le nombre d'intervalles utilisés pour tester la paramétrisation. α_{NN} , α_{moyen} , W_N sont les valeurs respectives de l'ajustement, de la moyenne et de la pondération pour un couple $(p_{T_{\text{Rec}}}, \eta_{\text{Rec}})$ donné. L'ajustement utilisé a une erreur de $\chi_{NN} = 0.07$, évaluée sur 247 intervalle en $(p_{T_{\text{Rec}}}, \eta_{\text{Rec}})$.

Le résultat de cet ajustement est présenté figure 4.14 et sera utilisé pour corriger l'impulsion transverse des jets selon l'équation 4.6 :

$$p_{T_{\text{cor}}} = \alpha_{NN}(p_{T_{\text{rec}}}, \eta_{\text{rec}}) p_{T_{\text{rec}}} \quad (4.6)$$

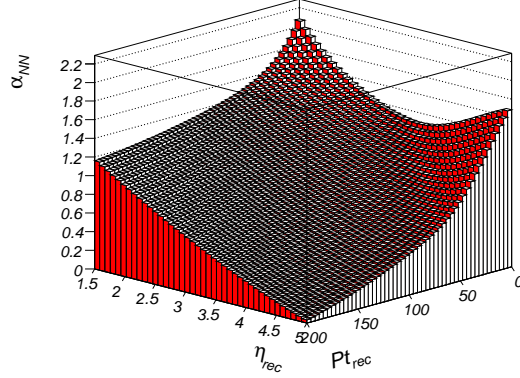


FIG. 4.14: Coefficient α_{NN} utilisé pour les corrections en fonction de l'impulsion transverse reconstruite et de la pseudorapidité

La réponse en énergie, une fois les corrections appliquées, ne présente pas de non-linéarité supérieure à 5%, Fig.4.15. L'écart-type $\sigma_{E_{gen}-E}$ n'est pas modifié par la correction globale de l'énergie car ce n'est pas une calibration mais une correction de l'énergie moyenne. Il est d'environ 20% pour des énergies supérieures à 200 GeV, Fig.4.15.

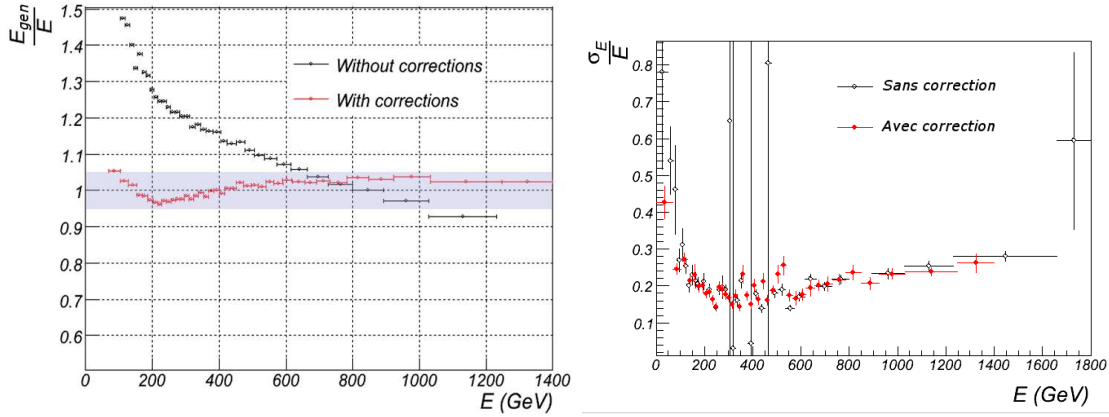


FIG. 4.15: Rapport de l'énergie vraie des jets beaux à l'énergie des jets reconstruits en fonction de E_{Rec} . La bande bleue représente la zone où la différence entre l'énergie des jets reconstruits et celle des jets générés est inférieure à 5% (gauche). Écart-type relatif de l'énergie reconstruite des jets par rapport à leur énergie vraie en fonction de l'énergie reconstruite (droite). Les distributions de chaque intervalle d'énergie ont été mise à l'échelle afin d'être centrée sur 0.

4.4.3 Résolution sur la masse des di-jets

La correction suivante est appliqué à la masse des di-jets :

$$m_{cor_{1,2}} = \sqrt{\alpha_{NN}(P_{t_1}, \eta_1)\alpha_{NN}(P_{t_2}, \eta_2)}m_{1,2}.$$

La distribution de la résolution sur la masse avant correction est décalée de 19%, tandis qu'après correction le décalage n'est que de 4% pour un σ identique, Fig. 4.16.gauche. Dans l'hypothèse gaussienne, l'écart-type sur la résolution de la masse est de 23% sans correction et de 20% avec correction, Fig. 4.16.droite.

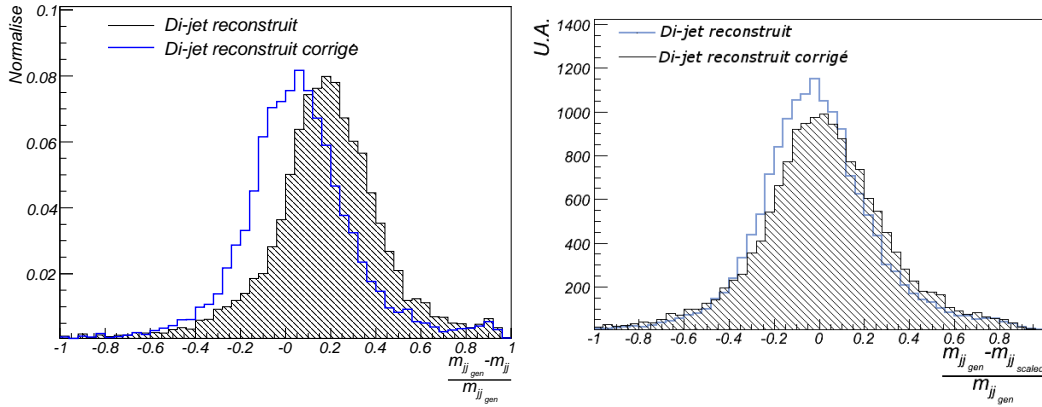


FIG. 4.16: Résolution sur la masse des di-jets beaux des événements $t\bar{t}$ avec et sans correction à gauche. A droite les distributions ont été mise à l'échelle pour que leur valeur moyenne soit centrée sur 0.

Rappelons que ces corrections ont été évaluées pour des jets beaux issus d'événements $t\bar{t}$ dans l'acceptance ($\chi_{\text{jet}_{\text{rec}} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} > 0.4$). On observe sur la figure 4.17 que ces corrections appliquées aux événements Higgs en $b\bar{b}$ améliorent sensiblement la résolution de la masse des di-jets. La largeur à mi-hauteur sur la valeur du pic est de 48.5% avec un pic à 103 GeV pour les masses corrigées contre 62.7% avec un pic à 88 GeV pour les masses non corrigées.

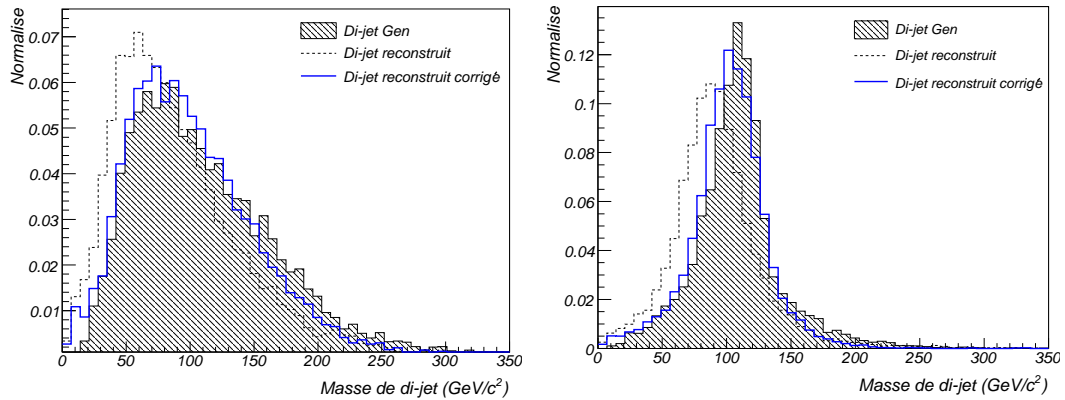


FIG. 4.17: Distribution de masse invariante des di-jets beaux reconstruits avant (pointillé) et après correction (bleue), et de di-jets générés en hachuré. A gauche pour des événements $t\bar{t}$ et à droite pour des événements $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b}\ell$.

4.5 Identification des jets beaux

La sélection des jets beaux se base essentiellement sur la présence de particules chargées provenant de la désintégration d'un hadron B dans les jets beaux reconstruits. On effectuera dans un premier temps, une présélection chargée d'éliminer les jets sans intérêt, puis on se concentrera sur la sélection des jets beaux par rapport aux jets légers et charmés.

4.5.1 Présélection des jets

La présélection permet de supprimer les jets trop peu énergétiques ou étant constitués de trop peu de particules. En effet, deux particules proches l'une de l'autre pourront constituer un jet au regard de k_T -jet, mais ne seront pas des jets d'intérêt pour notre étude. On supprimera ces jets selon les coupures suivantes :

- au moins 2% de l'énergie provient de particules chargées,
- au moins 4 particules dans le jet,
- au moins 5 GeV/c d'impulsion transverse

Cette coupure rejette $\sim 2\%$ des jets beaux qui sont contenus dans l'acceptance, $\sim 65\%$ de ceux qui ne sont qu'en partie dans l'acceptance, et $\sim 90\%$ des jets qui ne sont pas des jets beaux.

4.5.2 Identification

L'identification de jets beaux, se fait sur les jets ayant déjà passé la présélection. Elle se base en particulier sur un poids $b_{\Delta_{LL}}$ que l'on va décrire par la suite, et sur un ensemble de variables discriminantes. On distinguera une identification relative aux jets légers et une identification relative aux jets charmés.

Les variables $b_{\Delta_{LL}b \rightarrow \text{leger}}$ et $b_{\Delta_{LL}b \rightarrow c}$

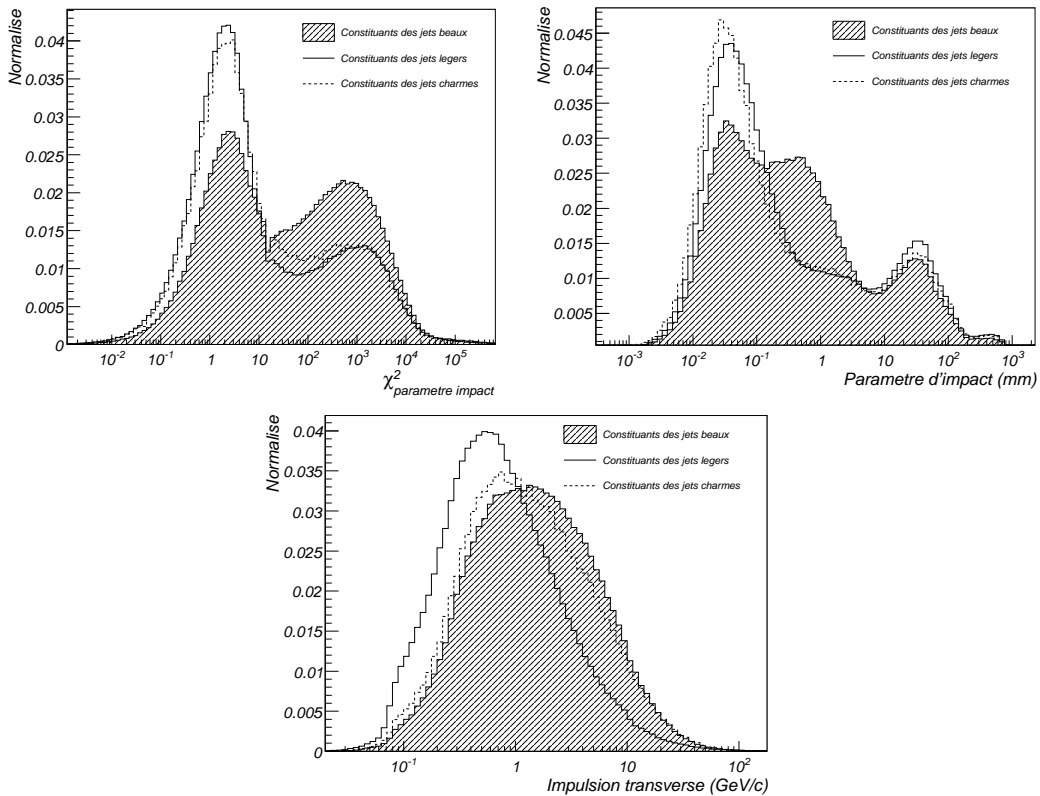


FIG. 4.18: Pour les constituants chargés des jets beaux (hachuré), charmés (traits pointillés) et légers (traits pleins) : Distribution de χ_{IP}^2 à gauche, du paramètre d'impact à droite et de l'impulsion transverse en bas.

La différence principale entre les jets beaux et les autres est liée à la présence de produits de désintégration d'un hadron B parmi ses constituants. Les hadrons B ayant un temps de vol élevé par rapport aux autres hadrons, on cherchera à évaluer le contenu des jets en constituants provenant d'un vertex déplacé compatible avec la désintégration d'un hadron B. C'est le but des variables $b_{\Delta_{LL}b \rightarrow \text{leger}}$ et $b_{\Delta_{LL}b \rightarrow c}$. Elles sont créées à partir des événements $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} + \ell$. Ce choix est motivé par le fait qu'ils comportent un spectre de jets de b plus riche que les événements $X(W, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$, et on attend en outre une pollution importante liée à des jets charmés provenant des W du top se désintégrant hadroniquement.

On considère pour cela trois variables. L'impulsion transverse des traces constituant les jets, leur paramètre d'impact par rapport au vertex primaire, IP, et une grandeur notée χ_{IP}^2 évaluant la vraisemblance de l'hypothèse «la trace provient du vertex primaire». On pourra en première approximation identifier χ_{IP}^2 au carré de la signification du paramètre d'impact des traces par rapport au vertex primaire, $\chi_{IP}^2 = \frac{\sigma_{IP}^2}{IP^2}$ où σ_{IP} est la résolution sur le paramètre d'impact. Les distributions de ces trois variables pour les jets beaux dans l'acceptance, les jets charmés et les jets légers tels que définis dans le §4.4.1 sont présentées Fig. 4.18. Pour ne pas biaiser la composition en traces provenant d'un vertex déplacé compatible avec un hadron B, on ne doit pas considérer les produits de désintégration de particules à grand temps de vie, comme les K_s et les Λ . On a donc reconstruit au préalable les K_s et les Λ avec les algorithmes standard de LHCb et retiré leurs produits de désintégration.

On considère $f_b(\chi_{IP}^2, IP, PT)$ (resp. $f_{leger}(\chi_{IP}^2, IP, PT)$ et $f_c(\chi_{IP}^2, IP, PT)$) la densité de probabilité (p.d.f) tridimensionnelle pour les constituants de jets de beaux (resp. légers et charmés). Le poids d'un jets est déterminé par la somme sur ses constituants des logarithmes des rapports entre les p.d.fs, Eq. 4.7. On définira $b_{\Delta_{LL}b \rightarrow \text{leger}}$ et $b_{\Delta_{LL}b \rightarrow c}$ tels que :

$$b_{\Delta_{LL}b \rightarrow \text{leger}} = \sum_{\text{constituants}} \ln \left(\frac{f_b(\chi_{IP}^2, IP, PT)}{f_{leger}(\chi_{IP}^2, IP, PT)} \right) \quad (4.7)$$

$$b_{\Delta_{LL}b \rightarrow c} = \sum_{\text{constituants}} \ln \left(\frac{f_b(\chi_{IP}^2, IP, PT)}{f_c(\chi_{IP}^2, IP, PT)} \right) \quad (4.8)$$

Les distributions de $b_{\Delta_{LL}b \rightarrow \text{leger}}$ et $b_{\Delta_{LL}b \rightarrow c}$ sont présentées dans les figures 4.19 et 4.20. Ces poids

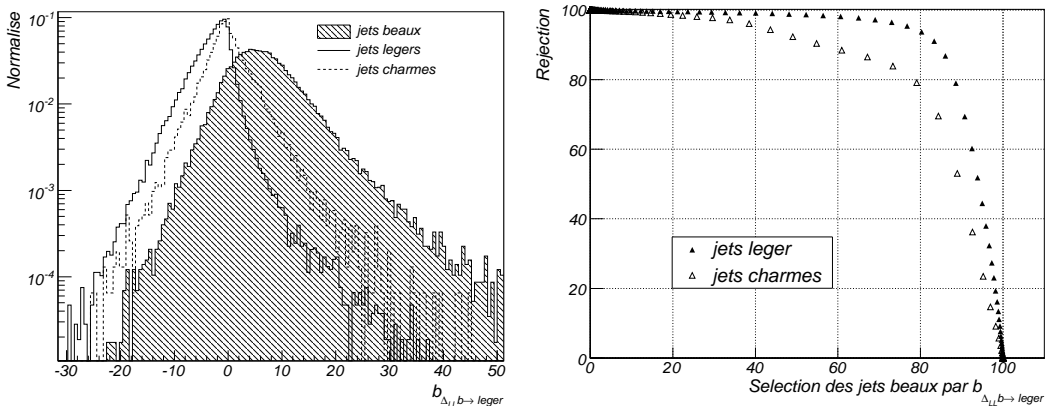


FIG. 4.19: Distributions de $b_{\Delta_{LL}b \rightarrow \text{leger}}$ pour les jets beaux (hachuré), charmés (pointillés) et légers (plein), à gauche et la réjection obtenue par coupure sur $b_{\Delta_{LL}b \rightarrow \text{leger}}$ des jets charmés (triangles vides) et légers (triangles pleins) en fonction de l'efficacité de sélection des jets beaux à droite.

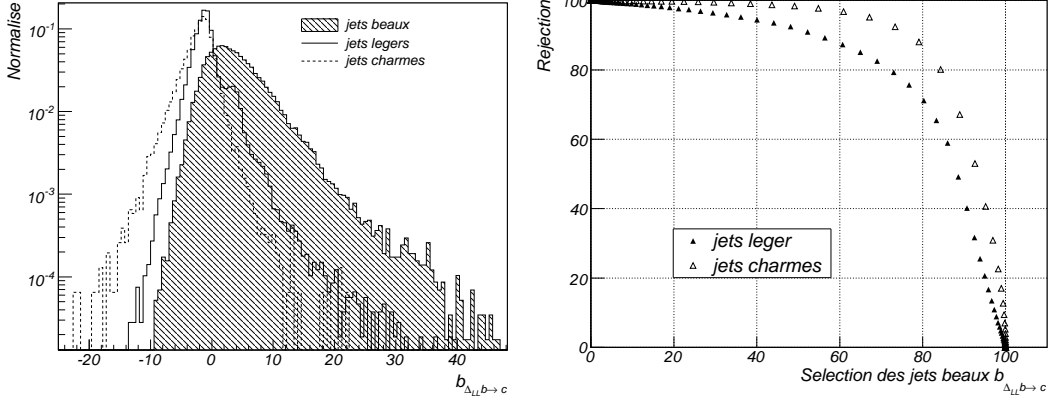


FIG. 4.20: Distributions de $b_{\Delta_{LL}b \to c}$ pour les jets beaux (hachuré), charmés (pointillés) et légers (plein), à gauche et la réjection obtenue par coupure sur $b_{\Delta_{LL}b \to c}$ des jets charmés (triangles vides) et légers (triangles pleins) en fonction de l'efficacité de sélection des jets beaux à droite.

quantifient la vraisemblance pour un jet d'être un jet beau plutôt que léger, et la vraisemblance pour un jet d'être un jet beau plutôt que charmé.

Utilisation d'un réseau de neurones artificiels

Afin d'améliorer l'efficacité de sélection et la pureté du lot de jets beaux, on utilise les variables discriminantes suivantes :

- $b_{\Delta_{LL}b \to \text{leger}}$,
- $b_{\Delta_{LL}b \to c}$,
- impulsion transverse,
- flux d'impulsion transverse dans le jet,
- aire du jet,
- pseudorapidité,
- pourcentage d'énergie chargée,
- pourcentage d'énergie contenue dans un cône de rayon de $R=0.4$ autour de l'axe du jet,
- nombre de particules dans le jet,
- pourcentage d'énergie venant de particules ayant un $\chi_{\text{IP}}^2 > 16$.

En utilisant ces variables comme entrées d'un réseau de neurones de type Perceptron à plusieurs couches (Annexe A) ayant deux couches cachées (de 11 et 10 neurones), on obtient la distribution de sortie présentée dans la figure 4.21. Le réseau de neurones est entraîné sur des événements $t\bar{t}$.

Définissons pour la suite les expressions utilisées pour désigner les différentes efficacités :

- $\epsilon_{b \to b}$ est l'efficacité d'identification des jets beaux dans l'acceptance.
- $\tau_{\text{non } b \to b}$ est le taux de mauvaise identification des jets qui ne sont pas des jets beaux en jets beaux. Les jets n'étant pas des jets beaux sont divisés en deux catégories : les jets charmés et les jets légers (voir les définitions au §4.4.1).
- $\tau_{\text{légers} \to b}$ est le taux de mauvaise identification des jets légers en jets beaux.
- $\tau_{c \to b}$ est le taux de mauvaise identification des jets charmés en jets beaux.

Pour l'ensemble de ces expressions, on distinguera ϵ et ϵ_{total} comme étant respectivement les efficacités en ne considérant que les jets passant les présélections et l'efficacité en considérant tous les jets issus de l'algorithme de jet.

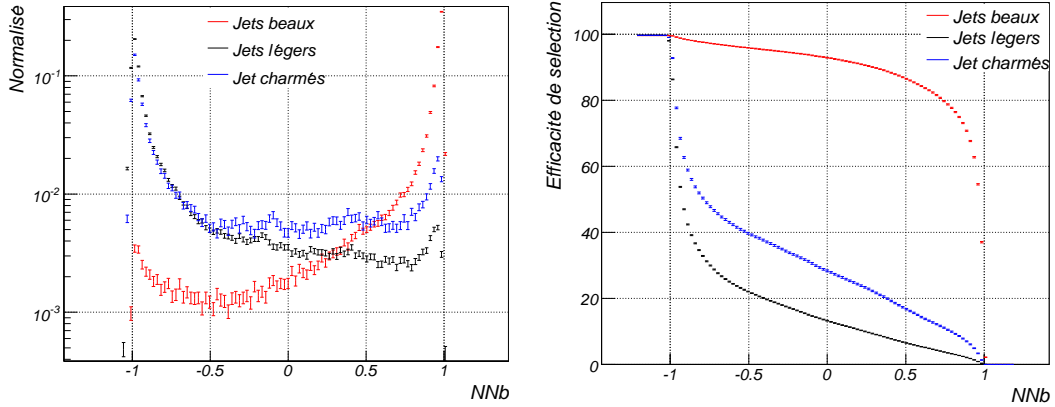


FIG. 4.21: Variable NNb de discrimination entre les jets beaux et les autres jets, qui correspond à la sortie du réseaux de neurones, à gauche. Les barres d'erreurs sont statistiques. Sélection des jets charmés, légers et beaux en fonction de la coupure $NNb_{jet} > NNb$, à droite. Les barres d'erreurs sont celles d'une distribution binomiale.

Dans les événements $t\bar{t}$, pour $NNb > 0.55$, on a $\epsilon_{total\ b \rightarrow b} = 82\%$ et $\epsilon_{b \rightarrow b} = 84\%$ pour des taux de mauvaise identification de $\tau_{total\ non\ b \rightarrow b} = 1\%$ et $\tau_{non\ b \rightarrow b} = 8\%$. Le taux de mauvaise identification est relativement faible pour les jets légers mais très élevé pour les jets charmés, en particulier pour ceux de la composante dure du spectre. On a $\tau_{c \rightarrow b} \sim 20\%$. Se placer à un NNb plus élevé réduit sensiblement le taux de mauvaise identification mais se révèle peu efficace pour les jets charmés durs.

Le réseau de neurones est entraîné à nouveau sur les jets ayant passé la coupure $NNb > 0.55$, afin de discriminer plus spécifiquement les jets charmés. La sortie $NNc_{NNb > 0.55}$ (ou NNc) est présentée dans la figure 4.22. En effectuant une coupure pour $NNc_{NNb > 0.55} > -0.6$ on obtient les résultats présentés dans le tableau, Tab. 4.2.

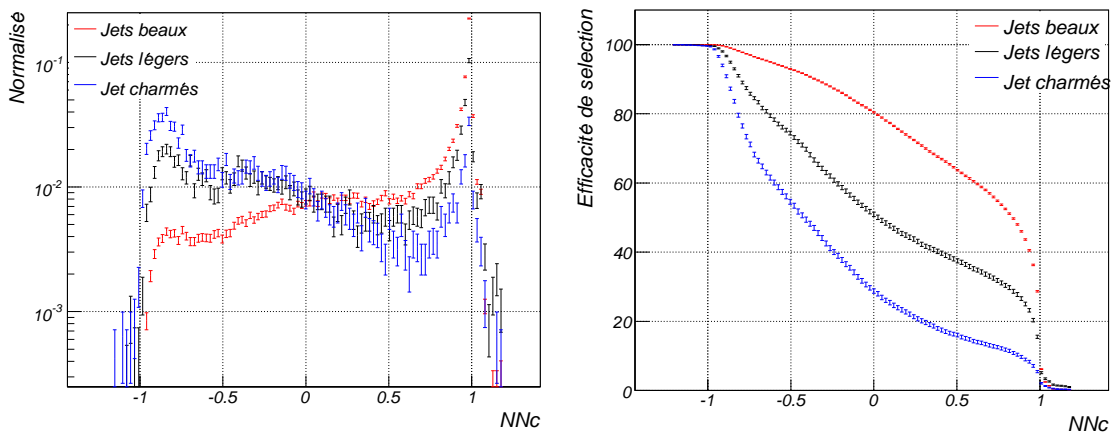


FIG. 4.22: Variable $NNc_{NNb > 0.55}$ qui correspond à la sortie du réseau de neurones, à gauche. Les barres d'erreurs sont statistiques. Sélection des jets charmés, légers et beaux en fonction de la coupure $NNc_{NNb > 0.55} > -0.6$, à droite. Les barres d'erreurs sont celles d'une distribution binomiale.

	$t\bar{t}$	$H(W, Z) \rightarrow b\bar{b}\ell$
$\epsilon_{b \rightarrow b}$ ($\epsilon_{\text{total } b \rightarrow b}$)	80.9% (79.2%)	78.2% (76.5%)
$\tau_{\text{non } b \rightarrow b}$ ($\tau_{\text{total non } b \rightarrow b}$)	5.7% (0.68%)	2.7% (0.25%)
dont :		
$\tau_{\text{légers} \rightarrow b}$ ($\tau_{\text{total légers} \rightarrow b}$)	4.7% (0.48%)	2.5% (0.22%)
$\tau_{c \rightarrow b}$ ($\tau_{\text{total } c \rightarrow b}$)	9.4% (2.6%)	4.2% (0.75%)

TAB. 4.2: Efficacité de la procédure de sélection évaluée sur des événements $t\bar{t}$ et de Higgs avec $NNb > 0.55$ et $NNc > -0.6$. Les événements $t\bar{t}$ pouvant contenir des jets légers et charmés issues de la désintégration hadronique d'un W, les taux de mauvaise identification $\tau_{\text{légers} \rightarrow b}$ et $\tau_{c \rightarrow b}$ sont plus élevés que pour les événements Higgs.

A titre indicatif, on donne dans le tableau 4.3 les efficacités de sélection et les taux de réjection pour des coupures plus strictes, $NNb > 0.75$ et $NNc > -0.5$.

	$t\bar{t}$	$H(W, Z) \rightarrow b\bar{b}\ell$
$\epsilon_{b \rightarrow b}$ ($\epsilon_{\text{total } b \rightarrow b}$)	72% (70%)	70% (68%)
$\tau_{\text{non } b \rightarrow b}$ ($\tau_{\text{total non } b \rightarrow b}$)	3.4% (0.4%)	1.6% (0.15%)
dont :		
$\tau_{\text{légers} \rightarrow b}$ ($\tau_{\text{total légers} \rightarrow b}$)	2.8% (0.3%)	1.5% (0.13%)
$\tau_{c \rightarrow b}$ ($\tau_{\text{total } c \rightarrow b}$)	5.3% (1.5%)	2.6% (0.47%)

TAB. 4.3: Efficacité de la procédure de sélection évaluée sur des événements $t\bar{t}$ et de Higgs avec $NNb > 0.75$ et $NNc > -0.5$

L'étude que l'on se propose de réaliser par la suite est principalement limitée par le nombre d'événements du signal. On favorisera donc l'efficacité de sélection par rapport à la pureté de l'échantillon de jets beaux. On fixe donc la coupure d'identification à $NNb > 0.55$ et $NNc > -0.6$. L'efficacité de sélection des jets beaux dans l'acceptance est d'environ 80% avec une pureté d'environ 95% pour les jets beaux du Higgs et d'environ 85% pour les jets beaux de $t\bar{t}$. La pollution dans les événements $t\bar{t}$ provenant essentiellement des désintégrations hadroniques du W.

Notons enfin que la coupure $NNb > 0.55$ et $NNc_{NNb > 0.55} > -0.6$ sélectionne principalement les jets d'impulsions transverses supérieures à 20 GeV, Fig. 4.23. Les jets beaux issus du Higgs étant de hautes impulsions transverses, l'homogénéité de l'efficacité de sélection à partir de 20 GeV sera suffisante.

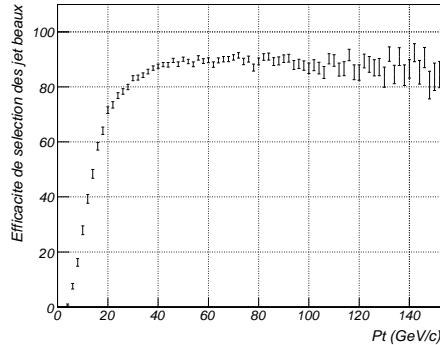


FIG. 4.23: Efficacité de sélection des jets beaux dans l'acceptance en fonction de l'impulsion transverse des jets beaux. Les barres d'erreurs correspondent à la distribution binomiale.

4.5.3 Effet de la sélection des jets beaux sur les di-jets

Réjection des jets beaux partiellement dans l'acceptance Comme on l'a vu au paragraphe 4.3.3 l'acceptance du détecteur perturbe la reconstruction des jets. Les jets beaux partiellement dans l'acceptance ont un quadrivecteur impulsion modifié et un nombre de constituants faible. On n'aura cependant pas recours aux coupures présentées au §4.3.3 car les deux réseaux de neurones (en particulier NNb) ont un effet similaire. Les efficacités de réjection pour la coupure précédente et pour une coupure plus forte ($NNb > 0.75$ et $NNc_{NNb > 0.55} > -0.55$) sont présentées dans le tableau 4.4.

Réjection des jets beaux partiellement dans l'acceptance de	$t\bar{t}$	$H(W, Z) \rightarrow b\bar{b}\ell$
$NNb > 0.55$ et $NNc_{NNb > 0.55} > -0.6$	90.8% (94.4%)	92.2% (97.7%)
$NNb > 0.75$ et $NNc_{NNb > 0.55} > -0.55$	93.2% (97.8%)	95.4% (98.6%)

TAB. 4.4: Réjection des jets beaux partiellement dans l'acceptance, évaluée sur des événements $t\bar{t}$ et de Higgs.

La figure 4.24 montre la réjection des jets beaux partiellement dans l'acceptance avec NNb et $NNc_{NNb > 0.55}$.

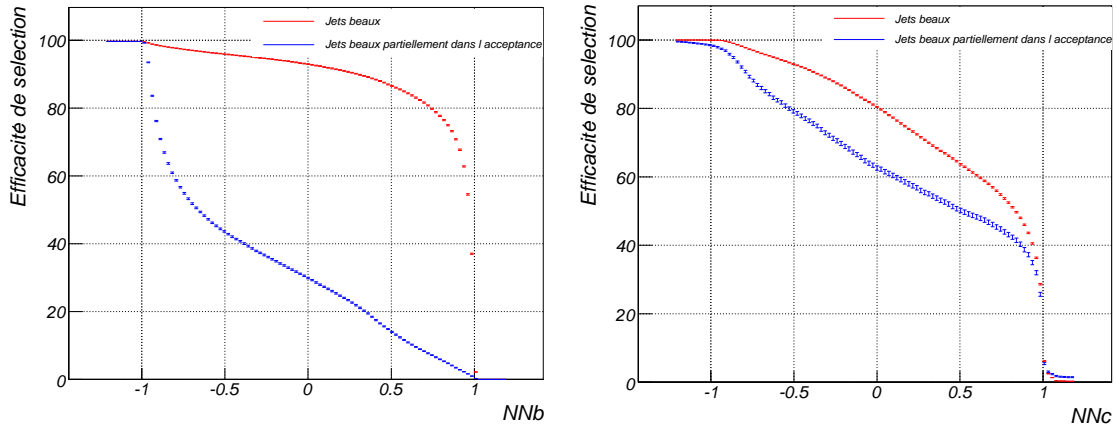


FIG. 4.24: Sélection des jets beaux dans l'acceptance (rouge) et partiellement dans l'acceptance (bleu), en fonction de la coupure $NNb_{jet} > NNb$ à gauche et $NNc_{NNb > 0.55 jet} > NNc_{NNb > 0.55}$, à droite. Les barres d'erreurs sont celles d'une distribution binomiale.

Résolution de la distribution en masse des di-jets Après l'identification des jets beaux, la présence de jets issus de mauvaises identifications influe sur la résolution de la distribution en masse des di-jets. En considérant tous les événements Higgs où deux jets passent la coupure $NNb > 0.55$ et $NNc > -0.6$, on a, dans une approximation gaussienne, une résolution de $\frac{\sigma_{m_{jj}}}{\text{mean}_{m_{jj}}} \sim 22\%$, Fig.4.25. Or, si l'on ne considère que les événements Higgs où deux jets beaux dans l'acceptance passent la coupure $NNb > 0.55$ et $NNc_{NNb > 0.55} > -0.6$, la résolution est d'environ 20%. On a donc une augmentation de 10% de la largeur de la distribution en masse des di-jets beaux due à une pollution de l'échantillon de jets beaux dans l'acceptance.

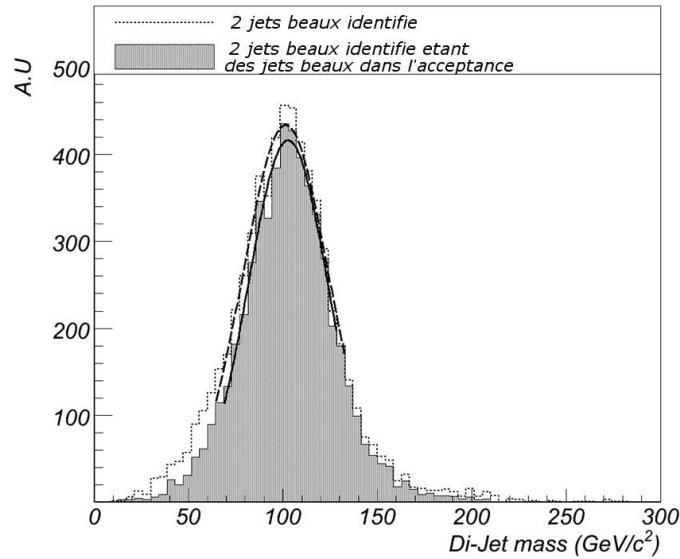


FIG. 4.25: Distribution de masse des di-jets_{Rec} sélectionnés par la coupure $NN_b > 0.55$ et $NN_c > -0.6$ (en noir), et quand les deux jets sélectionnés sont des jets beaux dans l'acceptance (ie. $\chi_{\text{jet}_{\text{rec}} \rightarrow \text{jet}_{\text{ref}}} > 0.4$) (en hachuré).

Conclusions

Rappelons les propriétés de la reconstruction et de l'identification des jets beaux dans LHCb. Les jets sont reconstruits par l'algorithme k_T -jet avec $R = 0.75$ en mode inclusif, à partir des traces et des dépôts neutres dans le calorimètre électromagnétique. Les jets beaux ayant une pseudorapidité comprise entre 1.8 et 4.4 ont une énergie reconstruite moyenne correspondant à $\pm 5\%$ de leur énergie réelle, avec un écart type d'environ 20%.

La largeur de la distribution en masse des di-jets beaux issus du Higgs est donnée par $\frac{\sigma_m}{m_{\text{moyen}}} \sim 20\%$ si on ne considère que les jets beaux dans l'acceptance, et $\frac{\sigma_m}{m_{\text{moyen}}} \sim 22\%$ si on considère les jets sélectionnés par la procédure d'identification des jets beaux. Cette procédure identifie avec une efficacité de $\sim 80\%$ les jets beaux dans l'acceptance, avec un taux de mauvaise identification des autres jets en sortie de l'algorithme de jets d'environ 5 pour 1000.

Des études complémentaires pourront être menées pour améliorer la reconstruction des jets. On a déjà mentionné la possibilité d'ajouter la contribution des hadrons neutres en prenant en compte les dépôts dans le calorimètre hadronique. La calibration des jets, et en particulier l'inter-calibration entre composante chargée et composante neutre, pourrait aussi améliorer la résolution en énergie.

Enfin notons que la procédure de sélection des jets beaux ne fait usage ni d'une reconstruction explicite des vertex secondaires, ni d'une identification de lepton provenant de désintégration semi-leptonique des hadrons B. On peut espérer améliorer la pureté de l'échantillon de jets beaux dans l'acceptance en incluant ce type d'étude à la procédure, en particulier vis à vis des jets charmés.

Chapitre 5

Sélection du lepton de grande impulsion transverse

Afin de réduire le bruit de fond en événements $b\bar{b}$ inclusifs, on se concentrera sur la production de Higgs associée à un boson vecteur. Dans le cas où ce boson vecteur se désintègre de manière leptonique, on pourra chercher un électron ou un muon de haute impulsion transverse dans les événements. On décrira ici la procédure de sélection des muons et des électrons provenant de la désintégration de bosons vecteurs.

L'identification des muons de haute impulsion transverse se fait avec les algorithmes standard de LHCb. En revanche ; l'identification des électrons de haut p_T est faussée par la saturation des cellules du calorimètre électromagnétique (cf. §3.4). On présentera donc une procédure d'identification spécifique pour les électrons de $p_T > 10 \text{ GeV}/c$.

5.1 Sélection des muons

L'identification des muons se fait selon la procédure définie dans le §3.4. Les informations issues du système à muons sont combinées avec celles du RICH sous la forme d'une variable de vraisemblance μ_{DLL} (cf. Fig.5.1).

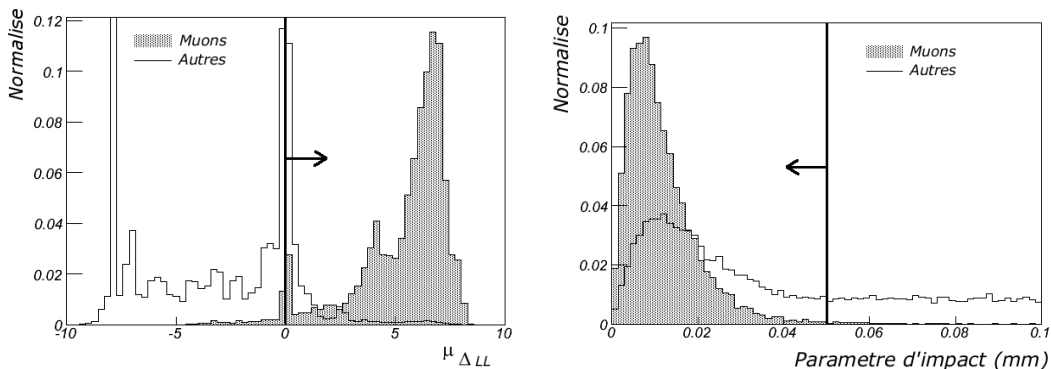


FIG. 5.1: Variable de vraisemblance μ_{DLL} pour les muons en grisé, et pour les autres particules en noir (gauche). Paramètre d'impact entre la trace du lepton et le vertex primaire (droite).

On sélectionnera les particules avec $\mu_{\text{DLL}} > 0$ et un $p_T > 10 \text{ GeV}/c$. En outre, le temps de vie

d'un boson vecteur étant négligeable, on s'attend à ce que le muon vienne du vertex primaire. On demande donc à ce que la signification sur le paramètre d'impact au carré χ_{IP}^2 soit inférieure à 9 et que le paramètre d'impact soit inférieur à 0.05 mm (cf. Fig.5.1). Enfin, on ajoute un critère d'isolation, c'est-à-dire que l'on demande que l'énergie contenue dans un cône de rayon $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ autour du muon soit dominée par l'énergie du muon. Ainsi pour $R < 0.2$ on sélectionne les muons pour lesquels $E_\mu/E_{\text{cone}_{R<0.2}} > 70\%$, et pour $R < 0.4$, $E_\mu/E_{\text{cone}_{R<0.4}} > 50\%$ (cf. Fig.5.2).

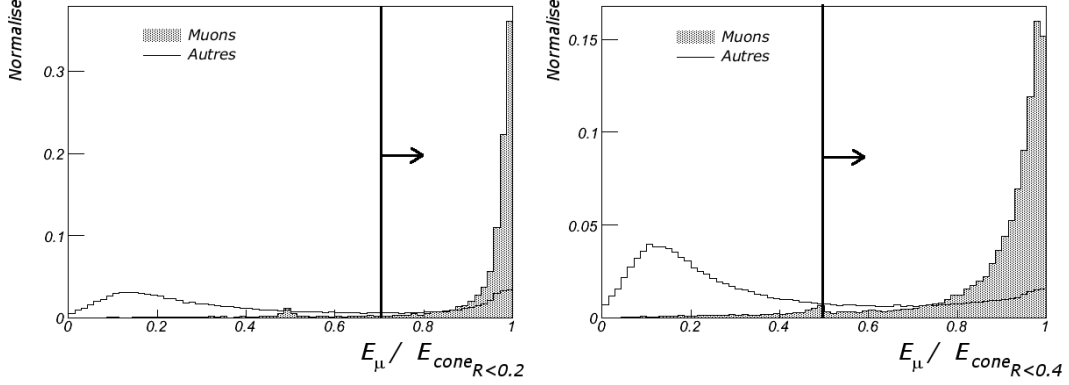


FIG. 5.2: Variables d'isolation : $E_\mu/E_{\text{cone}_{R<0.2}}$ à gauche et $E_\mu/E_{\text{cone}_{R<0.4}}$ à droite, pour les muons en grisé et pour les autres particules en noir.

Avec ces coupures on obtient pour les événements $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$, une efficacité de sélection des muons de $\epsilon_{\mu_{W^\pm, Z^0} \rightarrow \mu_{W^\pm, Z^0}} = 87\%$ avec une probabilité de mauvaise identification de $\epsilon_{\text{Autre} \rightarrow \mu_{W^\pm, Z^0}} < 0.11\%$. La pureté de l'échantillon de muons est d'environ 99.3%.

On pourra rechercher les candidats contenant une désintégration $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ en demandant deux muons de charges opposées dans l'événement. En spécifiant que la masse invariante du candidat $\mu^+\mu^-$ soit dans la fenêtre $[86 \text{ GeV}/c^2 - 96 \text{ GeV}/c^2]$, on conserve les événements contenant une désintégration $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (cf. Fig. 5.3) tout en rejetant une partie des combinatoires $\mu^+\mu^-$.

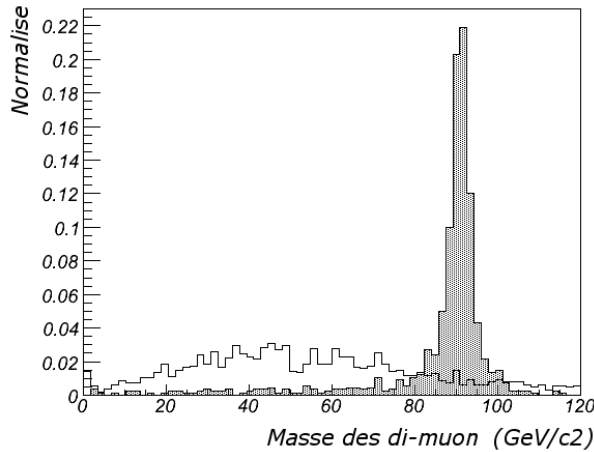


FIG. 5.3: Masse invariante des candidats $\mu^+\mu^-$ dans les événement $H(W^\pm, Z^0) \rightarrow b\bar{b}\ell$ en grisé et pour les événements $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\ell$.

5.2 Sélection des électrons

Problématique

On a vu au chapitre 3 que l'identification des électrons repose essentiellement sur l'identification entre l'énergie transverse des dépôts dans le calorimètre électromagnétique et l'impulsion transverse de la trace associée [55]. La gamme d'impulsion transverse des électrons étudiés pour la physique du B étant au maximum de quelques GeV, le gain des photomultiplicateurs et les convertisseurs analogiques numériques ont été optimisés pour une gamme d'énergie transverse allant de 0 à 10 GeV/c. Au delà, la mesure de l'énergie est saturée, mettant en défaut l'identification des électrons. Cet effet apparaît sur la figure 5.4, où l'on identifie facilement la zone pour laquelle $E_{T_{\text{ECAL}}}/p_{T_{\text{trace}}} = 1$ de celle où la saturation des cellules apparaît.

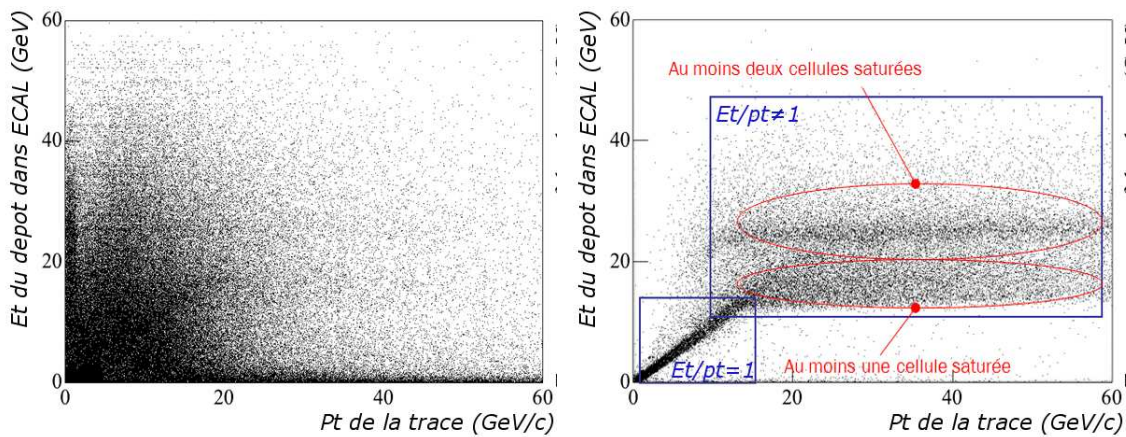


FIG. 5.4: Distribution de l'énergie transverse des dépôts dans le calorimètre électromagnétique en fonction de l'impulsion transverse des traces associées, à gauche pour les pions et à droite pour les électrons.

Afin d'étudier une autre procédure d'identification, on a simulé l'interaction d'électrons et de pions chargés dans le détecteur pour :

- 100000 électrons pointant sur la partie externe du ECAL avec $8 < p_T < 300$ GeV/c,
- 100000 pions pointant sur la partie externe du ECAL avec $8 < p_T < 300$ GeV/c,
- 100000 électrons pointant sur la partie médiane du ECAL avec $8 < p_T < 300$ GeV/c,
- 100000 pions pointant sur la partie médiane du ECAL avec $8 < p_T < 300$ GeV/c.

Pour cette production, les logiciels LHCb suivant ont été utilisés : Gauss v25r11, Boole v12r3 et Brunel v31r8. Notons qu'on ne s'intéressera par la suite qu'aux particules dont le dépôt d'énergie dans le ECAL contient au moins une cellule saturée, définie ici comme contenant 92.5% de son énergie transverse maximale. Cette coupure supprime plus de 90% des pions dont le p_T initial est inférieur à 100 GeV/c. Les deux tiers de la production sont utilisés pour générer les différentes distributions. Le tiers restant sert d'échantillon test. Notons enfin qu'on n'a pas pris en compte dans cette étude la région interne du ECAL, car la probabilité d'y trouver un tel électron dans les canaux qui nous intéressent est faible.

Utilisation du calorimètre hadronique

Le calorimètre électromagnétique contient la plus grande part de la gerbe électromagnétique des électrons, qui dépose relativement peu d'énergie dans le calorimètre hadronique. En revanche, les pions laissent en moyenne 10% de leur énergie dans le ECAL et le reste de leur énergie est

principalement déposé dans le HCAL. On va utiliser cette différence pour discriminer les pions des électrons de haut p_T .

On crée les distributions de références à deux dimensions de l'énergie déposée dans HCAL et du p_T de la trace associée au dépôt. Ces distributions $f_e(E_{\text{HCAL}})_{p_T}$ et $f_\pi(E_{\text{HCAL}})_{p_T}$, respectivement pour les électrons et pour les pions, sont normalisées par intervalles de p_T , afin de ne pas dépendre du flux en p_T des particules. $f_e(E_{\text{HCAL}})_{p_T}$ et $f_\pi(E_{\text{HCAL}})_{p_T}$ représentent les densités de probabilités (*p.d.f*) de l'énergie des dépôts dans le HCAL pour les électrons et pour les pions, pour chacun des intervalles de p_T considérés. Pour chaque particule on définit le poids w_{HCAL} par

$$w_{\text{HCAL}} = \frac{f_e(E_{\text{HCAL}})_{p_T}}{f_\pi(E_{\text{HCAL}})_{p_T}} \quad (5.1)$$

La distribution de ce poids est présentée Fig. 5.5. Pour $w_{\text{HCAL}} > 0$ la particule est plus probablement un électron. L'efficacité de sélection des électrons en fonction de l'efficacité de réjection des pions en coupant sur w_{HCAL} est présentée Fig. 5.5. On obtient, pour les particules faisant saturer au moins une cellule du calorimètre $\epsilon(e^- \rightarrow e^-) \approx 90\%$ pour $\epsilon(\pi \rightarrow e^-) \approx 0.5\%$.

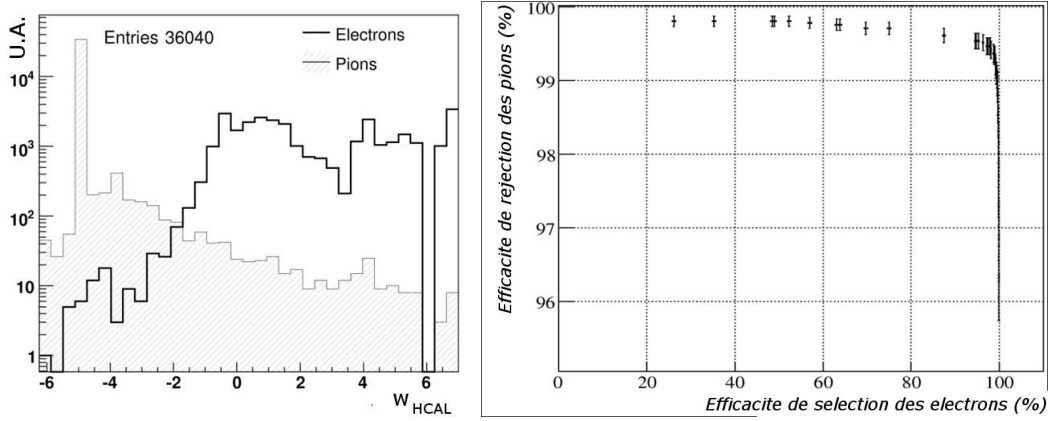


FIG. 5.5: Poids w_{HCAL} pour les électrons en noir et pour les pions en grisé (gauche). Efficacité de réjection des pions en fonction de l'efficacité de sélection des électrons par coupure sur w_{HCAL} . Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs d'une distribution binomiale (droite).

Utilisation du calorimètre à pied de gerbe

On tente ici d'exploiter le principe utilisé dans le système de déclenchement de niveau 0 pour la séparation des électrons et des pions. Les pions chargés sont au minimum d'ionisation du PS et ne déposent donc que peu d'énergie, au contraire des électrons qui y débutent leur gerbe électromagnétique.

Comme avec l'information hadronique, on crée des distributions de référence pour les électrons et les pions en fonction de l'énergie de la cellule la plus énergétique associée à la trace dans le PS, de la présence d'un dépôt dans le SPD et du p_T de la trace. $E_{\text{SPD}}/3.2 \text{ MeV} = 0$ indique qu'il n'y a pas eu de dépôt dans le SPD tandis que $E_{\text{SPD}}/3.2 \text{ MeV} = 1$ indique la présence d'un dépôt. On normalise ces distributions par intervalle de p_T pour produire des p.d.fs bidimensionnelles $f_e(E_{\text{SPD}}/3.2 \text{ MeV}, E_{\text{PS}})_{p_T}$ et $f_\pi(E_{\text{SPD}}/3.2 \text{ MeV}, E_{\text{PS}})_{p_T}$.

Pour chaque particule, on définit le poids $w_{\text{SPD/PS}}$ par

$$w_{\text{SPD/PS}} = \frac{f_e(E_{\text{SPD}}/3.2 \text{ MeV}, E_{\text{PS}})_{p_T}}{f_\pi(E_{\text{SPD}}/3.2 \text{ MeV}, E_{\text{PS}})_{p_T}} \quad (5.2)$$

En effectuant une coupure sur la valeur de $w_{SPD/PS}$, on pourra rejeter une partie des pions. Ces résultats sont présentés dans la figure 5.6. Ils sont de moins bonne qualité que ceux obtenus pour HCAL mais on verra que leur combinaison améliore la sélection finale.

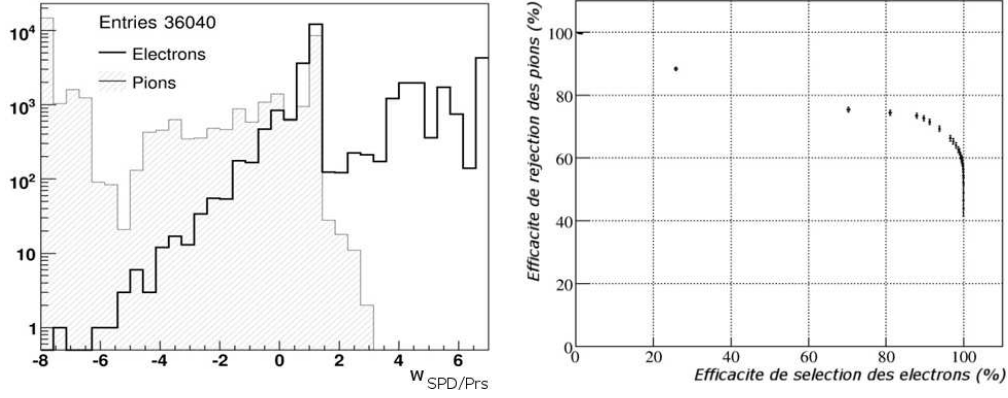


FIG. 5.6: Poids $w_{SPD/PS}$ pour les électrons en noir et pour les pions en grisé (gauche). Efficacité de réjection des pions en fonction de l'efficacité de sélection de électrons par coupure sur $w_{SPD/PS}$. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs d'une distribution binomiale (droite).

Utilisation du calorimètre électromagnétique

Si la saturation empêche une mesure correcte de l'énergie, elle n'a pas lieu aux mêmes impulsions pour les électrons et pour les pions. On crée les p.d.f.s de l'énergie transverse des dépôts E_{TECAL} par intervalle de p_T , $f_{e^-}(E_{TECAL})_{p_T}$ (resp. $f_{\pi}(E_{TECAL})_{p_T}$). On extrait à partir de ces p.d.f.s la probabilité $\mathcal{P}_{e^-/p_T}(E_{TECAL})$ pour une particule de E_{TECAL} donné d'être un électron connaissant son p_T (Eq. 5.3).

$$\mathcal{P}_{e^-/p_T}(E_{TECAL}) = \frac{f_{e^-}(E_{TECAL})_{p_T}}{f_{e^-}(E_{TECAL})_{p_T} + f_{\pi}(E_{TECAL})_{p_T}} \quad (5.3)$$

Cette probabilité est représentée figure 5.7. D'autres variables peuvent être discriminantes (cf.

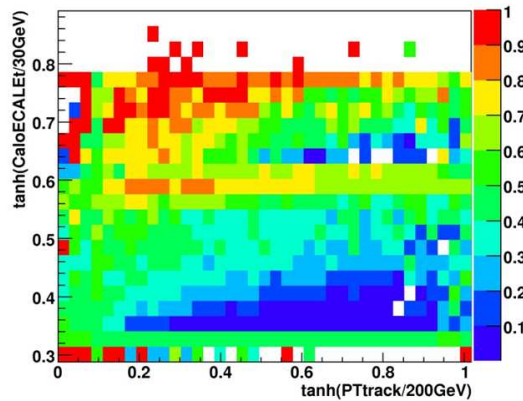


FIG. 5.7: $\mathcal{P}_{e^-/p_T}(E_{TECAL})$ en fonction du p_T et E_{TECAL}

Fig.5.14). On prend en compte le nombre de cellules touchées le long de l'extrapolation de la trace, le nombre de cellules touchées le long de l'extrapolation de la trace contenant plus de 2.5%, 25%, 57.5% et 92.5% de l'énergie maximale des cellules. La variable CaloLTrajectory représente la

distance longitudinale entre le barycentre du dépôt et le point d'intersection entre le plan d'entrée du ECAL et l'extrapolation de la trace à ce plan. Elle représente la dimension longitudinale de la gerbe. A partir de ces variables (notons-les var_i), on extrait comme précédemment les probabilités pour une particule d'être un électron en fonction de la variable var_i , sachant le $E_{T_{ECAL}}$ du dépôt (Eq. 5.4).

$$\mathcal{P}_{e^-/E_{T_{ECAL}}}(var_i) = \frac{f_{e^-}(var_i)_{E_{T_{ECAL}}}}{f_{e^-}(var_i)_{E_{T_{ECAL}}} + f_{\pi}(var_i)_{E_{T_{ECAL}}}} \quad (5.4)$$

La probabilité finale d'avoir un électron, connaissant son p_T , est obtenue en multipliant les probabilités d'avoir un électron pour une valeur de var_i mesurées connaissant $E_{T_{ECAL}}$, à la probabilité d'avoir un électron à un $E_{T_{ECAL}}$ donné connaissant p_T (Eq. 5.5).

$$\mathcal{P}_{e^-/p_T} = \mathcal{P}_{e^-/p_T}(E_{T_{ECAL}}) \times \prod_i \mathcal{P}_{e^-/E_{T_{ECAL}}}(var_i) \quad (5.5)$$

On détermine le poids total pour ECAL w_{ECAL} à partir des valeurs de \mathcal{P}_{e^-/p_T} pour le cas où l'on a un électron et celui où l'on a un pion (cf. Fig.5.8).

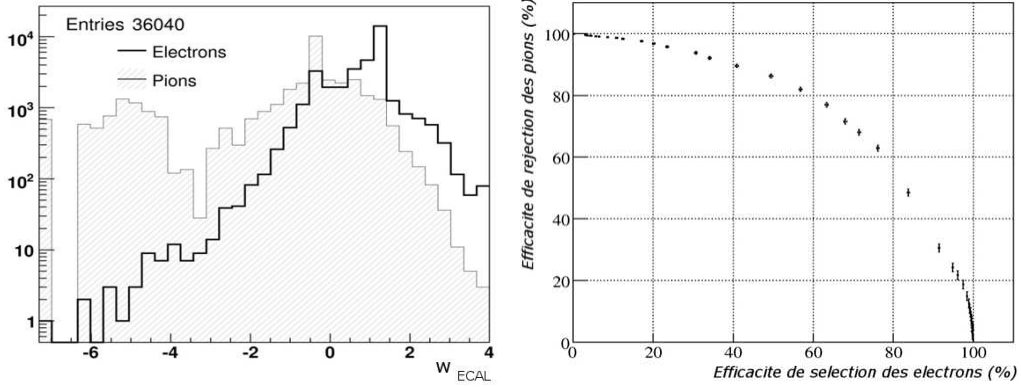


FIG. 5.8: Poids w_{ECAL} pour les électrons en noir et pour les pions en grisé (gauche). Efficacité de réjection des pions en fonction de l'efficacité de sélection des électrons par coupure sur w_{ECAL} . Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs d'une distribution binomiale (droite).

A nouveau ce poids à lui seul ne suffit pas à séparer efficacement les pions et les électrons. On va donc combiner avec les poids w_{HCAL} , $w_{SPD/PS}$ et w_{ECAL} .

Combinaison des différentes variables

On définit le poids global w_e/π par :

$$w_{e/\pi} = \ln(w_{HCAL}) + \ln(w_{SPD/PS}) + \ln(w_{ECAL}) \quad (5.6)$$

Ce poids est représenté sur la figure 5.9 pour les électrons et pour les pions. Les efficacités de sélection des électrons et de réjection des pions, pour les parties externes et intermédiaires du ECAL sont présentées en figure 5.10.

En appliquant cette procédure aux particules issues des événements $Z^0 Z^0 \rightarrow b\bar{b} + e^+e^-$, pour une pureté d'environ 97%, l'efficacité de sélection des électrons est d'environ 98% pour une mauvaise identification des pions faisant saturer au moins une cellule du ECAL de 10%. Dans ce cas, on a privilégié l'efficacité de sélection car on verra par la suite qu'en ajoutant des coupures spécifiques aux leptons issus des désintégrations leptoniques des bosons vecteurs, on améliorera la réjection des pions.

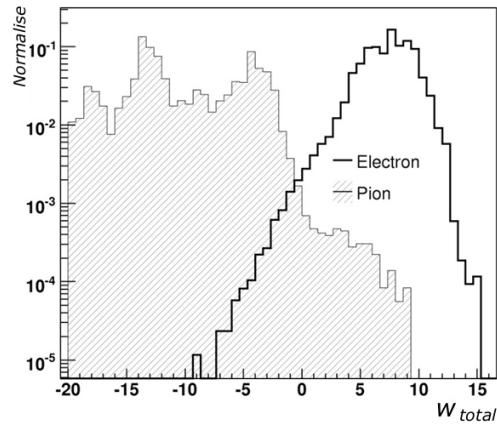


FIG. 5.9: Poids $w_{e/\pi}$ pour les électrons en noir et pour les pions en grisé.

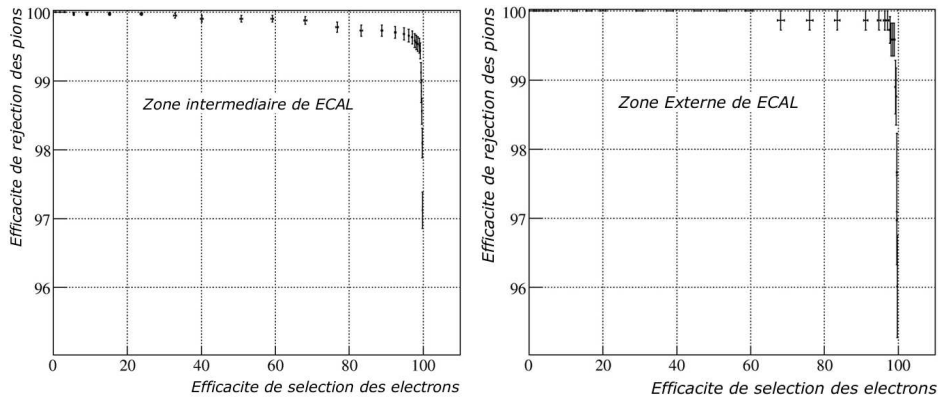


FIG. 5.10: Efficacité de réjection des pions en fonction de l'efficacité de sélection de électrons par coupure sur $w_{e/\pi}$ pour la partie intermédiaire (gauche), et la partie externe (droite). Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs d'une distribution binomiale.

Selection des électrons de $H(W,Z) \rightarrow b\bar{b} + e$

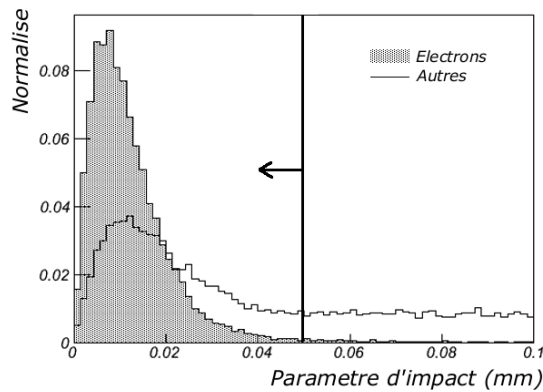


FIG. 5.11: Paramètre d'impact entre la trace du lepton et le vertex primaire pour les électrons en grisé et pour les autres particules en noir.

Comme dans le cas des muons, on applique des coupures sur le paramètre d'impact et l'isolation de l'électron telles que $\chi_{\text{IP}}^2 < 9$, $\text{IP} < 0.05$ mm, $E_e/E_{\text{cone}_{R<0.2}} > 20\%$ et $E_e/E_{\text{cone}_{R<0.4}} > 10\%$. Les coupures sur l'isolation sont plus lâches que dans le cas du muon. En effet, l'impulsion transverse de l'électron étant importante, la trace est peu courbée. La probabilité de trouver un photon émis par l'électron, dans le cône d'isolation est donc importante. Pour les événements $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$, l'efficacité de sélection des électrons est de $\epsilon_{e_{W^\pm, Z^0} \rightarrow e_{W^\pm, Z^0}} = 81\%$ avec une probabilité de mauvaise identification de $\epsilon_{\text{Autre} \rightarrow e_{W^\pm, Z^0}} < 0.14\%$, avec une pureté de l'échantillon d'électron venant d'un boson vecteur d'environ 99%.

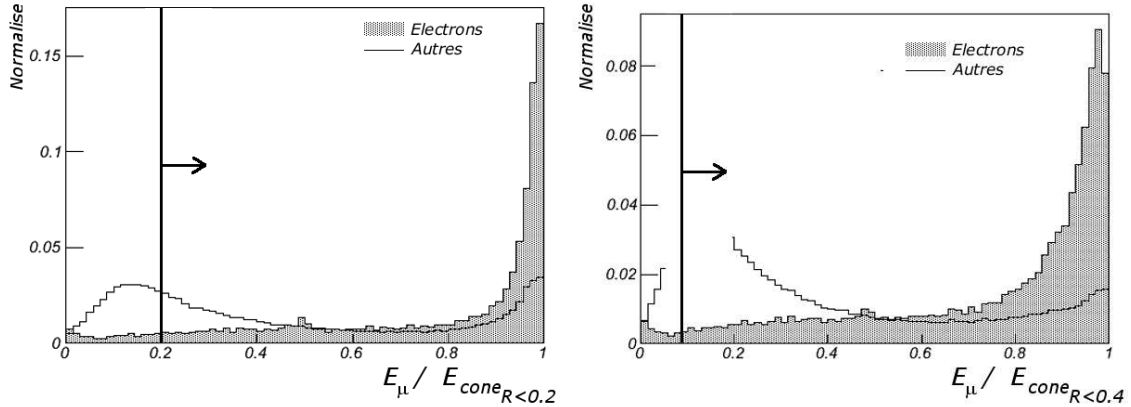


FIG. 5.12: Variables d'isolation : $E_e/E_{\text{cone}_{R<0.2}}$ à gauche et $E_e/E_{\text{cone}_{R<0.4}}$ à droite, pour les électrons en grisé et pour les autres particules en noir.

L'identification d'un candidat $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ est moins bonne que pour les $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. En effet, si on a résolu le problème d'identification lié à la saturation des cellules de ECAL, une reconstruction correcte de l'impulsion des électrons de $p_T > 10$ GeV/c est loin d'être évidente. Les photons de bremsstrahlung, qu'ils soient émis avant ou après l'aimant, laissent leur énergie dans le même dépôt saturé que l'électron, du fait de la faible courbure de sa trace. Il est alors impossible de savoir combien d'énergie l'électron a perdu, et donc de revenir à son impulsion avant propagation dans le détecteur. On obtient la distribution de masse présentée dans la figure 5.13.

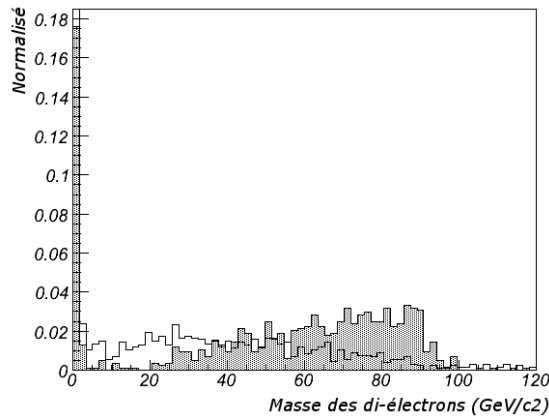


FIG. 5.13: Masse invariante des candidats e^+e^- dans les événements $H(W^\pm, Z^0) \rightarrow b\bar{b}\ell$ en grisé et pour les événements $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\ell$.

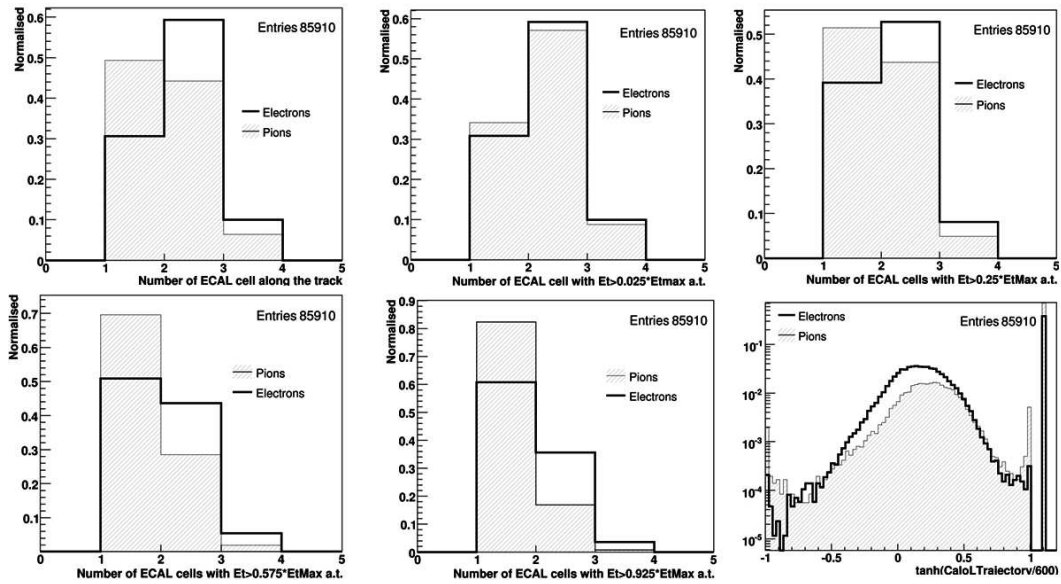


FIG. 5.14: Différentes variables issues de la mesure des dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Sont représentés : le nombre de cellules le long de l'extrapolation de la trace, le nombre de cellules le long de l'extrapolation de la trace contenant plus de 2.5%, 25%, 57.5% et 92.5% de l'énergie maximale des cellules, et l'extension longitudinale de la gerbe (CaloLTrajectory).

Chapitre 6

Sensibilité du détecteur LHCb au canal $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b}\ell$

La problématique de la reconstruction et de l'identification des jets beaux, issus de l'hadronisation des paires $b\bar{b}$ de la désintégration du Higgs, a été traitée (Chap. 4). Celle de l'identification du lepton de haut p_T issu de la désintégration du boson vecteur produit en association avec le boson de Higgs a été traitée (Chap. 5). On dispose à présent de tous les objets nécessaires à la reconstruction des événements $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b}\ell$, et des bruits de fond physiques associés. On verra les caractéristiques du signal et des différents bruits de fond ayant des états finals $b\bar{b}\ell$, puis la procédure de sélection de ces événements. Le bruit de fond majoritaire dans la fenêtre de masse invariante des di-jets beaux étant le bruit de fond en $t\bar{t}$, on se concentrera en particulier sur la réjection de ces événements. Différentes variables discriminantes ont été étudiées puis combinées par un réseau de neurones afin de déterminer quelle signification statistique on pourrait attendre sur le canal $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b}\ell$.

6.1 Introduction

Dans [1] et [2], la possibilité de mettre en évidence un boson de Higgs léger a été étudiée avec une simulation paramétrée du détecteur LHCb. Ces études se basent sur une reconstruction des jets par un algorithme de cône, dont la direction initiale est donnée par la direction du hadron B. L'étude [2], examine en outre la possibilité de rejeter le bruit de fond via un réseau de neurones, et parvient à un rapport $S/\sqrt{B} = 0.59$. Il a été montré à partir de « toy monte-carlo » que si le signal est trois fois plus élevé que celui prédit par le modèle standard, il serait possible d'atteindre une signification statistique de 4σ .

L'étude présente vise à évaluer la signification statistique S/\sqrt{B} dans des conditions réalistes de fonctionnement du détecteur. Plusieurs effets ne sont pas pris en compte dans les études en simulation rapide :

- L'acceptance du détecteur est simulée en rejetant les jets beaux dont les hadrons B n'ont pas $15 < \theta_B < 300$ mrad. Or, on a vu au chapitre 4 que l'acceptance avait un effet plus complexe sur les jets. Si l'on considère uniquement les jets dont la majeure partie des constituants est à l'intérieur du détecteur, l'acceptance effective est plus faible que la coupure $15 < \theta_B < 300$ mrad. D'autre part, certains jets qui ont perdu une partie importante de leurs constituants hors de l'acceptance peuvent être reconstruits avec une impulsion modifiée et

identifiés comme des jets beaux.

- L’efficacité d’identification des leptons et des jets beaux est de 100% dans [2]. En revanche on a vu avec la simulation complète que l’efficacité d’identification d’un lepton venant d’un boson vecteur est d’environ 83% (Chap.5) et celle d’identification d’un jet beau d’environ 80% (Chap.4). A cela s’ajoutent les effets combinatoires venant de la mauvaise identification des autres jets.
- Enfin, la simulation complète du détecteur rend compte de manière plus précise des effets de résolution liés à la détection. L’ensemble de ces effets va avoir un impact non seulement sur le nombre d’événements sélectionnés pour l’analyse, mais aussi sur la qualité des variables discriminantes accessibles pour la réjection du bruit de fond.

On s’attend donc à une signification statistique inférieure à celle de l’étude [2], et nous essaierons de comprendre quels mécanismes en sont la cause.

6.2 Signal et Bruit de fond

6.2.1 Le signal $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$

Le signal étudié est $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$ où le boson de Higgs est produit en association avec un boson vecteur à partir d’un boson vecteur virtuel, Fig.6.1.

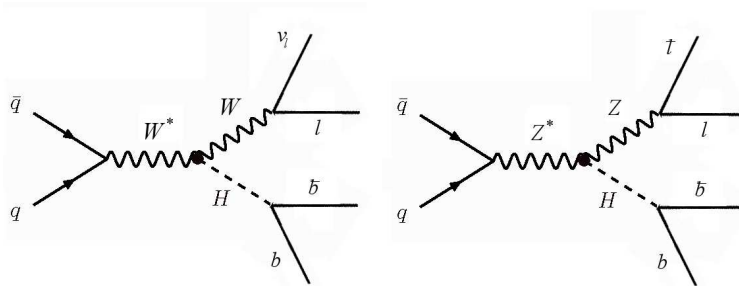


FIG. 6.1: Illustration de la production de $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$.

La limite inférieure sur la masse du Higgs est à $114.4 \text{ GeV}/c^2$. Pour des raisons cinématiques, et comme le rapport d’embranchement du Higgs en paires $b\bar{b}$ chute lorsque M_H augmente, on estime qu’au dessus de $130 - 140 \text{ GeV}/c^2$, le nombre d’événements $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$ sera trop faible pour cette analyse. On fixe donc la masse du boson de Higgs à $120 \text{ GeV}/c^2$. A cette masse, les sections efficaces de production à l’ordre principal pour $q\bar{q} \rightarrow HW$ et $q\bar{q} \rightarrow HZ$ sont respectivement de $\sigma(HW) = 1.408 \text{ pb}$ et $\sigma(HZ) = 0.748 \text{ pb}$. Si on prend en compte les rapports d’embranchement du Higgs en $b\bar{b}$, $\text{BR}(H_{120 \text{ GeV}/c^2} \rightarrow b\bar{b}) = 0.683$, et des bosons vecteurs en lepton, $\text{BR}(W \rightarrow \ell\nu_\ell, \ell = e, \mu) = 0.216$ et $\text{BR}(Z \rightarrow \ell\bar{\ell}, \ell = e, \mu) = 0.0672$, on obtient $\sigma(HW \rightarrow b\bar{b} + \ell) = 0.208 \text{ pb}$ et $\sigma(HZ \rightarrow b\bar{b} + \ell) = 0.034 \text{ pb}$.

Par la suite, on considérera une année de prise de données à une luminosité de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, soit une luminosité intégrée de $\int \mathcal{L} = 2 \text{ fb}^{-1}$. 416 événements $HW \rightarrow b\bar{b} + \ell$ et 68 événements $HZ \rightarrow b\bar{b} + \ell$ par année sont attendus. On estime (cf. §6.2.3) que 22% des événements ont un électron ou un muon de $p_T > 10 \text{ GeV}/c^2$ issu du boson vecteur et contenu dans un cône de $0 < \theta < 400 \text{ mrad}$ autour de l’axe du faisceau, avec les deux quarks b produits vers l’avant ($p_z(b) > 0$). On attend alors environ 106 événements $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$ par années LHCb. A titre d’indication, pour deux jets beaux reconstruits correctement dans l’acceptance, on attend environ 34 événements par année, soit 7% des bosons de Higgs se désintégrant en paires $b\bar{b}$, produits en association

avec un boson vecteur se désintégrant électroniquement ou muoniquement.

6.2.2 Bruits de fond en $b\bar{b} + \ell$

Dans cette étude, on se limitera aux bruits de fond physiques dont l'état final comporte deux jets beaux dans l'acceptance et un lepton de haute impulsion transverse. On peut attendre une pollution liée à des événements comportant deux jets charmés ou légers et un lepton. Cependant, dans le cadre d'une étude de faisabilité et comme on peut attendre une amélioration de l'identification des jets beaux (cf. conclusions du Chap. 4), on négligera pour l'instant ces canaux. On considérera les bruits de fond suivant :

- $b\bar{b}$ (*i*)
- $t\bar{t} \rightarrow bW^+b\bar{W}^- \rightarrow b\bar{b} + \ell$ (*ii*)
- $ZZ \rightarrow b\bar{b} + \ell$ (*iii*)
- $ZW^\pm \rightarrow b\bar{b} + \ell$ (*iv*)
- $\gamma^*/Zb\bar{b} \rightarrow b\bar{b} + \ell$ (*v*)
- $Wb\bar{b} \rightarrow b\bar{b} + \ell$ (*vi*)

Le bruit de fond $b\bar{b}$ (*i*) est constitué des processus produisant des paires $b\bar{b}$ via l'interaction forte, c'est à dire principalement par fusion de gluons ou annihilation quarks-antiquarks. La section efficace de ce bruit de fond est très élevée ($\sigma_{b\bar{b}} = 0.698 \text{ mb}$), mais l'association avec un lepton de haut p_T permet de réduire fortement le nombre d'événements sélectionnés.

Le bruit de fond (*ii*), provient de la production de paire $t\bar{t}$ dans le cas où au moins un des bosons W se désintègre leptoniquement. On a alors un état final en $b\bar{b} + \ell$. C'est le bruit de fond principal dans la fenêtre de masse $75 - 135 \text{ GeV}/c^2$. Dans les expérience 4π , l'énergie totale de ces événements et leur sphéricité permettent de réduire fortement leur participation au bruit de fond. Cependant, en raison de l'acceptance réduite du détecteur LHCb, ces variables nous sont inaccessibles.

La dynamique des processus (*iii*) et (*iv*) est strictement identique au signal $H(W^\pm, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$, à la masse des di-jets près. L'unique différence est liée à la nature scalaire ou vectorielle du boson émis par le boson vecteur hors couche. Si une étude de la distribution angulaire de ces canaux semblait possible au niveau des quadri-vecteurs générés, la résolution de la reconstruction sur les jets et les électrons ne permet pas cette séparation. On les considérera donc comme des processus irréductibles.

Le bruit de fond (*v*) provient de la désintégration d'un gluon en paire $b\bar{b}$, produit en compagnie d'un boson W et le bruit de fond (*vi*) est lié à l'émission d'un γ^*/Z par un des quarks b d'une paire $b\bar{b}$. Ces deux bruits de fond chutent de manière exponentielle avec la masse des di-jets. Ce sont les queues de la distribution en masse invariante des di-jets qui seront le bruit de fond.

6.2.3 Génération des événements

Sections efficaces Le signal et les bruits de fond (*i*), (*ii*), (*iii*), (*iv*) ont été générés avec la version de PYTHIA interfacée à Gauss v25r9 (ie. Pythia 6.325.2) avec les paramètres usuel de LHCb. Les bruits de fond (*v*) et (*vi*) font l'objet d'un traitement particulier. La partie perturbative est traitée avec ALPGEN [84] avec les paramètres du Tab. 6.2.3, puis l'événement dur est transmis à PYTHIA pour hadronisation. Ces événements sont ensuite traités par Gauss v25r11. La réponse du détecteur a été simulée via les logiciels dédiés de LHCb (cf. §3.6.2). Le signal et les canaux *i* à *iv* ont été générés par le groupe officiel de production de LHCb. Les versions des logiciels utilisés pour ces productions sont Gauss v25r9, Boole v12r10 et Brunel v30r15. La version v30r15 de Boole (logiciels de reconstruction des événements) a montré des performances réduites, en particulier en

Paramètre	Valeur	Signification
ndns	5	pdf : CTEQ5L
njets	0	0 jets légers
ihvy	5	Saveur des quark lourd (b)
ptbmin	5	p_T minimum des quark b (en GeV/c)
ptlmin	10	p_T minimum des leptons (en GeV/c)
etalmax	6	η maximum des leptons
etabmax	7	η maximum des quark b
Spécifique à la production Zbb		
ilep	0	une seule famille dans l'état final du Z
izdecmod	1 (50%) et 2 (50%)	saveur de l'état final du Z (ici e et μ)
Spécifique à la production Wbb		
iwdecmod	4	saveur de l'état final du W (e, μ, τ, ν_ℓ)

TAB. 6.1: Paramètres d'entrées des programmes zqq.f et wqq.f de ALPGEN [84] pour la production des bruits de fond Zbb et Wbb

ce qui concerne la reconstruction des traces. L'ensemble des canaux a donc été reconstruit de manière privée avec la version v31r8 de Brunel. Les canaux v , et vi ont fait l'objet d'une production privée, avec les logiciels Gauss v25r11, Boole v12r10 et Brunel v31r8.

Des coupures sont réalisées à l'interface entre le générateur et les logiciels LHCb (cf. Tab.6.2). Cela permet de ne conserver que les événements présentant un intérêt pour notre étude, et de réduire ainsi le nombre d'événements à simuler.

Les événements $H(W^\pm, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$, $Z(W^\pm, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$ doivent contenir au moins un lepton de type électron ou muon de $p_T > 10$ GeV/c dans un cône de $0 < \theta < 400$ mrad autour de l'axe du faisceau. On notera cette coupure ①. Seul 11% des événements du signal (resp. 10% et 5% pour les événements ZW^\pm et ZZ) passent la coupure ① avec succès, correspondant à une section efficace réduite de $\sigma_{\text{red,signal}} = 0.0266$ pb (resp. $\sigma_{\text{red,ZW}^\pm} = 0.088$ pb et $\sigma_{\text{red,ZZ}} = 0.035$ pb).

Étant donné qu'un nombre important d'événements du type $t\bar{t}$ doit être simulé pour avoir les deux jets beaux dans l'acceptance, une autre coupure a été ajoutée, demandant au moins un quark b avec $0 < \theta < 400$ mrad. On note cette coupure ②. Seul 1.5% des événements $t\bar{t}$ satisfont la coupure ①+②; soit une section efficace réduite de $\sigma_{\text{red,t}\bar{t}} = 8.55$ pb.

Des contraintes sont appliquées dès la génération dans ALPGEN pour les événements $Z/\gamma^* b\bar{b} \rightarrow b\bar{b} + \ell$ et $Wb\bar{b} \rightarrow b\bar{b} + \ell$ (Tab. 6.2.3). Les deux quarks b sont tels que $\eta_b < 6$ et $p_{T_b} > 5$ GeV/c, et le lepton (e, μ pour v et e, μ, τ^* pour vi) tel que $\eta_\ell < 7$ et $p_{T_\ell} > 10$ GeV/c. En plus de cette coupure interne au générateur, notée ③, les événements doivent satisfaire aux coupures ①+②. Les sections efficaces réduites correspondantes sont de $\sigma_{\text{red,Zbb}} = 3.3$ pb et $\sigma_{\text{red,Wbb}} = 4.9$ pb.

Avec une section efficace de 0.698 mb, même en spécifiant qu'au moins un hadron B soit dans $0 < \theta < 400$ mrad (coupure notée ④), on attend environ 3×10^{11} événements par année. La procédure utilisée dans LHCb pour traiter ces événements est la suivante. Les événements inclusifs $b\bar{b}$ sont simulés puis partiellement reconstruits. Des présélections sont appliquées à ces événements. Ceux passant les présélections sont ensuite complètement reconstruits.

Les présélections pour notre canal consistent à identifier une particule compatible avec le lepton

*les τ seront supprimés par la coupure ①

de haut p_T issu du (W,Z) et deux jets compatibles avec des jets beaux. L'identification des électrons de $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ n'est pas encore prise en compte. On cherche donc au moins une particule chargée issue d'une trace traversant l'ensemble du trajectographe, avec un $p_T > 16 \text{ GeV}/c$ et issue du vertex primaire ($\chi_{\text{IP}}^2 < 4$). L'identification des jets beaux comme définie dans le chapitre 4 n'est pas effectuée à ce niveau. A la place, on sélectionne les événements contenant au moins un jet constitué de au moins 7 particules dont 4 ne pointent pas sur le vertex primaire ($\chi_{\text{IP}}^2 > 4$) et au moins un jet contenant au moins 10 particules dont 5 ne pointent pas sur le vertex primaire. Ces présélections qu'on notera ⑤, permettent une réduction d'environ 1 pour 1000 du nombre d'événements simulés à traiter.

Cette procédure a été optimisée pour les événements reconstruits avec les versions Brunel v30r*. On a déjà mentionné que cette version présentait des efficacités de reconstruction diminuée. Comme l'ensemble des événements $b\bar{b}$ produits par la collaboration LHCb a été produit avec Brunel v30r*, et que produire à nouveau ces événements avec de nouvelle version est trop coûteux en CPU, la solution qui à été adoptée par le groupe de production officielle est de ne reconstruire avec Brunel v31r* que les événements ayant passés les présélections. Les différences entre les deux versions concernent essentiellement le nombre de traces clonées et de traces fantômes, plus important dans les versions v30r* que dans les versions v31r*. La conséquence est que ces présélections appliquées aux événements reconstruit avec Brunel v31r* donnent une réjection d'environ 4 pour 10000. On a pris soin de vérifier que ces présélections ne suppriment aucun événement du signal qui passe les coupures finales, et ce quelle que soit la version étudiée.

Enfin les résultats obtenus pour $b\bar{b}$ sont à prendre avec précaution car la statistique est faible. Le nombre total d'événements disponibles dans LHCb est d'environ 22 millions, soit à peine 39 h de prise de données à $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ainsi, après les coupures ⑤ et ⑥, il reste 8000 événements simulés là où on en attend de l'ordre de 10^8 par année.

La liste des sections efficaces à l'ordre principal ainsi que les coupures réalisées et les sections efficaces correspondantes sont précisées dans le tableau Tab. 6.2.

Processus	σ (pb)	Coupures	$\sigma_{\text{réduite}}$ (pb)	N_{evts}	N_{sim}
$H(W,Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell, \ell = e, \mu$	0.242	①	0.0266	53	38000
$t\bar{t}$	570	①+②	8.55	17100	157000
$Z^0 W^\pm \rightarrow b\bar{b} + \ell, \ell = e, \mu$	0.863	①	0.088	176	128800
$Z^0 Z^0 \rightarrow b\bar{b} + \ell, \ell = e, \mu$	0.77	①	0.0347	69.3	118500
$Z b\bar{b} \rightarrow b\bar{b} + \ell, \ell = e, \mu + \textcircled{3}$	30	①+②	3.27	6540	28700
$W b\bar{b} \rightarrow b\bar{b} + \ell, \ell = e, \mu, \tau + \textcircled{3}$	73	①+②	4.86	9709	46800
$b\bar{b}$	$6,98 \times 10^8$	④+⑤	$2,5 \times 10^5$	5×10^8	8000
①	Au moins un (e, μ) avec $p_{T_\ell} > 10 \text{ GeV}/c^2$ et $0 < \theta_\ell < 400 \text{ mrad}$				
②	Au moins un quark b avec $0 < \theta_b < 400 \text{ mrad}$				
③	$\eta_b < 6, \eta_\ell < 7, p_{T_b} > 5 \text{ GeV}/c^2$ et $p_{T_\ell} > 10 \text{ GeV}/c^2$				
④	Au moins un hadron B avec $0 < \theta_B < 400 \text{ mrad}$				
⑤	Au moins une trace avec $p_T > 16 \text{ GeV}/c^2$ et $\chi_{\text{IP}}^2 < 4$, au moins un jet contenant 10 particules dont 5 avec $\chi_{\text{IP}}^2 > 4$ et un jet contenant 7 particules dont 4 avec $\chi_{\text{IP}}^2 > 4$				

TAB. 6.2: Sections efficaces à l'ordre principal des différents processus étudiés, avec les coupures appliquées, les sections efficaces réduites correspondantes, le nombre d'événements par année LHCb, et le nombre d'événements produits.

Comparaison avec l'étude [2] Avant de continuer l'analyse des bruits de fond, il convient de s'assurer de la cohérence des chiffres obtenus, en comparant avec ceux de [2].

En effet, on s'attend à ce que l'utilisation d'ALPGEN+PYTHIA pour la production des bruits de fond Wbb et Zbb modifie sensiblement le comportement à haute masse des di-jets par rapport à la production utilisant PYTHIA seul. ALPGEN est basé sur le calcul au premier ordre des éléments de matrices tandis que PYTHIA utilise l'évolution de la gerbe de partons. L'utilisation de ALPGEN pour générer le processus dur et de PYTHIA pour réaliser la gerbe et l'hadronisation permet d'obtenir une description plus réaliste des événements (voir par exemple [85]).

La comparaison avec les résultats obtenus dans [2] (que l'on notera «étude A») ne peut pas se faire au niveau reconstruit. Les effets d'acceptance et de résolution du détecteur sont décrits différemment dans la simulation rapide et dans la simulation complète de LHCb. Ils fausseraient donc cette comparaison.

La comparaison la plus proche que l'on puisse effectuer, consiste à se placer au niveau du générateur, en reconstruisant les jets à partir des quadrivecteurs impulsion-énergie issus de l'hadronisation des événements durs. On ne prend pas en compte les neutrinos. Le paramètre R est choisi à 0.6 pour la cohérence avec l'étude A. On note cette étude «étude B». Pour éviter des biais liés aux différentes coupures appliquées au niveau du générateur, on applique une coupure commune, \textcircled{C} , définie par :

- $50 < \theta_b < 250 \text{ mrad}$ et $50 < \theta_\ell < 250 \text{ mrad}$,
- $p_{T_b} > 5 \text{ GeV}/c$ et $p_{T_\ell} > 10 \text{ GeV}/c$,
- $\Delta R_{bb} > 1.2$ et $\Delta R_{b\ell} > 0.75$, où ΔR_{bb} et $\Delta R_{b\ell}$ sont les distances respectives entre les deux jets beaux et les jets beaux et le lepton dans le plan (η, ϕ) .

Laurent Locatelli, l'auteur de l'étude A, a fourni le nombre d'événements correspondant à \textcircled{C} , Tab.6.3. La comparaison est effectuée sur deux bruits de fond générés avec PYTHIA dans les deux études : $t\bar{t}$ et ZW , et sur Wbb , généré avec PYTHIA seul dans A et PYTHIA+ALPGEN dans B. L'échantillon Zbb contient trop peu de statistique après la coupure \textcircled{C} pour permettre une comparaison. Pour $t\bar{t}$ et ZW , on observe un excès de 1.4 dans le cas de l'étude B. En appliquant un

Processus	N_A	N_A	N_B	N_B	$\frac{N_B}{N_A}$	$\frac{N_B}{N_A}$
		$80 < m_{jj} < 120 \text{ GeV}/c^2$		$80 < m_{jj} < 120 \text{ GeV}/c^2$		$80 < m_{jj} < 120 \text{ GeV}/c^2$
$t\bar{t}$	986	296	1367	415	1.39	1.4
ZW	14.3	-	20	-	1.4	-
			$N_B/1.4$	$N_B/1.4$		
$Wbb \rightarrow b\bar{b} + \ell$	837	13.8	980	$80 < m_{jj} < 120 \text{ GeV}/c^2$ 34	1.2	2.5

TAB. 6.3: Comparaison du nombre d'événement après la coupure \textcircled{C} pour les études A et B.

facteur correctif au nombre d'événements, on obtient des distributions similaires (voir distribution $t\bar{t}$ Fig. 6.2). Comme les sections efficaces utilisées sont les mêmes, que la valeur du facteur correctif est identique pour les deux processus, et que le nombre d'événement est assez sensible aux coupures sur l'impulsion transverse et sur la distance entre les jets, on fait l'hypothèse que ce facteur est lié à la différence de reconstruction entre les études A et B. En appliquant ce facteur au nombre d'événements Wbb , on observe un excès d'environ 2.5 dans la fenêtre de masse $[80 - 120 \text{ GeV}/c^2]$, Fig. 6.2. On attendra une augmentation du niveau de bruit de fond en Wbb et Zbb par rapport à [2], en raison du générateur utilisé pour ces processus.

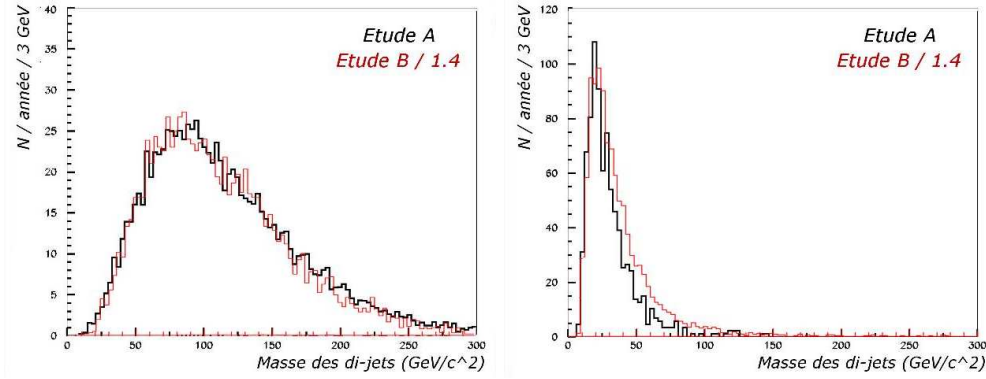


FIG. 6.2: Distributions de masse invariante des di-jets beaux après la coupure 6 pour les canaux $t\bar{t}$ et Wbb . L'étude A est en noir et l'étude B en rouge avec le nombre d'événements divisé par 1.4.

6.3 Sélection des événements de type $b\bar{b}\ell$

Sélection des candidats $bb\ell$ La méthode de sélection des jets beaux dans LHCb a été décrite au chapitre 4. Un jet est considéré comme un « candidat jet beau » si $NN_b > 0.55$ et $NN_c > -0.6$. L'appellation « jet beau » sera réservé aux jets beaux dans l'acceptance, c'est-à-dire aux jets associés aux jets beaux vrais avec un poids supérieur à 0.4.

On définit l'efficacité ϵ_{bb} d'identification des paires de « candidat jets beaux » comme étant le nombre d'événements contenant une paire de « jets beaux » identifié comme « candidats jets beaux » sur le nombre total d'événements contenant une paire de « jets beaux ». Cette efficacité est principalement dépendante du spectre en p_T des jets beaux (cf. Fig :4.23). Ainsi pour $H \rightarrow b\bar{b}$ on a $\epsilon_{bb} \sim 55\%$ tandis que pour Zbb on a $\epsilon_{bb} \sim 9\%$ car le spectre en p_T des jets est relativement mou. On s'intéressera aussi à ϵ_{bb} pour les événements ayant une masse de di-jets beaux dans $80 - 120 \text{ GeV}/c^2$ pour une comparaison ultérieure avec [2].

Au chapitre précédent, la sélection individuelle des leptons issus des désintégrations de bosons vecteurs a été étudiée. Pour la sélection de l'électron, la méthode décrite au §5.2 est émulée par une sélection aléatoire dans 90% des cas des électrons Monte-Carlo et dans 10% des cas des autres particules ayant passé les coupures de sélection des électrons décrites au §5.2.

L'ensemble des candidats jets beaux d'un événement sont appariés pour former des candidats di-jets. Puis l'ensemble des candidats di-jets sont appariés avec les candidats leptons. On obtient une liste de triplets. On note $N_{bb\ell}$ le nombre de candidats $bb\ell$ attendus par année.

Sélections La distance entre les deux candidats jets beaux dans le plan (η, ϕ) doit être suffisamment élevée (cf. discussion au §6.4, Fig.6.7). On effectue donc une coupure pour $\Delta R_{jj} > 1.2$. Cette coupure a principalement pour effet de réduire le nombre d'événements $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} + \ell$. On verra au §6.4 qu'on pourra affiner l'utilisation de cette variable.

Une coupure sur la distance minimale entre les jets beaux et le lepton $\Delta R_{j\ell} > 0.4$ est appliquée afin de garantir une isolation minimale du lepton vis à vis des jets. A nouveau, on verra au §6.4 qu'on pourra affiner l'utilisation de cette variable.

Une coupure sur l'impulsion du lepton est appliquée afin de garantir la cohérence avec la coupure 6 appliquée au bruit de fond $b\bar{b}$.

La coupure $\Delta R_{j\ell} > 0.4$, $\Delta R_{jj} > 1.2$ et $p_{T\ell} > 16 \text{ GeV}/c^2$ est notée 1 et $N_{bb\ell}^1$ est le nombre de candidats $bb\ell$ par année passant 1.

Il peut y avoir plusieurs candidats $bb\ell$ par événement. Parmi ces candidats, un certain nombre provient d'une combinatoire entre des jets qui ne sont pas des jets beaux (ie. jets légers, charmés ou beaux mais partiellement dans l'acceptance). Cette combinatoire est particulièrement importante dans le bruit de fond $t\bar{t}$. Dans les événements $t\bar{t}$, environ 60% des candidats $bb\ell$ ne contiennent pas deux jets beaux. Ils correspondent dans 36% des cas à un jet beau et un jet léger, et dans 30% des cas à un jet beau et un jet charmé. En revanche, pour les événements $H(W, Z)$ ou $Z(W, Z)$, moins de 18% des candidats du signal sont constitués de candidats issus de combinatoire. Ces candidats sont principalement issus de l'association d'un jet beau avec un jet beau partiellement dans l'acceptance ou avec un jet léger. On note $X_{bb\ell}^{\textcircled{1}}$ le nombre de candidats $bb\ell$ par événements contenant un candidat $bb\ell$. Le taux de candidats $bb\ell$ issus de la combinatoire pour ces événements est noté $\tau_{bb\ell}^{\textcircled{1}}$.

Réduction du nombre de candidats $bb\ell$ Afin de réduire le niveau de combinatoire, une procédure de réduction du nombre de candidats par événement est appliquée, notée $\textcircled{2}$.

Dans le cas où un événement contient différents candidats $bb\ell$, constitués de différentes paires $b\bar{b}$, seuls les candidats $bb\ell$ contenant la paire $b\bar{b}$ de plus haute qualité sont conservés (ie. $NN_{b_{jet1}} + NN_{b_{jet2}} + NN_{c_{jet1}} + NN_{c_{jet2}}$ maximum). Cette procédure est motivée par le fait que la pollution venant d'autres jets que des jets beaux est relativement faible dans les événements du signal mais assez élevée dans les événements de bruit de fond.

Si l'événement comporte plus d'un candidat lepton, on ne conserve que les candidats $bb\ell$ dont le lepton a été identifié comme associé à un candidat Z (cf. Chap.5). On notera $N_{bb\ell}^{\textcircled{2}}$ le nombre de candidats $bb\ell$ passant la procédure de réduction, $X_{bb\ell}^{\textcircled{2}}$ le nombre le nombre de candidats $bb\ell$ par événements contenant un candidat $bb\ell$ et $\tau_{bb\ell}^{\textcircled{2}}$ le taux de candidats $bb\ell$ issus de la combinatoire à la suite de cette procédure. La qualité de la procédure $\textcircled{2}$ est aussi quantifiée par le pourcentage de perte de candidats $bb\ell$ associés aux vrais triplets $bb\ell$ au cours de la réduction. Pour le signal, $\tau_{bb\ell}^{\textcircled{2}}$ est de 14% avec une perte de seulement 1.7% des candidats $bb\ell$ associés aux vrais triplets $bb\ell$. Pour $t\bar{t}$, $\tau_{bb\ell}^{\textcircled{2}}$ est de 53% avec une perte de 7% des candidats $bb\ell$ associés aux vrais triplets $bb\ell$. Cette amélioration est principalement due à la réduction de la combinatoire en un jet beau plus un jet léger. L'efficacité du système de déclenchement de bas niveau est d'environ 90% pour

	ϵ_{bb}	$N_{bb\ell}$	$N_{bb\ell}^{\textcircled{1}}$	$X_{bb\ell}^{\textcircled{1}}$	$\tau_{bb\ell}^{\textcircled{1}}$	$N_{bb\ell}^{\textcircled{2}}$	$X_{bb\ell}^{\textcircled{2}}$	$\tau_{bb\ell}^{\textcircled{2}}$	$N_{bb\ell}^{\textcircled{3}}$	$N_{bb\ell}^{\textcircled{3}}_{78 < m_{jj} < 135 \text{ GeV}/c^2}$
Signal										
$H(W, Z)$	55%	20.3	15.6	1.13	18%	14.5	1.05	14%	13	10
Bruits de fond										
$t\bar{t}$	49.4%	5888	3566	1.27	60%	2810	1.002	53%	2512	1326
$Z^0 Z^0$	45.8%	24.5	18	1.34	16%	16.6	1.23	12%	15	9.6
$Z^0 W^\pm$	43%	40.2	29	1.07	18%	27	1.	14%	24.5	15
$Zb\bar{b}$	9.2%	553	367	1.3	30.8%	344	1.22	27%	330	110
$Wb\bar{b}$	11.6%	1235	751	1.03	12.5%	723	1.	10%	703	162
Total		7741	4731			3921			3585	1624
S/\sqrt{B}										0.248
$\textcircled{1}$	$\Delta R_{j\ell} > 0.4, \Delta R_{jj} > 1.2$ et $p_{T_\ell} > 16 \text{ GeV}/c^2$									
$\textcircled{2}$	$\textcircled{1}$ + procédure de réduction									
$\textcircled{3}$	$\textcircled{2}$ + efficacité du système de déclenchement de bas niveau									

TAB. 6.4: Nombre de candidats $bb\ell$ par années LHCb, multiplicité moyenne des candidats par événements, taux de combinatoire, après les différentes coupures de la procédure de sélection.

tous les événements qui ont passé ces coupures. On note $N_{bb\ell}$ $\textcircled{3}$ le nombre d'événements passant le système de déclenchement de bas niveau et $\textcircled{2}$. L'ensemble de ces résultats est détaillé dans le tableau 6.4. Les distributions de masses invariantes des di-jets des candidats $bb\ell$ ayant passé la sélection $\textcircled{3}$ sont dominées par le bruit de fond $t\bar{t}$ en particulier dans la zone de masse correspondant au Higgs, Fig. 6.3 et 6.4.

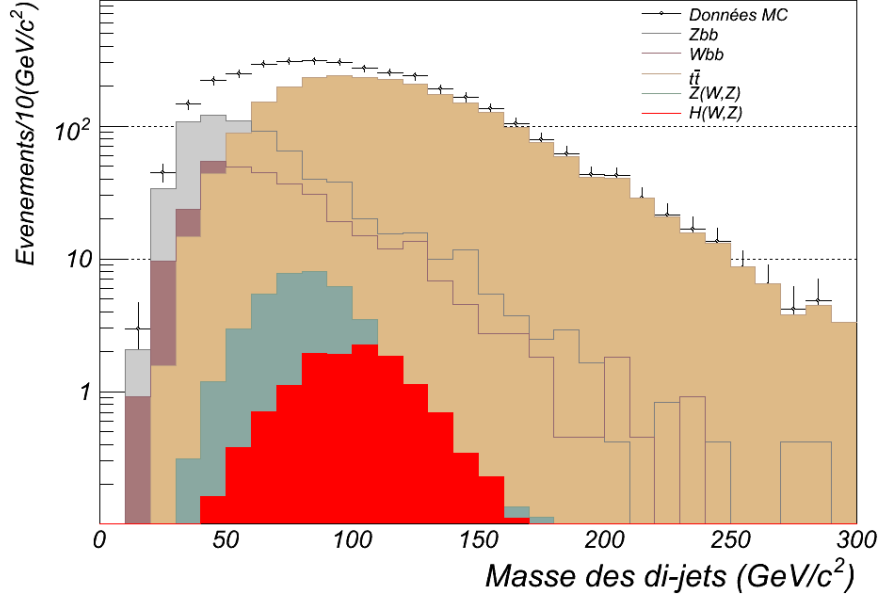


FIG. 6.3: Spectre de masse des di-jets beaux des candidats $bb\ell$ sélectionnés par $\textcircled{3}$ des différents canaux. Le nombre d'événements est normalisé à une année LHCb à $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. «Données MC» correspond à la somme de tous les canaux et est représenté avec les erreurs statistiques.

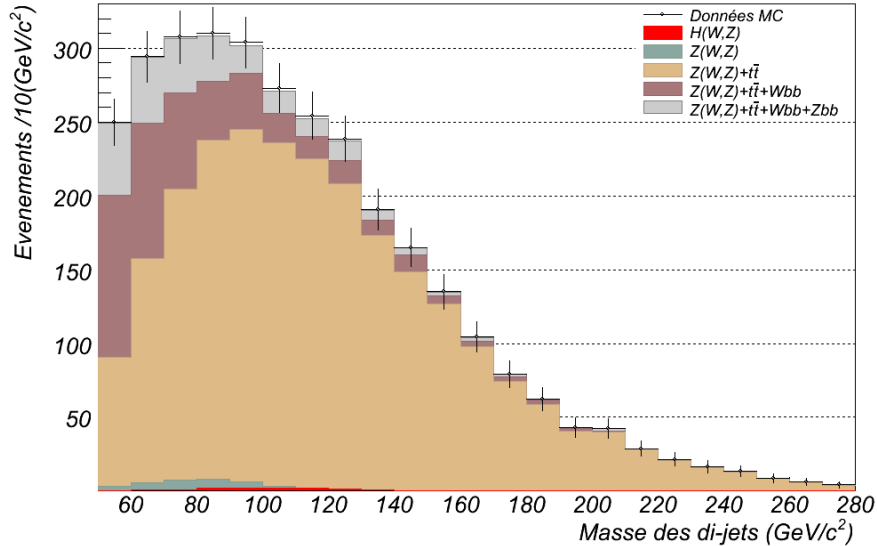


FIG. 6.4: Spectre de masse di-jets beaux de l'ensemble des événements $bb\ell$ sélectionnés par $\textcircled{3}$ avec les différentes contributions. Le nombre d'événements est normalisé à une année LHCb à $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. «Données MC» correspond à la somme de tous les canaux et est représenté avec les erreurs statistiques.

Comparaison avec l'étude [2] Dans [2], la sélection des candidats $b\bar{b}\ell$ notée « 3 » à la page 64 est obtenue en requérant :

- les deux hadrons B $15 < \theta < 300$ mrad,
- le lepton dans $15 < \theta < 300$ mrad, $p_{T\ell} > 10$ GeV/c², $IP_\ell < 30$ μ m, $\Delta R(j\ell) > 0.75$,
- $\Delta R(jj) > 1.2$ et
- $M_j > 3$ GeV/c²

On peut considérer que les conditions d'identification du lepton, et la coupure $\Delta R(j\ell) > 0.4$ contenue dans ③ satisfont le deuxième point. Le troisième point est une des conditions de ③ et le premier et le dernier point sont assurés par l'identification des jets beaux.

On se propose ici d'extrapoler les résultats de [2] à l'étude présente en prenant en compte différents correctifs :

- Dans notre étude, l'identification des jets beaux et l'identification des leptons de haut p_T ont une efficacité limitée[†] ($\epsilon_{bb_{80-120\text{GeV}/c^2}} \sim 40 - 50\%$ selon les canaux et $\epsilon_{\mu,e} \sim 83\%$).
- Un excès du nombre d'événements sélectionnés est attendu en raison de la mauvaise identification de faux jets beaux. Cette combinatoire peut aller jusqu'à doubler le nombre d'événements sélectionnés dans le cas $t\bar{t}$.
- Le bruit de fond Wbb présente un excès de 2.5 par rapport à l'étude [2], cf Tab. 6.3. On fera une hypothèse similaire pour le fond Zbb qui est généré de la même manière.
- Le spectre en p_T des jets Wbb est relativement mou par rapport à celui de $t\bar{t}$ pour lequel ont été optimisées les sélections. Dans la fenêtre de masse $80 < m_{jj} < 120$ GeV/c², on attend une augmentation de 125% du nombre d'événements en raison d'une sur-correction des événements, Fig. 6.5. Pour Zbb le spectre est plus dur, en particulier pour le jet de plus haut p_T , et on n'observe pas de sur correction.

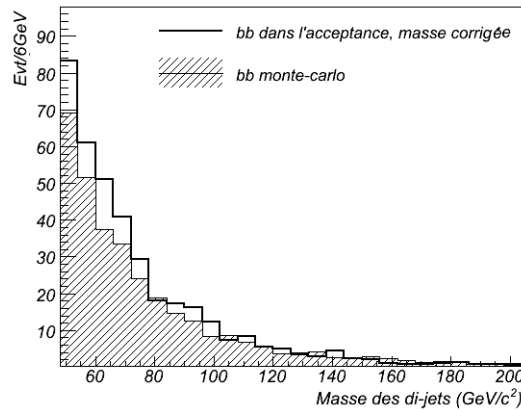


FIG. 6.5: Comparaison de la masse invariante des di-jets beaux de Wbb pour les di-jets reconstruits au niveau des quadrivecteur impulsion du générateur et les di-jets reconstruits et corrigés. Ce résultat est à comparer avec les figures 4.17 où on n'observe pas de sur-correction pour les événements Higgs et $t\bar{t}$

En appliquant ces facteurs correctifs au nombre d'événements obtenus dans l'étude [2], on trouve des nombre d'événements relativement cohérents avec ceux obtenus en simulation complète du détecteur 6.5. Cette extrapolation n'est pas applicable au signal car la masse générée pour le Higgs est différente, ainsi que sa section efficace. On obtient, au final, une augmentation d'un facteur 1.37 du nombre d'événements de bruit de fond attendus. Les facteurs les plus importants de cette augmentation sont les effets de combinatoire, et l'augmentation du nombre d'événements

[†]pour la comparaison, on les évaluent dans le fenêtre de masse $80 - 120$ GeV/c²

Wbb et Zbb estimé par ALPGEN dans la fenêtre de masse . D'autre part, on a considéré dans cette comparaison une fenêtre de masse de $80 < m_{jj} < 120 \text{ GeV}/c^2$, mais en raison de la résolution en simulation complète, on se place dans la fenêtre $78 < m_{jj} < 135 \text{ GeV}/c^2$, augmentant encore d'un facteur 1.4 le niveau de bruit de fond.

	$N_{[2]}$	$\epsilon_{bb} * \epsilon_\ell$	Facteur du à la combinatoire	Facteur du à la génération	Facteur du à la surcorrection	$N_{[2]}$ Extrapolé	N simulation complète
Évalués dans $80 < m_{jj} < 120 \text{ GeV}/c^2$							
$t\bar{t}$	677	0.69	0.5	1	1	932	964
$Z^0 W^\pm$	56	0.37	0.09	1	1	22.5	25
$Z^0 Z^0$	27.2	0.38	0.12	1	1	11.8	14.8
Zbb	55.6	0.73	0.15	2	1	95.5	71
$Wb\bar{b}$	40.3	0.78	0.12	2.5	1.25	111	104

TAB. 6.5: Extrapolation du nombre d'événements de bruit de fond de l'étude [2] à partir des différentes efficacités et des facteurs correctifs. Les deux dernières colonnes sont le nombre d'événements par années LHCb, extrapolés à partir de [2] et celui obtenu dans l'étude présentée dans ce document. Les résultats sont cohérents à moins de 10% près.

6.4 Recherche de variables discriminantes

Au vue du nombre d'événements restants après la procédure de sélection, on va se concentrer sur la réjection du bruit de fond $t\bar{t}$. Deux aspects différencient les événements $t\bar{t}$ du signal. D'un point de vue global, les événements $t\bar{t}$ sont plus énergétiques, et plus sphériques. L'acceptance limitée du détecteur LHCb rend difficile cette évaluation car pour les événements où les jets beaux et le lepton sont dans l'acceptance, la partie réellement discriminante se trouve hors de l'acceptance. On pourra cependant observer un excès d'énergie et de particules dans la région de faible pseudorapidité, ainsi que dans l'événement visible. L'autre aspect est lié à la topologie des événements, on observera que la distance entre les jets et l'isolation du lepton est différente dans le cas du bruit de fond et du signal. Dans la suite on ne considère que les événements pour lesquels la masse des di-jets est comprise entre 70 et 140 GeV/c^2 . En dehors de cette fenêtre, les différences entre des variables discriminantes, comme la masse visible, de l'événement risquent d'être dues à la différence de contribution des di-jets.

Activité à faible η L'énergie des jets ayant $\eta < 3$ ($E_{\eta < 3}$), l'énergie des jets ayant $\eta < 2.5$ ($E_{\eta < 2.5}$), le nombre de particules ayant une pseudorapidité inférieure à $\eta < 3$ ($N_{\eta < 3}$) et le nombre de particules ayant une pseudorapidité inférieure à $\eta < 2.5$ ($N_{\eta < 2.5}$) permettent de rendre compte de l'activité à faible pseudorapidité (cf. Fig.6.6). On effectue une combinaison linéaire de ces variables via un discriminant de Fisher :

$$Var_{extra\ activit\acute{e}} = (5100 - 78N_{\eta < 2.5} - 7.9N_{\eta < 3} - 2.8E_{\eta < 2.5} - 3E_{\eta < 3}) \times 10^{-4},$$

représentée Fig. 6.9 (en haut à gauche).

Contenu global de l'événement La masse visible dans le détecteur LHCb des événements $t\bar{t}$ est en moyenne plus importante que celle des événements du signal. Cette différence est aussi visible au niveau de la masse molle de l'événement (ie. la masse de l'événement sans considérer le candidat $b\bar{b}\ell$). On considérera aussi le nombre de jets ayant passé les coupures préliminaires de l'identification des jets beaux (cf. §4.5.1). Cela permet de rendre compte de la multiplicité de jets légers ou

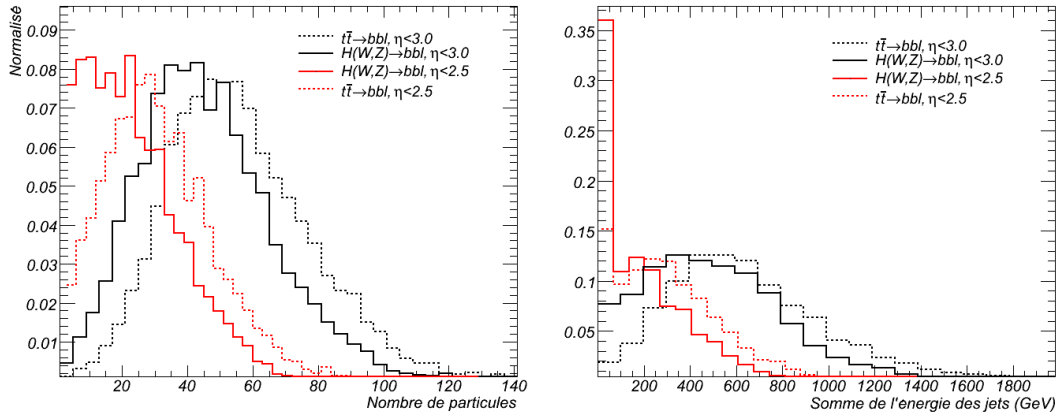


FIG. 6.6: A gauche : Nombre de particules ayant une pseudorapidité inférieure à 2.5 (en rouge) et 3.0 (en noir), pour des événements $H(W, Z)$ (en trait plein) et $t\bar{t}$ (en pointillé). A droite : Somme de l'énergie des jets ayant une pseudorapidité inférieure à 2.5 (en rouge) et 3.0 (en noir), pour des événements $H(W, Z)$ (en trait plein) et $t\bar{t}$ (en pointillé)

charmés de relativement haute impulsion transverse. On s'attend à ce que le nombre de ces jets soit plus important pour $t\bar{t}$ que pour le signal en raison des possibles désintégrations hadroniques du W spectateur. Ces variables sont représentées Fig. 6.9. Pour la masse molle, on a représenté $\arctan\left(\frac{m}{5(\text{GeV}/c^2)}\right)$ afin de mieux visualiser l'effet discriminant de la variable.

Candidat $b\bar{b}\ell$ En considérant uniquement la partie dure de l'événement (ie. le candidat $b\bar{b}\ell$), on considérera trois variables discriminantes : l'énergie et l'impulsion transverse du candidat $b\bar{b}\ell$ d'une part, et le rapport entre l'énergie du lepton et l'énergie du candidat $b\bar{b}\ell$ d'autre part, Fig. 6.9. Afin de bien visualiser cette dernière variable, on a représenté $\ln\left(2.5 \frac{E_\ell}{E_{b\bar{b}\ell}}\right)$.

Variables topologiques L'écartement entre les jets beaux à une masse des di-jets donnée, sera en moyenne plus élevé pour des jets beaux issus d'une même mère que pour les jets beaux issus de désintégrations secondaires distinctes comme dans le canal $t\bar{t}$, Fig. 6.7. En normalisant par inter-

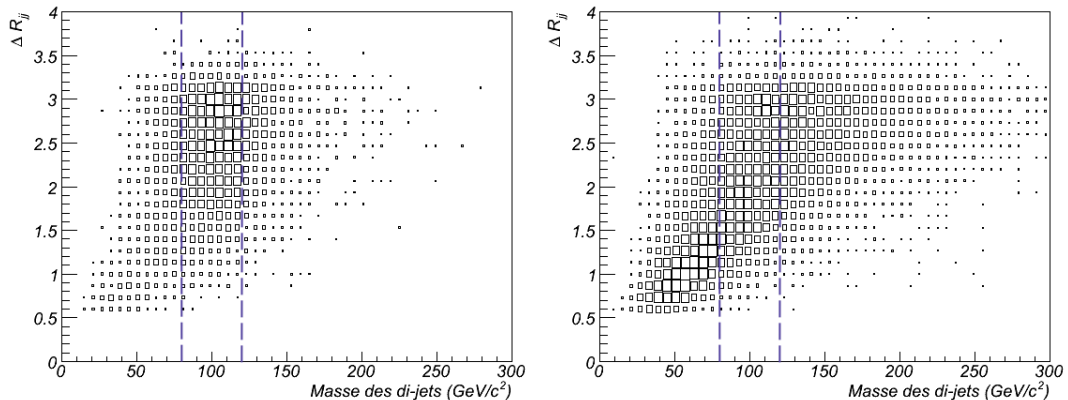


FIG. 6.7: Distribution de ΔR_{jj} en fonction de la masse des di-jets beaux, pour des événements $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$ (gauche) et $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} + \ell$ (droite). A titre d'exemple, la distribution de ΔR_{jj} dans la zone de masse $80 < m_{jj} < 120 \text{ GeV}/c^2$ (en pointillé) pique autour de 2.5 pour le signal, tandis qu'elle pique autour de 1.9 pour $t\bar{t}$

valles de masse les distributions de ΔR_{jj} pour le signal et pour $t\bar{t}$, on obtient les p.d.fs de ΔR_{jj} dans un intervalle de masse donné. On note $\Delta LL_{\Delta R_{jj}}$ le rapport pour une masse donnée et un ΔR_{jj} donné des p.d.fs pour le signal et pour $t\bar{t}$. Plus $\Delta LL_{\Delta R_{jj}}$ est élevé, plus sa vraisemblance avec un événement du signal est importante. Les distributions de $\Delta LL_{\Delta R_{jj}}$ pour les événements ayant passé les sélections et qui se trouvent dans la fenêtre $70 < m_{jj} < 140 \text{ GeV}/c^2$ sont représentées Fig. 6.9 (en bas à gauche).

Dans les cas $HW \rightarrow b\bar{b} + \ell$ et $ZW \rightarrow b\bar{b} + \ell$, le lepton est émis de préférence auprès du jet de

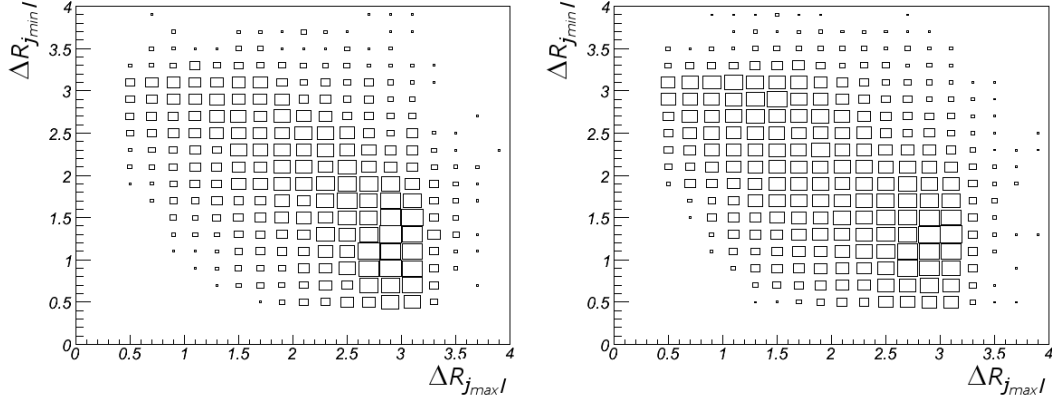


FIG. 6.8: Distribution de la distance en (η, ϕ) entre le jet de plus bas p_T et le lepton en fonction du jet de plus haut p_T et le lepton, pour les événements $H(W, Z)$ (à gauche) et $t\bar{t}$ (à droite).

plus faible p_T , Fig. 6.8. En revanche, pour les événements $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} + \ell$, le lepton peut provenir indifféremment du boson vecteur associé au quark b de haut ou de faible p_T , il n'y a alors pas de telle préférence. On quantifie cet effet de la même manière que précédemment. Les distributions des $\Delta R_{\ell_{j_{p_T \max}}}$ en fonction de $\Delta R_{\ell_{j_{p_T \min}}}$ pour le signal et pour $t\bar{t}$ sont normalisées. On note $\Delta LL_{\Delta R_{jj}}$ le rapport des p.d.fs pour le signal et pour $t\bar{t}$ à $\Delta R_{\ell_{j_{p_T \max}}}$ et $\Delta R_{\ell_{j_{p_T \min}}}$ donnés. Les distributions de $\Delta LL_{\Delta R_{jj}}$ pour les événements ayant passé les sélections et qui se trouvent dans la fenêtre $70 < m_{jj} < 140 \text{ GeV}/c^2$ sont représentées Fig. 6.9 (en bas à droite).

Étant donné le faible nombre d'événements de signal par rapport au nombre d'événements de bruit de fond et le faible pouvoir discriminant des variables disponibles, on va combiner ces variables par un réseau de neurones artificiels pour optimiser la réjection du bruit de fond.

6.4.1 Utilisation d'un réseau de neurones artificiels

Variable d'entrée du réseau de neurones Les entrées du réseau de neurones sont, d'une part les variables discriminantes vues au paragraphe précédent (Fig. 6.9), et d'autre part une série de variables qui sont corrélées à la qualité du triplet :

- Les événements $t\bar{t}$ sont moins « boostés » que les événements du signal. On s'attend donc à ce qu'en moyenne les candidats beaux et le lepton soient à plus faible pseudorapidité dans les événements $t\bar{t}$. La pseudorapidité du jet beau de plus haut p_T , $\eta_{j_{\max}}$, celle du jet beau de plus bas p_T , $\eta_{j_{\min}}$, et celle du lepton η_ℓ sont des entrées du réseau de neurones.
- Plus de 50% des candidats $b\bar{b}\ell$ des événements $t\bar{t}$ proviennent de combinatoire. On utilise une combinaison linéaire des variables d'identification de candidats beaux pour quantifier la qualité des candidats $b\bar{b}\ell$.

$\text{Var}_{\text{qualité } b\bar{b}\ell} = 1.16\text{NN}_{b_{j_{\max}}} + 0.67\text{NN}_{b_{j_{\min}}} + 0.08\text{NN}_{c_{j_{\max}}} + 0.14\text{NN}_{c_{j_{\min}}} - 1.84$ est en entrée du réseau de neurones.

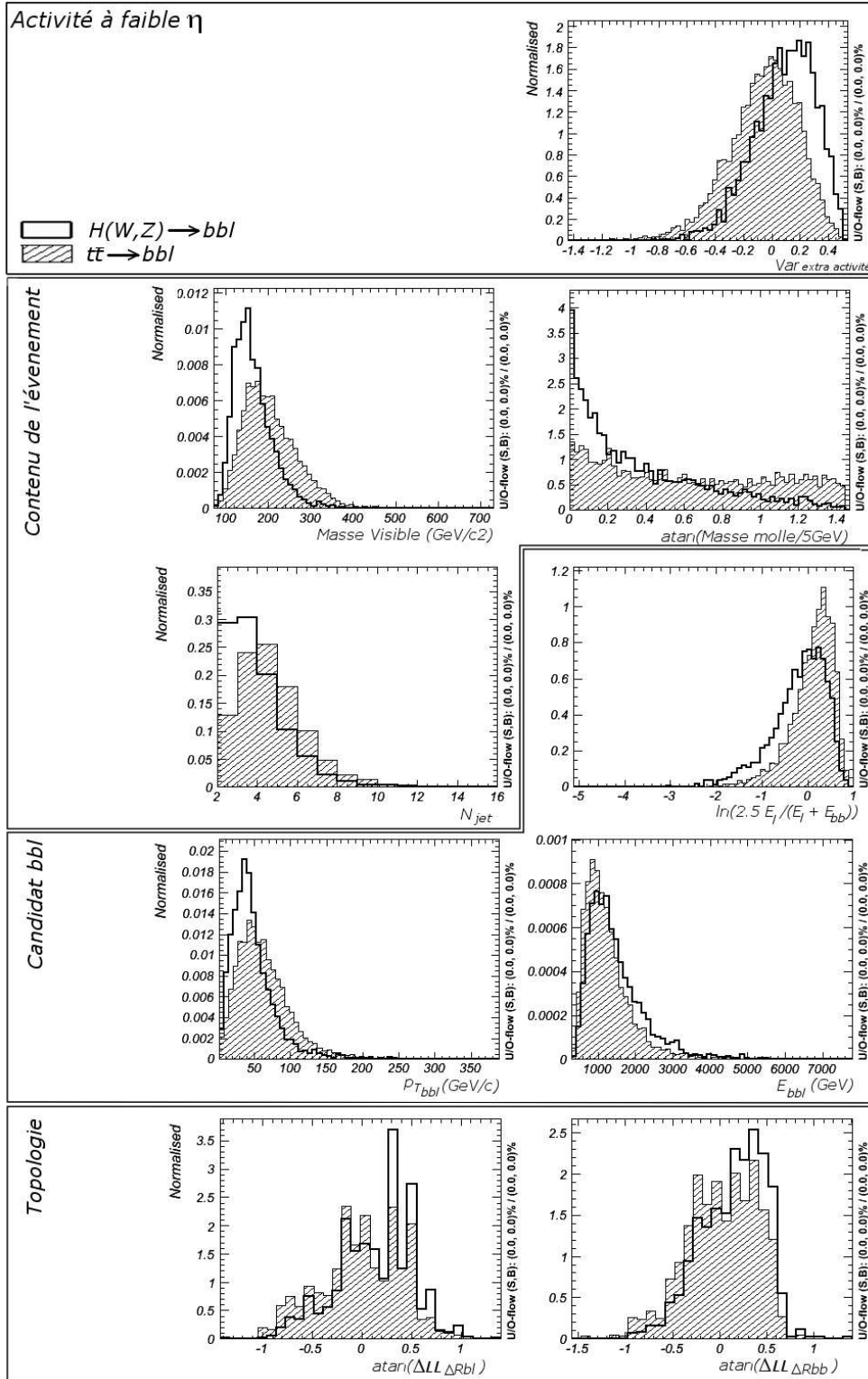


FIG. 6.9: Variables discriminantes entre le signal et le bruit de fond $t\bar{t}$ représentant l'activité à faible η , le contenu global de l'événement, le contenu énergétique du candidat bbl et sa topologie.

- Les corrections appliquées aux candidats beaux (cf. §4.4.2) $\alpha_{b_{\max}}$ et $\alpha_{b_{\min}}$ sont en entrée du réseau de neurones.

Ces variables sont représentées Fig.6.10. Le réseau de neurones qu'on utilise est un perceptron

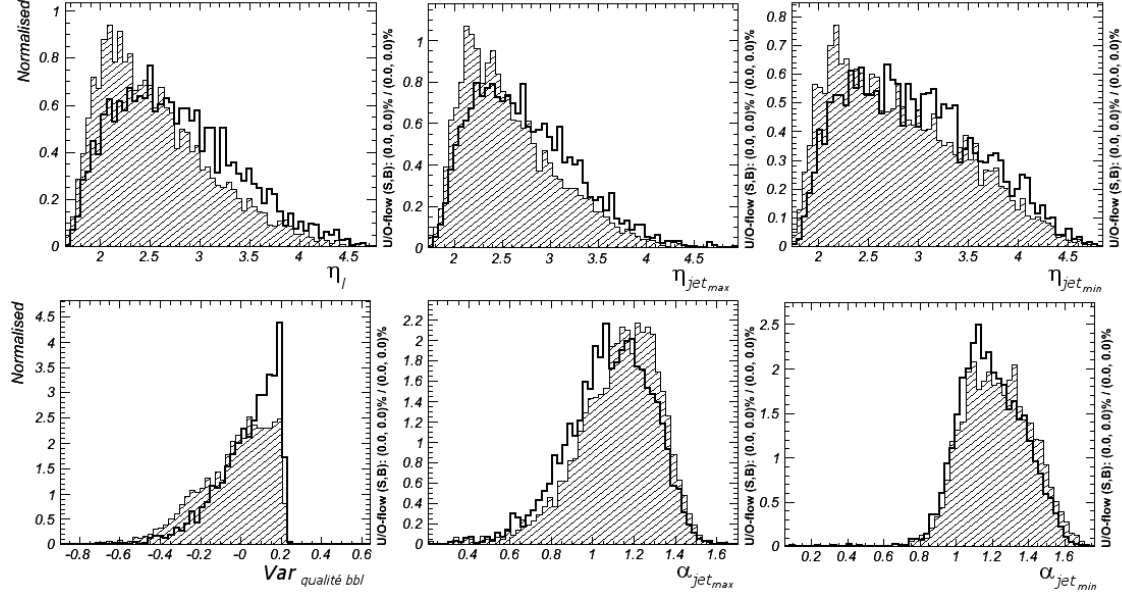


FIG. 6.10: Distribution des variables spécifiques aux candidats jets beaux et lepton en entrées du réseau de neurones. En ligne noire épaisse pour le signal et en hachuré pour le bruit de fond $t\bar{t}$

multi-couche, ou MLP (cf. Annexe A). Il comporte 15 variables en entrées et une variable en sortie issue d'un neurone ayant une fonction d'activation sigmoïde. Cette variable de sortie sera notre discriminant $NN_{H/t\bar{t}}$. Le MLP comporte deux couches cachées, la première couche est constituée de 25 neurones et la seconde de 20 neurones.

Entraînement du réseau de neurones L'entraînement du réseau de neurones se fait sur les événements Higgs et $t\bar{t}$ ayant passé les sélections et se trouvant dans la fenêtre de masse $70 < m_{jj} < 140 \text{ GeV}/c^2$. L'échantillon représente 3000 événements Higgs simulés et 6000 événements $t\bar{t}$ simulés. La structure du réseau, compte tenu du nombre d'événements utilisé pour l'entraînement, ne génère pas de sur-entraînement, et ce même après 2000 cycles d'entraînement. Le réseau converge et est stable à partir de 300 cycles.

Un des points essentiels dans cette approche est que le résultat du réseau de neurones ne doit pas être trop fortement corrélé avec la masse des di-jets. Ce cas de figure se présente d'autant plus aisément que la plupart des variables d'entrée sont des variables cinématiques qui peuvent présenter des corrélations avec la masse des candidats bb . Pour éviter ce type de corrélation, on évalue la p.d.f de la distribution en masse des di-jets beaux du signal et du bruit de fond, et on pondère les événements en fonction de leur masse par un poids inversement proportionnel à la valeur de cette p.d.f. Du point de vue du réseau de neurones, la distribution en masse des di-jets des événements ainsi pondérés est plate.

Afin de quantifier cet effet, on vérifie que la sélection du bruit de fond $t\bar{t}$ en fonction de la masse ne présente pas de pic. La figure 6.11 illustre cet effet sur deux réseaux de neurones ayant un pouvoir discriminant similaire mais dont l'un a ses événements pondérés et l'autre pas.

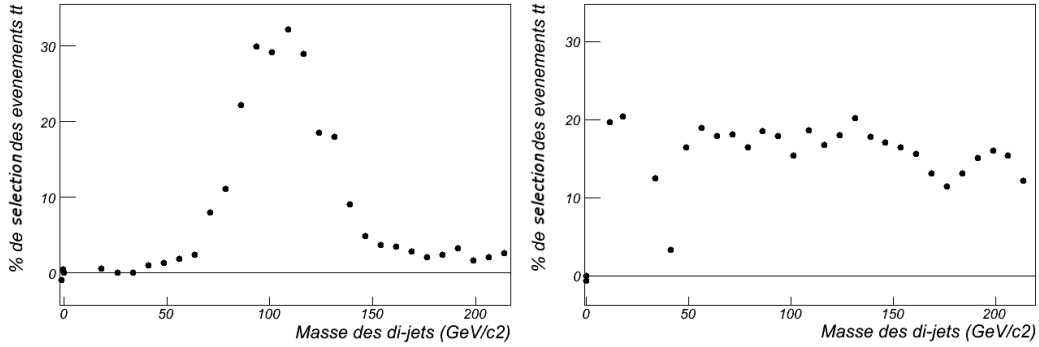


FIG. 6.11: Sélection du bruit de fond $t\bar{t}$ en fonction de la masse des di-jets pour deux réseaux de neurones. Les performances globales sont similaires (80% du bruit de fond rejeté), mais pour le réseau de gauche, la distribution en masse du bruit de fond sera identique à celle du signal.

Variable de sortie du réseau de neurones Après entraînement, on obtient pour chaque événement une valeur $NN_{H/t\bar{t}}$ en sortie du réseau de neurones. Grâce à la fonction d'activation du neurone de sortie, les valeurs proches de 1 correspondent à des événements ayant une configuration similaire au signal, celles proches de -1 correspondent à des événements ayant une configuration similaire au bruit de fond $t\bar{t}$, Fig. 6.12.

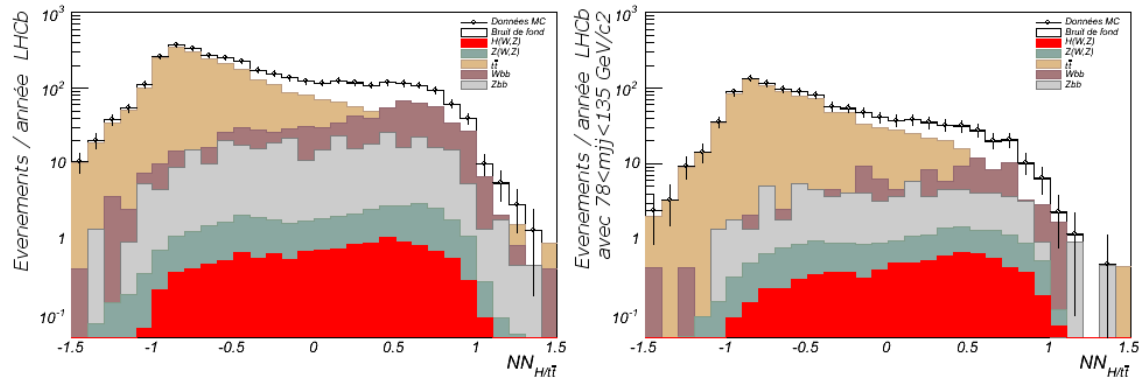


FIG. 6.12: Variable $NN_{H/t\bar{t}}$ pour le signal seul en rouge, pour tous les bruit de fond en noir, pour $Z(W, Z)$ en vert, pour $t\bar{t}$ en orangé, Zbb en gris, et Wbb en marron. La somme de tous les canaux est notée «Donnée MC». Les barres d'erreurs ne prennent en compte que l'erreur statistique. À gauche cette variable est donnée pour tous les événements passant la sélection $\textcircled{3}$, et à droite pour ceux passant $\textcircled{3}$ et qui sont dans la fenêtre de masse $78 < m_{jj} < 135 \text{ GeV}/c^2$.

Les bruits de fond Wbb et Zbb sont très sensibles à la coupure en masse, cependant leur distribution en $NN_{H/t\bar{t}}$ est assez proche de celle du signal. Le réseau de neurones agit principalement sur $t\bar{t}$ pour lequel la distribution en $NN_{H/t\bar{t}}$, même après la coupure en masse, pique autour de -1. La meilleure valeur de $NN_{H/t\bar{t}}$ est celle qui maximise la signification statistique du signal S/\sqrt{B} , Fig. 6.13. On trouve un maximum pour $NN_{H/t\bar{t}} > -0.08$ avec $S/\sqrt{B} \sim 0.34$. La réjection du bruit de fond $t\bar{t}$ ne présente pas de dépendance forte en masse. Elle a tendance à augmenter légèrement avec la masse mais ne présente pas de pic, Fig. 6.13.

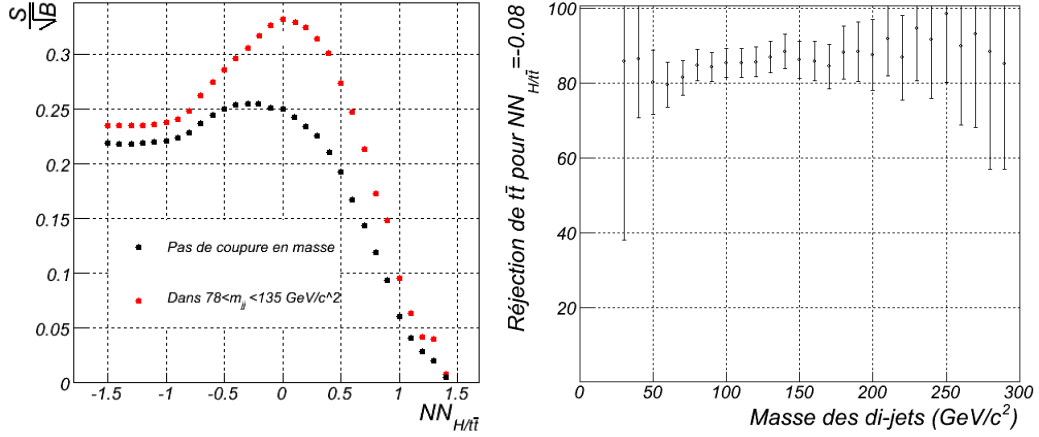


FIG. 6.13: Rapport S/\sqrt{B} en fonction de la coupure sur $NN_{H/\bar{t}\bar{t}}$, (gauche). Dependance à la masse des di-jets beaux de l'efficacité de réjection du bruit de fond $\bar{t}\bar{t}$ pour $NN_{H/\bar{t}\bar{t}} > -0.08$, (droite).

Résultats En appliquant la coupure $NN_{H/\bar{t}\bar{t}} > -0.08$, environ 83% des $\bar{t}\bar{t}$ passant $\textcircled{3}$ sont supprimés, pour seulement 30% et 40% des événements Wbb et Zbb . Les événements du type $Z(W, Z)$ et ceux du signal sont supprimés à environ 37%, Tab. 6.6. Si l'on considère uniquement les événements dans la fenêtre de masse $78 < m_{jj} < 135 \text{ GeV}/c^2$, la réjection de $\bar{t}\bar{t}$ est de plus de 90%, celle de Wbb et Zbb autour de 85%, et celle des événements du type $Z(W, Z)$ autour de 65%. En revanche on conserve 50% des événements du signal ayant passé $\textcircled{3}$.

	$N_{bb\ell}$ $\textcircled{3}$	$N_{bb\ell}$ $\textcircled{3}$ $78 < m_{jj} < 135 \text{ GeV}/c^2$	$N_{bb\ell}$ $\textcircled{3}$ $NN_{H/\bar{t}\bar{t}} > -0.08$	$N_{bb\ell}$ $\textcircled{3}$ $78 < m_{jj} < 135 \text{ GeV}/c^2$ $NN_{H/\bar{t}\bar{t}} > -0.08$
Signal :				
$H(W, Z) \rightarrow b\bar{b} + \ell$	13	10	8.4	6.6
Bruit de fond :				
$\bar{t}\bar{t}$	2511	1327	423.2	214
$Z^0 W^\pm \rightarrow b\bar{b} + \ell$	24.5	15	15.4	8.4
$Z^0 Z^0 \rightarrow b\bar{b} + \ell$	15	9.6	9.4	5.6
$Zbb \rightarrow b\bar{b} + \ell$	330	110	190	56
$Wb\bar{b} \rightarrow b\bar{b} + \ell$	704	162	484	97
$b\bar{b} + \ell$		0		0
Total (sans $b\bar{b} + \ell$)	3585	1624	1122	381
S/\sqrt{B}	0.217	0.248	0.25	0.338

TAB. 6.6: Nombre d'événements attendus en une année de prise de donnée pour le signal et les différents bruits de fond. A gauche avec la sélection $\textcircled{3}$ et droite avec la sélection $\textcircled{3}$ et une coupure telle que $NN_{H/\bar{t}\bar{t}} > -0.08$.

Les distributions de masses des di-jets pour les événements ayant passé la coupure $\textcircled{3}$ et $NN_{H/\bar{t}\bar{t}} > -0.08$, Fig. 6.14 et 6.15, présentent une structure différente de celles des figures 6.3 et 6.4. Le bruit de fond $\bar{t}\bar{t}$ n'est pas négligeable mais il est à présent du même ordre de grandeur que les bruits de fond en Wbb et Zbb .

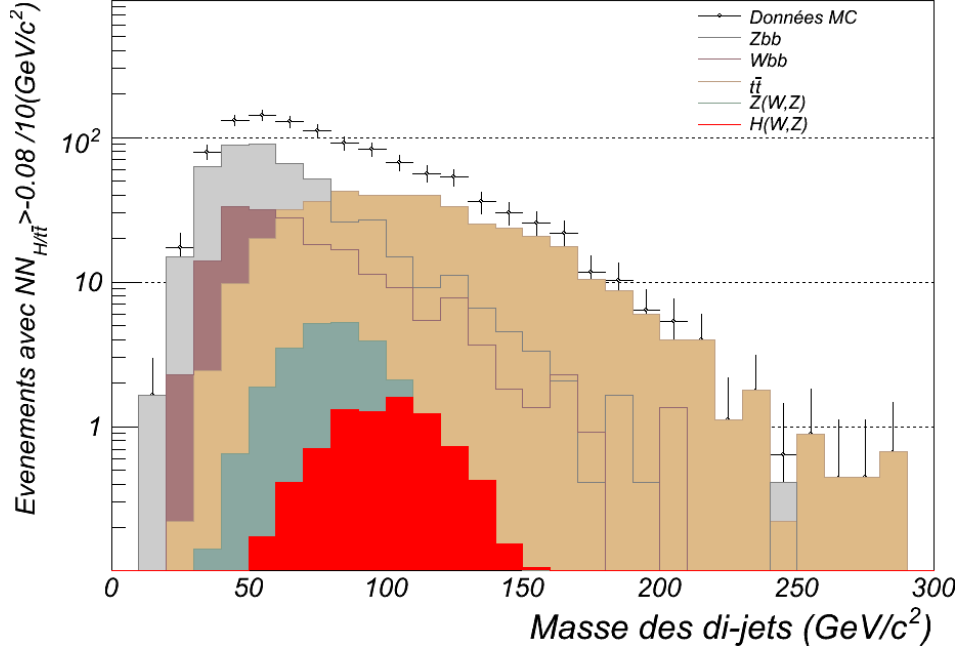


FIG. 6.14: Spectre de masse des di-jets beaux des candidats $bb\ell$ sélectionnés par ④ et ayant passé la coupure $NN_{H/tt} > -0.08$ des différents canaux. Le nombre d'événements est normalisé à une année LHCb à $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. «Données MC» correspond à la somme de tous les canaux et est représenté avec les erreurs statistiques.

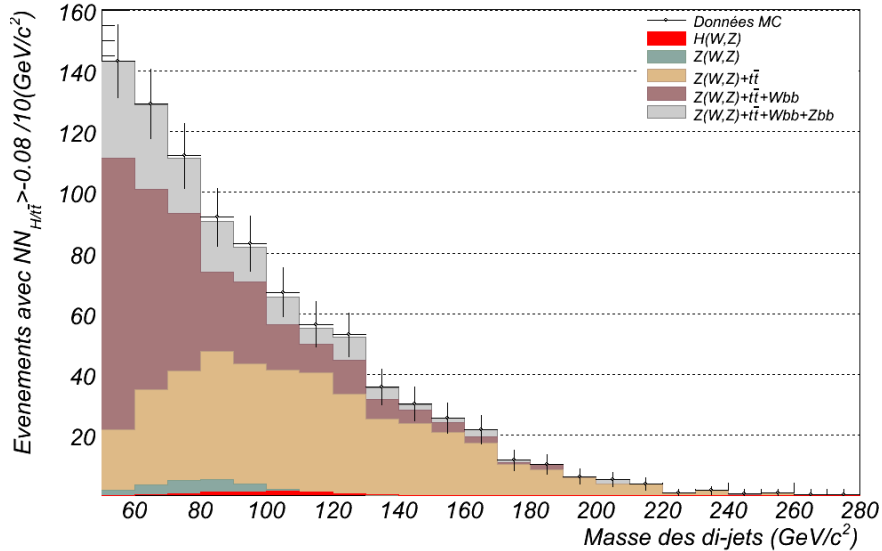


FIG. 6.15: Spectre de masse di-jets beaux de l'ensemble des événements $bb\ell$ sélectionnés par ④ et ayant passé la coupure $NN_{H/tt} > -0.08$ avec les différentes contributions. Le nombre d'événements est normalisé à une année LHCb à $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. «Données MC» correspond à la somme de tous les canaux et est représenté avec les erreurs statistiques.

6.5 Perspectives

Possibles améliorations Le rapport $S/\sqrt{B} \sim 0.34$ attendu pour une année LHCb (2 fb^{-1}) est trop faible pour espérer mettre en évidence un signal. Il est cependant intéressant d'extrapoler ce résultat à un nombre d'années de prise de données plus important : $S/\sqrt{B}_{\text{Nannée}} = \sqrt{N_{\text{année}}} * S/\sqrt{B}$. D'autre part il est prévu que LHCb prenne a terme des données à une luminosité de l'ordre de $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dans ce cas, la probabilité d'avoir deux interactions par croisement des paquets de protons est plus importante. Si l'on considère que cet effet reste négligeable au niveau de la reconstruction des événements, on obtient $S/\sqrt{B}_{\int \mathcal{L}=5\text{fb}^{-1}} = \sqrt{2.5}S/\sqrt{B}_{\int \mathcal{L}=2\text{fb}^{-1}}$. On peut aussi tester l'hypothèse d'une amélioration de la résolution telle que l'on puisse ramener la fenêtre de masse étudié à $80 < m_{jj} < 120\text{GeV}/c^2$, on obtiendrait ainsi une diminution du nombre d'événements de bruit de fond. Enfin, il est raisonnable de supposer qu'on peut améliorer la réjection des faux jets beaux d'un facteur 2, ce qui réduirait en particulier le nombre d'événements $t\bar{t}$.

Le résultat de ces extrapolations est donné dans Tab. 6.7 et Fig. 6.16.

	$\int \mathcal{L} = 2\text{fb}^{-1}$	$\int \mathcal{L} = 5\text{fb}^{-1}$	$\int \mathcal{L} = 2\text{fb}^{-1}$ résolution améliorée	$\int \mathcal{L} = 2\text{fb}^{-1}$ combinatoire -50%	$\int \mathcal{L} = 5\text{fb}^{-1}$ résolution améliorée combinatoire -50%
1 an	0.34	0.53	0.4	0.42	0.67
2 ans	0.48	0.76	0.57	0.6	0.94
3 ans	0.59	0.93	0.81	0.73	1.15
4 ans	0.68	1.07	0.81	0.84	1.33
5 ans	0.76	1.2	0.9	0.94	1.49

TAB. 6.7: Extrapolation du rapport $S/\sqrt{B} \sim 0.34$ obtenue pour une année de prise de données à $\int \mathcal{L} = 2\text{fb}^{-1}$ pour plusieurs années, et avec diverses améliorations.

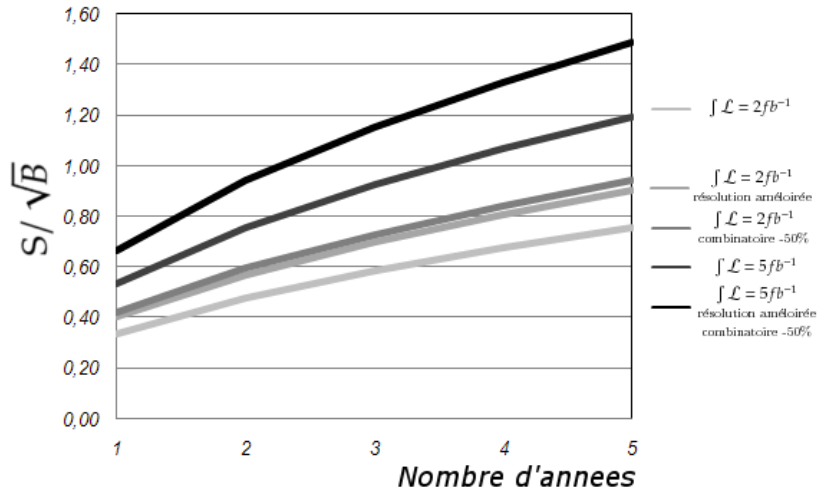


FIG. 6.16: Évolution de la signification statistique du signal $H(W,Z) \rightarrow bb + \ell$ au cours du temps, en prenant en compte différentes améliorations possible.

[‡]Dans les conditions actuelles, le nombre d'événements dans $80 < m_{jj} < 120\text{GeV}/c^2$ représente 80% du nombre d'événements dans $78 < m_{jj} < 135\text{GeV}/c^2$

Au-delà du modèle standard Une autre possibilité qu'il convient de considérer est l'existence d'une particule neutre se désintégrant en paire $b\bar{b}$ et produit en association avec un boson vecteur W ou Z .

Afin d'évaluer, pour de tels modèles, la signification statistique dans LHCb, on peut considérer les mêmes bruits de fond que dans le cas du modèle standard, et un mode de fonctionnement de l'expérience LHCb à une luminosité de $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La signification statistique est donnée par $\frac{S}{\sqrt{B}} = \varrho \frac{S}{\sqrt{B}_{SM}}$ où ϱ est le rapport $\frac{\sigma(h(W,Z) \rightarrow bb\ell)}{\sigma_{SM}(H(W,Z) \rightarrow bb\ell)}$, Fig. 6.17

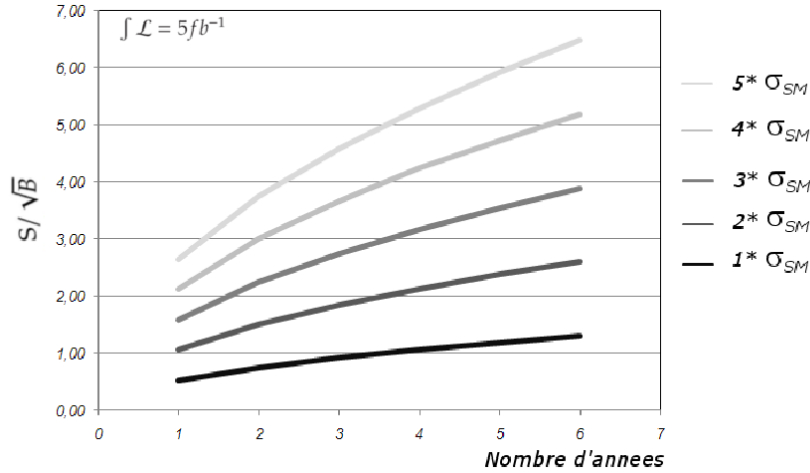


FIG. 6.17: Évolution de la signification statistique du signal $X(W, Z) \rightarrow bb + \ell$ au cours du temps, selon le facteur $\frac{\sigma(h(W, Z) \rightarrow bb\ell)}{\sigma_{SM}(H(W, Z) \rightarrow bb\ell)}$, où $\sigma(X(W, Z) \rightarrow bb\ell)$ est la section efficace d'une particule neutre légère se désintégrant en paire $b\bar{b}$ et produite en association avec un boson vecteur, et $\sigma_{SM}(h(W, Z) \rightarrow bb\ell)$ est la section efficace du Higgs standard léger se désintégrant en paire $b\bar{b}$ et produit en association avec un boson vecteur.

Il existe aussi de nombreux modèles de nouvelle physique pour lesquels de nouvelles particules ont des longueurs de désintégrations finies et se désintégreraient en quarks b dans l'acceptance du détecteur LHCb, [86, 87, 88, 89]. Ces modèles sont étudiés dans la collaboration [83, 90], et leur détection repose principalement sur l'identification de vertex déplacés, voire très déplacés (jusqu'à 50 cm). Cependant la reconstruction des jets beaux est nécessaire pour la reconstruction des objets de nouvelle physique à l'origine de ces quarks beaux.

Dans ce dernier cas comme dans celui d'un Higgs du type MSSM ou Modèle Standard, l'étude des canaux qui constituent le bruit de fond du Higgs standard se révèle d'une importance capitale car ils pourront permettre de déterminer les corrections et la calibration des jets beaux ainsi que l'efficacité d'identification de ces derniers. L'identification et la résolution en énergie des jets beaux sont des éléments clés pour ces études qui mériteront d'être approfondies.

Chapitre 7

Le système de déclenchement de niveau 0 et la carte de validation

Au LHC, 40 millions de croisements entre les paquets de protons auront lieu chaque seconde. Or, seule une fraction des interactions a un intérêt pour la physique étudiée dans LHCb. Le système de déclenchement de niveau 0 a pour but de déclencher l'acquisition des données uniquement pour les événements présentant un intérêt potentiel pour ces études. On décrira dans ce chapitre les éléments sur lesquels se basent ce déclenchement, les spécifications et la mise en place de ce système. On se concentrera ensuite sur un de ses éléments, la carte de validation du déclenchement du calorimètre (TVB), sur le développement de son logiciel de contrôle et les différents tests effectués pour sa validation. Enfin, on décrira les premières étapes du « commissioning » du système de déclenchement de niveau 0 pour le calorimètre.

7.1 Description du système L0

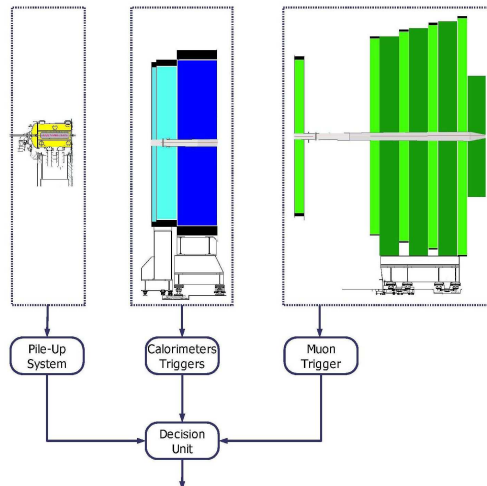


FIG. 7.1: Vue schématique des éléments du système de déclenchement de niveau 0 (L0)

A une luminosité de $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, un quart des croisements de paquets de protons produit au moins une interaction, soit un taux de 10 MHz. On cherche à enregistrer les événements

contenant des paires $b\bar{b}$. Ils représentent environ un centième des interactions. Il n'est pas possible de reconstruire les événements à une fréquence de 40 MHz pour déterminer s'ils contiennent des vertex correspondant à des désintégrations de hadrons B. Cependant, les hadrons B, du fait de leurs masses importantes, se désintègrent en leptons, hadrons ou photons de grandes énergies transverses. En exploitant ces spécificités, le système de déclenchement de niveau 0, implémenté directement dans l'électronique du détecteur, permet de réduire le nombre d'événements à traiter de 40 MHz à 1 MHz. En dessous de 1 MHz, le nombre d'événements par seconde est suffisamment bas pour permettre une reconstruction partielle des événements afin de déterminer par exemple ceux contenant des désintégrations cohérentes avec des hadrons B. Cette étape est assurée au niveau de la ferme de calcul par le système de déclenchement de haut niveau.

Trois sous-systèmes constituent le système de déclenchement L0 (cf. fig.7.1). Le système L0 Pile-up traite les informations du détecteur de vertex (VELO), le système L0 Muon traite les informations des chambres à muons et le système L0 Calo traite les informations des calorimètres (PS/SPD, ECAL, HCAL). Ces systèmes sont implémentés en partie dans les cartes front-end des sous-détecteurs concernés et en partie dans des cartes spécifiques. Une partie de ces cartes est placée à proximité des sous-détecteurs, et une partie dans la salle de comptage à l'abri des radiations (cf. Fig.7.2)

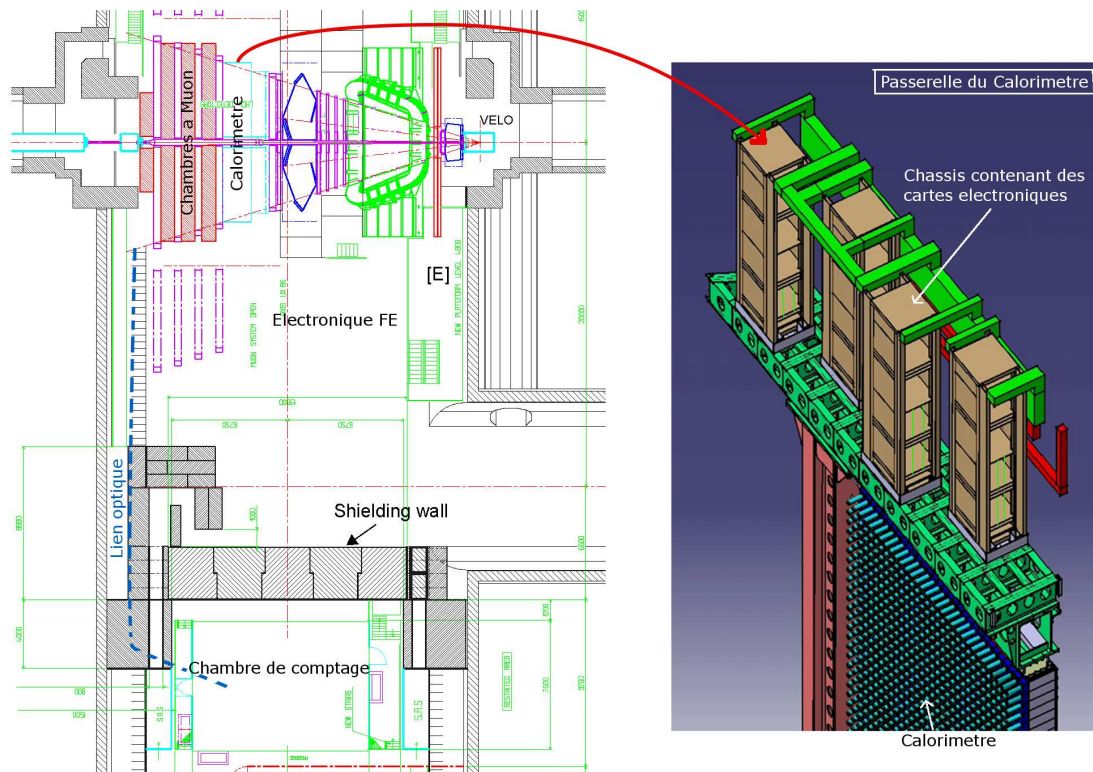


FIG. 7.2: Vue du haut de la caverne LHCb (gauche). Le détecteur LCHb est en haut. Une partie de l'électronique du système L0 est disposé au sommet des détecteurs, comme sur la passerelle du calorimètre (droite), une autre partie, connectée via un lien optique, se trouve à l'abri des radiations dans la salle de comptage.

Le principe de sélection des croisements de protons contenant une interaction intéressante est

le suivant. Une énergie transverse totale* trop faible dans le calorimètre hadronique (L0 Calo) ou l'absence de vertex primaire (L0 Pile-up) signent l'absence d'interaction proton-proton dans un croisement. Ces événements ne sont pas sélectionnés. Les événements contenant un trop grand nombre de traces chargées† (L0 Calo) ou de vertex d'interactions (L0 Pile-up) sont rejetés. Cela permet d'assurer que la sélection repose sur des candidats b plutôt que sur une combinatoire importante provenant d'interactions multiples dans le croisement. De plus, les événements de grande combinatoire ont l'inconvénient d'occuper la bande passante et le temps de calcul disponible. Les événements contenant un candidat électron, hadron ou photon de grande énergie transverse (L0Calo) ou deux muons de grandes impulsions transverses sont sélectionnés. La décision est prise par la carte L0DU (Level 0 Decision Unit) qui combine les différentes signatures en une décision unique. Pour une décision positive, la carte de supervision de lecture (ODIN) envoie un signal aux cartes électroniques front-end. L'événement est transmis, à travers les cartes TELL1, à la ferme de calcul du HLT. Notons que le temps de latence entre l'événement et l'arrivée de la décision aux cartes front-end ne doit pas excéder 4µs. Les spécifications pour les temps de latence des différents sous-systèmes sont résumées dans le tableau 7.1. Tous les sous-systèmes sont synchrones, c'est-à-dire que le temps de latence est indépendant du contenu des événements.

Dans la suite, on décrira plus en détails les différents sous-systèmes.

	L0 Calo	L0 Muon	L0 Pile-Up
TOF+Cables	882 (850)	949-924 (975)	156 (1000)
Calcul	1203 (1200)	1233 (1200)	1920 (1200)
Sous total	2086 (2050)	2182-2157 (2175)	2076 (2200)
L0DU		500 (500)	
RS+TTC→FE		818 (800)	
Latence maximum		3500 (3500)	
Contingence		500 (500)	
Total		4000 (4000)	

TAB. 7.1: Temps de latence du système L0 en ns (évaluation mai 06). Pour la colonne L0 Muon, on a un résultat pour la moitié gauche, et un pour la droite. Entre parenthèses, les temps de latence prévues par le TDR.

7.1.1 L0 Pile-up

Le système L0 Pile-up est constitué de deux plans de détecteurs au silicium en amont du point d'interaction. Son but est de déterminer le nombre d'interactions qui ont eu lieu dans chaque croisement de paquets de protons, avec comme contrainte principale le temps de latence du système (cf. Tab.7.1).

Le concept du système L0 Pile-Up repose sur une paramétrisation simple des vertex. Les deux plans de détecteurs, notons les A et B, sont constitués de deux modules VELO R-sensors superposés (cf. Chap.3.3.1). Ils permettent une mesure de la distance entre les impacts des traces avec les plans A-B et la ligne de faisceau, notée r_A et r_B (cf. fig.7.3). Si deux impacts appartiennent à la même trace, alors ils pointent sur un point de la ligne de faisceau à la position z_v . Si z_A et z_B sont les positions respectives des plans A et B, on peut écrire :

$$z_v = \frac{kz_A - z_B}{k - 1}, \quad (7.1)$$

*Plus exactement la somme des énergies maximales de chaque groupe de 32 cellules.

†Détectées dans les pad scintillants en amont des calorimètres.

où k est le rapport $\frac{r_B}{r_A}$. Le système cherche alors parmi les combinaisons possibles entre les impacts, les candidats à des Z_V compatibles. Le nombre de candidats correspond au nombre d'interactions pp qui ont eu lieu dans le croisement. Chaque piste de silicium a un rayon constant et couvre 45

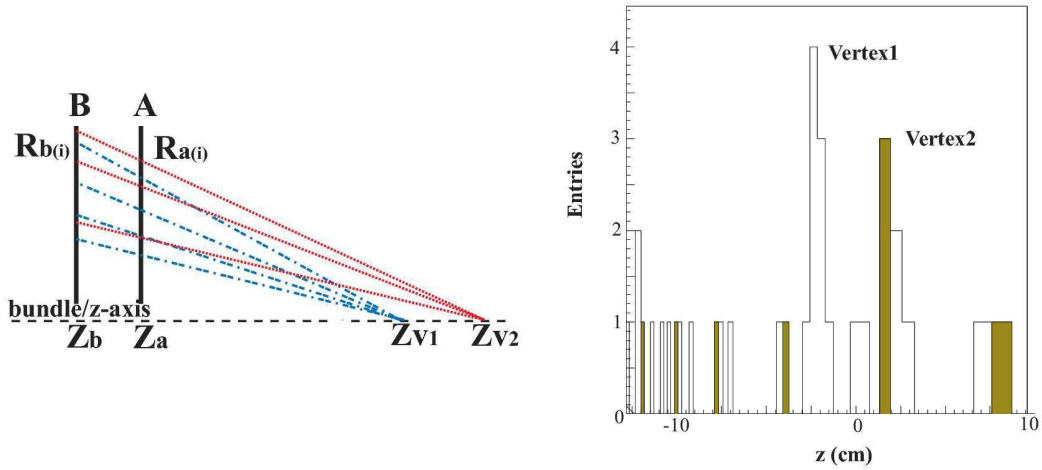


FIG. 7.3: Illustration du principe utilisé pour détecter les vertex dans les croisements de paquet de protons.

degrés. Les rayons d'impacts sont enregistrés par octant ce qui permet de paralléliser les signaux. Afin de réduire le nombre de canaux à traiter, les pistes voisines sont combinées quatre par quatre par un OU logique. La résolution reste suffisante pour les besoins du système L0.

Le taux de radiation étant très important dans la région du VELO, ces informations sont transmises par fibres optiques dans la chambre de comptage pour être traitées par les cartes VFB (Vertex Finder Board). Les données parallélisées sur quatre fibres optiques sont resérialisées et routées vers une des quatre VFB. L'événement suivant est routé sur une autre carte VFB. La parallélisation de la transmission des données et le calcul sur différentes cartes VFB après resérialisation permettent de réduire le temps de latence.

L'identification des vertex dans la VFB se fait sur deux FPGA. Un histogramme en z est formé dans le premier FPGA. C'est l'histogramme blanc de la figure 7.3. Un algorithme sélectionne le plus haut pic comme candidat pour une interaction et supprime ses constituants de la liste des points d'impacts. Les points d'impacts qui restent sont passés au second FPGA qui recommence l'opération. C'est l'histogramme marron de la figure 7.3.

Enfin, la carte de sortie envoie l'information «0, 1 ou 2 points d'interaction» et la multiplicité de traces chargées en amont de la zone d'interaction à la carte L0DU. Au total, le temps de latence est de 2076 ns.

7.1.2 L0 Muon

Le système L0 Muon utilise les informations des chambres à muons pour fournir l'impulsion transverse de huit candidats muons à la L0DU (deux par quadrants). Il utilise l'ensemble des chambres à muons, M1 à M5, et une série de cartes électroniques spécifiques au système L0. Les contraintes sur le temps de latence sont données dans le tableau 7.1.

Les muons de haute impulsion transverse sont peu déviés par le champ magnétique du dipôle. Pour exploiter cette spécificité, le détecteur à muons est segmenté en 192 tours, regroupant de manière projective les secteurs des chambres M1 à M5 (cf. fig.7.4). Le système L0 Muon recherche

des impacts compatibles dans les stations M2 à M5 d'une tour et de ses voisines, puis détermine l'impulsion transverse du candidat à partir de l'extrapolation de [M2,M3] à M1.

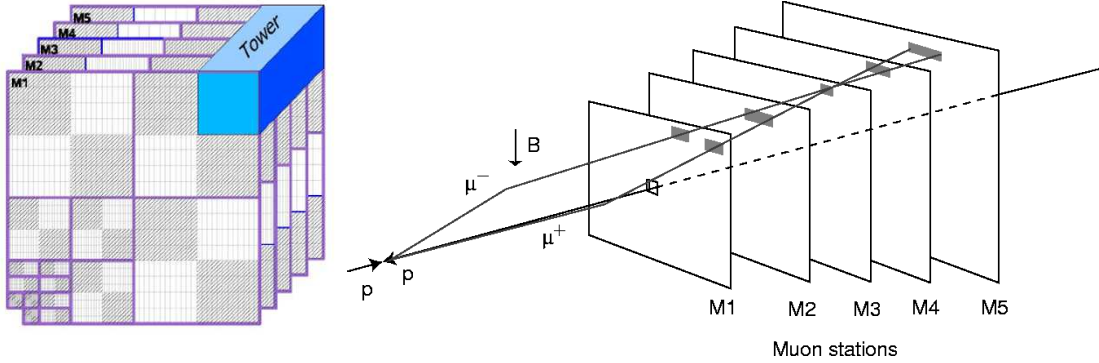


FIG. 7.4: Illustration du principe utilisé pour détecter les candidats muons de haute impulsion transverse.

Les chambres M2 à M5 contiennent quatre plans de détection (cf. §3.4.3). Les quatre plans sont combinés par un OU logique pour réduire le nombre de canaux de 120000 à 25920. Ces canaux définissent 55296 points de mesures répartis dans les tours. Les données de chaque tour et de ses voisines sont envoyées à un FPGA PU (Processing Unit). Les cartes PB (Processing Board) sont constituées de quatre PUs. Les PUs cherchent dans un premier temps des impacts dans les chambres M3. A partir de cette «graine de traces», l'algorithme cherche les impacts compatibles avec une trace venant du point d'interaction dans des fenêtres d'intérêt ouvertes sur les chambres M2, M4 et M5. Les points de mesures en coïncidence projective sont associés par construction. Cela permet d'éviter de faire des calculs géométriques. Les fenêtres d'intérêt sont déterminées par l'impulsion transverse minimale désirée (cf. tab.7.2).

	M1	M2	M4	M5
x	±3	±5	±3	±3
y	-	-	±1	±1

TAB. 7.2: Fenêtres d'intérêt, en nombre de points de mesures, ouvertes dans les différentes stations pour la recherche des impacts compatibles avec une trace venant du point d'interaction. L'axe x est l'axe horizontal et l'axe y l'axe vertical.

Si un candidat a des points d'impacts dans les chambres M2 à M5, le segment [M2;M3] est extrapolé à M1 pour une recherche de point d'impact. Une table de conversion codée sur $8 \times 32k$ donne l'impulsion transverse pour chaque configuration M1-M2-M3. Chaque PU envoie ses deux candidats de plus haute impulsion transverse au BCSU FPGA (Best Candidate Selection Unit), qui transmet les deux meilleurs à une carte MSB (Muon Selection Board). Les MSB reçoivent les sorties de quatre PBs. Elle contient un FPGA similaire au BCSU et envoie à son tour les deux meilleurs candidats vers la carte Controler Board. Les quatre cartes Controler Board envoient les deux meilleurs candidats de chaque quadrant à la L0DU.

La rapidité du temps de latence tient essentiellement à la parallélisation du traitement des données, suivie d'une sélection hiérarchique des meilleurs candidats, et sur le transfert des différents calculs vers une implémentation projective et des tables de conversion. Au total, le temps de latence est de 949 ns pour la moitié gauche et de 924 ns pour la moitié droite. L'impulsion transverse des candidat muons est évaluée à $\sim 20\%$ près.

7.1.3 L0 Calo

Principe

Le but du système L0 Calo est de sélectionner, en signant les électrons, photons et hadrons, les particules ayant de grands dépôts d'énergie transverse dans le calorimètre. Il exploite l'information couplée des différents sous-détecteurs du calorimètre : SPD, PS, ECAL, HCAL (cf. §3.4.2). Les cartes Front-End participent au système L0 Calo à travers des FPGA dédiés. A cela s'ajoute un certain nombre de cartes spécifiques au système L0 Calo. Encore une fois, les contraintes sur le temps de latence (cf. Tab.7.1) requièrent une architecture parallélisée, schématisée dans la figure 7.6.

L'identification des candidats électromagnétiques (électron, photon ou π_0) et hadroniques se fait en comparant l'interaction des candidats dans les différents sous détecteurs avec l'interaction supposée d'un candidat donné, Fig.7.5.

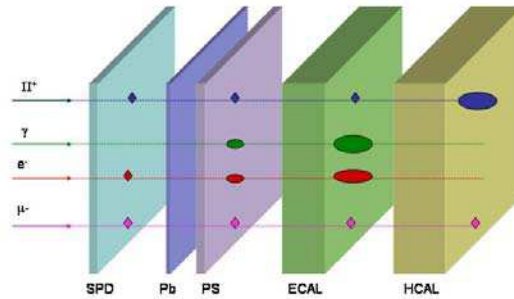


FIG. 7.5: Interactions des différents types de candidats avec les sous-détecteurs du calorimètre. Un candidat hadron laisse une gerbe dans le HCAL mais pas dans le PS, un candidat électron laisse un dépôt dans le SPD mais pas un candidat photon.

Les candidats électromagnétiques et hadroniques sont traités séparément.

Pour identifier les candidats électromagnétiques, on utilise les informations SPD/PS (cf. Fig.7.5). Le SPD sert à identifier les dépôts chargés et permet la séparation des particules chargées (candidats électrons) et neutres (candidats photons). Le PS, après 2.5 longueurs de radiation de plomb, permet de séparer les particules électromagnétiques des hadrons. On cherche aussi des candidats π_0 locaux (les deux photons sur une FE) et globaux (chacun des photons sur une FE voisine).

Les candidats hadroniques sont constitués de la somme de l'énergie transverse des dépôts électromagnétiques et hadroniques en coïncidence. Pour la décision, on conservera le candidat de plus haute énergie transverse de chaque type (γ, e , local π_0 , global π_0 et hadron). A ces informations s'ajoutent l'évaluation globale de la multiplicité des impacts dans le SPD et la somme globale de l'énergie transverse dans le HCAL.

Le système L0 Calo traite les données des calorimètres en 28 lots. Chacun de ces lots comportent au maximum 32×8 cellules PS, SPD et ECAL, traitées par huit cartes FE ECAL et huit demi-cartes FE PS, ainsi que 32×4 cellules HCAL, traitées par quatre cartes FE HCAL. Comme dans le cas du système L0 Muon, on exploite la géométrie projective pointant sur la région d'interaction. Ainsi les 32 cellules PS, SPD traitées par une carte FE PS correspondent exactement aux 32 cellules traitées par une carte ECAL. Les cellules HCAL sont plus grandes mais leurs limites correspondent aux limites des cellules ECAL en amont. On peut faire une association de chaque cellule ECAL avec une cellule HCAL, tandis qu'une cellule HCAL correspond à plusieurs cellules ECAL. Les cellules sont traitées par blocs 2×2 . Il ne s'agit pas ici de réduire le nombre de canaux, car on a autant de blocs 2×2 que de cellules par carte. Il s'agit plutôt d'utiliser une taille qui

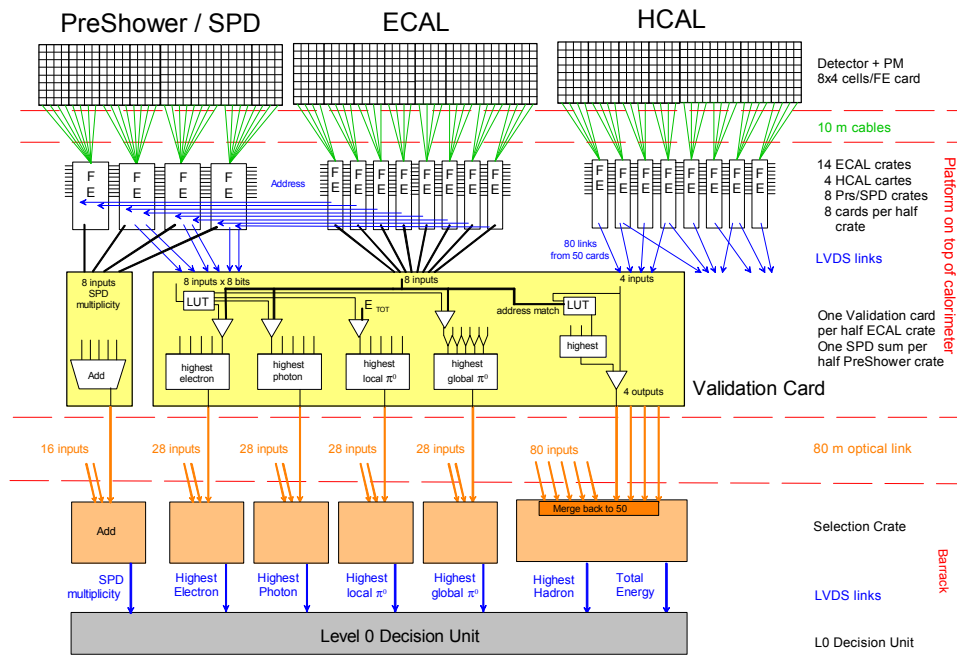


FIG. 7.6: Illustration du traitement des données par le système L0 Calo

permette de contenir la plus grande partie de l'énergie d'une gerbe, sans superposer les différentes gerbes.

On verra dans les paragraphes suivants quelles données sont récoltées dans les cartes Front-End pour cette évaluation, leur regroupement au sein des cartes validations puis au niveau des cartes sélections (cf. Fig.7.6).

Partie déclenchement des cartes Front-End

Les FE ECAL et HCAL sont situées dans des châssis[91] sur la passerelle au sommet des détecteurs ECAL et HCAL (cf. Fig.7.2) et servent à faire l'acquisition des données des sous-détecteurs. Une partie de ces cartes est dédiée au système de déclenchement [92]. Les FE ECAL et HCAL (notées XCAL) de chaque lot convertissent les 12 coups d'ADC de chaque cellule en énergie transverse codée sur 8 bits. Elles somment, en parallèle, l'énergie transverse des cellules pour obtenir l'énergie transverse des blocs 2×2 . Pour chaque événement, elles transmettent à leur TVB :

- l'énergie transverse du bloc de plus haute énergie transverse (XCAL_Et : 8 bit),
- l'adresse de ce bloc (XCAL_add : 5 bits)
- et l'identifiant du croisement (XCAL_bcid : 8 bit).

Cette transmission se fait par le fond de panier pour les FE ECAL et via des câbles ethernet pour les FE HCAL. D'autre part, les FE ECAL envoient l'adresse du bloc de plus haute énergie transverse (ECAL_add : 5 bits) et l'identifiant de l'événement (ECAL_bcid : 8 bits) aux cartes FE PS via des câbles ethernet pour déterminer la configuration PSSPD correspondant à ce dépôt.

Les cartes FE PS sont aussi situées au-dessus des calorimètres, dans des châssis PS. Ces châssis contiennent aussi les cartes SPD Multiplicity. Les cartes FE PS sont constituées de deux moitiés identiques qui gèrent chacune 32 cellules. Elles digitalisent les signaux analogues du PS, et mettent

en forme les données des cellules (correction du gain, soustraction du piedestal, empilement des événements). Elles synchronisent les données avec les données SPD associées ainsi qu'avec les données ECAL_add grâce à l'identifiant ECAL_bcid.

Enfin, les données PS et SPD des blocs 2×2 qui correspondent à l'adresse envoyée par la FE ECAL associée sont transformées en un mot de 8 bits. Chacun des bits correspond à l'état « allumé » ou « éteint » des cellules des blocs 2×2 SPD et 2×2 PS. La Fe PS transmet à la TVB via un lien ethernet :

- Le mot correspondant à l'état des cellules (PSSPD_pattern)
- L'adresse du bloc (PSSPD_add), qui correspond à l'adresse du bloc ECAL.

Elle envoie aussi, via le fond de panier, le nombre d'impacts dans le SPD à la carte SPD Multiplicity.

Pour créer les blocs 2×2 dans les FE XCAL ou les FE PS, il est nécessaire d'avoir les énergies transverses des huit cellules à gauche de la carte voisine de droite, et des quatre cellules en bas de la carte voisine du haut. Les liaisons entre cartes voisines sont schématisées dans la figure 7.7.

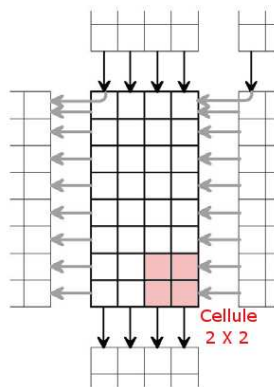


FIG. 7.7: Relations de voisinage entre cellules du calorimètre. En noir, lien ethernet de 8 bits et en gris, lien de 8 bits par le fond de panier.

Une partie des liaisons se fait par le fond de panier, et une autre par des câbles ethernet. Pour éviter le décalage entre les données et conserver le synchronisme du système, on retarde les voies d'un nombre de coups d'horloge approprié .

Pour des raisons similaires de synchronisation, les cartes FE (XCAL et PS) accompagnent les données envoyées à la carte Trigger Validation Board (TVB) de l'identifiant de l'événement qui a produit le candidat (PSSPD_BcID et XCAL_BcID : 8 bits). On décrira plus loin la procédure de synchronisation des données dans la TVB.

Les cartes Trigger Validation Board (TVB) et SPD Multiplicity

Le traitement des candidats électromagnétiques et hadroniques est fait séparément sur deux FPGAs de la TVB, respectivement FPGA HCAL et FPGA EPPI. Dans un premier temps les données des différentes cartes sont synchronisées.

Le FPGA HCAL sélectionne pour chaque candidat HCAL le candidat ECAL de plus haute énergie transverse qui lui est associé. L'association se fait au travers d'une table de comparaison (LUT HCAL). Cette table est propre à chaque carte TVB. Elle spécifie si tel bloc 2×2 d'une carte ECAL donnée est en face de tel bloc 2×2 d'une carte HCAL donnée. Si le candidat HCAL a au moins un candidat ECAL associé, on augmente son énergie transverse de celle du candidat

ECAL. L'énergie transverse HCAL modifiée des quatre candidats et leurs adresses sont envoyées à la carte Selection.

Le FPGA EPPI utilise le mot PSSPD_pattern associé à chacun des candidats pour les identifier. Cette identification se fait par une table de comparaison (LUT EPPI). La table de comparaison associe un type de particule à chaque configuration des deux blocs 2×2 SPD et PS :

- Les photons correspondent aux configurations où toutes les cellules du PS sont éteintes mais au moins une cellule SPD est allumée.
- Les électrons correspondent à des cellules allumées dans le SPD et dans le PS.
- Si la carte PS a trouvé deux photons dans une carte (π_0 locaux), ou deux photons dans des cartes voisines (π_0 globaux), le mot PSSPD_pattern est spécifique.

Pour les π_0 locaux, on attribue au candidat l'énergie transverse totale de la carte. Pour les π_0 globaux on additionne l'énergie transverse de chaque candidat. La carte TVB envoie l'énergie transverse et l'adresse du candidat de plus haute énergie de chaque type au châssis de sélection, via une connexion optique de 80m, ainsi que l'identifiant du croisement .

La carte SPD Multiplicity reçoit le nombre d'impacts dans les cellules du SPD de 8 cartes FE PS. Elle envoie la somme totale au châssis de sélection, via une connexion optique.

Les cartes de Sélection

Les cartes de sélection se trouvent dans la salle de comptage (cf. Fig.7.2). Elles reçoivent chacune un type de candidat, soit 28 candidats électrons, 28 candidats photons, 28 candidats π_0 locaux, 28 candidats π_0 globaux, 80 candidats hadrons, l'énergie transverse totale des 80 cartes HCAL, et le nombre d'impacts dans le SPD des 16 cartes SPD Multiplicity.

Dans chaque carte, les candidats sont d'abord synchronisés en temps. Le nombre d'impacts total est traité par une carte qui additionne les entrées et envoie le nombre total (13 bits) et l'identifiant du croisement (8 bits), à la carte L0DU .

Pour les candidats électromagnétiques, les cartes sélectionnent le candidat de plus haute énergie transverse de chaque type. L'adresse du bloc 2×2 du candidat dépend de la carte TVB. Elle est convertie en un identifiant unique pour tout le détecteur. Les cartes de sélection envoient cet identifiant (14 bits), l'énergie transverse associée (8 bits) et le numéro du croisement (8 bits) à la L0DU.

Pour les candidats hadroniques, le traitement est similaire. Il y a cependant une étape supplémentaire. En effet, la géométrie des cellules HCAL implique une duplication des informations sur différentes cartes TVB. Il est donc nécessaire de supprimer ces doublets. Pour deux candidats venant de la même carte HCAL, on prendra celui qui a la plus grande énergie transverse (qui a été additionnée du bloc 2×2 ECAL associé). La somme des énergies transverses maximales des cartes HCAL est aussi transmise à la L0DU.

L'ensemble du processus, des cartes FE à la L0DU, prend 1203 ns.

7.1.4 L0DU

La L0DU (Unité de décision du système L0) prend une décision pour déclencher l'acquisition des données à partir des candidats des différents sous-systèmes. 500 ns de « budget » sont alloués à la L0DU.

Rappelons les données qui arrivent à la L0DU :

- 7 mots de LO Calo correspondant aux candidats électrons, photons, π_0 locaux , π_0 globaux, hadrons, à la somme de l'énergie transverse des cellules HCAL et au nombre total d'impacts dans le SPD.
- 8 mots de L0 Muon correspondant aux 8 candidats muons (2 par quadrant),
- 2 mots de L0 Pile-up correspondant au nombre de traces par interaction.

Ces données arrivent à 40 MHz mais ne sont pas synchronisées entre elles car les temps de latence des sous-systèmes sont différents. Le Partial Data Processing synchronise les entrées de chaque sous-système entre elles (cf. fig.7.8). Puis il effectue les calculs spécifiques à chacun. Les informa-

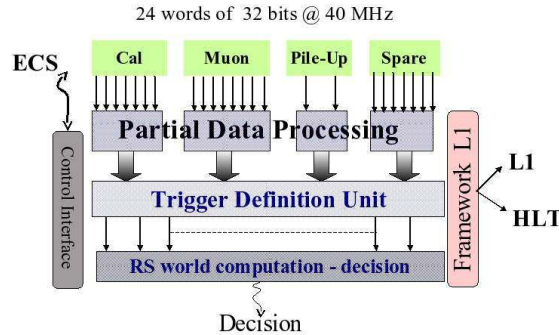


FIG. 7.8: Illustration des sous-systèmes de la L0DU

tions sont ensuite transférées au Trigger Decision Unit (TDU) qui génère pour chaque candidat des conditions de déclenchement. Deux niveaux par candidats sont configurés. Si le candidat est au-dessus du niveau le plus haut, il est accepté. S'il est au-dessous du niveau le plus bas, il est rejeté. Entre les deux il peut-être soit accepté soit rejeté selon la configuration du système. Les conditions des différents candidats sont assemblées par un OU logique en une décision finale. Un mot de 16 bits est envoyé à ODIN. 1 bit correspond à la décision, 12 bits au numéro du croisement de paquet de proton (BcID), et 1 bit est réservé aux déclenchements forcés. En parallèle, le TDU génère le L0Block. Il contient des informations sur les croisements de paquets précédent et suivant, les informations sur la décision, et diverses informations qui permettent de superviser le système de déclenchement.

La décision L0 est transmise par ODIN aux cartes FE pour l'acquisition ou non des données du croisement. L'ensemble du processus a pris 4 μ s.

7.2 Carte Trigger Validation Board (TVB) et logiciel de contrôle

7.2.1 Description de la carte TVB

La carte TVB[93] contient différents éléments (cf. Fig.7.9). On séparera les fonctions liées au contrôle I2C des constituants, au routage des données, à leur traitement, et à leur envoi. En outre, deux sondes de température sont disposées sur la carte. Elles permettent d'avoir une mesure de la température dans le châssis.

Le FPGA Glue est connecté à travers le fond de panier à la carte CROC. La carte CROC, outre ses fonctions pour l'acquisition des données, sert d'interface avec le système de contrôle de l'électronique (ECS). Un PC doté d'une carte SPECS [59] permet de communiquer via un système maître-esclave avec la mezzanine SPECS de la CROC. Le FPGA Glue, lui même esclave de la mezzanine SPECS de la CROC, reçoit les commandes du système ECS par protocole I2C et permet la communication avec les différents composants dotés d'une interface I2C.

Rappelons les données qui entrent dans chaque carte TVB, (cf. Fig.7.10) :

- les 8 E_T maximales des 8 cartes ECAL et l'adresse du bloc correspondant et (ECAL_Et, ECAL_add).
- les 8 mots correspondant à l'état des cellules PS SPD face aux 8 candidats ECAL (PSSPD_pattern), leur adresse (PSSPD_add) et l'identifiant du croisement (PSSPD_BcID) des 8 demi-FE PS.

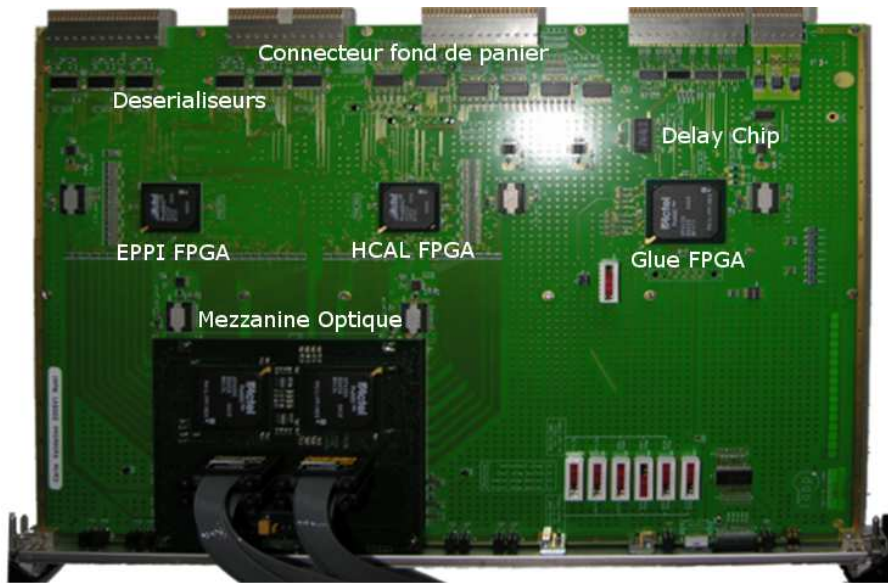


FIG. 7.9: La carte Trigger Validation Board

- les 4 E_T maximales des 8 cartes ECAL, l'adresse du bloc correspondant et (HCAL_Et, HCAL_add) et l'identifiant du croisement (HCAL_bcid).

Les données arrivent soit directement par le fond de panier (données ECAL), soit par des câbles connectés au fond de panier (données PS et HCAL et voisins ECAL). Un ensemble de désérialiseurs parallélisent les données de chaque événement, et leurs horloges associées.

Ces signaux sont ensuite routés vers les FPGAs de traitement. Ce sont des 2 FPGAs Actel ProAsic APA 750, que l'on peut programmer en VHDL. Ils contiennent un ensemble de mémoires (RAM) empilable sur 256 croisements consécutifs, ainsi qu'un ensemble de registres que l'on pourra utiliser pour la configuration.

Les données PSSPD_pattern, ECAL_sum, ECAL_Et et ECAL_Add sont routées vers le FPGA

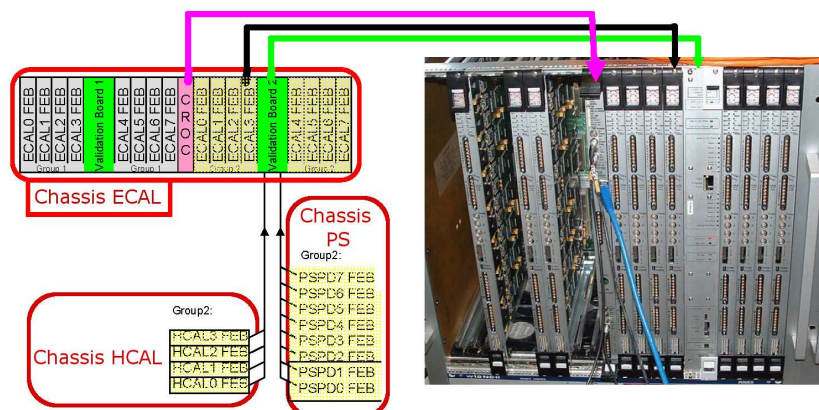


FIG. 7.10: Schéma de l'environnement des cartes TVB. Les cartes TVB sont situées dans les châssis ECAL. Elles reçoivent les données de huit FE ECAL situées dans le même châssis, et les données des FE HCAL et PS situées dans d'autres châssis, via des câbles éthernets. Les châssis ECAL, HCAL et PS sont positionnés sur la passerelle au sommet des calorimètres.

EPPI pour le traitement des candidats électromagnétiques. Les données ECAL_Et, ECAL_Add, HCAL_Et, HCAL_Add, HCAL_BcID, PSSPD_Add et PSSPD_BcID sont routées vers le FPGA HCAL pour le traitement des candidats hadroniques. Le routage des données se fait via les pistes du PCB qui contient 16 couches.

Une puce permet de retarder l'horloge du LHC reçue par la carte. On pourra appliquer une phase différente à l'horloge qui est envoyée au FPGA EPPI et à celle envoyée au FPGA HCAL. Le réglage de ces délais se fait par I2C à travers le FPGA Glue. Ce retard servira pour l'échantillonnage des données.

Les FPGAs EPPI et HCAL envoient, après les avoir traitées, les données de sortie à une mezzanine optique, via le PCB. La mezzanine optique envoie les mots qui correspondent à chaque candidat aux cartes sélection dans la chambre de comptage, via des fibres optiques de 80 m.

Logique

Les différentes étapes du traitement des données dans les FPGA HCAL et EPPI sont résumées dans la figure 7.11

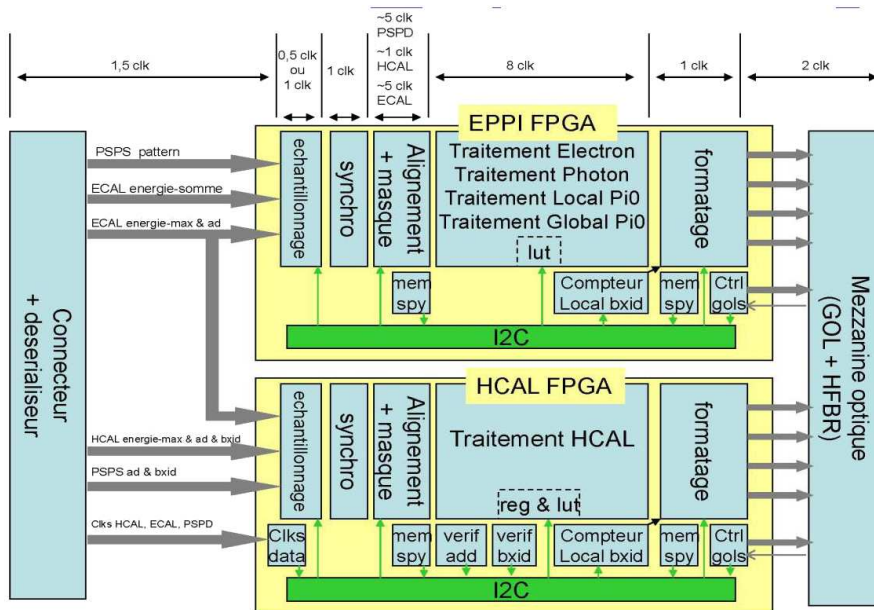


FIG. 7.11: Principales étapes du traitement dans les FPGA HCAL et EPPI

Échantillonnage et synchronisation (25 à 37 ns) Les données reçues dans les FPGAs de traitement sont échantillonnées. L'horloge locale est donnée par l'horloge LHC. Comme les horloges associées aux données qui arrivent des FE peuvent être décalées par rapport à l'horloge locale, l'échantillonnage peut se faire au mauvais moment (cf. Fig.7.12). Afin d'effectuer un échantillonnage correct, on peut régler deux paramètres : le décalage de l'horloge locale dans les FPGAs (de 0 à 24 ns) et, pour chaque donnée, le front sur lequel on veut échantillonner (montant ou descendant). Le décalage de l'horloge locale dans les FPGAs doit se faire dans la fenêtre qui permet l'échantillonnage des sorties des FPGAs par la mezzanine optique. Cependant, ces degrés de liberté permettent d'effectuer l'échantillonnage de toutes les données. Elles sont ensuite synchronisées sur le front montant de l'horloge locale pour la suite du traitement.

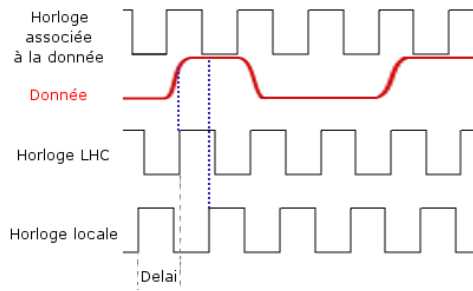


FIG. 7.12: La donnée change de valeur au front montant de l'horloge associée. Dans cet exemple, avec un échantillonnage sur front montant l'horloge du LHC ne permet pas un échantillonnage correct. Il faut la décaler (horloge locale) pour que le front montant soit dans une zone de donnée correctement définie.

Alignement et masquage (jusqu'à 125 ns) Les données HCAL, PSSPD et ECAL n'arrivent pas dans la TVB au même coup d'horloge. Les données ECAL arrivent des cartes placées dans le même châssis par les pistes du fond de panier. Les données PSSPD, qui ont dû attendre les données ECAL, arrivent par des câbles ethernet d'un autre châssis. Enfin, les données HCAL arrivent par câbles de 15 m des châssis HCAL. De plus, il peut y avoir, entre les données du même type, un décalage lié soit à la longueur des câbles, soit à un échantillonnage sur des fronts différents. Les données entrent donc dans une série de pipelines qui les retardent d'un nombre de coups d'horloge configuré par I2C. On pourra aussi forcer les lignes de données non connectées à 0 afin d'éviter de faux signaux liés aux fluctuations du bruit électronique.

Remplissage des mémoires I2C d'entrée Après les étapes d'échantillonnage, d'alignement et de masquage, on peut remplir des mémoires (RAMs). Elles permettent de lire par I2C les données d'entrées. Dans les versions de test, ces RAMs sont aussi en écriture. Pour le FPGA EPPI, on a une RAM de 31 octets pour les entrées ECAL et PSSPD. Pour le FPGA HCAL, on a une RAM de 38 octets pour les entrées ECAL, HCAL et PSSPD. Ces RAMs ont une profondeur de 256, ce qui permet de stocker des événements consécutifs.

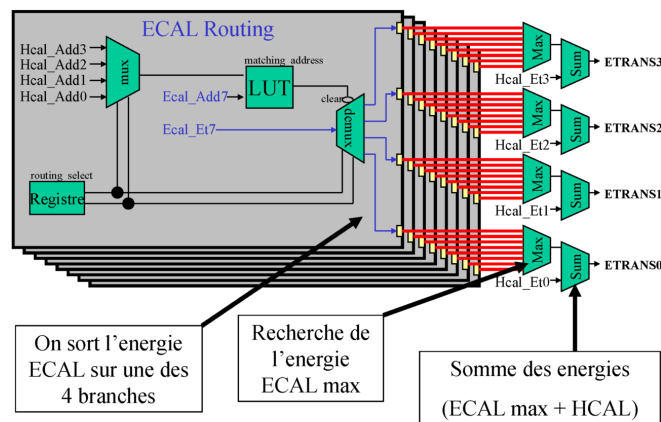


FIG. 7.13: Logique du traitement des candidats hadroniques

Traitement HCAL (200ns) La première partie de la logique est la même pour toutes les entrées ECAL. Le registre «routing select» donne pour chaque carte ECAL, la carte HCAL qui lui correspond. L'adresse du candidat HCAL de cette carte est sélectionnée. La table de comparaison LUT_HCAL (cf. §7.1.3) permet de savoir si elle correspond à l'adresse du candidat ECAL. Si oui, son énergie est transmise à la ligne correspondant à la carte HCAL. Pour chaque carte HCAL, on prend la plus grande énergie transverse ECAL de la ligne et on lui additionne l'énergie transverse HCAL. Ce traitement prend 8 coups d'horloge (200 ns). Il est schématisé dans la figure 7.13.

Traitement EPPI La première partie de la logique est la même pour tous les candidats électromagnétiques. Il s'agit de déterminer pour chacune des huit entrées à quels types de candidats elle corresponde. Pour cela, on compare le mot de configuration PSSPD_pattern à la table de comparaison LUT_EPPI (cf. §7.1.3), Fig.7.14 gauche. La table retourne cinq valeurs par candidats. Si ECALN_eval est à 1, le candidat de la carte N est un candidat électron, si ECALN_pval est à 1, le candidat de la carte N est un candidat photon, etc... On effectue ensuite un traitement spécifique à chaque candidat. Un exemple, pour le traitement des candidats électrons, est donné figure 7.14 droite. Dans ce cas on cherche le candidat qui a la plus grande énergie transverse parmi ceux qui ont ECALN_eval=1. On retourne son adresse et son énergie transverse comme le candidat électron de cette carte TVB.

Le traitement des candidats π_0 globaux et locaux diffère quelque peu. Pour les candidats π_0 locaux, on prend l'énergie transverse totale de la carte au lieu de l'énergie transverse d'un bloc 2×2 . Les bits d'adresse sont mis à 0 car le candidat correspond à la carte entière. Pour les candidats π_0 globaux, la première étape consiste à sommer les énergies transverses des cartes voisines. Pour ces candidats, la table de comparaison retourne deux valeurs par carte. La première «gpival» est à 1 si la carte PS a détecté deux photons sur deux cartes adjacentes. La deuxième, «gpifunct», permet de préciser si cette détection doit être confirmée par les deux cartes concernées ou si une seule suffit. Ainsi, les «gpival» des cartes adjacentes sont assemblées par un ET logique, ou par un OU logique selon la valeur de «gpifunct». On obtient ainsi une nouvelle valeur «pival» à partir de laquelle on fait un traitement similaire à celui des électrons ou des photons.

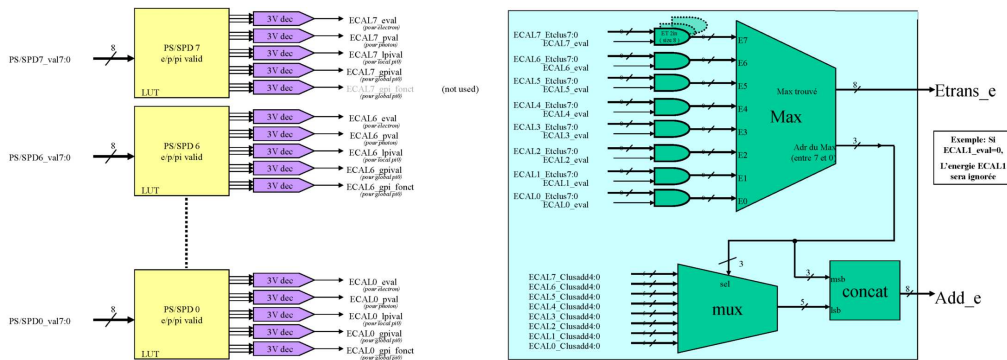


FIG. 7.14: Logique du traitement des candidats électromagnétiques (cas des électrons)

Gestion des erreurs Le niveau de radiations, même s'il est plus faible dans les châssis d'électroniques du calorimètre que pour l'électronique du VELO, peut induire des modifications dans les valeurs en mémoire dans les FPGAs. Pour éviter des problèmes liés à de mauvaises configurations, on a recours à un système dit de «triple vote». Tous les registres de configuration, et tables de comparaison sont écrits trois fois dans la carte. Chaque valeur est comparée aux deux autres en mémoire. Si une des valeurs a changé, alors on retourne un bit d'erreur dans les registres de

contrôle. Ces registres sont vérifiés périodiquement par le logiciel de contrôle global de l'expérience. Un mot d'erreur est aussi transmis avec les données si nécessaire.

Alignement, remplissage des mémoires I2C de sortie et formatage A nouveau, afin de pouvoir vérifier le fonctionnement des cartes, on remplit des RAMs avec les données de sortie. Elles comportent 17 octets sur une profondeur de 256 pour le FPGA HCAL et pour le FPGA EPPI. Les données stockées sont les adresses des candidats, leur énergie transverse, le numéro de la carte TVB ou un identifiant d'erreur, le type de candidat et l'identifiant local de l'événement.

Les données listées précédemment sont sérialisées aussi sous forme d'un mot standard de 32 bits [94] et envoyées à la mezzanine optique.

Configuration

On a vu au cours du paragraphe précédent qu'une série de valeurs peut varier pour chaque carte validation, en particulier en fonction des positions respectives des FE qu'elle contrôle.

Les registres de configuration (en tout 45 octets) regroupent :

- front d'échantillonnage de chaque entrée,
- nombre de coups d'horloge à attendre pour chaque entrée,
- retard à appliquer à l'horloge locale
- mode de fonctionnement des mémoires espions,
- mode de fonctionnement de la mezzanine optique,
- mise à 0 du compteur local de croisement des paquets,
- configuration des sondes de température, etc...

Les tables de comparaison (en tout 10 octets sur 256 profondeurs) :

- LUT_HCAL,
- LUT_EPPI.

On trouve aussi un certain nombre de registres en lecture qui sont utilisés pour le contrôle de l'état de la carte et de sa configuration. A cela s'ajoutent les RAMs d'entrées (voir §7.2.1). Les opérations de configuration et de contrôle se font à partir d'un logiciel dédié, par protocole I2C.

7.2.2 Logiciel de contrôle

Le contrôle de l'ensemble du LHC et de ses expériences se fait avec le système PVSS[58]. C'est un système de visualisation et de contrôle suffisamment souple pour permettre une adaptation à la plupart des systèmes du CERN. Cependant, pendant la période de tests, le contrôle et la configuration de l'électronique du calorimètre ont été codés dans CAT [95] (Control and Acquisition Tasks). Si à présent la configuration et le contrôle des cartes du calorimètre ont été transférés à PVSS, CAT a été interfacé à PVSS afin de permettre l'usage des différentes procédures de cet environnement dédié.

Le logiciel CAT

CAT est un logiciel C++ dédié, développé par le LAL[‡]Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay), qui offre une gestion de haut niveau des bibliothèques SPECS. A partir de cette architecture commune, les modules de chaque carte ont été développés. L'architecture du programme est hiérarchique, les classes reproduisent l'architecture des cartes. Ainsi l'électronique est décrite par des classes "RAM", "registre", "FPGA", qui combinées forment une classe "carte". On peut définir la structure des châssis, le câblage et les connections entre les cartes. La configuration des différents

[‡](

éléments se fait soit par fichiers de configuration, soit par interface graphique. On peut effectuer les différentes opérations de lecture et d'écriture sur les cartes physiques grâce à l'interfaçage avec la carte SPECS.

L'intérêt du logiciel CAT réside en outre dans la possibilité de créer un ensemble de procédures, codées en C++. Il offre la possibilité d'automatiser les tests et la configuration des cartes, ou de créer des simulations de la logique des FPGAs pour comparer avec leurs réponses réelles. CAT est principalement utilisé pour tester et déboguer le système L0 Calo et l'électronique FE du calorimètre.

Le module Validation

On a vu dans le §7.2.1 que le logiciel ECS devait offrir la possibilité de configurer les différents registres et les tables de comparaison des deux FPGA HCAL et EPPI. On doit aussi pouvoir lire les RAMs d'entrée et de sortie pour vérifier les différentes fonctionnalités de la carte TVB. On a implémenté pour cela un module de CAT. Une même classe permet de définir les divers RAMs et registres. L'assemblage de ces classes définit les FPGA HCAL et ECAL. Assemblés avec les classes du FPGA Glue, Delay Chip et des sondes de température, ils définissent une carte TVB dans une autre classe. A chaque type de RAM et de registre s'ajoute dans cette classe un ensemble de fonctions de gestion : lecture, écriture, traduction des RAMs en données et inversement, sauvegarde, chargement, test des données etc...

Un ensemble de panneaux graphiques permet de visualiser ces données et d'accéder aux différentes fonctions (cf. Fig.7.15 et Fig.7.16).

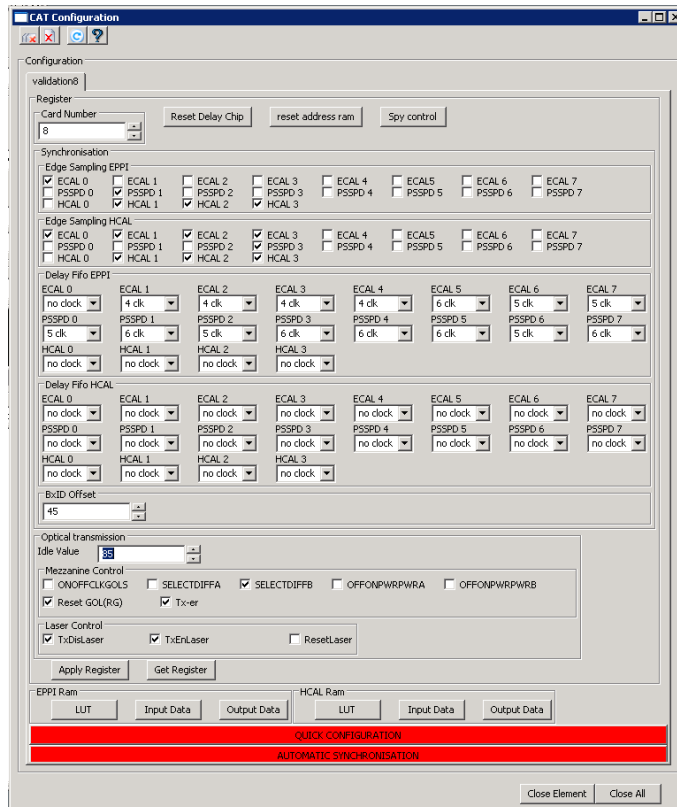
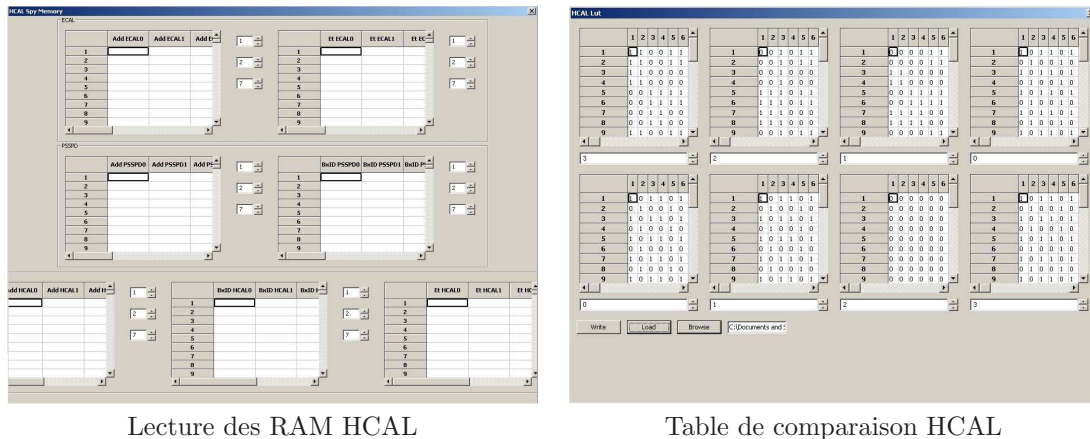


FIG. 7.15: Exemple de panneau CAT pour le contrôle de la carte validation : panneau principal avec les configurations des registres HCAL et EPPI.



Lecture des RAM HCAL

Table de comparaison HCAL

FIG. 7.16: Exemple de panneau CAT pour le contrôle de la carte validation

Enfin, une série de fonctions de haut niveau implémentent différentes procédures de test et de configuration :

- lecture et vérification des mémoires d’entrée et de sortie,
- automatisation de l’ajustement des délais et des fronts d’échantillonnage,
- alignement des latences entre les entrées,
- vérification de la logique interne.

Procédures implémentées

Vérification des RAMs Cette procédure est un des éléments de base des procédures suivantes. Elle consiste à vérifier que pour une séquence de données connues on relit bien cette séquence dans les RAMs correspondantes. Cela peut être une séquence régulière ou irrégulière mais dont on connaît le motif. La procédure consiste à comparer la séquence attendue avec la séquence lue sous forme d’un vecteur de données en gérant le possible décalage en coups d’horloge. Notons que dans le cas des RAMs d’entrée, les séquences peuvent être soit générées par les cartes FE, soit obtenues à partir des données et connues par leur lecture dans les cartes FE. Pour les RAMs de sortie, les séquences sont en général déduites des séquences d’entrée par la simulation de la logique interne des FPGAs (voir plus loin).

Échantillonnage et synchronisation des voies On a vu au §7.2.1 l’importance de la synchronisation des données provenant des différentes cartes. Étant donné le nombre important d’entrées dans chaque carte TVB et le nombre de cartes TVB (en tout 560 entrées), on a implémenté une procédure automatique pour déterminer les retards de l’horloge locale et le front d’échantillonnage des voies. Cette procédure repose sur un balayage du retard appliqué aux horloges locales des FPGAs HCAL et EPPI. Pour chaque entrée, on travaille avec une séquence connue. On choisira de préférence des séquences irrégulières plutôt que des compteurs afin que les bits changent de valeurs fréquemment. Les fronts d’échantillonnage de toutes les entrées sont configurés identiquement. On effectue une vérification des RAMs pour chaque entrée, à chaque valeur du retard. On recommence l’opération pour les fronts d’échantillonnage opposés. On obtient ainsi une carte des fenêtres de retards acceptables pour les fronts montants et pour les fronts descendants (cf. fig.7.17). Une fois que la fenêtre de retard interdite par la synchronisation avec la mezzanine optique est supprimée, on cherche la configuration qui maximise la distance de chaque entrée avec les zones interdites. Les registres contenant les valeurs des retards pour HCAL et EPPI et les valeurs des fronts d’échantillonnage pour chaque entrée sont ensuite écrites dans la carte.

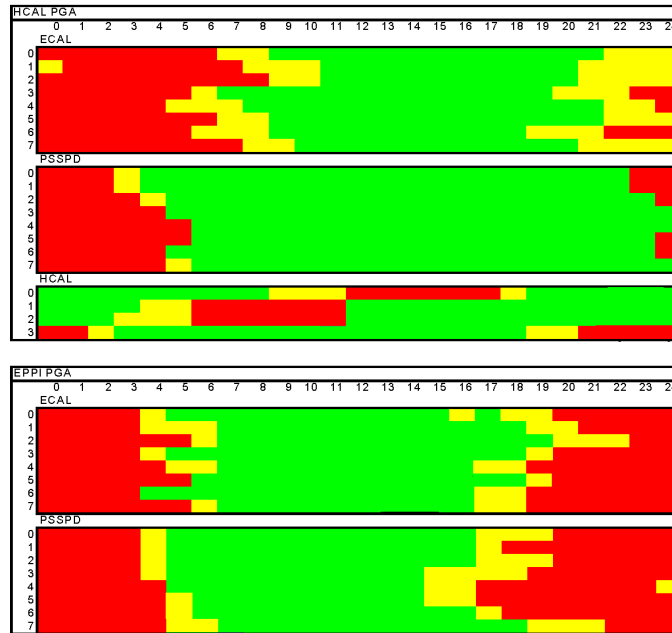


FIG. 7.17: Carte de la fenêtre de retard acceptable pour les fronts montants des entrées d'un TVB. On voit que pour les entrées HCAL on travaillera à 15 ns de retard avec HCAL_0 en front descendant et que pour les entrées EPPI on travaillera à 11 ns de retard.

Alignement On a vu au §7.2.1 que les données arrivent avec des latences différentes. On peut retarder les données les plus rapides grâce au système de pipeline. Il faut pour cela régler le nombre de coups d'horloge d'attente à appliquer à chaque entrée. On a là aussi implémenté une procédure automatique. On base la procédure sur la lecture des entrées du FPGA HCAL. Les données HCAL sont les dernières à arriver. On prend comme référence la plus tardive des quatre et on ajuste les délais des trois autres entrées afin d'aligner l'identifiant du croisement de chaque donnée (HCAL_BcID). Les données PSSPD transitent par des câbles plus courts et arrivent en second. On se base aussi sur le BcID (entrées PSSPD_BcID) pour déterminer le retard des entrées par rapport à la référence définie par HCAL. Pour les entrées ECAL, qui sont arrivées en premier par le fond de panier, on ne possède pas l'information sur le BcID. En revanche, on peut identifier les adresses des candidats PSSPD (entrées PSSPD_Add) avec les candidats ECAL (entrées ECAL_Add). Les candidats PSSPD ayant déjà été alignés par le BcID, on s'en sert de référence pour aligner les entrées ECAL.

Pour le FPGA EPPI, on ne possède pas les données sur les BcID ou sur les adresses. Les routages des données jusqu'aux FPGAs ont été conçus pour avoir la même latence. On appliquera donc les mêmes retards aux entrées HCAL, PSSPD, ECAL des FPGAs HCAL et EPPI. Il peut cependant y avoir un décalage d'un coup d'horloge par canal, dû aux différences de phases des horloges locales et au fait qu'on n'échantillonne pas forcément sur le même front. L'alignement en temps pourra être réajusté a posteriori sur les données (cf.7.3.2)

Simulation des logiques internes Les logiques internes, après échantillonnage et alignement des données, peuvent être simulées. L'intérêt est de vérifier que la logique implémentée dans le micrologiciel du FPGA est correcte. On se base sur la connaissance des motifs reçus en entrée par la carte TVB. A partir de ces motifs, le motif de sortie est simulé dans CAT et comparé avec la lecture des RAMs de sortie.

Test des cartes et du micrologiciel

Tests du prototype Afin de tester les prototypes des cartes puis la production, divers bancs tests ont été réalisés. On ne décrira pas ici l'ensemble des tests effectués, mais on tentera de donner une vision globale des différentes étapes qui ont amené à la finalisation de la carte, de son micrologiciel, et à la validation de sa production par la Production Readiness Review (PRR) en juin 2006.

Dans un premier temps, une mezzanine de test a été conçue au LAPP pour sortir les données sur un analyseur logique. Les FPGAs ont été utilisés comme générateurs. Cela a permis de tester le routage depuis les FPGAs jusqu'à la sortie. Puis une série de tests au LAL à Orsay et au LPC à Clermont ont été réalisés. Avec un nombre réduit de cartes FE (une FE ECAL au LAL, une FE ECAL et une FE PSSPD connectée par câble au LPC) on a pu tester un certain nombre de routes entre le fond de panier et les FPGAs (10% lors du test au LAL, 15% lors du test au LPC). Ces tests ont, en outre, permis de prendre en main les fonctionnalités I2C de bas niveau, de vérifier la liaison de contrôle avec le FPGA Glue et ses liaisons avec les composants ayant une interface I2C, ainsi que de déterminer les spécifications du logiciel de contrôle.

Un test à l'INFN à Bologne a permis de vérifier le bon fonctionnement de la communication avec la carte sélection, via la mezzanine optique. Tous les canaux ont été testés et le nombre de coups d'horloge à réserver à la synchronisation a été déterminé.

Par la suite, quatre cartes FE XCAL ont été fournies par Orsay. Cela a permis, en vérifiant les RAMs d'entrée des FPGAs, de tester l'ensemble des voies ECAL du fond de panier et le routage sur la carte. Les voies venant des 8 cartes FE PS et des 4 cartes FE HCAL arrivent par câbles par le fond de panier. Pour tester leur routage, on a utilisé les sorties LVDS des 4 FE ECAL afin d'émuler successivement les différentes entrées transitant par câble. Pour les sorties, une émulation de la transmission par fibres optiques a été réalisée grâce à une liaison entre la mezzanine de la TVB et la TELL1 dont on disposait au LAPP. L'ensemble de ces tests a permis de vérifier 100% des routages. Ils ont permis de valider la conception pour lancer la production, avec de légères modifications par rapport au prototype (ajout des sondes de température, modification d'une des voies, modification sur les systèmes d'alimentation). Ils ont aussi permis de développer une première version du module validation sous CAT, doté des fonctionnalités de base : configuration des registres, lecture des RAMs, interface graphique.

Tests communs En novembre 2006 puis en avril 2007, deux campagnes de tests communs à toutes les cartes du calorimètre ont été réalisées au CERN. Les objectifs étaient multiples : tester les cartes dans l'environnement LHCb, vérifier les connections entre les cartes, vérifier les fonctionnalités sur des tests de longue durée. Les connections par câbles ont été testées avec les câbles définitifs.

Grâce au CRAC[§], la même horloge et le même signal de calibration arrivent dans chaque châssis. Un effort préalable a été réalisé pour réunir les différentes contributions à CAT dans une version stable, dotée des premières versions des routines automatiques pour les tests. La figure 7.18 montre la configuration du premier test. Lors du second test, on compte quatre cartes PS FE en plus. Dans le premier test commun, les connections I2C de chaque carte ont été testées. Les procédures automatiques pour déterminer les phases de synchronisation entre FE ECAL et FE PS et l'alignement des latences entre les entrées ont été implémentées et testées. Les liaisons entre FE PS SPD control board ont toutes été vérifiées. Les tests incluant les cartes TVB ont mis en évidence des problèmes dans le routage interne des FPGA vers les RAM d'entrée. Les données

[§]Le CRAC est un châssis disposant d'un ensemble de cartes (ODIN, TELL1, etc...) permettant d'avoir une configuration proche du système en ligne final

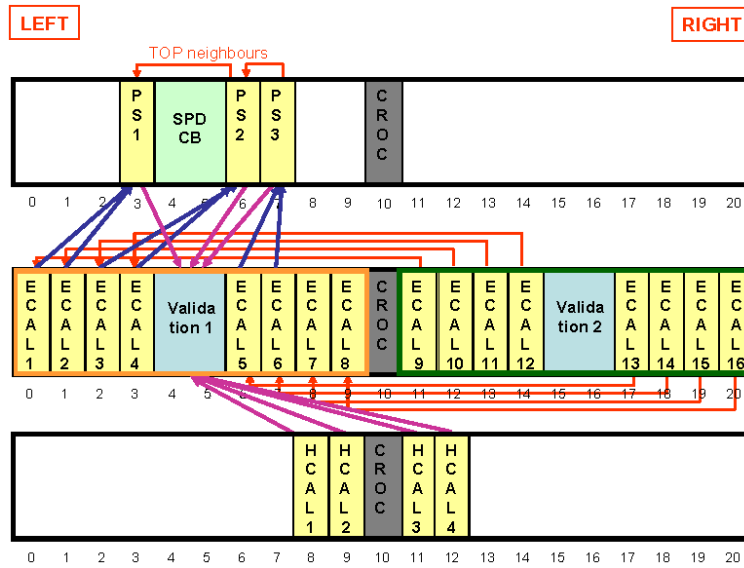


FIG. 7.18: Connexions entre les cartes du banc de tests communs. En rouge sont représentées les connexions par câbles des voisins du haut, les voisins de droites transitant par le fond de panier (cf. fig.7.7). Les connexions entre FE ECAL et FE PS pour l'évaluation des candidats sont représentées en bleu. En violet sont représentées les connexions par câbles des FE HCAL et FE PS avec la carte TVB.

arrivaient correctement aux entrées des FPGA et pouvaient être lues en sortie, mais la lecture des entrées n'était pas correcte (décalage temporel de certains bits). La logique du FPGA HCAL a donc pu être testée mais pas les méthodes de synchronisation et d'alignement des entrées.

Dans la deuxième campagne de tests, l'ensemble des problèmes mis en évidence dans le premier test a été résolu. Les procédures automatiques ont été affinées, permettant une configuration quasi-automatique des cartes. Des procédures pour tester le câblage ont été implémentées. Notons enfin un problème qui s'est manifesté sur les cartes FE PS, CROC et sur les TVB. Les fenêtres de phases autorisées lorsque toutes les entrées devaient être synchronisées et échantillonnées en même temps se sont parfois révélées trop courtes, voir inexistantes. Il a été résolu en forçant la position des zones de transit des données lors de la compilation des codes VHDL. Pour les entrées EPPI de la TVB par exemple, la fenêtre de phase autorisée pour les fronts montants est passée de 3-4 ns en moyenne à 7 ns.

Ces tests ont démontré le bon fonctionnement des cartes du calorimètre et du système L0 Calo dans un environnement proche de l'environnement final. Ils ont permis de préparer la période de commissioning, d'affiner le logiciel de contrôle et ses fonctionnalités, de déterminer les procédures automatiques à mettre en place, et de déboguer le micrologiciel des cartes.

Tests de la production Outre les tests réalisés par la société de câblage, deux bancs tests ont été utilisés pour vérifier la production des 36 cartes TVB.

Une carte spécifique a été conçue pour réaliser des tests statiques. Ces tests ont permis de vérifier 95% des connexions entre les composants. Ils ont permis de détecter un FPGA mal soudé, qui a été renvoyé à la société de soudage.

Un châssis ECAL, contenant 8 FE XCAL et une CROC a permis de réaliser un ensemble de tests dynamiques de la production. Les entrées HCAL et PSSPD sont émulées à partir des sortie LVDS

des FE ECAL et connectées par câbles ethernet à la carte TVB. Cela permet de tester toutes les entrées simultanément. Plusieurs vérifications sont réalisées dans une procédure commune automatisée. Cette procédure réunit l'ensemble des procédures décrites dans §7.2.2. Ces tests ont mis en évidence les problèmes liés aux fenêtres de phases autorisées mentionnés précédemment. Une fois les cartes testées, elles ont été installées dans le puits LHCb pour les tests du commissioning.

7.3 Commissioning du système L0 Calo

A la suite du développement du logiciel de contrôle de la carte TVB, et des différents tests de la carte, j'ai eu l'opportunité de participer à la première session de commissioning de l'électronique du calorimètre. Je présenterai dans cette partie les résultats de cette session, puis je présenterai le travail qui a été réalisé par l'équipe de commissioning du calorimètre au cours des derniers mois. L'ensemble des problèmes spécifiques rencontrés ne sera pas détaillé, le but étant de donner une vision d'ensemble de la période de commissioning.

7.3.1 Première session du commissioning du L0 Calo

Le but du commissioning est de tester, l'électronique, le système de déclenchement, l'acquisition des données, et leur interconnection dans l'environnement définitif. Au mois d'avril 2007, le

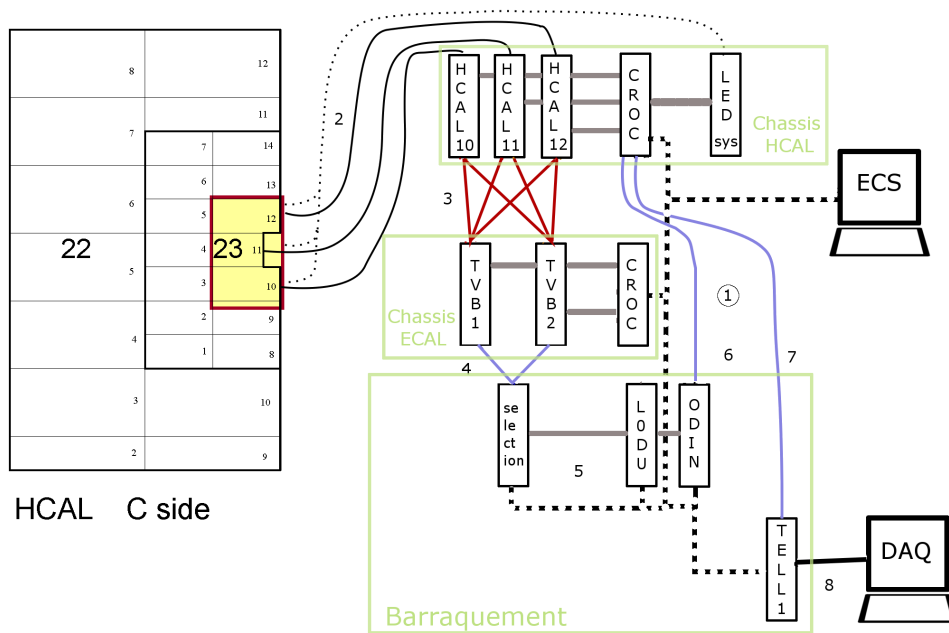


FIG. 7.19: Représentation schématique de la configuration du premier test de commissioning. Le signal calibration est envoyé par ODIN (1). Les LED sont allumées, et la réponse des PMT est saisie par les FE HCAL (2). Les candidats sont dupliqués et envoyés aux deux TVB (3). Les deux candidats de plus haut E_t sont transmis à la carte sélection via fibre optique (4). Le candidat de plus haut E_t est transmis à la LODU (5) qui prend une décision qu'elle transmet à ODIN. ODIN envoie la décision à la CROC (6), qui envoie les données via fibres optiques à la TELL1 (7). La TELL1 envoie les données à un noeud de la ferme de calcul pour traitement (8).

calorimètre est déjà installé dans le puits. Une partie du câblage a été réalisée, et une partie des cartes électroniques est déjà installée. C'est dans ce cadre qu'ont eu lieu les premiers tests globaux du système de déclenchement du calorimètre. L'objectif était de tester la partie hadronique du système L0 Calo, en utilisant la partie interne du HCAL du côté cryogénie. 3 FE HCAL, 4 cartes TVB, une carte de sélection et la L0DU constituent la partie L0Calo du test. Le système d'acquisition de données a aussi été testé avec la transmission des données des FE HCAL à la TELL1 via la CROC et des TELL1 à la ferme de calcul.

Dans un premier temps, les connections du trigger (voisin, FE HCAL vers TVB) ont été testées avec les procédures développées dans CAT. Les connections optiques entre TVB, carte de sélection et L0DU ont été vérifiées. L'ensemble de l'électronique est contrôlé par CAT et PVSS[¶] depuis la salle de contrôle, via un lien de 100 m. Une fois le système mis en place, les fonctionnalités ont pu être testées.

Deux types de tests ont été réalisés : à partir de séquences générées par les cartes FE, et à partir de LED flashant les photomultiplicateurs du HCAL. Dans les deux cas, le superviseur de lecture (la carte ODIN) envoie un signal de calibration à l'ensemble des cartes. Ce signal déclenche l'envoi des séquences par les FE ou l'allumage des DEL (selon un ordre connu). Les cartes FE HCAL calculent les énergies transverses des blocs 2×2 et envoient le candidat le plus énergétique aux TVB (ici les candidats sont dupliqués). Les TVB additionnent l'énergie ECAL correspondante (toujours nulle dans cette configuration) et envoient les candidats à la carte sélection dans la salle de comptage. La carte sélection transmet le plus énergétique des six candidats à la L0DU. Si la décision est prise, elle est envoyée à la carte ODIN qui compte le nombre de décision L0.

Dans le cas des séquences générées par les FE, l'algorithme de la L0DU a été défini pour accepter trois événements consécutifs à partir du signal de calibration. Le compteur de la carte ODIN est bien incrémenté de 3 à chaque envoi. Dans le cas du test avec les LED, la condition implémentée dans la L0DU pour valider un événement est un candidat avec une énergie transverse à saturation (ie. allumage d'une LED), soit plus de 254 coups d'ADC. On incrémente bien le nombre de décisions

[¶]le contrôle des carte sélection, L0DU, TELL1 et de l'alimentation étant déjà géré par PVSS

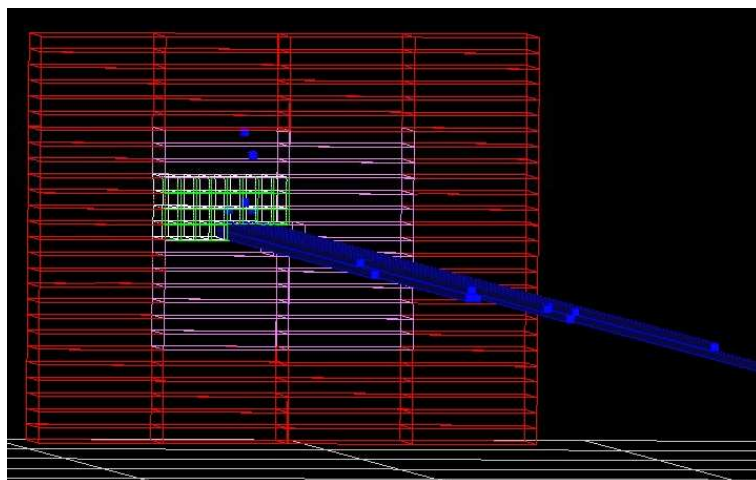


FIG. 7.20: Premier événement lu dans le calorimètre LHCb. En rouge, on voit les groupement de cellules HCAL contrôlées par une même FE, en vert les cellules individuelles et en bleu, l'énergie enregistrée des cellules dans cet événement. Les «grandes» tours sont dues à l'allumage de LED, et les «petites» sont dues au bruit électronique.

à chaque allumage des LEDs. De plus, les événements déclenchant une décision ont été enregistrés par la chaîne de lecture (CROC+TELL1+PC). La figure 7.20 montre un de ces événements, visualisé sous Panoramix.

La configuration était réduite mais le test n'en reste pas moins concluant. Il a en outre permis de travailler avec le système en ligne LHCb dans des conditions quasi-réelles et de commencer le débogage de l'ensemble.

A partir de cette période, la phase de commissioning global de l'expérience a commencé, incluant à chaque étape de nouvelles parties du détecteur.

7.3.2 Phases de commissioning global du système L0 Calo

Dans cette partie, on donnera une vue d'ensemble de l'avancement du commissioning global du système L0 Calo.

Mise en place du matériel

Le côté cryogénie du calorimètre a d'abord été installé et commissionné. Puis s'est ajouté le côté salle de comptage. A chaque nouvelle installation, il faut tester l'ensemble des connections. On utilise pour cela les procédures automatiques implémentées dans CAT.

Pour les connections entre voisins et entre châssis par câble ethernet, la validation consiste à envoyer des séquences depuis la carte émettrice et à les relire via les RAMs espions dans la carte réceptrice. Cela représente 405 connections, rien que pour le côté cryogénie.

Pour les connections optiques, 223 en tout, on effectue des tests BER (Bit Error Rate). Cela permet de tester à la fois que le câble est branché à la bonne carte, et que la liaison optique est de bonne qualité [96].

Il faut ensuite déterminer la configuration des cartes, liée à leurs positions respectives. Une partie de la configuration est réalisée grâce aux procédures automatiques, qui déterminent les voies à masquer, les phases, les fronts d'échantillonnage, etc...

L'alignement en temps des voies d'entrée de la carte TVB est réalisé à partir des sorties des FPGA HCAL. En parallèle, la configuration du système d'acquisition et du système en-ligne est réalisée.

Système L0 avec des cosmiques

Les plans du détecteur LHCb sont orientés verticalement. Le flux des cosmiques traversant plusieurs sous-détecteurs est donc relativement faible (~ 4 Hz par demi détecteur). On peut cependant utiliser ces événements comme déclencheurs du système L0 et mesurer leurs traces dans le détecteur. Plusieurs configurations ont été testées en ajoutant au fur et à mesure des sous-détecteurs. On présentera ici deux modes de fonctionnements.

Cosmiques avec les calorimètres Pour la configuration avec l'ensemble des calorimètres, le déclenchement se fait pour des candidats ayant une énergie transverse supérieure à 3 coups d'ADC dans le HCAL et à 20 coups d'ADC pour le ECAL. Les gains des photomultiplicateurs sont tous à 10^5 , afin de permettre le déclenchement sur les cosmiques. Un événement ayant déclenché le système L0 est représenté dans la figure 7.21

L'étude de ces événements, permet de vérifier a posteriori la configuration du système. Ainsi, on pourra inter-valider les voies ECAL et HCAL en regardant par exemple la position de candidats ECAL qui ne sont pas validés par HCAL. On pourra superviser la présence de canaux morts ou trop bruyants en regardant le nombre de coups d'ADC intégré par canal. L'alignement en temps

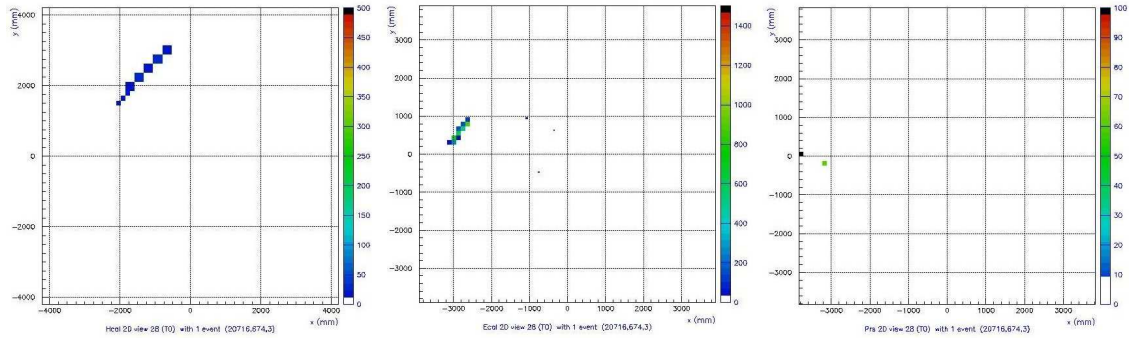


FIG. 7.21: Événement cosmique enregistré dans les calorimètres SPD, ECAL et HCAL

du système pourra être supervisé grâce aux informations sur les croisements précédent et suivant un événement ayant déclenché l'acquisition. On pourra utiliser le déclenchement basé sur ECAL-HCAL pour aligner en temps les données PS/SPD.

En résumé, l'utilisation des cosmiques pour le commissioning permet de déboguer le système, et de préparer les fonctionnalités de supervision de son état.

Cosmiques avec les calorimètres et les chambres à muons Dans cette configuration, les calorimètres, ainsi que les chambres à muons (un quadrant pour l'instant) sont utilisés. On déclenchera soit sur le L0Calo comme dans le paragraphe précédent, soit sur le L0Muon en demandant une coïncidence entre les chambres M4 et M5. Le déclenchement à partir du L0 Muon permet d'aligner en temps les deux sous-détecteurs. Un exemple d'événement visualisé sous Panoramix est donné figure 7.22.

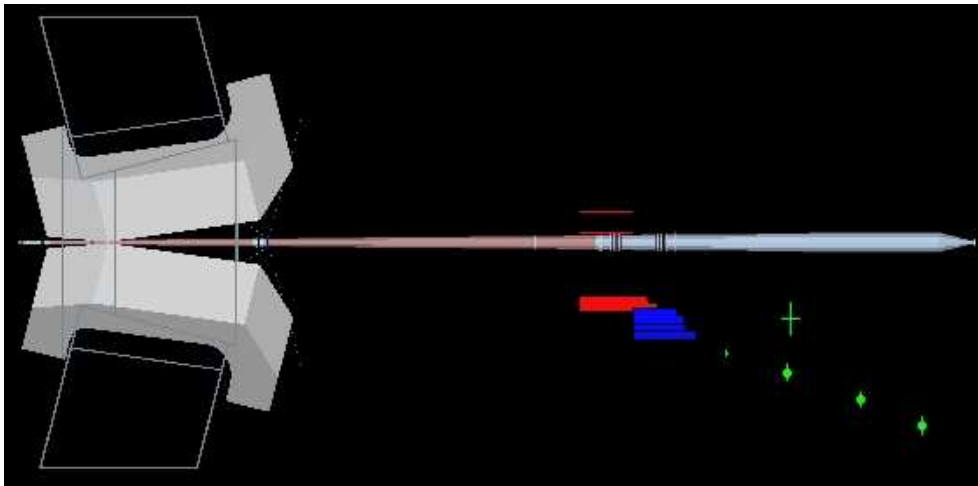


FIG. 7.22: Événement cosmique enregistré dans les calorimètres et dans les chambres à muons. En gris on voit le dipôle, en rouge les dépôts ECAL, en bleu les dépôts HCAL et en vert les impacts dans les chambres à muons.

Par la suite un déclenchement mixte ECAL-Muons (respectivement HCAL-Muons) pourra permettre d'étudier la forme du signal donné par HCAL (resp. ECAL), et l'utilisation de ECAL-HCAL-Muons pourra permettre d'obtenir les valeurs du minimum d'ionisation dans les cellules PS.

Bien entendu, la période de commissioning s'étendra bien sûr aussi sur les premières prises de données.

Conclusion

Après avoir mis en place différents outils nécessaires à l'étude des jets, j'ai montré la possibilité de reconstruire des jets beaux dans LHCb, avec une description réaliste du détecteur. Cette reconstruction, basée sur les traces mesurées et sur les dépôts neutres dans le calorimètre électromagnétique, est effective pour des jets de pseudorapidité comprise entre 1.8 et 4.4. J'ai développé une procédure de correction de la réponse en énergie des jets beaux, en fonction de leur impulsion transverse et de leur position dans le détecteur. Après correction, les jets beaux ont en moyenne une énergie correspondant à $\pm 5\%$ de leur énergie réelle, avec un écart type relatif d'environ 20%. La distribution en masse des di-jets beaux issus de la désintégration d'un boson de Higgs a alors une largeur d'environ $\frac{\sigma_m}{m_{\text{moyen}}} \sim 22\%$. On pourra par la suite améliorer ce résultat en incluant à la reconstruction des jets les dépôts dans le calorimètre hadronique, et en étudiant la calibration relative des contribution neutres et chargées.

J'ai réalisé une procédure d'identification des jets beaux qui permet d'en sélectionner $\sim 80\%$, tout en rejetant $\sim 99.5\%$ des autres jets. Elle permet en outre de rejeter plus de 90% des jets beaux partiellement dans l'acceptance. A nouveau, on peut attendre une amélioration de ce résultat, par l'usage d'une reconstruction explicite des vertex secondaires des hadrons B et par l'identification de désintégrations semi-leptoniques de hadrons B.

J'ai mis en place une procédure d'identification des électrons de haute impulsion transverse pour lesquels les cellules du calorimètre électromagnétique saturent. Grâce à cette procédure, $\sim 98\%$ de ces électrons sont identifiés, et ce avec une pureté de 97% dans les événements $ZZ \rightarrow b\bar{b} + e^+e^-$. On obtient une efficacité de sélection des leptons provenant du boson vecteur produit en association avec le Higgs d'environ 81% pour les électrons et 87% pour les muons, avec un taux de mauvaises identifications inférieur à 1.5 pour mille dans les deux cas.

L'étude des bruits de fond physique en $bb\ell$ a montrée que la sensibilité du détecteur LHCb est trop faible pour permettre de mettre en évidence un boson de Higgs standard de masse égale à $120\text{GeV}/c^2$ se désintégrant en paire $b\bar{b}$. Cependant, on peut atteindre une signification statistique $S/\sqrt{B} > 4$ en trois ans de prises de données à $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ si on a une particule de même nature que le boson de Higgs mais présentant une section efficace de production 5 fois plus grande. En outre, les études qui ont été réalisées durant cette thèse sur la reconstruction et l'identification des jets beaux montrent qu'il est réaliste d'étudier des états finaux contenant des jets beaux dans le détecteur LHCb, ouvrant ainsi la voie à de nombreuses analyses.

Annexe A

Les réseaux de neurones artificielles

Les réseaux de neurones artificiels sont des outils de modélisation statistique non-linéaire. Ils permettent de réaliser l'ajustement d'une ou plusieurs valeurs en fonction d'un ensemble de variables, en prenant en compte des corrélations non-linéaires entre celles-ci. Ils permettent de réaliser des ajustements, mais aussi de résoudre des problèmes de classification.

Neurone formel Les réseaux de neurones artificiels sont inspirés du fonctionnement des neurones biologiques [97]. L'élément de base du réseau de neurones est le neurone formel, Fig. A.1.

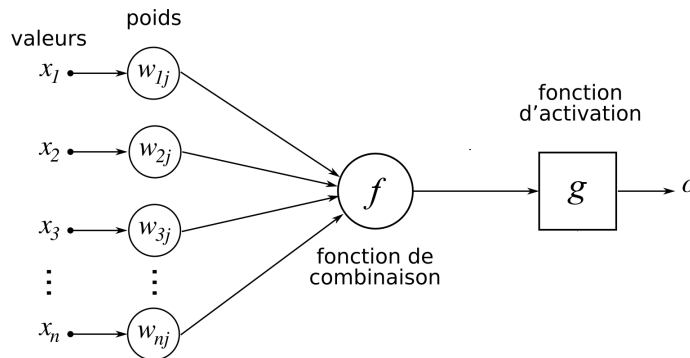


FIG. A.1: Représentation schématique d'un neurone formel. Les valeurs x_i sont les entrées du neurone, les w_i les poids synaptiques, et o la réponse du neurone.

Le neurone formel est constitué de plusieurs entrées, ou synapses, auxquelles sont associées des poids synaptiques. Les entrées forment un vecteur. La réponse o du neurone est donnée par la composition d'une fonction f de $\mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$, dite de fonction de combinaison, et d'une fonction g de $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$, dite de fonction d'activation.

Si la fonction de combinaison f est une somme pondérée, on parle de réseaux de type Perceptron Multi-Couche ou MLP, si f est la norme euclidienne du vecteur on parle de réseaux de type Radial Basis Function. On traitera par la suite les réseaux de type MLP.

Diverses fonctions d'activations g peuvent être utilisées, Eq.A.2.

$$g : x \rightarrow \begin{cases} x & \text{(linéaire)} \\ \tanh x & \text{(tangente hyperbolique)} \\ \frac{1}{1+e^{-kx}} & \text{(fonction sigmoïde)} \\ \dots & \dots \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Dans la plus part des cas, soit cette fonction est une fonction linéaire, soit c'est une fonction de seuillage. Les fonctions de seuillage servent essentiellement à introduire un comportement non linéaire dans le réseau de neurones. Leur réponse comporte en générale :

- Une zone d'activation maximale du neurone au delà d'une certaine valeur de $f(x_i, w_i)$.
- Une zone d'activation minimale du neurone en-deçà d'une autre valeur de $f(x_i, w_i)$.
- Une zone de transition entre les deux valeurs.

Dans le cas d'un neurone dont la fonction d'activation g est en tangente hyperbolique et dont la fonction de combinaison f est une somme pondérée simple, on aura :

$$o = \tanh \left(w_0 + \sum_i w_i x_i \right) \quad (\text{A.2})$$

Structure du réseau de neurones Perceptron à Multi-Couches Un MLP est composé d'un certain nombre de neurones d'entrée et de sortie. Les neurones d'entrée contiennent une seule synapse liée aux variables d'entrée e_i . Les neurones d'entrée et de sortie sont connectés via des couches de neurones intermédiaires, dites « couches cachées », Fig.A.2.

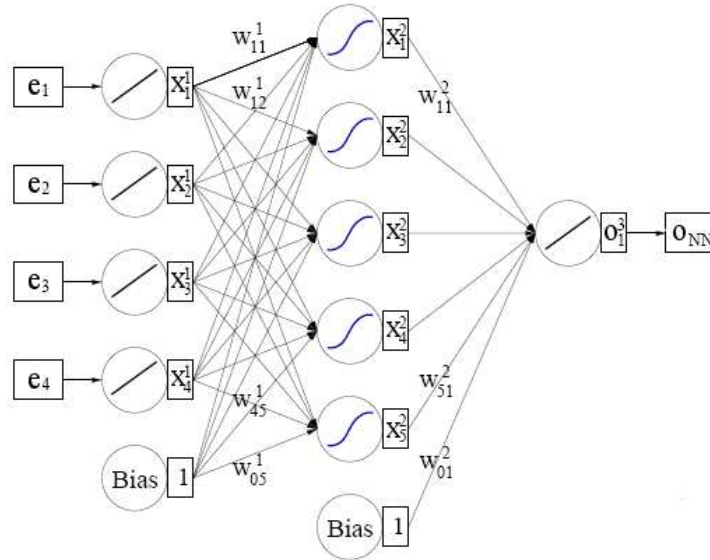


FIG. A.2: Représentation schématique d'une réseau 4 :5 :1. Les e_i sont les variables d'entrée, et o_{NN} est la variable de sortie.

L'architecture du réseau est décrite par le nombre de neurones de chaque couches. Dans le cas de la figure A.2, 4 neurones d'entrées sont reliés à 5 neurones sur une couche cachée, reliés à un neurone de sortie. C'est un réseau 4 :5 :1. Si on prend un cas simple, où les fonctions d'activation de la couche cachée sont des tangentes hyperboliques et où la fonction d'activation du neurone de sortie est linéaire, on peut écrire la sortie du réseau o_{NN} comme :

$$o_{NN} = \sum_j w_{j1}^{(2)} \tanh \left(\sum_i e_i w_{ij}^{(1)} \right) \quad (\text{A.3})$$

où i varie sur le nombre de neurones d'entrée, et j sur le nombre de neurones de la couche cachée.

Ce réseau de neurone est une combinaison linéaire de fonction tangente hyperbolique. Or, on peut montrer [98] qu'une telle fonction permet d'approximer à une précision quelconque toutes

fonctions continues de $\mathfrak{X}^n \rightarrow \mathfrak{X}$. Pour effectuer cette approximation, il faut déterminer la valeur des poids w_{ij} du réseau de neurones. Cette étape se fait par une méthode d'entraînement du réseau de neurones.

Entraînement du réseau Une méthode communément utilisée pour l'entraînement des réseaux de neurones, est la méthode dite de « rétro-propagation ». L'entraînement se fait sur un échantillon de données pour lequel on connaît la valeur o_{vraie} correspondant au vecteur e_i . Une partie de cet échantillon est utilisée pour l'entraînement à proprement dit (échantillon d'entraînement), et une autre est utilisée pour évaluer la qualité de la réponse du réseau (échantillon de test).

Afin de déterminer les poids du réseau, la valeur de sortie du réseau de neurone pour un ensemble de w_{ij} , o_{NN} , est calculée et comparée à la valeur o_{vraie} . La « rétro-propagation » consiste à propager, du neurone de sortie aux neurones d'entrée, l'erreur commise par chaque neurone à chacune de ses synapses et aux neurones qui y sont reliés. Les poids correspondant sont ensuite modifiés en fonction de l'importance de l'erreur qu'ils ont engendrées (voir [99], p66).

L'entraînement se fait sur plusieurs cycle, jusqu'à ce que l'erreur ne diminue plus. Il est nécessaire de vérifier que l'erreur sur l'échantillon d'entraînement et celle sur l'échantillon de test varient ensemble. En effet, il peut arriver que l'entraînement soit biaisé par des fluctuations propres à l'échantillon d'entraînement mais n'existant pas dans l'échantillon de test. On observe alors que l'erreur de la réponse sur l'échantillon d'entraînement diminue, tandis que celle sur l'échantillon de test augmente. C'est le phénomène de sur-entraînement. Il intervient en particulier dans les cas où la taille de l'échantillon est faible devant le nombre de variables utilisées.

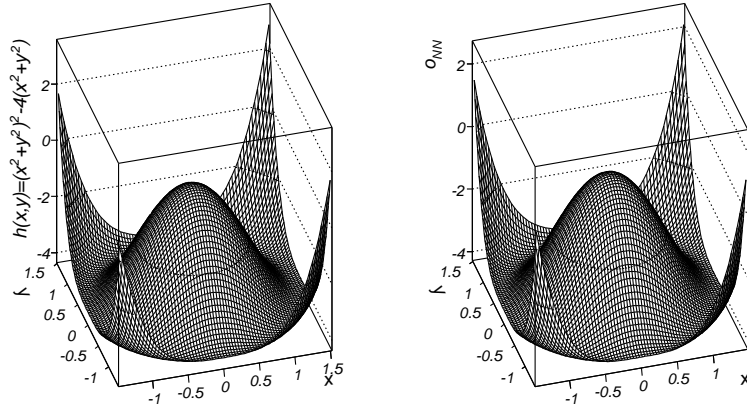


FIG. A.3: Fonction $h(x,y)$ représentée pour x et y entre -1.5 et 1.5 , gauche. Ajustement o_{NN} de la fonction $h(x,y)$ par le réseau de neurone représenté pour x et y entre -1.5 et 1.5 , droite.

Utilisations Les réseaux de neurones peuvent approximer à une précision quelconque toutes fonctions continues de $\mathfrak{X}^n \rightarrow \mathfrak{X}$. On peut donc s'en servir afin d'avoir une paramétrisation souple pour des problèmes d'ajustement. Dans ce cas, la qualité de l'ajustement est déterminée par :

$$\chi_{o_{NN}}^2 = \frac{\sum_N \frac{1}{2} (o_{NN} - o_{vraie})^2}{\sum_N o_{vraie}} \quad (\text{A.4})$$

Afin d'illustrer ce mode d'utilisation, considérons une fonction h de \mathfrak{R}^2 dans \mathfrak{R} , comme celle de la Fig.1.4 :

$$h(x, y) = (x^2 + y^2)^2 - 4(x^2 + y^2) \quad (\text{A.5})$$

On génère 10000 points $\{x, y, h(x, y)\}$ pour $x \in [-2; 2]$ et $y \in [-2; 2]$. La moitié sert pour l'apprentissage, l'autre moitié pour l'évaluation de la qualité du réseau de neurones. Après 500 cycles d'entraînement sur un réseau 2 :4 :3 :1, on obtient l'ajustement présenté Fig.A.3.

L'erreur sur l'ajustement est de $\chi_{\text{ONN}}^2 = 0.099$, évalué sur 5000 points.

C'est ce mode de fonctionnement qui à été utilisé dans le §4.4.2 pour déterminer la valeur des corrections à appliquer à l'énergie des jets en fonction de leur impulsion transverse et de leur pseudorapidité.

On peut aussi utiliser le réseau de neurones comme modèle de classification. Reprenons l'exemple précédent. On génère 36000 points couvrant l'espace défini par $\{x \in [-2; 2]; y \in [-2; 2]; z \in [-6; 2]\}$. A nouveau, la moitié des points sert pour l'apprentissage, l'autre moitié pour l'évaluation de la qualité du réseau de neurones.

On sépare l'espace tridimensionnel en deux type d'évènements : un contenant les points (x, y, z) tels que $z > h(x, y)$, et un contenant ceux tels que $z < h(x, y)$. Le but est d'apprendre au réseau de neurones à distinguer les points appartenant au groupe $z > h(x, y)$ ($o_{\text{vraie}} = 0$) de ceux appartenant au groupe $z < h(x, y)$ ($o_{\text{vraie}} = 1$). La valeur de o_{NN} , après 1500 cycles d'apprentissage d'un réseau 3 :8 :6 :1, est présentée Fig.A.4. En séparant les points $\{(x, y, z)|o_{\text{NN}} > 0.5\}$ et $\{(x, y, z)|o_{\text{NN}} < 0.5\}$ on obtient une approximation des ensemble $\{(x, y, z)|z > h(x, y)\}$ et $\{(x, y, z)|z < h(x, y)\}$

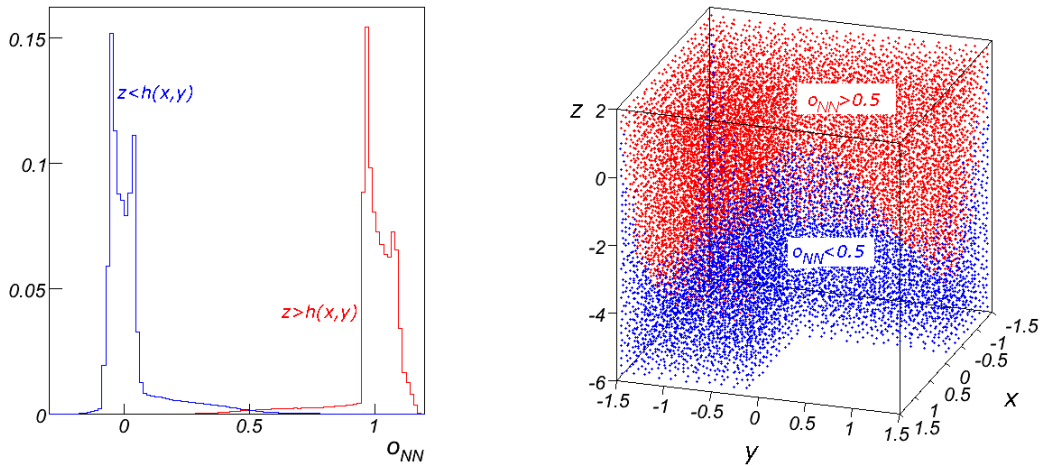


FIG. A.4: Variable de sortie du réseau de neurones pour les points de $z > h(x, y)$ en rouge, et ceux de $z < h(x, y)$ en bleu, gauche. Représentation des points $\{(x, y, z)|o_{\text{NN}} > 0.5\}$ en rouge et $\{(x, y, z)|o_{\text{NN}} < 0.5\}$ en bleu. On distingue sur la figure, que la surface de séparation entre les deux ensemble correspond à $h(x, y)$.

La valeur $o_{\text{NN}} = 0.5$, est la séparatrice la plus proche de $z = h(x, y)$ entre les points $z < h(x, y)$ et $z > h(x, y)$. C'est ce mode de fonctionnement qu'on a utilisé aux §4.5 pour classifier la saveur des jets et au §6.4.1 pour discriminer le signal du bruit de fond dans l'analyse du canal $H(W, Z) \rightarrow b\bar{b}l$.

Bibliographie

- [1] C. Currat. *Direct search for Higgs boson in LHCb*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Jul. 2001. [citée p. 1, 35, 67, 99]
- [2] L. Locatelli. *Direct search for Higgs boson in LHCb and contribution to the development of the Vertex Detector*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Oct. 2007. [citée p. 1, 35, 67, 99, 100, 104, 105, 108, 109]
- [3] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19(21) :1264–1266, Nov 1967. [citée p. 8]
- [4] Gerard 't Hooft. Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields. *Nucl. Phys.*, B35 :167–188, 1971. [citée p. 8]
- [5] J Goldstone. Field theories with superconductor solutions. *Nuovo Cimento*, 19(CERN-TH-118) :154–164, Aug 1960. [citée p. 11]
- [6] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(9) :321–323, Aug 1964. [citée p. 14]
- [7] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global conservation laws and massless particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13(20) :585–587, Nov 1964. [citée p. 14]
- [8] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(16) :508–509, Oct 1964. [citée p. 14]
- [9] Peter W. Higgs. Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons. *Phys. Rev.*, 145(4) :1156–1163, May 1966. [citée p. 14]
- [10] T. P. Cheng and L. F. Li. *Gauge Theory Of Elementary Particle Physics*. Oxford, Uk : Clarendon (1984) 536 P. (Oxford Science Publications). [citée p. 18, 66]
- [11] Abdelhak Djouadi. The Anatomy of Electro-weak Symmetry Breaking. I : The Higgs boson in the Standard Model. *Phys. Rept.*, 457 :1–216, 2008. [citée p. 20, 22, 27, 32]
- [12] Michael S. Chanowitz. Strong W W scattering at the end of the 90's : Theory and experimental prospects. 1998. [citée p. 25]
- [13] David J. E. Callaway. Triviality Pursuit : Can Elementary Scalar Particles Exist? *Phys. Rept.*, 167 :241, 1988. [citée p. 25]
- [14] Marc Sher. Electroweak Higgs Potentials and Vacuum Stability. *Phys. Rept.*, 179 :273–418, 1989. [citée p. 26]
- [15] Thomas Hambye and Kurt Riessellmann. SM Higgs mass bounds from theory. 1997. [citée p. 26]
- [16] J. Alcaraz et al. Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. 2007. [citée p. 26]
- [17] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>. [citée p. 27, 28]

- [18] Janot P. Besson N., Arnoud Y. Physique du Higgs aux collisionneurs e^+e^- et $\mu^+\mu^-$. In IN2P3, editor, *33ème Ecole de Gif, Le Higgs : la chasse continue!*, page 215. DAPNIA, 2001. [citée p. 28]
- [19] Lutz P. Besson N. Méthode statistique et le Higgs à 115 GeV au LEP. In IN2P3, editor, *33ème Ecole de Gif, Le Higgs : la chasse continue!*, page 591. DAPNIA, 2001. [citée p. 29, 31]
- [20] R. Barate et al. Search for the standard model Higgs boson at LEP. *Phys. Lett.*, B565 :61–75, 2003. [citée p. 31]
- [21] The TEVNPH Working Group. Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 2.4 fb⁻¹ of data. 2008. [citée p. 33, 34]
- [22] T. Vickey. Higgs Searches at the LHC. 2008. [citée p. 34]
- [23] ATLAS Collaboration. Technical Proposal for a General Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN. LHCC/P 2, CERN/LHCC/94-43, 1994. [citée p. 39]
- [24] CMS Collaboration. The Compact Muon Solenoid Technical Proposal. LHCC/P 1, CERN/LHCC/94-38, 1994. [citée p. 39]
- [25] ALICE Collaboration. Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC. LHCC/P 3, CERN/LHCC/95-71, 1995. [citée p. 39]
- [26] LHCb Collaboration. LHCb Technical proposal. LHCC/P 4, CERN/LHCC/98-4, 1998. [citée p. 39]
- [27] LHCb Collaboration. The LHCb detector at LHC. *Journal of instrumentation*, 2008. to be published. [citée p. 39, 48]
- [28] ed. Harrison, P. F. and ed. Quinn, Helen R. The BaBar physics book : Physics at an asymmetric B factory. Papers from Workshop on Physics at an Asymmetric B Factory (BaBar Collaboration Meeting), Rome, Italy, 11-14 Nov 1996, Princeton, NJ, 17-20 Mar 1997, Orsay, France, 16-19 Jun 1997 and Pasadena, CA, 22-24 Sep 1997. [citée p. 39]
- [29] A. Abashian et al. (Belle Collaboration). The Belle detector. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, Sect. A 479 :117, 2002. [citée p. 39]
- [30] Andrzej J. Buras. Flavour physics and CP violation. 2005. [citée p. 39]
- [31] Yosef Nir. CP violation : A new era. 2001. [citée p. 39]
- [32] LHCb Collaboration. LHCb Magnet. LHCb TDR 1, CERN/LHCC/2000-7, 2000. [citée p. 40]
- [33] LHCb Collaboration. LHCb Vertex Locator. LHCb TDR 5, CERN/LHCC/2001-11, 2001. [citée p. 41]
- [34] N Tuning. A vertex trigger for the LHCb experiment. Technical Report LHCb-2003-117, CERN, Geneva, Sep 2003. [citée p. 41]
- [35] C Parkes, T Ruf, and T Szumlak. Reconstruction of Cluster Positions in the LHCb Velo. Technical Report LHCb-2007-151. CERN-LHCb-2007-151, CERN, Geneva, Dec 2007. [citée p. 42]
- [36] LHCb Collaboration. LHCb Inner Tracker. LHCb TDR 8, CERN/LHCC/2002-29, 2002. [citée p. 44]
- [37] LHCb Collaboration. LHCb Reoptimized Detector. LHCb TDR 9, CERN/LHCC/2003-30, 2003. [citée p. 44]
- [38] LHCb Collaboration. LHCb Outer Tracker. LHCb TDR 6, CERN/LHCC/2001-24, 2001. [citée p. 45]
- [39] G W van Apeldoorn, S Bachmann, T H Bauer, E Bos, Yu Guz, T Haas, J Knopf, J Nardulli, T Ketel, A Pellegrino, T Sluijk, N Tuning, U Uwer, P Vankov, and D Wiedner. Beam Tests of Final Modules and Electronics of the LHCb Outer Tracker in 2005. Technical Report LHCb-2005-076. CERN-LHCb-2005-076, CERN, Geneva, Oct 2005. [citée p. 47]
- [40] O Callot, M Kucharczyk, and M Witek. VELO-TT track reconstruction. Technical Report LHCb-2007-010. CERN-LHCb-2007-010, CERN, Geneva, Apr 2007. [citée p. 48]
- [41] O Callot and S Hansmann-Menzemer. The Forward Tracking Algorithm and Performance Studies. Technical Report LHCb-2007-015. CERN-LHCb-2007-015, CERN, Geneva, May 2007. [citée p. 48]

- [42] M Needham. Performance of the LHCb Track Reconstruction Software. Technical Report LHCb-2007-144. CERN-LHCb-2007-144, CERN, Geneva, Jan 2008. [citée p. 48]
- [43] J J Van Hunen. The LHCb tracking system. Technical Report LHCb-2006-027. CERN-LHCb-2006-027, CERN, Geneva, Jun 2006. [citée p. 48]
- [44] LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. *J. Inst.*, 2008. to be published. [citée p. 48]
- [45] LHCb Collaboration. LHCb RICH. LHCb TDR 3, CERN/LHCC/2000-37, 2000. [citée p. 50]
- [46] LHCb Collaboration. LHCb Calorimeters. LHCb TDR 2, CERN/LHCC/2000-36, 2000. [citée p. 52]
- [47] C Beigbeder-Beau, A Bertin, V Breton, M Bruschi, O Callot, M Capponi, P Cros, I D'Antone, R Donà, D Galli, B Giacobbe, B Jean-Marie, J Lefrançois, U Marconi, I Massa, M Piccinini, M Poli, N Semprini-Cesari, R Spighi, S Vecchi, I Videau, M Villa, A Vitale, and A Zoccoli. A joint proposal for the level 0 calorimetric triggers. Technical Report LHCb-99-017, CERN, Geneva, Jun 1999. [citée p. 52]
- [48] R Djeliadine, O Iouchtchenko, and V F Obraztsov. LHCb hadron trigger and Hcal cell size and length optimization. Technical Report LHCb-99-035, CERN, Geneva, Sep 1999. [citée p. 52]
- [49] S Barsuk, A Golutvin, V Kochetkov, I Korolko, S Malyshev, V Mayatski, V Yu Rusinov, A Soldatov, and E Tarkovski. Design and construction of electromagnetic calorimeter for LHCb experiment. Technical Report LHCb-2000-043, CERN, Geneva, Oct 2000. [citée p. 53]
- [50] L Garrido, D Gascón, R Miquel, and D Peralta. Results of a tagged photon test beam for the scintillator pad detector. Technical Report LHCb-2000-032, CERN, Geneva, Oct 2000. [citée p. 54]
- [51] et al. Areviev A. Study of the ECAL modules performance at the test beam. Technical Report LHCb-2007-149, CERN, Geneva, 2007. [citée p. 54]
- [52] C Coca, T Preda, A Rosca, I Ajinenko, A E Dorokhov, R I Dzhelyadin, A K Konoplyannikov, V Matveev, V Novikov, O P Yushchenko, and Y Ranyuk. The hadron calorimeter prototype beam-test results. Technical Report LHCb-2000-036, CERN, Geneva, Oct 2000. [citée p. 54]
- [53] LHCb Collaboration. LHCb Muon System. LHCb TDR 4, CERN/LHCC/2001-10, 2001. [citée p. 55]
- [54] M Anelli, P Ciambrone, G Felici, C Forti, G Lanfranchi, R Rosellini, M Santoni, A Saputi, A Sarti, B Sciascia, V Bocci, G Chiodi, E Dané, F Iacoangeli, G Martellotti, R Nobrega, D Pinci, W Rinaldi, and M Gatta. Test of a MWPC for the LHCb Muon System at the Gamma Irradiation Facility at CERN. Technical Report LHCb-2005-003. CERN-LHCb-2005-003, CERN, Geneva, Jan 2005. [citée p. 56]
- [55] H Terrier and I Belyaev. Particle identification with LHCb calorimeters. Technical Report LHCb-2003-092, CERN, Geneva, Sep 2003. [citée p. 58, 91]
- [56] LHCb Collaboration. LHCb Trigger system. LHCb TDR 10, CERN/LHCC/2003-31, 2003. [citée p. 60]
- [57] LHCb Collaboration. LHCb Online System. LHCb TDR 7, CERN/LHCC/2001-40, 2001. [citée p. 61]
- [58] PVSS-2 is a SCADA Package from ETM Austria. www.pvss.com. [citée p. 62, 133]
- [59] D Breton and D Charlet. SPECS : the Serial Protocol for the Experiment Control System of LHCb. Technical Report LHCb-2003-004, CERN, Geneva, Jan 2003. [citée p. 62, 128]
- [60] LHC Computing Grid. LCG TDR 1, CERN/LHCC/2005-024, 2005. [citée p. 63]
- [61] Gauss documentation. <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/>. [citée p. 63]
- [62] Boole documentation. <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/boole/>. [citée p. 63]
- [63] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. 2007. [citée p. 63]
- [64] M. Bahr et al. Herwig++ Physics and Manual. 2008. [citée p. 63]

- [65] S. Agostinelli et al. GEANT4 : A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506 :250–303, 2003. [citée p. 63]
- [66] Brunel documentation. <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/brunel/>. [citée p. 63]
- [67] R. Keith Ellis, W. James Stirling and Bryan R. Webber. *QCD and Collider Physics*. Cambridge Monographs On Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmologie : 8. Cambridge University Press, 1996. [citée p. 65, 66]
- [68] John E. Huth et al. Toward a standardization of jet definitions. Presented at Summer Study on High Energy Physics, Reearch Directions for the Decade, Snowmass, CO, Jun 25 - Jul 13, 1990. [citée p. 67]
- [69] Arnison et al. UA1 Collaboration. *Phys. Lett.*, 132B :214, 1983. [citée p. 67]
- [70] W. Bartel et al. Experimental Studies on Multi-Jet Production in e^+e^- Annihilation at PETRA Energies. *Z. Phys.*, C33 :23, 1986. [citée p. 67]
- [71] M. H. Seymour S. Catani, Y. L. Dokshitzer and B. R. Webber. KtJet : A C++ implementation of the K(T) clustering algorithm. *Nucl. Phys. B*, 406 :187, 1993. [citée p. 67]
- [72] J. M. Butterworth, J. P. Couchman, B. E. Cox, and B. M. Waugh. KtJet : A C++ implementation of the K(T) clustering algorithm. *Comput. Phys. Commun.*, 153 :85–96, 2003. [citée p. 67]
- [73] Stan Bentvelsen and Irmtraud Meyer. The Cambridge jet algorithm : Features and applications. *Eur. Phys. J.*, C4 :623–629, 1998. [citée p. 67]
- [74] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti-kt jet clustering algorithm. *JHEP*, 04 :063, 2008. [citée p. 67]
- [75] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. Dispelling the N^3 myth for the k(t) jet-finder. *Phys. Lett.*, B641 :57–61, 2006. [citée p. 67]
- [76] <http://www.lpthe.jussieu.fr/salam/fastjet/>. [citée p. 67]
- [77] Mrinal Dasgupta, Lorenzo Magnea, and Gavin P. Salam. Non-perturbative QCD effects in jets at hadron colliders. *JHEP*, 02 :055, 2008. [citée p. 68]
- [78] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Catchment Area of Jets. *JHEP*, 04 :005, 2008. [citée p. 68, 74]
- [79] Mrinal Dasgupta, Lorenzo Magnea, and Gavin Salam. Analytical studies for non-perturbative QCD of jets at hadron colliders. 2008. [citée p. 68]
- [80] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. Pileup subtraction using jet areas. *Phys. Lett.*, B659 :119–126, 2008. [citée p. 74]
- [81] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. Electronic version not available. [citée p. 76]
- [82] Michel Della Negra, L Foa, A Hervé, and Achille Petrelli. *CMS physics : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006. [citée p. 76]
- [83] A Bay, I Belyaev, V Coco, N Gueissaz, L Locatelli, C Matteuzzi, M Musy, B Pietrzyk, C Potterat, and S Stone. Study of light Higgs detection in LHCb experiment : in the Standard Model and in a Supersymmetric world, voir "Annecy contribution". to be published as LHCb private note, 2008. [citée p. 77, 118]
- [84] Michelangelo L. Mangano, Mauro Moretti, Fulvio Piccinini, Roberto Pittau, and Antonio D. Polosa. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 07 :001, 2003. [citée p. 101, 102]
- [85] Andrea Messina. $W + \text{jet}$ production at CDF. 2006. [citée p. 104]

- [86] David E. Kaplan and Keith Rehermann. Proposal for Higgs and Superpartner Searches at the LHCb Experiment. *JHEP*, 10 :056, 2007. [citée p. 118]
- [87] Linda M. Carpenter, David E. Kaplan, and Eun-Jung Rhee. Reduced fine-tuning in supersymmetry with R-parity violation. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :211801, 2007. [citée p. 118]
- [88] Matthew J. Strassler and Kathryn M. Zurek. Echoes of a hidden valley at hadron colliders. *Phys. Lett.*, B651 :374–379, 2007. [citée p. 118]
- [89] Matthew J. Strassler and Kathryn M. Zurek. Discovering the Higgs through highly-displaced vertices. *Phys. Lett.*, B661 :263–267, 2008. [citée p. 118]
- [90] Gueissaz N. Searching for a Supersymmetric Higgs Boson through displaced Decay Vertices in LHCb. Master’s thesis, EPFL, 2007. [citée p. 118]
- [91] C Beigbeder-Beau, D Breton, O Callot, D Charlet, O Duarte, J Lefrançois, and F P Machefert. The LHCb calorimeter front-end crate. Technical Report LHCb-2003-038, CERN, Geneva, Sep 2003. [citée p. 125]
- [92] C Beigbeder-Beau, D Breton, O Callot, D Charlet, O Duarte, J Lefrançois, F P Machefert, and I Videau. The trigger part of the calorimeter front-end card. Technical Report LHCb-2003-037, CERN, Geneva, Jun 2003. [citée p. 125]
- [93] C Drancourt, C Beigbeder-Beau, D Breton, O Callot, D Charlet, and J Lefrançois. The validation card for the calorimeter triggers. Technical Report LHCb-2003-120, CERN, Geneva, Sep 2003. [citée p. 128]
- [94] O Callot. Connections in the L0 Calorimeter trigger. Technical Report LHCb-2004-095. CERN-LHCb-2004-095, CERN, Geneva, Nov 2004. [citée p. 133]
- [95] <http://frederic.web.cern.ch/frederic/CAT/CAT.html>. [citée p. 133]
- [96] Test Procedures of the LHCb L0 Calorimeter Cables. EDMS 848198. [citée p. 141]
- [97] J.Y. Lettvin, H.R. Maturana, W.S. McCulloch, and W.H. Pitts. What the frog’s eye tells the frog’s brain. *Proc. Inst. Radio Engr.*, 47(11) :1940–51, 1959. [citée p. 147]
- [98] K. Hornik, M. Stinchcombe, and H. White. Multilayer feedforward networks are universal approximators. *Neural Netw.*, 2(5) :359–366, 1989. [citée p. 148]
- [99] A. Hocker, P. Speckmayer, J. Stelzer, F. Tegenfeldt, H. Voss, K. Voss, A. Christov, S. Henrot-Versille, M. Jachowski, A. Krasznahorkay Jr, Y. Mahalalel, R. Ospanov, X. Prudent, M. Wolter, and A. Zemla. Tmva - toolkit for multivariate data analysis, 2007. [citée p. 149]

Studies of b-jets reconstruction and identification in LHCb experiment in order to determine its sensibility to a standard model Higgs decaying in $b\bar{b}$ pairs :

Abstract :

LHCb sensitivity to a standard model Higgs in the $H + (W, Z) \rightarrow b\bar{b} + (\ell\bar{\ell}, \nu_\ell\ell)$ channel has been studied. Different effects affecting jet reconstruction have been studied at generator and full simulation of the detector level. After correction di-b-jet, mass resolution is $\frac{\sigma_m}{m_{\text{moyen}}} \sim 22\%$. b-jet identification procedure has been set up, selecting $\sim 80\%$ of b-jets while rejecting $\sim 99.5\%$ of other jets. After reducing the $b\bar{b} + \ell$ physical background, a statistical significance of 1 is obtained for 4 years of data taking at a luminosity of $5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Key Words : LHCb, b jets, Standard Model Higgs

Reconstruction et identification de jets beaux dans l'expérience LHCb en vue d'étudier sa sensibilité à un boson de Higgs standard se désintégrant en paire $b\bar{b}$:

Résumé :

La sensibilité du détecteur LHCb au Higgs standard léger dans le canal $H + (W, Z) \rightarrow b\bar{b} + (\ell\bar{\ell}, \nu_\ell\ell)$ est étudiée. Une procédure de reconstruction des jets b à été mise en place. Après correction, la résolution de la distribution en masse des di-jets b est de $\frac{\sigma_m}{m_{\text{moyen}}} \sim 22\%$. La procédure d'identification mise en place sélectionne $\sim 80\%$ des jets b en rejetant $\sim 99.5\%$ des autres jets. Après réduction du bruit de fond en $b\bar{b} + \ell$, on obtient, pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$, une signification statistique du signal supérieure à 1 pour 4 ans de fonctionnement a une luminosité de $5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Mots Clés : LHCb, jets beaux, Higgs standard