



Identification des leptons tau et recherche du boson de Higgs dans l'état final $\mu+\tau$ dans l'expérience D0 auprès du Tevatron

Romain Madar

► To cite this version:

Romain Madar. Identification des leptons tau et recherche du boson de Higgs dans l'état final $\mu+\tau$ dans l'expérience D0 auprès du Tevatron. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : . tel-00620824v1

HAL Id: tel-00620824

<https://theses.hal.science/tel-00620824v1>

Submitted on 8 Sep 2011 (v1), last revised 1 Dec 2011 (v2)

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.

UNIVERSITÉ PARIS XI
FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI
Constituants élémentaires et systèmes complexes

présentée par

Romain Madar

**Identification des leptons τ et recherche du boson
de Higgs dans l'état final $\mu + \tau$ dans l'expérience
DØ auprès du Tevatron**

soutenue le 2 septembre 2011 devant la commission d'examen composée de

M.	Étienne	Augé	Président du jury
M.	Marc	Besançon	Directeur de thèse
M.	Fabrice	Couderc	Encadrant de thèse
M.	Robert	Harlander	Examineur
M.	Aurelio	Juste	Examineur
M.	Éric	Kajfaz	Rapporteur
M.	Yves	Sirois	Rapporteur

Remerciements

Je tiens à remercier Philippe Chomaz, chef de l'Institut de Recherches sur les lois Fondamentales de l'Univers, et Ursula Bassler, chef du Service de Physique des Particules pour m'avoir accueilli pendant ces trois années.

Je remercie également les membres du jury : Éric Kajfaz et Yves Sirois pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail, Aurelio Juste et Robert Harlander pour avoir été examinateurs et enfin, Étienne Augé pour avoir accepté la présidence du jury. Par ailleurs, sa lecture extrêmement minutieuse a permis d'améliorer la forme mais aussi le fond de ce manuscrit.

J'exprime évidemment toute ma reconnaissance aux personnes qui m'ont encadré pendant ces trois années : Marc Besançon et Fabrice Couderc. Marc, tu as toujours été très présent et soucieux de mon évolution. Je me souviens qu'au début de ma deuxième année, j'entamais une phase aiguë de "je ne sers à rien" et tu as eu des paroles rassurantes et, comme toujours, très justes qui m'ont montré que j'étais sur la bonne voie malgré les apparences. Cette prise de conscience a été importante et m'a clairement aidé à avancer. Merci également pour tes relectures indispensables des différents documents que j'ai pu écrire (en particulier, ce manuscrit) et pour ta patience sans limite vis-à-vis de mon anglais et de mon orthographe d'une qualité parfois douteuse. Enfin, ton appui au sein de la collaboration et du laboratoire a été un ingrédient indispensable à la finalisation de ce travail. Fabrice, c'est grâce à toi que je suis passé du stade "c'est quoi une erreur statistique?" au stade "j'ai fait un petit code qui dérive une limite à 95% de niveau de confiance". Tu m'as énormément appris pendant ces trois années. Tu as été un excellent guide dans l'univers impitoyable du C++ et du code de DØ mais tu m'as également transmis beaucoup de concepts et de notions de physique des hautes énergies expérimentale et ce, avec une patience et une disponibilité hors du commun. Par ailleurs, tu as toujours été d'une grande exigence vis-à-vis de mon travail (comme du tien) y compris dans les périodes difficiles, et je n'aurais pas eu une telle confiance en ton encadrement si tu avais été plus coulant. Merci également pour ta relecture de ce manuscrit qui a été extrêmement bénéfique : tes remarques et suggestions ont permis de rendre certains passages techniques bien plus clairs. Pour finir, j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec toi au quotidien, entre autres, pour ton sens de l'humour plutôt corrosif mais auquel on s'attache assez rapidement !

Cette thèse n'aurait pas eu la même saveur sans l'ambiance sympathique et dynamique du groupe DØ de Saclay. Je voudrais remercier chacun des membres que j'ai eu l'occasion de côtoyer : Fred pour ton énergie (pleinement exploitée lors de la montée en neige de blanc d'œuf) et les discussions qu'on a eu pendant le "rush de Moriond" (elles semblaient anodines mais m'ont aidé à tenir le coup), Slava pour ta gentillesse et tes soirées pelmeni-vodka à la maison de Saclay (maintenant, je peux te le dire : la vodka y était pour beaucoup dans ce culte voué aux pelmenis), Boris pour les nombreuses (et fructueuses) discussions de physique,

les combats à mains nues et ton imagination toujours plus débordante (je continue à croire que tu devrais écrire des bande-dessinées de science fiction).

Bien évidemment, la bonne ambiance entre les thésards de DØ ou d'ailleurs était indispensable pour ne pas sombrer dans la dépression. Un grand merci à Émilien pour ses bons plans de concert de jazz à Chicago, Solène pour m'avoir appris que ce n'est pas si facile de monter des œufs en neige (oui, c'est bien Fred qui a fini le boulot) et pour m'avoir apporté à manger en shift, Aurélien pour m'avoir initié aux joies de Linux, Cécile et Matthieu pour les crises de rire, les discussions stimulantes (et les autres) et surtout pour la guerre froide qui régnait dans le bureau (je crois que tu as gagné haut la main, Cécile, avec ton double échange de lettres de clavier). Un grand merci à Jon pour les discussions de physique et surtout les autres, pour être capable de manger à n'importe quelle heure, pour ta compagnie en salle de contrôle entre 20h00 et 00h00 ... Je pense qu'avec tous ces moments passés à Fermilab, on est fin prêt pour le CERN! Merci aussi à tous les thésards du SPP pour les repas du vendredi qui sont vite devenus synonyme de début de week-end.

Je voudrais bien sûr remercier chaleureusement toutes les personnes extérieures au laboratoire qui m'ont permis d'attaquer chaque lundi presque sereinement en m'aidant à oublier tous les déboires de la semaine précédente. Merci à Philippe, Jimmy et Alex pour tous les samedis soirs mémorables dans les bars parisiens qui finissaient d'une manière toujours plus surprenante. Merci aussi aux musiciens, Guillaume, Antoine et Fred pour les répét' du mardi soir accompagnées de l'habituelle entrecôte chez Nina. C'était tout simplement vital pour ma santé mentale! Merci à Antoinette, Mélanie et Chloé qui m'ont toujours apporté leur soutien au fil des années même si on ne se voyait qu'occasionnellement. Un merci particulier pour Anaïs qui a relu l'intégralité de ce manuscrit pour y relever les nombreuses coquilles ... je ne sais toujours pas comment tu en es venue à bout!

Enfin, pour m'avoir guidé dans mes choix depuis le début et pour votre soutien inconditionnel tout au long de mes études, je remercie énormément mes parents et mes deux sœurs.

Table des matières

Introduction générale	1
I. Enjeux fondamentaux	11
1. Le Modèle Standard des interactions fondamentales	13
1.1. Fondements	13
1.1.1. Notion de symétrie et de représentation	13
1.1.2. Symétries de l'espace-temps	14
1.1.3. Symétrie de jauge	16
1.2. Symétrie de jauge du Modèle Standard	17
1.2.1. Matière et interactions	17
1.2.2. Le problème de la masse	19
1.3. Brisure spontanée de la symétrie électrofaible	19
1.3.1. Le champ de Higgs et sa dynamique	20
1.3.2. L'interaction électrofaible après brisure	22
1.3.3. La masse des fermions	23
1.4. Succès et faiblesses du Modèle Standard	24
1.4.1. Les confirmations expérimentales	24
1.4.2. Quelques questions en suspend	28
1.4.3. Quelques perspectives	29
1.5. Conclusions	31
2. Contraintes et prédictions théoriques sur le boson de Higgs	37
2.1. Contraintes théoriques	37
2.1.1. Corrections radiatives au potentiel du champ de Higgs	37
2.1.2. Unitarité du Modèle Standard : diffusion de bosons W à haute énergie	41
2.2. Contraintes expérimentales	45
2.2.1. Limites indirectes : cohérence du secteur électrofaible	45
2.2.2. Limites directes	47
2.3. Prédictions théoriques et stratégie de recherche au Tevatron	48
2.3.1. Généralités sur les collisions protons-antiprotons	48
2.3.2. Phénoménologie du boson de Higgs au Tevatron	49
2.3.3. Production du boson de Higgs par fusion de gluons	51
2.4. Conclusions	58

II. Contexte expérimental	65
3. Production et détection des collisions	67
3.1. Production et accélération des faisceaux	67
3.1.1. Faisceau de protons	68
3.1.2. Injecteur principal et recycleur	69
3.1.3. Faisceau d'antiprotons	70
3.1.4. Le Tevatron	70
3.1.5. Cycle de fonctionnement	71
3.2. Le détecteur DØ	72
3.2.1. Le trajectographe	73
3.2.2. Les détecteurs de pieds de gerbe	76
3.2.3. Le calorimètre	77
3.2.4. Le spectromètre à muons	80
3.2.5. Luminosité instantanée	83
3.2.6. Système de déclenchement	85
3.3. Conclusions	89
4. Simulation des événements, reconstruction et identification des objets	93
4.1. Simulation des événements	93
4.1.1. Description de la chaîne de simulation	93
4.1.2. Aperçu des fondements physiques de la simulation	94
4.1.3. Processus du Modèle Standard	97
4.1.4. Nécessité d'affiner la simulation	98
4.2. Reconstruction et identification des objets	98
4.2.1. Reconstruction des traces et du vertex primaire	98
4.2.2. Reconstruction des muons	99
4.2.3. Reconstruction des désintégrations hadroniques des leptons τ	101
4.2.4. Reconstruction des jets et des électrons	105
4.2.5. Reconstruction et modélisation de l'énergie transverse manquante	106
4.3. Corrections de la simulation relatives à l'événement	108
4.3.1. Efficacité de déclenchement	108
4.3.2. Luminosité et extension du faisceau	108
4.3.3. Spectre d'impulsion des bosons électrofaibles	109
4.4. Conclusions	110
III. Développements et analyses basés sur un état final tauique	115
5. Reconstruction et identification des leptons τ	117
5.1. Le défi expérimental	118
5.2. Mode de désintégration du lepton τ et reconstruction	118
5.2.1. Désintégration du lepton τ	118
5.2.2. Reconstruction	119
5.3. Identification des leptons τ parmi les jets	120
5.3.1. Brève description des réseaux de neurones	121
5.3.2. Échantillons de travail	122

5.3.3.	Observables discriminantes	123
5.3.4.	Description et performance de l'algorithme	129
5.3.5.	Stratégies d'optimisation	130
5.4.	Amélioration de l'analyse multivariée	132
5.4.1.	Ajustement des paramètres du réseau de neurones	132
5.4.2.	Entraînement dédié à différentes impulsions transverses	132
5.4.3.	Entraînement dédié à la région intercryostat	135
5.5.	Exploitation du détecteur du pied de gerbe	136
5.5.1.	Motivations et description du détecteur	136
5.5.2.	Reconstruction officielle des dépôts du CPS	137
5.5.3.	Reconstruction du dépôt à partir de l'énergie des bandes	139
5.6.	Exploitation du temps de vie du lepton τ	150
5.6.1.	Motivations et méthode utilisée	150
5.6.2.	Application aux leptons τ et résultats	151
5.7.	Résultat final et étude sur différents processus physiques	155
5.8.	Performances de l'algorithme dans les conditions d'analyse	157
5.8.1.	Performances	157
5.8.2.	Comparaison entre données et simulation	160
5.8.3.	Amélioration en fonction de l'énergie transverse	162
5.9.	Conclusions	164
6.	Modèle et estimation du bruit de fond W+jets dans l'état final $\mu + \tau_{\text{had}}$	167
6.1.	Motivations	167
6.2.	Origines de la corrélation de charge dans la simulation	170
6.2.1.	Corrélation de charge intrinsèque au processus W+jets	170
6.2.2.	Effets de reconstruction : comparaisons entre le parton et le τ reconstruit	171
6.2.3.	Corrélation de charge résultante : convolution des deux effets	172
6.3.	Modélisation et stratégie de mesure dans les données	173
6.3.1.	Modèle du bruit de fond W+jets	173
6.3.2.	Stratégie pour ajuster le modèle aux données	175
6.4.	Cohérence de la stratégie et du modèle	177
6.4.1.	Hypothèses sous-jacentes et amélioration du modèle	177
6.4.2.	Test de la procédure d'ajustement du modèle	181
6.5.	Mesure dans les données et correction de la simulation	186
6.5.1.	Sélection d'un échantillon de W+jets	186
6.5.2.	Ajustement du modèle aux données	188
6.5.3.	Correction de la simulation	189
6.5.4.	Effet de la correction sur l'accord entre données et simulation	191
6.6.	Incertitudes systématiques	196
6.6.1.	Incertitude due au modèle	196
6.6.2.	Incertitude due à la procédure d'ajustement	196
6.6.3.	Incertitude totale	197
6.7.	Conclusions	198
7.	Recherche du boson de Higgs dans les événements $\mu + \tau_{\text{had}}$	201
7.1.	Introduction	201
7.2.	Définition de variables cinématiques	202

7.3.	Données et simulation du signal	203
7.3.1.	Données analysées	203
7.3.2.	Simulation des événements de signal	203
7.4.	Présélections des événements	203
7.4.1.	Le candidat muon	203
7.4.2.	Le lepton τ	204
7.4.3.	Les jets et les électrons	204
7.4.4.	Résumé de la présélection des événements	207
7.5.	Estimation du bruit de fond multijets	208
7.5.1.	Méthode des leptons de même signe	208
7.5.2.	Méthode des muons non isolés	209
7.5.3.	Comparaison des deux méthodes	210
7.5.4.	Incertitude systématique	214
7.6.	Mesure des efficacités de déclenchement	215
7.7.	Échantillons de contrôle électrofaibles	217
7.7.1.	Échantillon enrichi en bosons Z	217
7.7.2.	Échantillon enrichi en W+jets	219
7.7.3.	Échantillon enrichi en quark top	221
7.7.4.	Échantillon dans la région cinématique du signal	223
7.8.	Recherche du boson de Higgs : extraction du signal	225
7.8.1.	Extraction cinématique du signal : sélection finale	225
7.8.2.	Discrimination entre les événements W+jets et le signal	227
7.9.	Incertitudes systématiques	233
7.9.1.	Incertitudes expérimentales	234
7.9.2.	Incertitudes relatives à la modélisation des processus	235
7.9.3.	Résumé des incertitudes systématiques	236
7.10.	Résultat dans le cadre du Modèle Standard	236
7.11.	Résultat dans le cadre d'un modèle de quatrième famille	240
7.11.1.	Contexte général	240
7.11.2.	Le boson de Higgs dans un scénario de quatrième famille	241
Conclusions et perspectives		245
IV. Annexes		247
A. Éléments de calcul sur la diffusion de bosons W dans le Modèle Standard		249
A.1.	Généralités et notations	249
A.1.1.	État de polarisation dans la limite des hautes énergies	251
A.1.2.	Propagateurs et structure des vertex impliqués	251
A.1.3.	Décomposition en onde partielle	252
A.2.	Amplitude sans boson de Higgs	253
A.2.1.	Couplage ponctuel	253
A.2.2.	Échange d'un boson Z en voie s	253
A.2.3.	Échange d'un boson Z en voie t	254
A.2.4.	Amplitude de l'onde s	254

A.3. Amplitude avec boson de Higgs	255
A.3.1. Contribution des échanges de boson de Higgs	255
A.3.2. Amplitude totale	256
A.3.3. Amplitude de l'onde s	256
B. Analyse statistique et calcul de limite	257
B.1. Génération de pseudo-expériences	257
B.2. Test statistique d'hypothèse	258
B.3. Définition des niveaux de confiance	259
B.4. Limite sur le rapport à une prédiction théorique	260
B.5. Procédure d'ajustement des systématiques	261
B.6. Généralisation de la procédure de limite	262

Introduction générale

L'objet de la physique est de comprendre le comportement des lois de la Nature. Une des approches adoptées pour atteindre ce but est le réductionnisme¹ qui vise à expliquer la totalité des observations grâce à la somme de quelques principes fondamentaux. Cette tendance à chercher des origines communes à des phénomènes apparemment disjoints porte le nom d'*unification*. Sans refaire l'histoire de la physique dans ses détails, il est intéressant de souligner les étapes importantes vers notre compréhension moderne de la Nature et de préciser comment les domaines différents de la physique ont été assemblés dans une vision unifiée. Cette introduction décrit les faits marquants qui ont permis d'élaborer le contexte actuel en physique des hautes énergies, dans lequel le travail de cette thèse s'inscrit.

Préambule historique

Physique pré-Quantique

La première hypothèse *atomiste* moderne a été évoquée par Dalton en 1803 lors de ses travaux sur les réactions chimiques gazeuses, où les quantités de matières intervenaient toujours dans des rapports de nombres entiers petits. Dans les années 1870, cette hypothèse sera confirmée, entre autres, par une compréhension profonde des phénomènes thermodynamiques en terme de mouvement des éléments constituant le système, due aux travaux de Boltzman et Maxwell [1]. Des grandeurs introduites de manière *ad hoc*, telle que l'entropie, trouvaient alors une interprétation statistique basée sur la mécanique et son évolution temporelle devenait intuitive. D'autre part, les phénomènes électriques et magnétiques étaient étudiés intensivement depuis deux siècles et conduisirent notamment Faraday à introduire la notion de *champ* en 1852.

En 1865, Maxwell marqua une rupture dans le panorama de la physique en élaborant sa théorie de l'électromagnétique présentée dans le traité fondateur "A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field" [2]. Cette théorie regroupe l'ensemble des résultats expérimentaux passés et contient un terme supplémentaire comme source de champ magnétique, le courant de déplacement, qui assure alors la cohérence de l'édifice théorique en imposant la conservation de la charge électrique. Ce nouveau terme prédit la propagation d'une perturbation électromagnétique à une vitesse déterminée par la perméabilité magnétique et la permittivité électrique du vide, par ailleurs mesurées. Cette vitesse de propagation coïncide avec celle d'un signal lumineux : Maxwell conclut que la *lumière est de nature électromagnétique*. La théorie de Maxwell marque alors un tournant important car, en plus d'unifier les phénomènes électriques et magnétiques, elle englobe les phénomènes lumineux dans le même cadre. De

1. Il existe une approche antagoniste, toute aussi importante, qui se base sur les phénomènes émergents de système complexe.

plus, la valeur de la vitesse des ondes électromagnétiques ne semble pas dépendre d'un quelconque référentiel, ce qui contredit les lois de la mécanique newtonienne. Dans le but de conserver cette théorie, plusieurs tentatives ont été mises en œuvre, comme par exemple le recours à l'éther. Pour trancher le débat, des expériences ont été menées par Fizeau, Michelson et Morley [3], afin de mesurer la dépendance de la vitesse de la lumière avec le référentiel d'étude et ainsi de tester la théorie de Maxwell. Les observations confirment les équations de Maxwell. En 1905, Einstein et d'autres scientifiques proposèrent une nouvelle conception de l'espace et du temps basée sur le fait qu'il existe une vitesse limite indépendante de tout référentiel, prise égale à la célérité des ondes électromagnétiques : c'est la naissance de la relativité restreinte [4]. La nouvelle structure de l'espace et temps issue de cette théorie impose que tout corps au repos possède une énergie due à sa masse inertielle : *la masse est donc une nouvelle forme d'énergie*. Par conséquent, la conservation de la masse du système, élémentaire en mécanique newtonienne, n'est plus vérifiée. Cette conception révolutionnaire et novatrice de la mécanique signe, avec l'avènement de la mécanique quantique, le commencement de la physique moderne.

Physique Quantique

Dans les années 1900, apparaît pour la première fois le concept de *quanta*, que ce soit comme un artifice de calcul permettant à Planck de modéliser le rayonnement du corps noir [5], ou en tant qu'entité physique présente dans l'interprétation de l'effet photoélectrique proposée par Einstein [6]. Par ailleurs, en 1911, l'expérience de Rutherford mit en évidence l'existence du noyau atomique [7] et permit d'avancer dans la compréhension de la structure des atomes. Pourtant, tous les modèles basés sur la mécanique newtonienne conduisaient à une instabilité de l'édifice atomique et n'expliquaient pas le spectre discret de la lumière émise par les vapeurs atomiques. En 1913, Bohr élaborait un modèle atomique empirique [8] où la quantification du moment cinétique de l'électron est introduite *ad hoc* : Bohr obtient une dynamique de l'atome d'hydrogène conforme aux observations mais ne peut pas généraliser sa théorie aux atomes plus complexes. La *dualité onde-corpuscule* introduite par Planck et Einstein pour la lumière fut alors appliquée aux particules de matière par De Broglie en 1924 [9] et l'équation de Schrödinger écrite en 1926 [10] donna une première description cohérente des atomes. Dans ce formalisme, les états stables sont décrits par un ensemble d'ondes stationnaires de fréquence discrète engendrées par le confinement spatial de l'onde électronique : la quantification de l'énergie découle du caractère ondulatoire de l'électron.

Malgré le succès de l'équation de Schrödinger, plusieurs problèmes restaient encore à résoudre. D'abord, le *spin* de l'électron introduit par Uhlenbeck et Goudsmit [11], devait être ajouté de manière *ad hoc* pour rendre compte de l'expérience de Stern et Gerlach [12]. Ce degré de liberté supplémentaire, non contenu dans l'équation de Schrödinger, était également nécessaire pour justifier l'explication de la structure des spectres atomiques basée sur le principe d'exclusion de Pauli [13] ainsi que l'effet Zeeman dit anormal observé en 1897 [14]. Un autre problème réside dans l'incompatibilité de l'équation de Schrödinger avec la relativité restreinte ; mais en 1926, Klein et Gordon écrivirent² une équation relativiste vérifiée par l'onde de matière [15, 16]. Néanmoins, cette équation n'expliquait pas l'origine du spin

2. L'origine réelle de cette équation est controversée : on peut lire que Schrödinger l'avait écrite en premier mais trouvait des résultats en désaccord avec les mesures spectroscopiques de l'époque, contrairement à l'équation non relativiste. Il aurait donc renoncé à publier la version relativiste.

de l'électron et pire encore, n'avait pas d'état fondamental (problème des énergies négatives). En 1928, Dirac écrivit une équation relativiste [17], qui faisait apparaître naturellement le degré de liberté de spin ainsi qu'un facteur gyromagnétique $g = 2$ nécessaire pour comprendre quantitativement l'effet Zeeman anormal. En outre, Dirac proposa l'interprétation de "la mer de Dirac" basée sur le principe de Pauli pour résoudre le problème des énergies négatives. Bien que le paradoxe des énergies négatives était résolu (au moins pour des fermions), l'équation de Dirac posait d'autres problèmes comme le paradoxe de Klein [18] : le coefficient de réflexion de l'onde électronique sur une barrière de potentiel dépasse l'unité lorsque la hauteur de la barrière devient supérieure à l'énergie de masse de l'électron. Cette violation de l'unitarité relève de la non conservation du nombre de particules en relativité restreinte. En effet, quand l'énergie du système est suffisante, une conversion en masse peut s'opérer et augmenter ainsi le nombre de particules du système, ce qui est précisément la situation explicitée ci-dessus.

Théorie Quantique des Champs

Ce problème se résout en appliquant les principes de la mécanique quantique au champ décrivant la particule : l'amplitude du champ en chaque point devient une observable quantique (*i.e.* un opérateur). Cette procédure qui définit le cadre de la *théorie quantique des champs*, a été appliquée en premier par Dirac sur le champ électromagnétique en 1927 [19] : d'après les équations de Maxwell, chaque mode évolue suivant la même dynamique qu'un oscillateur harmonique qui, après quantification, ne voit son énergie augmenter que par quantum. L'état du champ correspondant à un quantum d'énergie s'interprète alors comme un état à une particule, ici le photon. Par ailleurs, bien que l'association d'un champ à une particule relève déjà du caractère quantique³, Jordan proposa d'appliquer la procédure de quantification au champ de matière [20] : l'état du champ correspondant à un quantum d'énergie permet de retrouver le formalisme de la fonction d'onde à une particule. Ainsi, les particules de matière apparaissent également comme quantum de vibration d'un champ, faisant de la lumière et la matière *deux objets de même nature physique* décrits dans un cadre théorique commun. Dans ce formalisme, l'interaction électromagnétique entre électrons se traduit par des équations d'évolution couplées : la dynamique du champ d'électrons est modifiée par le champ de photons et inversement.

La raison pour laquelle le champ associé à l'électron a été découvert très tard en comparaison du champ associé au photon est que ce dernier admet une limite classique, le champ électromagnétique. En raison de leur nature bosonique, plusieurs photons peuvent peupler un même état quantique et le système se comporte alors comme un champ macroscopique aux propriétés classiques. Au contraire, les objets fermioniques sont soumis au principe d'exclusion de Pauli et n'ont donc pas de limite classique : au niveau macroscopique, les électrons nous apparaissent comme "particules" alors que les photons nous apparaissent sous la forme d'une "onde".

La théorie quantique des champs résout les paradoxes des équations de Dirac et de Klein-Gordon car elle autorise un nombre variable de particules. En effet, deux situations ayant un nombre de particules différent ne correspondent pas à deux systèmes physiques différents mais à *deux états d'un unique système*, le champ. Par ailleurs, l'analogie entre un objet quantique

3. Pour cette raison, la quantification des champs est historiquement appelée "seconde quantification".

et un objet étant à la fois onde et corpuscule⁴ trouve enfin un fondement naturel en théorie quantique des champs : l’aspect ondulatoire provient d’une description à l’aide d’un champ et l’aspect corpusculaire provient de la dynamique quantique de ce champ faisant naturellement apparaître des entités “discrètes”.

En 1947, Lamb découvrit expérimentalement une nouvelle transition atomique de l’atome d’hydrogène de l’ordre de 1000 MHz [21], attribuée à une levée de dégénérescence en énergie des états $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ incompatible avec les prédictions de l’équation de Dirac. Par ailleurs, une difficulté importante empêchait l’exploitation complète de la théorie quantique des champs : des divergences apparaissaient systématiquement lors de calculs poussés au delà de l’ordre dominant de la théorie des perturbations [22, 23, 24]. Au-delà de l’ordre dominant, les amplitudes de probabilité font intervenir des états intermédiaires à plusieurs particules non permis classiquement (états virtuels). Pour cette raison, les ordres supérieurs sont appelés corrections quantiques. Le pouvoir prédictif au niveau quantique de ce type de théorie était alors limité et la communauté s’interrogeait sur sa viabilité.

Les années 40 marqueront un tournant important pour la théorie quantique des champs grâce aux travaux de Tomonaga, Schwinger et Feynman sur la gestion des infinis apparaissant dans les calculs d’ordre supérieur en électrodynamique quantique [25, 26, 27] : une procédure systématique, appelée renormalisation, fut développée pour absorber tous les infinis en redéfinissant un nombre fini de paramètres de la théorie. La théorie quantique des champs des interactions électromagnétiques (l’Electrodynamique Quantique) fournit donc un cadre théorique parfaitement prédictif, et le décalage de Lamb est expliqué. L’électrodynamique quantique est, aujourd’hui encore, la théorie vérifiée avec la plus grande précision grâce à la mesure et la prédiction théorique du facteur gyromagnétique de l’électron [28, 29] : son écart par rapport à la prédiction de l’équation de Dirac (*i.e.* $g - 2$ où moment magnétique anormal) démontre la réalité physique des états virtuels et valide le caractère quantique de la théorie ainsi que la procédure de renormalisation⁵.

Vers une théorie quantique de l’interaction électrofaible

Dans les années 1910, Meitner, Hahn et Chadwick mesurèrent l’énergie des électrons issus de désintégrations β [30, 31]. La distribution observée était continue et remettait alors en cause la conservation de l’énergie. Pour expliquer ce spectre tout en gardant la conservation de l’énergie, Pauli supposa l’existence d’une particule légère et indétectable, le neutrino [32]. En 1934, Fermi proposa la première théorie de l’interaction, dite interaction faible, responsable de la désintégration β . Calquée sur l’électromagnétisme, la théorie de Fermi décrit cette interaction par un couplage entre deux courants. Trois ans après, le muon fut découvert et la mesure de son temps de vie était en accord avec la prédiction de la théorie de Fermi.

Par ailleurs, il était connu que les équations de Maxwell contenaient plus de degrés de liberté que nécessaire. En effet, une transformation mathématique, dite *transformation de jauge*, permet de redéfinir les champs tout en gardant les mêmes prédictions physiques. Au niveau quantique, cette propriété apparaît comme l’invariance par ajout d’une phase *locale*

4. Cette analogie devient stérile pour un système à (au moins) deux particules puisque la fonction d’onde $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$ dépend de deux points de l’espace et ne peut donc plus s’interpréter comme une onde.

5. Pour la communauté, la présence de ces infinis pouvait s’interpréter comme une limite de validité intrinsèque de la théorie et la procédure de renormalisation apparaissait comme un moyen (artificiel) de la contourner. Son acceptation n’était donc pas acquise.

sur les champs. Cet excès de degrés de liberté a été érigé en *principe* : on exige que la théorie soit invariante sous une transformation de jauge locale, ce qui n'est possible qu'après introduction d'une interaction véhiculée par un champ de masse nulle. En 1954, Yang et Mills ont généralisé les théories de jauge [33] à des groupes de symétrie plus compliqués que celui de l'électrodynamique. La seule hypothèse d'un groupe de symétrie de jauge induit une dynamique parfaitement déterminée. De plus, t'Hooft et Veltman montreront 15 ans plus tard que les théories de Yang et Mills sont renormalisables [34] et donc parfaitement prédictives. Ces travaux auront un rôle fondamental dans l'acceptation des théories de Yang-Mills comme candidat potentiel pour décrire la Nature.

Dans les années 50 et 60, plusieurs travaux expérimentaux et théoriques importants supplémentaires ont permis à Glashow, Salam et Weinberg d'aboutir à une *théorie unifiée des interactions électromagnétique et faible* appelée le Modèle Standard électrofaible [35, 36, 37] en 1967. Cette théorie de type Yang-Mills est basée sur la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, dite symétrie électrofaible, et prédit de nouvelles interactions. L'une d'entre-elles correspond à la théorie de Fermi de l'interaction faible dans la limite des basses énergies, à condition que le médiateur soit massif. La symétrie de jauge interdit un médiateur massif et doit donc être brisée. Cependant, le mécanisme de brisure doit permettre de conserver la manière dont la symétrie contraint les interactions : une brisure spontanée répond à une telle exigence. La mesure du temps de vie du muon prédit la masse des nouveaux médiateurs et, en 1983, ces nouveaux bosons sont observés au CERN et possèdent les masses attendues. Compte tenu de ces succès expérimentaux et de la renormalisabilité de la théorie, le Modèle Standard électrofaible est communément accepté. Cependant, le mécanisme et l'origine de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible restent aujourd'hui inconnus. Le scénario le plus simple consiste à effectuer cette brisure par le mécanisme de Higgs [38, 39, 40] qui conduit à l'existence d'un champ scalaire résiduel, dont le quantum est appelé boson de Higgs. L'ensemble des observations expérimentales ne permettent pas de confirmer l'existence de cette particule ni même de remonter au mécanisme de brisure électrofaible.

L'unification de phénomènes physiques apparemment disjoints a débuté à la fin du 19^{ème} siècle avec les équations de Maxwell qui traitent l'électricité, le magnétisme et la lumière comme plusieurs facettes d'un seul objet physique. Le Modèle Standard des interactions électrofaibles s'inscrit également dans cette dynamique puisqu'il décrit les interactions faibles et électromagnétiques comme deux aspects d'une seule interaction plus complexe. Pourtant, malgré les nombreux succès expérimentaux de cette théorie, le boson de Higgs nécessaire à sa cohérence n'est toujours pas découvert à l'heure actuelle.

Travail effectué pendant la thèse

Cette thèse présente le travail effectué sur la recherche du boson de Higgs dans un état final tauique dans l'expérience DØ auprès du Tevatron. Ce collisionneur proton-antiprotons est en fonctionnement depuis presque 20 ans, ce qui en fait une machine très bien maîtrisée, bien que moins puissante que le Large Hadron Collider (LHC). Il en est de même pour les détecteurs DØ et CDF qui collectent et analysent les collisions, même si les détecteurs ATLAS et CMS montrent un excellent démarrage. La bonne compréhension des détecteurs et les nombreuses optimisations d'algorithmes d'identification de particules opérés pendant ces nombreuses années fait du Tevatron un outil essentiel pour étudier la physique à l'échelle

électrofaible. De plus, les méthodes d'analyse dédiées à la recherche du boson de Higgs en collisions hadroniques ont été intensément optimisées et atteignent un très haut niveau de maturité. Ces techniques ont permis d'atteindre une bonne sensibilité à la production de bosons de Higgs et inspirent par ailleurs les recherches faites au LHC. Enfin, à l'arrêt du Tevatron prévu en septembre 2011, la quantité de données analysables avoisinera les 11 fb^{-1} , permettant d'être plus sensible à des processus rares comme la production de bosons de Higgs.

Dans la fenêtre de masse où le Tevatron est sensible, le boson de Higgs se désintègre presque exclusivement en deux bosons W ce qui permet une recherche dans un état final dileptonique, particulièrement pauvre en bruit de fond dans un environnement hadronique. Les canaux dimuons, électron-muon et diélectrons (définis par la désintégration de chaque boson W) étant déjà étudiés, cette thèse se propose de rechercher le boson de Higgs le canal $\mu + \tau$ où le lepton τ se désintègre en hadrons, encore jamais exploité. En collisions hadroniques, les leptons τ sont plus difficiles à identifier que les autres leptons car leur temps de vol de l'ordre de quelques millimètres empêche une détection directe : ils doivent être identifiés à partir de leurs produits de désintégrations hadroniques. Le travail effectué pendant cette thèse a consisté à comprendre et à améliorer l'identification des leptons τ pour ensuite chercher la signature d'un boson de Higgs dans les événements $\mu + \tau$. Les résultats obtenus sont alors interprétés dans le cadre du Modèle Standard et d'un scénario de quatrième famille de fermions. Lors de cette analyse, une bonne compréhension du bruit de fond provenant de la production de bosons W en association avec au moins un jet s'est avérée indispensable. Une étude détaillée de ce bruit de fond a donc été menée.

Au chapitre 1, le contexte théorique général sera décrit en détail puis le chapitre 2 sera consacré aux contraintes et aux prédictions portant sur le champ de Higgs. Le chapitre 3 donnera une présentation du dispositif expérimental et de l'acquisition des données utilisées pour cette recherche puis le chapitre 4 présentera quelques éléments sur les simulations utilisées pour confronter les résultats expérimentaux à la théorie et détaillera les traitements permettant de reconstruire et d'identifier les particules produites lors des collisions à l'aide du détecteur DØ. La description du travail réalisé débute par le chapitre 5 qui se concentrera sur l'identification des leptons τ et sur l'amélioration apportée. Le chapitre 6 décrit l'étude visant à comprendre le bruit de fond issu des événements $W + \text{jets}$ permettant ainsi l'analyse des événements $\mu + \tau$ dans le cadre de la recherche du boson de Higgs, présentée au chapitre 7. Enfin, les perspectives des analyses basées sur les leptons τ sont discutées dans l'optique de sonder la brisure de la symétrie électrofaible au LHC.

Bibliographie

- [1] L. Boltzmann, "Weitere studien über das wärmeleichgewicht unter gasmolekülen," *Wiener Berichte*, vol. 66, p. 275–370, 1872.
- [2] J. C. Maxwell, "A dynamical theory of the electromagnetic field," *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 1865.
- [3] A. A. Michelson et E. Morley, "On the relative motion of the earth and the luminiferous ether," *American Journal of Science*, vol. 203, 1887.
- [4] A. Einstein, "Zur elektrodynamik bewegter körper," *Annalen der Physik*, vol. 322, 1905.
- [5] M. Planck, "On the law of distribution of energy in the normal spectrum," *Annalen der Physik*, vol. 4, p. 553, 1901.
- [6] A. Einstein, "Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt," *Annalen der Physik*, vol. 17, p. 132–148, 1905. [En ligne]. Accessible : <http://www.zbp.univie.ac.at/dokumente/einstein1.pdf>
- [7] E. Rutherford, "The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom," *Philosophical Magazine*, vol. 21, p. 669–688, 1911.
- [8] N. Bohr, "On the constitution of atoms and molecules," *The Philosophical Magazine*, vol. 26, 1913.
- [9] L. De Broglie, "Sur la fréquence propre de l'électron," *Compte rendu de l'Académie des Sciences*, vol. 180, p. 498–500, 1925.
- [10] E. Schrödinger, "Quantisierung als eigenwertproblem," *Annalen der Physik*, vol. 79, p. 361–376, 1926.
- [11] G. Uhlenbeck et S. Goudsmit, "Spinning electrons and the structure of spectra," *Nature*, vol. 117, p. 264, 1926.
- [12] W. Gerlach et O. Stern, "Das magnetische Moment des Silberatoms," *Zeitschrift für Physik*, vol. 9, p. 353–355, 1922.
- [13] W. Pauli, "On the connexion between the completion of electron groups in an atom with the complex structure of spectra," *Zeitschrift für Physik*, vol. 31, p. 373, 1925.
- [14] P. Zeeman, "Doubles and triplets in the spectrum produced by external magnetic forces," *Philosophical Magazine*, vol. 44, p. 55, 1897.
- [15] O. Klein, "Elektrodynamik und wellenmechanik vom standpunkt des korrespondenzprinzips," *Zeitschrift für Physik*, vol. 41, p. 407–442, 1927, 10.1007/BF01400205. [En ligne]. Accessible : <http://dx.doi.org/10.1007/BF01400205>
- [16] W. Gordon, "Der comptoneffekt nach der schrödingerschen theorie," *Zeitschrift für Physik*, vol. 40, p. 117–133, 1926, 10.1007/BF01390840. [En ligne]. Accessible : <http://dx.doi.org/10.1007/BF01390840>

- [17] P. Dirac, “The quantum theory of the electron,” *Proc. Roy. Soc.*, vol. 117, p. 610–624, 1928. [En ligne]. Accessible : <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/117/778/610>
- [18] O. Klein, “Die reflexion von elektronen an einem potentialsprung nach der relativistischen dynamik von dirac,” *Zeitschrift für Physik* 53, vol. 53, p. 157, 1929. [En ligne]. Accessible : <http://www.springerlink.com/content/pr5043385460t413/fulltext.pdf>
- [19] P. Dirac, “The quantum theory of the emission and absorption of radiation,” *Proc. Roy. Soc.*, vol. 114, p. 243–265, 1927. [En ligne]. Accessible : <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/114/767/243>
- [20] P. Jordan, “Über eine neue begründung der quantenmechanik,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 40, p. 809, 1926.
- [21] W. E. Lamb et R. C. Retherford, “Fine structure of the hydrogen atom by a microwave method,” *Phys. Rev.*, vol. 72, n° 3, p. 241–243, Aug 1947. [En ligne]. Accessible : http://prola.aps.org/abstract/PR/v72/i3/p241_1
- [22] E. Fermi, “Quantum theory of radiation,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 4, n° 1, p. 87, Jan 1932. [En ligne]. Accessible : http://rmp.aps.org/abstract/RMP/v4/i1/p87_1
- [23] F. Bloch et A. Nordsieck, “Note on the radiation field of the electron,” *Phys. Rev.*, vol. 52, n° 2, p. 54–59, Jul 1937. [En ligne]. Accessible : http://prola.aps.org/abstract/PR/v52/i2/p54_1
- [24] V. F. Weisskopf, “On the self-energy and the electromagnetic field of the electron,” *Phys. Rev.*, vol. 56, n° 1, p. 72–85, Jul 1939. [En ligne]. Accessible : http://prola.aps.org/abstract/PR/v56/i1/p72_1
- [25] S. Tomonaga, “On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields,” *Prog. Theor. Phys.*, vol. 1, p. 27, 1946.
- [26] R. P. Feynman, “Space-time approach to quantum electrodynamics,” *Phys. Rev.*, vol. 76, n° 6, p. 769–789, Sep 1949. [En ligne]. Accessible : http://prola.aps.org/abstract/PR/v76/i6/p769_1
- [27] J. Schwinger, “On gauge invariance and vacuum polarization,” *Phys. Rev.*, vol. 82, n° 5, p. 664–679, Jun 1951. [En ligne]. Accessible : http://prola.aps.org/abstract/PR/v82/i5/p664_1
- [28] B. Odom, *et al.*, “New measurement of the electron magnetic moment using a one-electron quantum cyclotron,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, n° 3, p. 030801, Jul 2006. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v97/i3/e030801>
- [29] G. Gabrielse, *et al.*, “New determination of the fine structure constant from the electron g value and qed,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, n° 3, p. 030802, Jul 2006. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v97/i3/e030802>
- [30] O. Baeyer, *et al.*, “Magnetische spektren der β -strahlen des rardiums,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 12, p. 1099–1101, 1911.
- [31] J. Chadwick, “Intensitätsverteilung im magnetischen spektrum der β -strahlen von radium B+C,” *Verh. Dtsch. Phys.*, vol. 16, 1914.
- [32] Pauli, W., “Letter to a group of Tübingen nuclear physicists.” [En ligne]. Accessible : <http://www.symmetrymagazine.org/cms/?pid=1000450>

- [33] C.-N. Yang et R. L. Mills, “Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance,” *Phys. Rev.*, vol. 96, p. 191–195, 1954. [En ligne]. Accessible : http://prola.aps.org/abstract/PR/v96/i1/p191_1
- [34] G. 't Hooft et M. Veltman, “Regularization and renormalization of gauge fields,” *Nuclear Physics B*, vol. 44, n° 1, p. 189 – 213, 1972. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321372902799>
- [35] Weinberg, S., “A model of leptons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 19, n° 21, p. 1264–1266, Nov 1967. [En ligne]. Accessible : http://prl.aps.org/abstract/PRL/v19/i21/p1264_1
- [36] S. L. Glashow, “Partial-symmetries of weak interactions,” *Nuclear Physics*, vol. 22, n° 4, p. 579 – 588, 1961. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692>
- [37] A. Salam et N. Svartholm, “Elementary particle physics : relativistic groups and analyticity,” *Eighth Nobel Symposium*, p. 367, 1968.
- [38] P. W. Higgs, “Broken symmetries and the masses of gauge Bosons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 13, p. 508–509, 1964. [En ligne]. Accessible : http://prl.aps.org/abstract/PRL/v13/i16/p508_1
- [39] F. Englert et R. Brout, “Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, n° 9, p. 321–323, Aug 1964. [En ligne]. Accessible : http://prl.aps.org/abstract/PRL/v13/i9/p321_1
- [40] G. S. Guralnik, *et al.*, “Global conservation laws and massless particles,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, n° 20, p. 585–587, Nov 1964. [En ligne]. Accessible : http://prl.aps.org/abstract/PRL/v13/i20/p585_1

Première partie .

Enjeux fondamentaux

Le Modèle Standard des interactions fondamentales

L'objectif de ce premier chapitre est de décrire le cadre général dans lequel s'inscrivent les enjeux de la recherche du boson de Higgs : le Modèle Standard des interactions fondamentales. L'aspect historique de sa construction a déjà été brièvement évoqué lors de l'introduction générale de ce manuscrit, par conséquent, une approche plus moderne sera ici adoptée.

La notion de symétrie sous-tend cet édifice théorique et détermine par conséquent la structure de ce chapitre. Dans un premier temps, la notion de symétrie est présentée puis les symétries d'espace-temps et la symétrie de jauge de l'électromagnétisme sont exposées, ainsi que leurs implications (section 1.1). Ensuite, la généralisation des symétries de jauge permet la construction de la théorie de l'interaction forte et l'unification des interactions électromagnétique et faible, au prix de renoncer à la masse des particules (section 1.2). La brisure spontanée de la symétrie électrofaible permet la génération dynamique de la masse des particules (section 1.3) tout en conservant le pouvoir prédictif de la symétrie de jauge du Modèle Standard. Enfin, les succès et les faiblesses du Modèle Standard sont présentés et quelques perspectives sont brièvement discutées (section 1.4).

1.1 Fondements

1.1.1. Notion de symétrie et de représentation

Les symétries ont toujours joué un rôle important en physique. La classification des cristaux, basée sur les symétries du motif de base, effectuée par Bravais en 1848 [1] montre le rôle descriptif des symétries. Par ailleurs, le principe de Curie stipule que la symétrie des effets possède la symétrie des causes [2] et envisage donc la notion de symétrie comme une *contrainte* très générale sur le comportement d'un système physique. L'impact des symétries sur la dynamique d'un système a été formalisé par E. Noether en 1918 [3] en démontrant que toute symétrie continue engendre une quantité conservée au cours de l'évolution temporelle

d'un système physique. Ce lien profond entre symétrie et loi de conservation permet d'entrevoir l'importance des symétries en physique : parmi toutes les lois d'évolution définies mathématiquement, seules celles qui respectent les lois de conservation sont pertinentes.

Afin de comprendre plus particulièrement le rôle des symétries dans la construction (moderne) du Modèle Standard, il est nécessaire de brièvement décrire le cadre mathématique des transformations associées. Pour une approche qualitative¹, considérons l'exemple d'un condensateur décrit par une charge électrique Q et un champ électrique $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$ auquel on fait subir une rotation $\mathcal{R}$. En notant Q' et $\vec{E}'$ la charge et le champ après transformation, on peut écrire :

$$Q \xrightarrow{\mathcal{R}} Q' \equiv M_1[\mathcal{R}] Q \quad (1.1)$$

$$\vec{E} \xrightarrow{\mathcal{R}} \vec{E}' \equiv M_3[\mathcal{R}] \vec{E} \quad (1.2)$$

où $M_1[\mathcal{R}]$ et $M_3[\mathcal{R}]$ sont définis comme les opérateurs réalisant la rotation $\mathcal{R}$ sur la charge Q et le champ $\vec{E}$. Plus précisément, $M_1[\mathcal{R}]$ est le nombre unité puisque la rotation ne modifie pas la charge électrique et $M_3[\mathcal{R}]$ est la matrice rotation 3×3 qui modifie la direction de $\vec{E}$. Les rotations ont leurs propres spécificités, parfaitement définies dans le produit de deux rotations, et forment le *groupe des rotations*. Malgré ces propriétés intrinsèques, l'opérateur réalisant une rotation est de nature différente selon l'objet qu'il transforme. On parle alors de *représentation* du groupe des rotations et le nombre de composantes de l'objet transformé est appelé *dimension* de la représentation. La charge Q ou, par définition, toute quantité scalaire (au sens du physicien) engendre la représentation de dimension 0 du groupe des rotations et le champ électrique ou, par définition, toute quantité vectorielle (au sens du physicien) engendre la représentation de dimension 3 du groupe des rotations. Par abus de langage, une quantité scalaire (resp. vectorielle) est appelée représentation de dimension 0 (resp. 3) du groupe des rotations. Concernant le groupe des rotations, on utilise le "spin" j de la représentation au lieu de sa dimension, alors donnée par $2j + 1$. La raison de ce vocabulaire est explicitée plus loin.

Lorsqu'une loi physique est invariante sous une symétrie, elle ne peut s'exprimer qu'en terme de représentations du groupe de symétrie. La seconde loi de Newton, $\vec{F} = m\vec{a}$ est invariante par rotation et ne fait intervenir que des représentations du groupe des rotations (de dimension 1 et 0). De cette manière, une rotation affecte chaque objet de manière cohérente de sorte qu'après transformation, la loi soit toujours vraie : $\vec{F}' = m'\vec{a}'$. La notion de symétrie contraint donc le choix de l'objet mathématique approprié à la description des lois physiques. La section suivante discute les contraintes imposées par l'ensemble des symétries de l'espace-temps connues.

1.1.2. Symétries de l'espace-temps

Les lois physiques sont expérimentalement invariantes sous les rotations, les translations dans l'espace et le temps ainsi que sous un changement de référentiel galiléen. D'après le théorème de Noether, à chacune de ces invariances correspond une quantité conservée. On définit le moment cinétique comme la quantité conservée due à l'invariance par rotation. L'invariance par translation dans l'espace engendre une quantité conservée définie comme l'impulsion, et l'invariance par translation dans le temps définit l'énergie. Chacune de ses

1. Pour une description mathématique rigoureuse, voir par exemple [4].

quantités possède une interprétation physique claire et conduit à des contraintes importantes sur l'évolution d'un système, qualifiées alors de contraintes cinématiques. Cependant, la quantité conservée associée à l'invariance des lois physiques par changement de référentiel galiléen semble ne pas avoir de signification physique évidente, comme discutée dans [5].

Tel qu'explicité à la section 1.1.1, une loi physique invariante sous ces symétries doit s'exprimer en termes de représentations du groupe de symétrie. L'ensemble des symétries de l'espace-temps forme le groupe dit de Poincaré et les lois physiques considérées visent à décrire la dynamique des particules élémentaires : une particule élémentaire est donc formellement définie comme une représentation du groupe de Poincaré. Une telle représentation est définie par sa dimension (ou "spin") et par sa masse (reliée aux translations d'espace-temps). La suite donne une courte description des représentations massives de spin 0 et 1/2 ainsi que de leur dynamique libre. La représentation de spin 1 est introduite à la section 1.1.3. La construction du Modèle Standard est basée sur ces trois représentations mais certaines théories exploitent des représentations de spin plus élevé (le graviton est, par exemple, décrit par un champ de spin 2).

Représentation scalaire

La représentation scalaire est obtenue pour $j = 0$ et constitue donc un objet à une composante. La dynamique du champ scalaire ϕ est déterminée par la structure du groupe de Poincaré. En effet, on peut montrer que $P^\mu P_\mu = m^2$ où P_μ sont les générateurs des translations d'espace-temps. La représentation des translations d'espace-temps sur les champs s'écrit $i\partial_\mu$ et la structure du groupe de Poincaré conduit à :

$$-\partial_\mu \partial^\mu \phi = m^2 \phi \iff \mathcal{L}_{\text{KG}}(\phi) = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{m^2}{2} \phi^2 \quad (1.3)$$

qui n'est autre que l'équation (et le lagrangien) de Klein-Gordon. Les particules représentées par ce champ sont de moment cinétique intrinsèque (spin) nul : dans le référentiel où la particule est au repos, une rotation ne modifie pas son état. Ceci justifie la terminologie introduite pour décrire la dimension des représentations du groupe des rotations en terme de spin.

Représentation spinorielle

La représentation spinorielle est obtenue pour $j = 1/2$ et constitue donc un objet à deux composantes, appelé spineur. La structure du groupe de Lorentz, *i.e.* sous groupe de Poincaré formé des rotations et des boosts, conduit à deux choix possibles pour $j = 1/2$, et donc deux représentations spinorielles. Ces deux représentations ont un comportement différent vis-à-vis de la parité et on note Ψ_R et Ψ_L ces deux représentations, qualifiées de dextrogyre et lévogyre. Dans le cas d'une théorie invariante par parité, les deux objets sont regroupés dans un bi-spineur ψ qui constitue l'élément de base de la théorie². La dynamique de ce bi-spineur est également déterminée par la propriété $P^\mu P_\mu = m^2$ du groupe de Poincaré. Plus précisément, il est nécessaire d'agir sur les quatre composantes de ψ : on peut alors construire quatre matrices 4×4 notée γ_μ , appelées matrice de Dirac, telles que $\gamma_\mu P^\mu \gamma_\nu P^\nu = m^2 1_{4 \times 4}$. La dynamique du champ ψ , appelé champ de Dirac, est finalement donnée par :

$$i \partial_\mu \gamma^\mu \psi = m \psi \iff \mathcal{L}_D(\psi) = i \bar{\psi} (\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi \quad (1.4)$$

2. Pour une particule massive.

Le champ de Dirac décrit les particules de spin 1/2 donc tous les constituants élémentaires de la matière.

1.1.3. Symétrie de jauge

Les invariances relatives à l'espace-temps déterminent les objets mathématiques pertinents (champs scalaire, spinoriel ...) pour décrire les particules élémentaires ainsi que leur évolution libre. Cette section se propose d'établir un lien entre la structure des interactions et la notion de symétrie, en prenant l'exemple de l'électromagnétisme.

Considérons l'évolution libre d'une particule de spin 1/2 représentée par sa fonction d'onde ψ , obéissant à l'équation (1.4). Un changement de phase globale de la fonction d'onde, dite transformation de jauge globale, définie par :

$$\psi \longrightarrow \psi' = e^{i\alpha}\psi \quad (1.5)$$

laisse invariant le lagrangien (1.4). Ce type de symétrie est qualifiée d'interne car elle est due à la structure interne de la théorie et non à celle de l'espace-temps. Une transformation équivalente mais locale peut être effectuée sur le système, *i.e.* la phase α dépend de l'espace et du temps. En notant $\mathcal{L}$ (resp. $\mathcal{L}'$) le lagrangien avant (resp. après) transformation, il vient :

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L} - \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha \quad (1.6)$$

Cette symétrie locale est bien plus contraignante (une phase par point d'espace-temps) qu'une symétrie globale et le lagrangien n'est plus invariant. Cependant, si on introduit un champ vectoriel A_μ se transformant suivant

$$A_\mu \longrightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad (1.7)$$

et qui interagit avec le champ fermionique suivant un couplage du type $\mathcal{L}_{\text{int}} = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$, où de manière équivalente en changeant ∂_μ en $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$ appelée dérivée covariante, alors on restaure l'invariance :

$$\mathcal{L}(e^{i\alpha}\psi, A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha) = i\bar{\psi}(\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi(A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha) \quad (1.8)$$

$$= i\bar{\psi}(\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \quad (1.9)$$

$$= \mathcal{L}(\psi, A_\mu) \quad (1.10)$$

La transformation (1.7) correspond précisément à la liberté de jauge dans le choix du potentiel vecteur de l'électromagnétisme et le terme de couplage $\mathcal{L}_{\text{int}}$ est du type $j^\mu A_\mu$ ³. Ainsi, en imposant l'invariance de la théorie par transformation de jauge locale, on passe d'une théorie de fermions libres à une théorie de fermions en interaction, véhiculée par des bosons (ici, les photons) décrits par le champ A_μ . Par ailleurs, la propagation de l'interaction elle-même doit également respecter l'invariance de jauge locale. On peut montrer qu'un terme cinétique invariant de jauge pour A_μ se construit naturellement avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. On obtient finalement la théorie de l'électrodynamique quantique (QED) :

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = i\bar{\psi}(\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \quad (1.11)$$

3. On peut montrer que la quantité vectorielle $-e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ correspond au quadricourant électrique $j^\mu = (\rho, \rho\vec{v})$. Par exemple, $-e\bar{\psi}\gamma^0\psi = -e\sum_{i=1}^4 |\psi_i|^2$ et correspond donc bien à la densité de charge électrique.

La symétrie de jauge locale ne génère que des interactions de longue portée : la masse du médiateur est nécessairement nulle. En effet, un terme de masse $\mathcal{L}_{m_\gamma} = m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ n'est pas invariant sous la transformation (1.7).

Pour résumer, exiger l'invariance du lagrangien vis-à-vis d'une symétrie de jauge *locale* introduit dans la théorie une *interaction* véhiculée par des champs vectoriels de masse nulle, appelés champs de jauge. La structure de l'interaction est alors entièrement déterminée par le groupe des transformations associées. La notion de symétrie permet donc de contraindre également la structure des interactions entre particules élémentaires.

1.2 Symétrie de jauge du Modèle Standard

L'invariance sous un changement de phase locale génère l'interaction électromagnétique. Ces transformations forment un groupe unitaire (*i.e.* qui conserve la norme) appelé $U(1)$. Il est alors possible de généraliser cette démarche à des groupes de jauge plus complexes. Les résultats expérimentaux confirment que cette approche décrit avec succès les interactions fondamentales, qui sont discutées dans les prochaines sections.

1.2.1. Matière et interactions

Le Modèle Standard [6, 7, 8, 9, 10] est basé sur trois familles de fermions ainsi que sur trois symétries de jauge locale. Chaque famille contient un lepton chargé et un lepton neutre (neutrinos) sensibles à l'interaction électrofaible uniquement, ainsi qu'un quark de type *up* et un quark de type *down* sensibles à toutes les interactions. L'interaction électrofaible repose sur une symétrie de jauge locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$ conduisant à quatre champs de jauge notés $W_\mu^{1,2,3}$ pour $SU(2)_L$ et B_μ pour $U(1)_Y$. Les constantes de couplage de ces deux groupes de jauge sont notées respectivement g_2 et g_1 . L'interaction forte est décrite par une symétrie de jauge locale supplémentaire $SU(3)_{\text{color}}$ qui conduit à 8 champs de gluons $G_\mu^{1,\dots,8}$ qui se couplent à la matière par une constante de couplage g_3 . Pour différentes raisons discutées à la section 1.2.2, toutes les particules sont de masse nulle.

Propagation des fermions libres

En notant génériquement f_i les bispineurs de l'ensemble des fermions de la $i^{\text{ème}}$ famille du Modèle Standard, il vient :

$$\mathcal{L}_{\text{cin}}^F = \sum_{i,f} i \bar{f} \gamma^\mu \partial_\mu f \quad (1.12)$$

où la somme sur f porte sur les trois quarks *up* et *down* ainsi que sur les leptons chargés et les neutrinos associés.

Interaction avec les bosons de jauge électrofaibles

La violation de parité des interactions faibles [11] nécessite un traitement différents des composantes levogyre et dextrogyre des fermions. Les composantes dextrogyres sont des singlets de $SU(2)_L$ (représentation “scalaire” de $SU(2)$) et donc insensibles aux bosons $W_\mu^{1,2,3}$ mais elles portent une hypercharge Y et interagissent donc avec B_μ . La notation $f_{i,R}$ désigne

les bispineurs des fermions dextrogyres. Le terme d'interaction entre les fermions dextrogyre et les champs de jauge électrofaibles imposé par la symétrie $U(1)_Y$ s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{\text{EW}}^R = \sum_{i,f} g_1 \frac{Y}{2} (\bar{f}_{R,i} \gamma^\mu f_{R,i}) B_\mu \quad (1.13)$$

Les composantes levogyres des fermions se regroupent en doublets de $SU(2)_L$ (représentation spinorielle du groupe $SU(2)$, également appelé isospin faible) et vont donc interagir avec les $W_\mu^{1,2,3}$. Plus précisément, pour chaque famille, le lepton chargé et le lepton neutre forment un doublet tandis que le quark type *up* et le quark type *down* forme un autre doublet. On appellera par convention fermion de type *up* f (resp. *down* f') la composante supérieure (resp. inférieure) d'un doublet F :

$$L_i \equiv \begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i \end{pmatrix}_L \quad Q_i \equiv \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \quad F_i \equiv \begin{pmatrix} f_i \\ f'_i \end{pmatrix}_L \quad (1.14)$$

Chaque composante des doublets possède également une hypercharge Y de sorte que l'interaction avec B_μ soit possible. Le terme d'interaction entre les fermions lévogyres et les champs de jauge électrofaibles imposé par la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{\text{EW}}^L = \sum_{i,F} (\bar{f}'_i, \bar{f}_i)_L \left[g_1 \frac{Y}{2} \gamma^\mu B_\mu 1_{2 \times 2} + g_2 \gamma^\mu W_\mu^i \frac{\sigma_i}{2} \right] \begin{pmatrix} f_i \\ f'_i \end{pmatrix}_L \quad (1.15)$$

où les matrices σ_i sont les matrices 2×2 de Pauli et $1_{2 \times 2}$ représente la matrice 2×2 unité.

Interaction avec les gluons

Par ailleurs, les quarks forment également une représentation du groupe $SU(3)_{\text{color}}$ et chaque composante de Q_i et $q_{i,R}$ se transforment comme un triplet de $SU(3)_{\text{color}}$ générant alors l'interaction avec les champs de gluons $G_\mu^{1,\dots,8}$. En notant génériquement (q_r, q_g, q_b) les bispineurs des quarks pour les trois états de couleur, l'interaction avec les gluons imposée par la symétrie $SU(3)_{\text{color}}$ s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_{i,q} (\bar{q}_r, \bar{q}_g, \bar{q}_b) \left[g_3 \gamma^\mu G_\mu^a \frac{\lambda_a}{2} \right] \begin{pmatrix} q_r \\ q_g \\ q_b \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

où les huit matrices λ_a représentent les matrices 3×3 de Gell-Mann.

Propagation des bosons vecteurs

La propagation du boson de jauge associé à la symétrie $U(1)$ se construit avec le tenseur de champ $F_{\mu\nu}$ (cf. section 1.1.3). Pour les symétries de jauge non abélienne (*i.e.* dont les transformations ne commutent pas) sur lesquelles est basé le Modèle Standard, la notion de tenseur de champ est généralisée :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.17)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (1.18)$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_3 f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.19)$$

où les nombres ϵ^{ijk} et f^{abc} sont appelés constantes de structure de $SU(2)$ et $SU(3)$. Elles contiennent, comme leur nom l'indique, la structure du groupe de symétrie et fixent par ailleurs les couplages entre bosons de jauge. Cette propriété fournit la possibilité de remonter expérimentalement à la symétrie de jauge du Modèle Standard grâce à la mesure des couplages entre bosons (cf. section 1.4). La propagation des interactions s'écrit donc :

$$\mathcal{L}_{\text{cin}}^{\text{B}} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.20)$$

Le Modèle Standard

Le Modèle Standard contient l'ensemble des termes présentés précédemment qui se déduisent tous d'une symétrie. En notant $\mathcal{L}_{\text{SM}}$, le lagrangien du Modèle Standard, il vient :

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = (\mathcal{L}_{\text{cin}}^{\text{F}} + \mathcal{L}_{\text{cin}}^{\text{B}}) + (\mathcal{L}_{\text{QCD}} + \mathcal{L}_{\text{EW}}^L + \mathcal{L}_{\text{EW}}^R) \quad (1.21)$$

1.2.2. Le problème de la masse

La construction décrite jusqu'à présent n'est valable que pour des champs fermioniques et bosoniques de masse nulle. Dans un premier temps, un terme de masse pour les médiateurs des interactions briserait la symétrie de jauge :

$$m_A^2 A_\mu A^\mu \longrightarrow m_A^2 A_\mu A^\mu - \frac{2}{e} A_\mu \partial^\mu \alpha + \frac{1}{e^2} \partial_\mu \alpha \partial^\mu \alpha \quad (1.22)$$

D'autre part, les différentes mesures expérimentales qui conduisent à placer les composantes levogyres et dextrogyres des fermions dans des représentations différentes du groupe $SU(2)$, empêchent un terme masse invariant de Lorentz et de jauge. Pour un lepton chargé de bispineur ℓ par exemple :

$$m\bar{\ell}\ell = m(\bar{\ell}_R \ell_L + \bar{\ell}_L \ell_R) \quad (1.23)$$

Les spineurs ℓ_R ne sont pas affectés par une transformation de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (représentation scalaire) alors que les spineurs ℓ_L se mélangent avec les spineurs ν_L sous une telle transformation : le produit des deux n'est donc pas invariant.

Afin de bénéficier du pouvoir prédictif de la symétrie de jauge électrofaible tout en étant compatible avec les observations expérimentales, il est nécessaire de générer les masses des particules de manière dynamique pour conserver la symétrie du lagrangien : c'est le mécanisme de Higgs-Englert-Brout-Kibble-Guralnik-Hagen [12, 13, 14], appelé mécanisme de Higgs dans la suite de ce manuscrit.

1.3 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

Le mécanisme de Higgs consiste à introduire un ensemble de champs scalaires chargés sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La dynamique de ces champs respecte la symétrie électrofaible mais sa valeur moyenne dans l'état fondamental de la théorie n'est pas invariant : la symétrie est spontanément brisée et la masses des particules est alors induite par leur interaction avec ces nouveaux champs.

1.3.1. Le champ de Higgs et sa dynamique

Le mécanisme de Higgs fait intervenir un doublet sous $SU(2)_L$ de champs scalaires complexes d'hypercharge $Y_H = +1$. Sa dynamique interne (*i.e.* mise à part les couplages aux champs de jauge) est régie par le potentiel $V(\Phi)$:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix} \quad V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.24)$$

La forme du couplage aux champs W_μ^i et B_μ se déduit de la dérivée covariante :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi) \quad D_\mu = \partial_\mu - i g_1 \frac{Y_H}{2} B_\mu - i g_2 W_\mu^i \frac{\sigma_i}{2} \quad (1.25)$$

La symétrie de jauge $SU(2)_L$ implique que les champs ϕ_1 et ϕ_2 sont définis à une transformation de jauge près du type $\exp(\alpha_i \sigma^i/2)$.

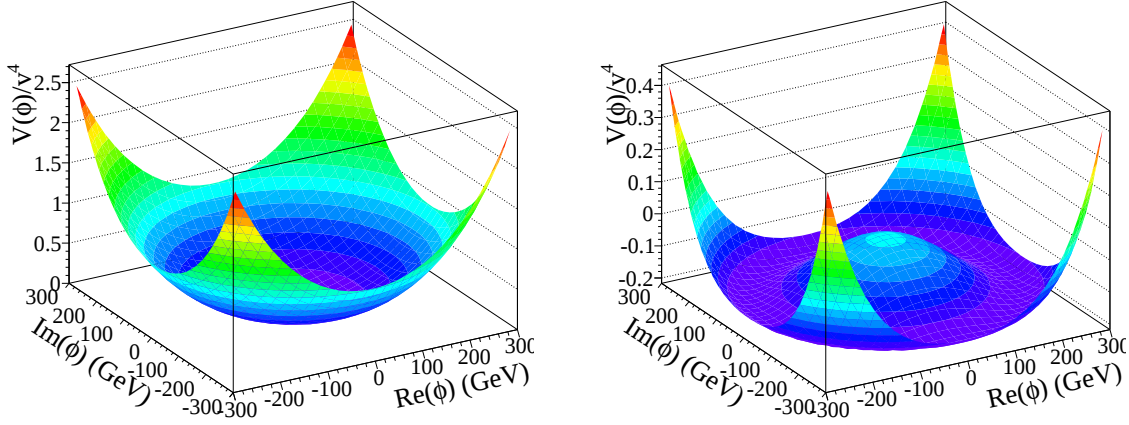


Fig 1.1.: Potentiel $V(\phi)$ dans le cas où ϕ est un champ complexe en fonction de sa partie réelle et imaginaire. Le paramètre μ^2 est positif (gauche) et le minimum d'énergie potentielle est obtenu pour $\phi = 0$. Le paramètre μ^2 est négatif (droite) et le minimum d'énergie potentielle est obtenu pour $|\phi| = \sqrt{-\mu^2/(2\lambda)}$.

Le potentiel du champ de Higgs (1.24) respecte l'invariance de jauge locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de sorte que son ajout au lagrangien du Modèle Standard soit permis. Cependant lorsque μ^2 est négatif, l'état fondamental du doublet Φ de la théorie s'obtient pour une valeur non nulle du doublet Φ , comme illustré la figure 1.1. Comme le montre cette figure, il existe plusieurs configurations Φ_0 qui minimisent l'énergie du système, toutes reliées par une transformation de jauge. Puisque la définition des champs ϕ_1 et ϕ_2 possède un certain arbitraire, on les définit de sorte que le minimum effectivement réalisé s'écrit :

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Cette réalisation particulière définit une direction privilégiée et brise alors la symétrie initiale. Une reparamétrisation pertinente du doublet Φ autour de Φ_0 fait apparaître les excitations

suivant les trois directions de $SU(2)_L$, notées $\xi_i(x)$, et l'excitation radiale notée $\rho(x)$:

$$\begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{1}{v} \xi_i(x) \frac{\sigma^i}{2}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + \rho(x) \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

Le potentiel (1.24) ne dépend que de $\Phi^\dagger \Phi \propto (v + \rho)^2$ donc les degrés de liberté $\xi_i(x)$ sont de masse nulle⁴ : ces champs scalaires de masse nulle sont appelés boson de Nambu-Goldstone [15, 16] et apparaissent systématiquement lors de la brisure spontanée d'une symétrie locale continue. Ces trois degrés de liberté de la théorie s'interprètent comme les composantes longitudinales des bosons de jauge qui deviennent massifs (cf. section 1.3.2). En effet, si on se place dans la jauge⁵ où les paramètres de la transformation $\alpha_i(x)$ sont précisément choisis comme les champs de Goldstone $-\xi_i(x)/v$, dite jauge unitaire :

$$\begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix} \longrightarrow \exp\left(-\frac{1}{v} \xi_i(x) \frac{\sigma^i}{2}\right) \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

$$W_\mu^i \longrightarrow W_\mu^i + \frac{1}{v g_2} \partial_\mu \xi + \frac{1}{v} \epsilon^{ijk} \xi^j W_\mu^k \quad (1.29)$$

alors le terme $\partial_\mu \xi$ ($k_\mu \xi$ dans l'espace des impulsions) apparaît comme la composante longitudinale du champ W_μ^i . Les degrés de liberté de la théorie (champ qui se propage) dépendent du choix de jauge, ce qui peut paraître artificiel. En pratique, il est nécessaire de définir un terme de fixation de jauge $\mathcal{L}_{\text{GF}}(\chi)$ et on exprime les propagateurs de tous les champs en fonction du paramètre χ , représentant le choix de la jauge. Pour certaines valeurs de χ , les bosons de Goldstone se propagent contrairement au cas de la jauge unitaire $\chi \rightarrow \infty$: ils sont alors “absorbés” par les bosons de jauge. Néanmoins, toute amplitude de transition est indépendante de χ en conformité avec l'invariance de jauge de la théorie. On se place dans la jauge unitaire dans la suite de ce manuscrit.

Le développement du terme $V(\Phi^\dagger \Phi)$ de l'équation (1.25) dans la jauge unitaire fixe les propriétés de l'unique degré de liberté scalaire $\rho(x)$, dorénavant noté $H(x)$ et appelé boson de Higgs :

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = -\frac{\lambda v^4}{4} + \lambda v^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 \quad (1.30)$$

$$= -\frac{v^2 m_H^2}{8} + \frac{1}{2} m_H^2 H^2 + \frac{m_H^2}{2v} H^3 + \frac{m_H^2}{8v^2} H^4 \quad (1.31)$$

où la masse du boson de Higgs a été introduite $m_H^2 = 2\lambda v^2$. Le secteur du Higgs contient donc des couplages à trois et quatre bosons de Higgs dont les constantes se lisent directement sur l'équation (1.30). La prochaine section décrit comment le couplage entre le boson de Higgs et les bosons de jauge induit la masse des médiateurs et détermine les interactions électrofaibles après brisure de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

4. La masse d'un champ se décrit par la courbure de son potentiel et la figure 1.1 montre que le potentiel est plat suivant la direction orthoradiale : les excitations suivant cette direction sont donc de masse nulle.

5. Le fait que la symétrie électrofaible soit *spontanément* brisée signifie que l'état fondamental n'est plus invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ mais que l'ensemble de la théorie l'est. Il est donc possible de choisir une jauge particulière.

1.3.2. L'interaction électrofaible après brisure

Le développement du terme cinétique de l'équation (1.25) en se plaçant dans la jauge unitaire et en explicitant les matrices de Pauli σ_i , conduit à :

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 \quad (1.32)$$

$$+ (v, 0) \begin{pmatrix} \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

$$+ (v, 0) \begin{pmatrix} \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ H \end{pmatrix} + (H, 0) \begin{pmatrix} \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

$$+ (H, 0) \begin{pmatrix} \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ H \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

avec

$$\begin{pmatrix} \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \end{pmatrix} \equiv \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} i g_1 Y_H B_\mu - i g_2 W_\mu^3 & -i g_2 (W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ -i g_2 (W_\mu^1 + i W_\mu^2) & i g_1 Y_H B_\mu + i g_2 W_\mu^3 \end{pmatrix} \right|^2 \quad (1.36)$$

Le premier terme (1.32) représente l'énergie cinétique du boson de Higgs. Le deuxième terme (1.33) représente le couplage entre la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs v et les champs de jauge : c'est le terme de masse des médiateurs. Le troisième terme (1.34) terme constitue les couplages de type VVH (où V désigne un des champs de jauge) responsable des processus de type Higgs-strahlung $V \rightarrow VH$ ou de la désintégration du boson de Higgs en une paire de bosons vecteurs $H \rightarrow VV$. Enfin, le quatrième terme (1.35) donne des couplages de type $VVHH$. Les états propres de masse de la théorie sont des combinaisons linéaires des champs de jauge de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. On définit alors les états propres de la matrice de masse (1.36) ainsi que leurs valeurs propres :

$$W_\mu^\pm \equiv (1/\sqrt{2}) (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \quad m_W^2 = (v^2/4) g_2^2 \quad (1.37)$$

$$Z_\mu^0 \equiv \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \quad m_Z^2 = (v^2/4) (g_1^2 + g_2^2) \quad (1.38)$$

$$A_\mu \equiv \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \quad m_A^2 = 0 \quad (1.39)$$

où θ_W , appelé angle de Weinberg, est l'angle de mélange des composantes W_μ^3 et B_μ :

$$\sin \theta_W \equiv \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad \cos \theta_W \equiv \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.40)$$

Le mécanisme de Higgs fournit donc trois champs massifs et un champ de masse nulle. En remarquant que l'état fondamental du doublet de Higgs Φ_0 est invariant sous une symétrie de jauge locale résiduelle de paramètre $\chi(x)$:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \longrightarrow \exp \left(i \chi(x) \begin{pmatrix} 1_{1 \times 2} + \frac{\sigma_3}{2} \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

et en connaissant la modification des champs W_μ^i et B_μ sous cette transformation particulière, on peut montrer que les états propres de masse se transforment suivant :

$$W_\mu^\pm \longrightarrow e^{\pm i \chi(x)} W_\mu^\pm \quad Z_\mu^0 \longrightarrow Z_\mu^0 \quad A_\mu \longrightarrow A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \chi \quad (1.42)$$

avec $e = g_1 \cos \theta_W = g_2 \sin \theta_W$. La symétrie de jauge locale résiduelle s'identifie par conséquent à l'interaction électromagnétique véhiculée par le champ de masse nulle A_μ et avec une intensité déterminée par l'angle de mélange. La direction choisie par le doublet de Higgs qui brise $SU(2)_L \times U(1)_Y$ définit donc la charge électrique $Q \equiv (1/2)(Y + \sigma_3)$. La détermination des couplages entre les fermions et les champs vectoriels ainsi définis, dorénavant appelés bosons de jauge, s'effectue en exprimant le lagrangien de Modèle Standard de l'équation (1.21) en fonction des champs (W, Z, A), noté génériquement V_μ . On trouve alors un terme d'interaction de structure commune à tous les fermions :

$$\mathcal{L}_{\text{int}} \sim J_\mu V^\mu \quad J_\mu = g_V \bar{f} \gamma_\mu \left(c_v^f - c_a^f \gamma_5 \right) f \quad (1.43)$$

où g_V dépend du boson vecteur V et c_v^f et c_a^f sont respectivement les composantes vectorielle et axiale du courant et dépendent de la paire de fermions impliquée. Le tableau 1.1 donne l'ensemble de ces coefficients pour les vertex entre fermions et bosons de jauge : il y a violation maximale de parité dans les vertex $W f \bar{f}'$ (structure en $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$) alors que l'interaction électromagnétique est purement vectorielle. L'interaction entre le boson Z et les fermions possède une contribution axiale et vectorielle et leur importance relative est fixée par le mécanisme de brisure.

Ce lien entre les paramètres fondamentaux de la théorie et les vertex d'interaction (donc les sections efficaces) permet de contraindre expérimentalement certains paramètres du modèle. L'expression du vertex $W f \bar{f}'$ et la mesure de la constante de Fermi provenant du temps de vie du muon permettent de mesurer $v = 246$ GeV. Par ailleurs, le rapport des masses des bosons W et Z mesurées conduit à une mesure de l'angle de mélange de Weinberg $\sin \theta_W = 0.23$ signifiant que le boson Z contient principalement W_μ^3 et le boson A, B_μ . Cependant, le paramètre λ apparaissant dans le potentiel du champ de Higgs (cf. équation (1.30)) reste un paramètre libre de la théorie : la masse du boson de Higgs m_H est inconnue et doit être mesurée expérimentellement.

Couplage	g_V	c_v	c_a
$Z f \bar{f}$	$g_2/(2 \cos \theta_W)$	$\sigma_3/2 - 2 \sin^2 \theta_W Q_f$	$\sigma_3/2$
$W f \bar{f}'$	$g_2/\sqrt{2}$	$1/2$	$1/2$
$A f \bar{f}$	$g_2 \sin \theta_W$	Q_f	0

TABLE 1.1.: Ensemble des constantes qui définissent le courant entre une paire de fermions et un boson de jauge (cf. équation (1.43)). La notation f et f' se réfère au fermion type *up* et *down* du doublet de $SU(2)_L$ (cf. équation (1.14)).

1.3.3. La masse des fermions

L'impossibilité d'un terme de masse pour les fermions est due à la représentation différente sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ des composantes dextrogyres et levogyres. Le doublet de Higgs peut être contracté avec le doublet de fermions levogyre pour former un singlet de $SU(2)_L$. L'interaction directe de ce singlet avec le composante dextrogyre est alors possible. On ajoute donc au lagrangien du Modèle Standard avec brisure $\mathcal{L}_{\text{SMb}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ (cf. équations (1.21)

et (1.25)), un lagrangien d'interaction de type Yukawa entre le doublet de Higgs et tous les fermions :

$$\mathcal{L}_{m_f} = -\lambda_\ell^{ij} \bar{L}_i \Phi \ell_{R,j} - \lambda_d^{ij} \bar{Q}_i \Phi d_{R,j} - \lambda_u^{ij} \bar{Q}_i \tilde{\Phi} u_{R,j} + \text{h.c.} \quad \text{où} \quad \tilde{\Phi} \equiv i \frac{\sigma_2}{2} \Phi \quad (1.44)$$

En effet, en considérant tous les couplages possibles, les matrices λ_ℓ^{ij} , λ_u^{ij} et λ_d^{ij} ne sont pas nécessairement diagonales. On obtient alors des états propres de masse comme combinaisons linéaires des champs (sur les familles) qui diagonalisent les matrices λ^{ij} . En effet, si on note λ_{f_i} la valeur propre associée au fermion f de la famille i , le lagrangien de l'équation (1.44) se ré-écrit (les champs états propres de masse n'ont pas de nouvelle notation) :

$$\mathcal{L}_{m_f} = \sum_{f,i} -\lambda_{f_i} \bar{f}_{R,i} \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) f_{L,i} + \text{h.c.} \quad (1.45)$$

Apparaissent alors la masse des fermions m_f en terme des couplages λ_{f_i} ainsi que le couplage entre fermions et boson de Higgs g_{Hff} :

$$m_f = \frac{\lambda_f}{\sqrt{2}} v \quad g_{Hff} = \frac{m_f}{v} \quad (1.46)$$

La mécanique de Higgs permet d'ajouter un terme de masse aux fermions mais ne prédit en rien leur valeur numérique qui est fixée par une constante arbitraire, contrairement au secteur de jauge où les masses sont déterminées par v et les constantes de couplage de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le couplage du boson de Higgs aux fermions est déterminé par leurs masses rapportées à $v = 246 \text{ GeV}$: le boson de Higgs se couple préférentiellement aux fermions massifs ($g_{Hee} = 2 \cdot 10^{-6}$ et $g_{Htt} = 0.7$).

La redéfinition des champs comme état propre de masse ne modifie que la dynamique des courants chargés dans le secteur des quarks : la rotation à opérer sur les champs de quarks de type *up* (notée U_u) n'est pas nécessairement identique à celle des champs de quarks de type *down* (notée U_d). Le vertex de type $W u \bar{d}$ (où u et d désignent de manière générique les quarks de type *up* et *down*) se modifie alors de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_{Wu\bar{d}} = \frac{g_2}{\sqrt{2}} \bar{d} \frac{\gamma^\mu (1 - \gamma^5)}{2} u W_\mu \longrightarrow \frac{g_2}{\sqrt{2}} (\bar{d} U_d^\dagger) \frac{\gamma^\mu (1 - \gamma^5)}{2} (U_u u) W_\mu \quad (1.47)$$

$$= \mathcal{L}_{Wu\bar{d}} U_d^\dagger U_u \quad (1.48)$$

La matrice $U_d^\dagger U_u$, appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [17, 18] et notée V_{CKM} , régit les couplages entre les différentes familles par courant chargé. Expérimentalement, cette matrice est légèrement différente de l'unité : les termes diagonaux restent au voisinage de 1 tandis que les termes non diagonaux sont d'autant plus faibles qu'ils s'éloignent de la diagonale. Cette structure explique notamment le long temps de vie des mesons b : la désintégration $b \rightarrow W t$ étant cinématiquement interdite, les mésons beaux se désintègrent grâce à un élément nécessairement non diagonal de V_{CKM} plus faible qu'un élément diagonal.

1.4 Succès et faiblesses du Modèle Standard

1.4.1. Les confirmations expérimentales

Le Modèle Standard peut être testé à travers plusieurs observables accessibles à l'expérience. L'objectif de cette section est de présenter une sélection de quelques mesures en insistant sur

l'aspect théorique qu'elles permettent de contraindre.

La mesure des sections efficaces $e^\pm p$ effectuées à HERA [19, 20] suggère une indication expérimentale de l'unification électrofaible à une échelle de l'ordre de 100 GeV. En effet, en sélectionnant l'état final, il est possible de mesurer séparément les contributions des courants neutres (échange de bosons Z/γ) et celles des courants chargés (échange de bosons W). La figure 1.2 montre l'évolution de chaque contribution en fonction de l'énergie transférée Q^2 : les deux types de processus ont un comportement similaire pour $Q \gtrsim 100$ GeV. Par ailleurs, la structure du Modèle Standard détermine par exemple l'importance relative des couplages axial et vectoriel du boson Z aux fermions. La figure 1.3 montre la mesure des paramètres c_v et c_a introduits à la section 1.3.2 pour plusieurs fermions ainsi que les mesures précises concernant les leptons.

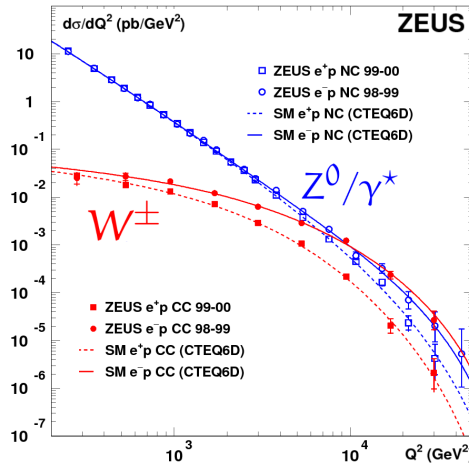


Fig 1.2.: Mesure des sections efficaces $e^\pm p$: contribution des courants neutres (bleu) et des courants chargés (rouge). Pour une énergie transférée supérieure à 100 GeV, le comportement de ces deux contributions est similaire suggérant ainsi l'unification électrofaible.

La structure du Modèle Standard impose également une relation entre les masses des bosons W et Z et l'angle de mélange θ_W . On définit le paramètre ρ qui par construction vaut 1 (cf. équations (1.37) et (1.38)), comme :

$$\rho \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1 \quad (1.49)$$

Il est possible de mesurer $\sin^2 \theta_W$ et les masses m_V indépendamment et ainsi de tester cette relation. Expérimentalement $\rho = 1.0008^{+0.0017}_{-0.0007}$ [23]. Ce paramètre sonde de manière profonde le secteur du Higgs du Modèle Standard puisqu'il est relié à l'invariance par rotation dans l'espace $(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4)$ où les ϕ_i représentent les quatre champs réels du doublet de Higgs. En effet, le potentiel du champs de Higgs ne dépend que de

$$\Phi^\dagger \Phi = \phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2 \quad (1.50)$$

Cette symétrie, dite symétrie custodiale [24], est donc une conséquence de la forme du potentiel et de sa représentation sous $SU(2)_L$. Ainsi, la mesure du paramètre ρ contraint les mécanismes possibles de la brisure de la symétrie électrofaible.

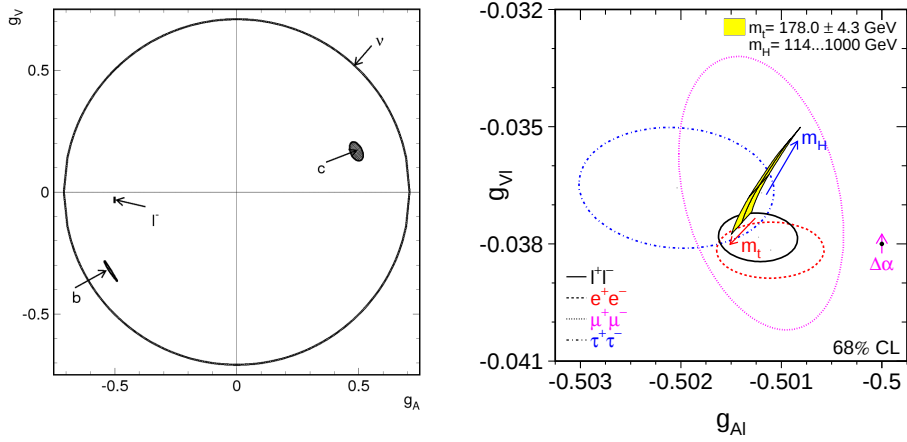


Fig 1.3.: Mesure des constantes de couplage axial et vectoriel (notées ici g_A et g_V) entre les fermions et le boson Z . Les contraintes des mesures effectuées au LEP en 1994 [21] (gauche) sont compatibles avec la prédiction du Modèle Standard du tableau 1.1. En grossissant la figure pour le cas des leptons (à droite), cette compatibilité se vérifie à une précision de l'ordre de 0.5% (resp. 10%) pour les constantes g_A (resp. g_V) [22]. Par ailleurs, l'universalité des interactions faibles sur les trois leptons chargés prédite par le Modèle Standard est également confirmée expérimentalement.

Comme mentionné à la section 1.2, la mesure des couplages entre bosons de jauge permet de sonder expérimentalement les groupes de jauge à la base du Modèle Standard. Dans le secteur de l'interaction forte, cette mesure passe par les coefficients qui régissent l'importance relative des processus $q \rightarrow qg$ et $g \rightarrow gg$, appelés rapports de facteur de couleur. Ces rapports sont directement prédits par la structure du groupe $SU(3)_{\text{color}}$. La figure 1.4 montre les mesures des rapports de facteurs de couleurs effectuées au LEP ainsi que la prédiction de différents groupes de jauge : l'expérience est en bon accord avec la prédiction de $SU(3)_{\text{color}}$. De la même manière, la symétrie électrofaible peut-être testée en mesurant les couplages entre bosons de jauge. Ce type de mesure s'interprète comme une recherche de couplage non prédit par le Modèle Standard, dit couplages anomaux. La figure 1.4 montre également les mesures d'éventuels écarts au Modèle Standard qui s'avèrent être nuls compte tenu des précisions expérimentales accessibles.

Le Modèle Standard tel qu'il a été présenté dans ce chapitre ne fait pas mention explicite du caractère quantique de la théorie. Les corrections quantiques (*i.e.* effets des états non permis classiquement ou états virtuels⁶) sont nécessaires pour rendre compte des observations comme illustré sur la figure 1.5 : la précision expérimentale atteinte permet de tester l'effet des états virtuels. Il est alors possible de contraindre expérimentalement les propriétés de particules (éventuellement hypothétiques) non produites explicitement. Cette approche sera mise à profit pour contraindre la masse du boson de Higgs (cf. chapitre 2).

6. L'existence des états virtuels est spécifique au caractère quantique et non à la physique des particules. L'effet tunnel est un exemple d'état virtuel responsable (entre autre) de la liaison chimique. La notion d'interaction en terme d'échange de particule virtuelle est donc déjà présente en physique des basses énergies [26].

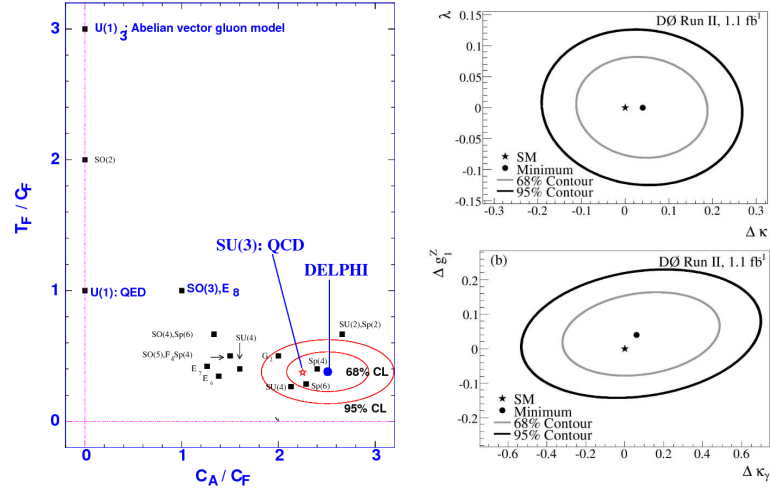


Fig 1.4.: Contraintes expérimentales sur les symétries de jauge du Modèle Standard. Gauche : la mesure des rapports de facteur de couleur dans les événements $e^+e^- \rightarrow 4\text{jets}$ au LEP montre un bon accord avec $SU(3)_{\text{color}}$. Droite : quelques mesures d'écart au Modèle Standard au niveau des couplages entre bosons de jauge [25] montrent un bon accord avec $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

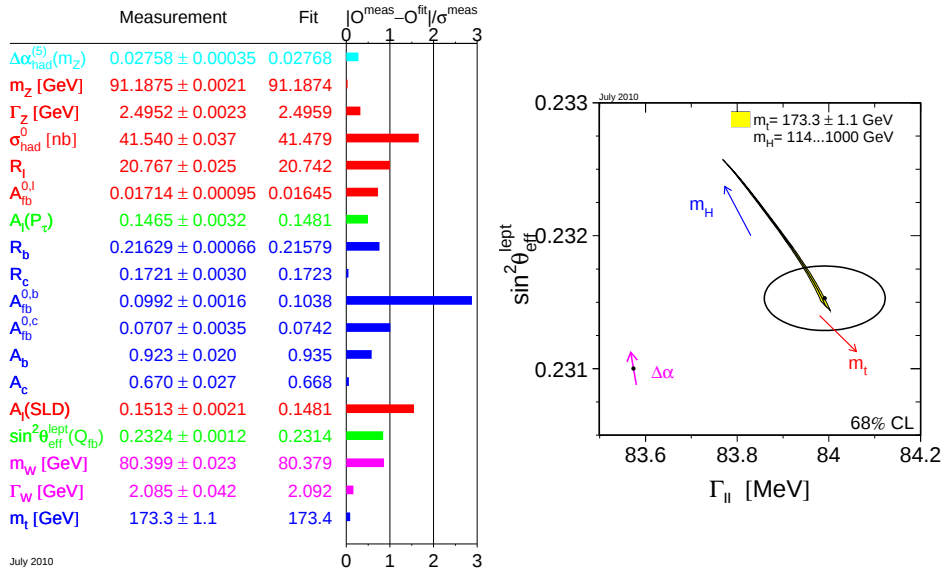


Fig 1.5.: Gauche : résultats de l'ajustement du Modèle Standard sur un ensemble d'observables du secteur électrofaible, la longueur de la barre traduit l'écart entre la valeur mesurée et la valeur après ajustement rapporté à l'erreur expérimentale. Droite : comparaison des mesures expérimentales (noir) et de la prédiction du Modèle Standard dans le plan $(\sin^2 \theta_W, \Gamma_{\ell\ell})$, où $\Gamma_{\ell\ell}$ représente la largeur de désintégration du boson Z en leptons. La prédiction avec l'ensemble des corrections quantiques (en jaune) est comparée à celle avec des corrections quantiques incomplètes (point noir et flèche violette indiquée par $\Delta\alpha$). Figures extraites de [23].

1.4.2. Quelques questions en suspend

Le Modèle Standard explique l'ensemble des mesures effectuées jusqu'à présent. Pourtant, il existe certaines questions que cette théorie laisse sans réponse. Deux d'entre elles sont brièvement discutées dans cette section.

Le Modèle Standard et la cosmologie

L'une des zones d'ombre importante du Modèle Standard est son inaptitude à décrire la physique aux échelles cosmologiques. L'expansion accélérée de l'univers actuellement observée [27, 28, 29] décrite par la constante cosmologique⁷ [31], n'est pas expliquée par le Modèle Standard. En effet, cette densité d'énergie du vide ρ_{vide} est interprétée comme l'énergie associée aux fluctuations quantiques des champs dans l'état fondamental de la théorie et devient calculable dans le cadre d'une théorie particulière [31] :

$$\rho_{\text{vide}}^{\text{SM}} \sim \frac{M_{\text{pk}}^4}{16\pi^2} = 2 \cdot 10^{71} \text{ GeV}^4 \sim 10^{120} \rho_{\text{vide}}^{\text{obs}} \quad (1.51)$$

où $M_{\text{pk}} \equiv (8\pi G_N)^{-1/2} = 10^{19} \text{ GeV}/c^2$ est l'échelle d'énergie où la gravité (G_N est la constante de Newton) est de même ordre de grandeur que les interactions électrofaibles. Le Modèle Standard échoue donc par 120 ordres de grandeur dans la prédiction de la densité d'énergie du vide et notre compréhension actuelle des particules élémentaires n'explique pas les observations cosmologiques.

Le problème ci-dessus n'est qu'une facette d'une incompatibilité théorique plus profonde : la relativité générale [32] conduit à une théorie quantique des champs non renormalisable [33]. En effet, la constante de Newton est dimensionnée et fait naturellement apparaître une échelle d'énergie limitant le domaine de validité de la théorie qui est précisément l'échelle de Planck. Les particules virtuelles intervenant dans les corrections quantiques ont donc des énergies pouvant atteindre M_{pk} et font de la gravité quantique une théorie fortement divergente. Ce problème de gravité quantique est au coeur de l'unification des forces fondamentales et tente d'être surmonté, entre autres, par les théories de corde [34].

Problème de naturalité dans le secteur du Higgs

Il existe également des problèmes plus immédiats. Les corrections quantiques à la propagation d'une particule modifient sa masse. Plus précisément, la masse mesurée n'est pas le paramètre du lagrangien mais le pôle du propagateur, calculable à un certain ordre de la théorie des perturbations. Les corrections quantiques à la masse des bosons (couplés aux fermions) dépendent linéairement de l'échelle d'énergie Λ jusqu'à laquelle le Modèle Standard est supposé valide. L'une des contribution à la propagation d'un boson fait intervenir une boucle de fermions, comme illustré sur la figure 1.6.

7. Une approche plus générale peut être adoptée : un fluide effectif engendre l'expansion accélérée de l'univers et les observations permettent de contraindre ses propriétés. Les mesures actuelles sont compatibles avec un fluide effectif équivalent à une constante cosmologiques [30].

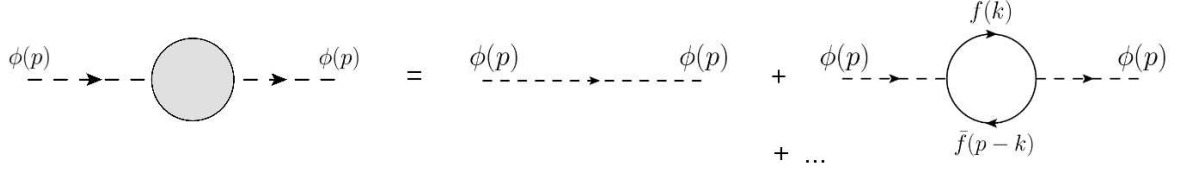


Fig 1.6.: Exemple de diagramme contribuant à la propagation d'un champ scalaire : ordre dominant (à gauche) et prise en compte d'une boucle de fermions (droite).

Concernant le boson de Higgs, l'ordre de grandeur de cette contribution à sa masse, notée δm_H^2 est donnée par :

$$\delta m_H^2 \sim \left(\frac{m_f}{v}\right)^2 \int^\Lambda \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}[(\not{k} - m_f)(\not{p} - \not{k} - m_f)]}{(k^2 - m_f^2)((p-k)^2 - m_f^2)} \quad (1.52)$$

On peut montrer qu'une intégrale de type $\int^\Lambda d^4 k/k^D$ est divergente si $D \leq 6$, se comporte comme $\log \Lambda$ si $D = 6$ et comme Λ^{6-D} sinon. En considérant que l'échelle de validité du Modèle Standard est très grande devant m_f et p , l'intégrale (1.52) est alors dominée par les grandes valeurs de k et un décompte des puissances donne $D = 4$ et donc, une divergence quadratique :

$$\delta m_H^2 \sim \left(\frac{m_f}{v}\right)^2 \Lambda^2 \quad (1.53)$$

Ce calcul d'ordre de grandeur montre que la correction est plus importante pour les fermions lourd, ce qui aura un impact sur les contraintes indirectes sur le boson de Higgs (cf. chapitre 2). Un calcul complet prenant en compte les boucles des bosons de jauge [35] montre que le paramètre du lagrangien m_H^0 vérifie :

$$m_H^{0\,2} = m_H^2 - \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v^2} (4m_t^2 - 2m_W^2 - m_Z^2 - m_H^2) \quad (1.54)$$

En considérant que le Modèle Standard est valide jusqu'à l'échelle de grande unification $\Lambda_{\text{GUT}} = 10^{16}$ GeV, l'équation (1.54) montre que m_H^0 est contraint à une précision de l'ordre de 10^{-28} pour que le boson de Higgs ait une masse de quelques centaines de GeV (*i.e.* l'échelle électrofaible). La masse observable du boson de Higgs dépend de manière trop précise du paramètre de la théorie. Pour cette raison, l'instabilité de la masse du boson de Higgs est qualifiée de problème de naturalité de la théorie.

1.4.3. Quelques perspectives

Plusieurs scénarios théoriques sont envisagés pour remédier aux différents problèmes du Modèle Standard, l'une des motivations principales étant l'instabilité de la masse des champs scalaires sous les corrections radiatives. Il existe, entre autres⁸, deux grandes classes de modèle permettant de résoudre ce problème qui sont brièvement évoquées :

1. une symétrie supplémentaire est ajoutée pour stabiliser les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs.
2. le boson de Higgs étant le *seul* champ scalaire du Modèle Standard, un mécanisme alternatif de brisure de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sans champ scalaire est envisagé.

8. Voir [36] pour une revue détaillée des alternatives au mécanisme de Higgs

Modèles avec symétries supplémentaires

Les plus célèbres sont les modèles basés sur la seule symétrie d'espace-temps supplémentaire possible [37] : la supersymétrie [38], qui relie alors les bosons aux fermions. Les corrections quantiques à la masse des fermions sont déjà stabilisées par la symétrie chirale. Par conséquent, en introduisant une symétrie entre les fermions et les bosons, on s'assure que les corrections quantiques à la masse des bosons seront stables. Plusieurs extensions du Modèle Standard invoquent la supersymétrie, la plus populaire étant le Modèle Standard Supersymétrique Minimal [39, 40, 41, 42]. En dépit des contraintes expérimentales de plus en plus strictes sur les extensions supersymétriques du Modèle Standard les plus simples, la supersymétrie montre plusieurs avantages. D'abord, le produit de deux opérations de supersymétrie est équivalent à une translation d'espace-temps : l'invariance par translation apparaît comme une *conséquence* de la supersymétrie. Ainsi, en rendant la théorie invariante par supersymétrie locale, on fait apparaître une nouvelle interaction qui s'apparente à la gravité décrite par la relativité générale. Même si la supersymétrie ne résout pas le conflit entre gravitation et physique quantique, elle l'introduit dans un cadre naturel, similaire à celui des autres interactions : les symétries locales. Par ailleurs une théorie supersymétrique impose une densité d'énergie nulle⁹ pour le vide de la théorie et l'échelle de brisure de la supersymétrie fournit une possibilité de prédire la faible valeur numérique de la constante cosmologique mesurée.

Un autre type de modèle stabilise les corrections radiatives de la masse du boson de Higgs grâce à une symétrie supplémentaire : les modèles de type “Little Higgs”. Le champ qui brise la symétrie électrofaible est alors le boson de Goldstone d'une symétrie supplémentaire spontanément brisée. Par construction, ce type de scénario prévoit un boson de Higgs de masse nulle mais si la symétrie supplémentaire n'est qu'approximative, alors la masse du boson de Goldstone sera non nulle.

Modèles sans boson de Higgs

L'objectif de ce type de modèles est de supprimer le seul champ scalaire du Modèle Standard. Une approche possible consiste à briser la symétrie électrofaible par un boson scalaire non élémentaire et formé de deux fermions élémentaires. Cet état lié serait dû à une interaction très forte à plus haute énergie (modèles de type “technicolor”). Une autre option actuellement envisagée se base sur une symétrie de jauge dans un espace à 5 dimension où la cinquième composante du champ de jauge joue le rôle du boson de Higgs (modèles du type “Gauge-Higgs unification”). Dans ce cas, la masse de ce champ est protégée par une symétrie de jauge.

9. Cette conséquence théorique est surprenante car elle fixe *l'origine* des énergies, qui n'a, en principe, aucune signification physique puisque que seules les *différences* d'énergie sont accessibles à l'expérience. Cette ambiguïté apparaît déjà en relativité générale, non sans lien avec la supersymétrie.

1.5 Conclusions

La théorie des interactions fondamentales est fortement contrainte par les symétries de l'espace-temps d'une part et les symétries de jauge locales d'autre part. Afin de décrire la différence entre les interactions électromagnétique et faible observée à basse énergie, il est nécessaire de briser la symétrie électrofaible et l'une des possibilités est le mécanisme de Higgs. L'édifice théorique ainsi construit est, à ce jour, en accord avec toutes les mesures expérimentales, pourtant aucune preuve de l'existence du boson de Higgs n'a été trouvée.

Cette particule manquante fait l'objet d'intenses recherches débutées au LEP dans les années 90, activement poursuivies au Tevatron et représentant l'enjeu principal du LHC. Le chapitre suivant présente les contraintes théoriques et expérimentales qui permettent de cibler la région en masse du boson de Higgs ainsi que les différents modes de production et de désintégration du boson Higgs déterminant la stratégie de recherche au Tevatron.

Bibliographie

- [1] A. Bravais, “Mémoire sur les systèmes formés par les points distribués régulièrement sur un plan ou dans l’espace,” *Journal de l’École Polytechnique*, vol. 19, p. 1–128, 1850.
- [2] P. Curie, “Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d’un champ électrique et d’un champ magnétique,” *J. Phys. Theor. Appl.*, vol. 3, p. 393–415, 1894. [En ligne]. Accessible : <http://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00239814/fr/>
- [3] E. Noether, “Invariant variation problems,” *Gott. Nachr.*, vol. 1918, p. 235–257, 1918. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/physics/0503066>
- [4] P. Ramond, *Group Theory : A Physicist’s Survey*. Cambridge University Press, 2010.
- [5] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology : Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, 1972.
- [6] Weinberg, S., “A model of leptons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 19, n° 21, p. 1264–1266, Nov 1967. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v19/i21/p1264.1>
- [7] S. L. Glashow, “Partial-symmetries of weak interactions,” *Nuclear Physics*, vol. 22, n° 4, p. 579 – 588, 1961. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692>
- [8] A. Salam et N. Svartholm, “Elementary particle physics : relativistic groups and analyticity,” *Eighth Nobel Symposium*, p. 367, 1968.
- [9] D. J. Gross et F. Wilczek, “Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 30, n° 26, p. 1343–1346, Jun 1973. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v30/i26/p1343.1>
- [10] H. D. Politzer, “Reliable perturbative results for strong interactions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 30, n° 26, p. 1346–1349, Jun 1973. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v30/i26/p1346.1>
- [11] T. D. Lee et C. N. Yang, “Question of parity conservation in weak interactions,” *Phys. Rev.*, vol. 104, n° 1, p. 254–258, Oct 1956. [En ligne]. Accessible : <http://prola.aps.org/abstract/PR/v104/i1/p254.1>
- [12] P. W. Higgs, “Broken symmetries and the masses of gauge Bosons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, p. 508–509, 1964. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v13/i16/p508.1>
- [13] F. Englert et R. Brout, “Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, n° 9, p. 321–323, Aug 1964. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v13/i9/p321.1>
- [14] G. S. Guralnik, *et al.*, “Global conservation laws and massless particles,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, n° 20, p. 585–587, Nov 1964. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v13/i20/p585.1>

- [15] Y. Nambu, “Quasi-particles and gauge invariance in the theory of superconductivity,” *Phys. Rev.*, vol. 117, n° 3, p. 648–663, Feb 1960. [En ligne]. Accessible : http://prola.aps.org/abstract/PR/v117/i3/p648_1
- [16] J. Goldstone, *et al.*, “Broken symmetries,” *Phys. Rev.*, vol. 127, n° 3, p. 965–970, Aug 1962. [En ligne]. Accessible : http://prola.aps.org/abstract/PR/v127/i3/p965_1
- [17] N. Cabibbo, “Unitary symmetry and leptonic decays,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 10, n° 12, p. 531–533, Jun 1963. [En ligne]. Accessible : http://prl.aps.org/abstract/PRL/v10/i12/p531_1
- [18] M. Kobayashi et T. Maskawa, “ CP -violation in the renormalizable theory of weak interaction,” *Progress of Theoretical Physics*, vol. 49, n° 2, p. 652–657, 1973. [En ligne]. Accessible : <http://ptp.ipap.jp/link?PTP/49/652/>
- [19] S. Chekanov, *et al.*, “Measurement of charged current deep inelastic scattering cross sections with a longitudinally polarised electron beam at HERA,” *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, vol. 61, p. 223–235, 2009, 10.1140/epjc/s10052-009-1015-1. [En ligne]. Accessible : <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1015-1>
- [20] Chekanov, S. *et al.*, “High- Q^2 neutral current cross sections in $e + p$ deep inelastic scattering at $\sqrt{s} = 318$ GeV,” *Phys. Rev. D*, vol. 70, n° 5, Sep 2004. [En ligne]. Accessible : <http://prd.aps.org/abstract/PRD/v70/i5/e052001>
- [21] D. Schaile, “Precision tests of the electroweak interaction,” talk given at 27th International Conference on High Energy Physics (ICHEP), Glasgow, Scotland, 20-27 Jul 1994. [En ligne]. Accessible : <http://cdsweb.cern.ch/record/271035/files/>
- [22] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, “Precision electroweak measurements on the Z resonance,” *Phys. Rept.*, vol. 427, p. 257, 2006. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008>
- [23] LEP Electroweak Working Group, “Electroweak precision measurements,” 2010. [En ligne]. Accessible : <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2010/>
- [24] P. Sikivie, *et al.*, “Isospin breaking in technicolor models,” *Nucl. Phys.*, vol. B173, p. 189, 1980.
- [25] Abazov, V.M. *et al.*, “Combined measurements of anomalous charged trilinear gauge-boson couplings from diboson production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,” 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0907.4952>
- [26] J. Lévy-Leblond et F. Balibar, *Quantique, rudiments*. Dunod, 2006.
- [27] A. G. Riess *et al.*, “Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant,” *Astron. J.*, vol. 116, p. 1009–1038, 1998. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9805201>
- [28] S. Perlmutter *et al.*, “Measurements of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae,” *Astrophys. J.*, vol. 517, p. 565–586, 1999. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9812133>
- [29] M. Tegmark, *et al.*, “Cosmological parameters from SDSS and WMAP,” *Phys. Rev. D*, vol. 69, n° 10, p. 103501, May 2004. [En ligne]. Accessible : <http://prd.aps.org/abstract/PRD/v69/i10/e103501>

- [30] M. Sullivan *et al.*, “SNLS3 : constraints on dark energy combining the supernova legacy survey three year data with other probes,” 2011. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1104.1444>
- [31] S. Weinberg, “The cosmological constant problem,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 61, p. 1–23, 1989.
- [32] A. Einstein, “Kosmologische betrachtungen zur allgemeinen relativitätstheorie,” *Sitzungsberichte der Königlich preussischen Akademie der Wissenschaften*, vol. 6, 1917.
- [33] R. Kallosh, “On the renormalization problem of quantum gravity,” *Physics Letters B*, vol. 55, n° 3, p. 321 – 323, 1975. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269375906115>
- [34] M. Green, *et al.*, *Superstring Theory : Volume 1, Introduction*. Cambridge University, 1987.
- [35] A. Djouadi, “The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model,” *Phys. Rept.*, vol. 457, p. 1–216, 2008. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0503172>
- [36] C. Grojean, “New theories for the Fermi scale,” *PoS*, vol. EPS-HEP2009, p. 008, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0910.4976>
- [37] S. Coleman et J. Mandula, “All possible symmetries of the s matrix,” *Phys. Rev.*, vol. 159, n° 5, p. 1251–1256, Jul 1967. [En ligne]. Accessible : http://prola.aps.org/abstract/PR/v159/i5/p1251_1
- [38] R. Haag, *et al.*, “All possible generators of supersymmetries of the S -matrix,” *Nuclear Physics B*, vol. 88, n° 2, p. 257 – 274, 1975. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321375902795>
- [39] P. Fayet et J. Iliopoulos, “Spontaneously broken supergauge symmetries and goldstone spinors,” *Phys. Lett.*, vol. B51, p. 461–464, 1974.
- [40] P. Fayet, “Supergauge invariant extension of the higgs mechanism and a model for the electron and Its neutrino,” *Nucl. Phys.*, vol. B90, p. 104–124, 1975.
- [41] P. Fayet et S. Ferrara, “Supersymmetry,” *Phys. Rept.*, vol. 32, p. 249–334, 1977.
- [42] P. Fayet, “Spontaneously broken supersymmetric theories of weak, electromagnetic and strong interactions,” *Phys. Lett.*, vol. B69, p. 489, 1977.

Contraintes et prédictions théoriques sur le boson de Higgs

À ce jour, l'existence du boson de Higgs n'est pas confirmée expérimentalement et sa masse est un paramètre libre de la théorie. Il est donc nécessaire de le rechercher dans un intervalle de masse compatible avec les contraintes théoriques et expérimentales existantes. Dans un premier temps, les contraintes théoriques issues des corrections quantiques au potentiel du champ de Higgs et de l'unitarité de la théorie sont données (section 2.1). Puis les contraintes expérimentales directe et indirecte sont discutées (section 2.2). Enfin, les prédictions théoriques sur la production du boson de Higgs dans des collisions protons-antiprotons sont détaillées (section 2.3) permettant d'établir la stratégie de recherche au Tevatron. Puisque les erreurs théoriques sur le taux de production du boson de Higgs conditionnent une éventuelle exclusion, celles-ci sont également discutées.

2.1 Contraintes théoriques

2.1.1. Corrections radiatives au potentiel du champ de Higgs

Après brisure de la symétrie électrofaible, le potentiel qui régit la dynamique du champ de Higgs H contient un terme constant sans dynamique, un terme de masse et des termes de couplage cubique et quartique :

$$V(H) = -\frac{\lambda v^4}{4} + \lambda v^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 \quad (2.1)$$

L'allure du potentiel est donnée en figure 2.1 pour différentes valeurs de λ exprimées en terme de m_H (à l'ordre dominant $\lambda = m_H^2/(2v^2)$), y compris négatives. Ce paramètre détermine donc l'existence d'un état fondamental et également la croissance de l'énergie potentielle avec H . Les corrections d'ordre supérieur modifiant λ ont donc un impact important sur le secteur du boson de Higgs et peuvent être exploitées pour le contraindre. Plus précisément :

- Le signe de λ fixe la stabilité de l'état fondamental comme le montre la figure 2.1. L'existence d'un vide stable va donc contraindre le secteur du Higgs grâce aux corrections radiatives dans le domaine des petites valeurs de λ , *i.e.* $\lambda \lesssim 0$. Cette contrainte porte donc sur la stabilité de l'état fondamental [1].
- Dans le domaine des hautes énergies de la théorie (domaine UV), l'amplitude moyenne du champ $\langle H \rangle$ est grande et l'énergie potentielle du secteur du Higgs est donc gouvernée par le terme λH^4 . Si λ devient trop grand, l'approche perturbative n'est plus valide et la théorie n'est plus prédictive. Cet argument permet de relier la masse du boson de Higgs à l'échelle de validité du Modèle Standard grâce aux corrections radiatives dans le domaine des grands λ : c'est l'argument de trivialité [2].

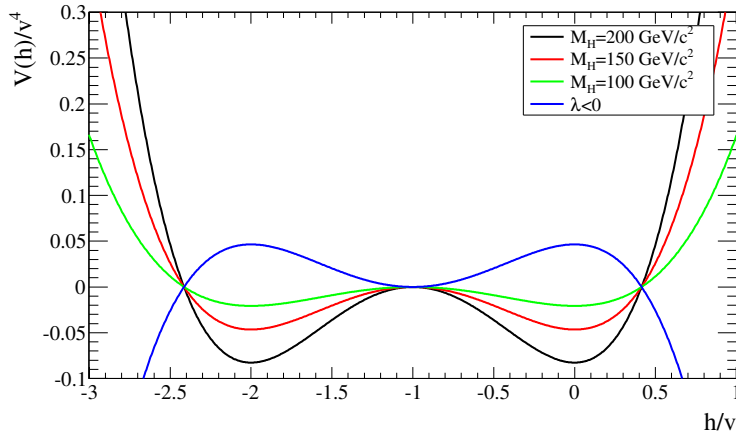


Fig 2.1.: Le potentiel (normalisé à v^4) en fonction du champ de Higgs H (normalisée à v) pour différentes masses réelles et imaginaires pures (*i.e.* $\lambda < 0$).

Les équations du groupe de renormalisation [3] permettent de déterminer l'évolution de λ à partir d'une énergie de référence en resommant en partie le développement perturbatif de la théorie. L'énergie de référence est prise à la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs $v = 246$ GeV et l'échelle d'énergie maximale des états intermédiaires, *i.e.* l'échelle de validité du Modèle Standard, est notée Λ . En prenant en compte les amplitudes du type de ceux de la figure 2.2 où seul le quark top est considéré, on obtient :

$$16\pi^2 \frac{d\lambda}{dt} = 12 \lambda(t)^2 + 12 \lambda(t) g_{Htt}^4 - 12 g_{Htt}^4 \quad (2.2)$$

$$- \frac{3}{2} \lambda(t) (3 g_1^2 + g_2^2) + \frac{3}{16} (2 g_2^4 + (g_1^2 + g_2^2)^2) \quad (2.3)$$

avec $t \equiv \ln(\Lambda^2/v^2)$, g_1 et g_2 les constantes de couplages associées à $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$, et g_{Htt} le couplage entre le boson de Higgs et le quark top. Les deux prochaines sections explorent les domaines des grands et petits λ .

Domaine des grands λ : trivialité

Comme expliqué dans la suite, la masse du boson de Higgs est contrainte par le caractère prédictif de la théorie. Cette contrainte n'est donc pas fondamentale au sens où elle ne s'appuie

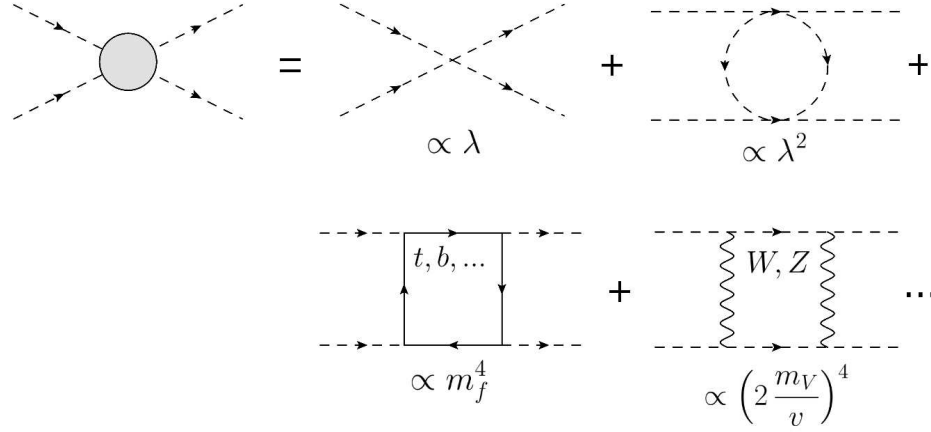


Fig 2.2.: Amplitudes de transitions d'ordre supérieur typiques intervenant dans le couplage quadratique du champ de Higgs. Le couplage λ intervient naturellement mais le secteur de jauge ainsi que les fermions (lourds) jouent un rôle important.

pas sur un argument physique mais reste importante car une hypothèse théorique non testable est plus difficile à (in)valider.

On se place ici dans le domaine des grands λ correspondant à la limite des hautes énergies de la théorie. Dans cette limite, seul le terme dominant en λ intervient dans l'équation (2.2) qui devient alors :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3}{4\pi^2} \lambda^2 + o(\lambda^2) \quad (2.4)$$

et qui s'intègre en

$$\lambda(\Lambda^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right)} \quad (2.5)$$

Dans la limite ultra-violette de la théorie, arrivée à une certaine énergie Λ_L , appelée pôle de Landau, la constante de couplage diverge. On peut exprimer le pôle de Landau en fonction de la masse du boson de Higgs (évaluée à l'échelle v) :

$$\Lambda_L = v \exp\left(\frac{4\pi^2}{3\lambda(v)}\right) = v \exp\left(\frac{4\pi^2 v^2}{m_H^2(v)}\right) \quad (2.6)$$

Physiquement, le pôle de Landau représente l'énergie typique à partir de laquelle la théorie devient hautement non perturbative et des états liés propres à cette physique se forment. L'exemple concret est l'interaction forte dont la constante de couplage décroît avec l'énergie : le pôle de Landau se situe alors à basse énergie ($\Lambda_{\text{QCD}} \sim 1 \text{ GeV}$) et caractérise la masse des états liés correspondants.

L'argument de trivialité consiste à dire que si la théorie décrit la Nature jusqu'à une énergie Λ_L , le seul moyen pour qu'elle reste perturbative est de prendre $\lambda = 0$: la théorie est non interagissante et devient alors triviale. La relation (2.6) détermine le lien entre la masse du boson de Higgs et l'échelle de validité du Modèle Standard. Typiquement, un boson de Higgs léger permet de garder le pouvoir prédictif de la théorie plus longtemps qu'un boson de Higgs

lourd. Plus précisément :

$$\Lambda_L = 10^{16} \text{ GeV} \quad , \quad m_H < 200 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.7)$$

$$\Lambda_L = 10^3 \text{ GeV} \quad , \quad m_H < 1000 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.8)$$

Domaine des petits λ : stabilité de l'état fondamental

Le vide de la théorie qui brise la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$, doit rester stable au niveau quantique. En effet, dans le cas contraire la phase brisée serait instable et un retour à la phase symétrique pourrait s'opérer, ce qui n'est pas observé expérimentalement. Puisque la stabilité du minimum de V est déterminée par le signe de λ , il s'agit d'analyser pour quelle masse m_H les corrections quantiques rendent $\lambda < 0$. Dans le domaine des petites valeurs de λ , l'équation (2.2) est dominée par les amplitudes avec le quark top et les bosons électrofaibles, et devient :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left(-12 g_{Htt}^4 + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_1^2 + g_2^2)^2) \right) \quad (2.9)$$

qui s'intègre en :

$$\lambda(\Lambda) = \lambda(v) + \frac{1}{16\pi^2} \left(-12 g_{Htt}^4 + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_1^2 + g_2^2)^2) \right) \log(\Lambda^2/v^2) \quad (2.10)$$

La stabilité de l'état fondamental de la théorie responsable de la brisure électrofaible, $\lambda(\Lambda) > 0$, s'écrit alors :

$$M_H \geq \frac{v^2}{8\pi^2} \left(-12 \left(\frac{m_t}{v} \right)^4 + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_1^2 + g_2^2)^2) \right) \log(\Lambda^2/v^2) \quad (2.11)$$

De la même manière que pour l'argument de trivialité, l'échelle de validité du Modèle Standard contraint la masse du boson de Higgs et inversement. Néanmoins, la contrainte est complémentaire : un Modèle Standard valide jusqu'à des hautes énergies impose un boson de Higgs lourd afin de garder l'état fondamental stable. Plus précisément :

$$\Lambda_L = 10^{16} \text{ GeV} \quad , \quad m_H > 130 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.12)$$

$$\Lambda_L = 10^3 \text{ GeV} \quad , \quad m_H > 70 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.13)$$

Cette contrainte sur la stabilité du vide est un peu trop forte comme discuté dans [4, 5]. Si le minimum effectivement réalisé dans la Nature n'est pas le minimum absolu du potentiel V , alors une transition vers l'état fondamental lors de fluctuations quantiques (effet tunnel) ou thermiques peut se produire. Une telle transition possédant un temps caractéristique plus grand que l'âge de l'univers ne viole pas l'observation d'une phase brisée. Ce raisonnement conduit à des contraintes théoriques plus lâches sur la masse du boson de Higgs et repose également sur des hypothèses cosmologiques.

Combinaison des deux contraintes

Une analyse plus précise des arguments de trivialité et de stabilité du vide a été menée en prenant en compte des états virtuels jusqu'à deux boucles. De plus, il est possible d'inclure la notion de naturalité de la théorie discutée au chapitre 1, conséquence de l'instabilité de la

masse du boson de Higgs sous les corrections quantiques. En effet, on peut définir à quelle précision relative il est nécessaire d'avoir un ajustement de la masse du lagrangien pour conduire à une masse m_H [6] : plus cette précision est importante plus la théorie devient non naturelle. La figure 2.3 donne les contraintes théoriques provenant des corrections quantiques dans le plan (Λ, m_H) ainsi que les contours définis par une précision relative de 10% et 1%.

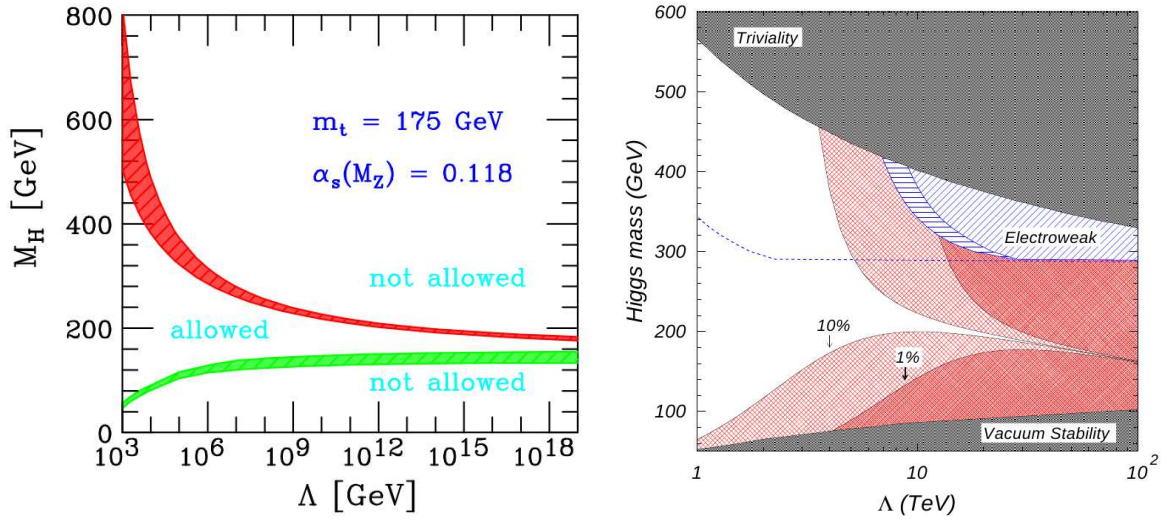


Fig 2.3.: À gauche : les contraintes de trivialité et de stabilité de l'état fondamental donnent des limites inférieures et supérieures pour la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle de validité du Modèle Standard (figure extraite de [7]). Droite : zoom sur $10^3 < \Lambda < 10^6$ GeV avec les contours d'ajustement fin fixé à 10% et à 1% (figure extraite de [6]).

2.1.2. Unitarité du Modèle Standard : diffusion de bosons W à haute énergie

Toute théorie quantique prédit des probabilités et donc doit être unitaire, signifiant que la somme de toutes les probabilités vaut l'unité. Une violation de l'unitarité indique souvent la limite de validité de la théorie : elle est incohérente et doit faire intervenir des degrés de liberté supplémentaires pour restaurer l'unitarité. La théorie des champs de l'interaction nucléon-nucléon en fournit un exemple : en ne considérant que les pions comme médiateur, le processus $pp \rightarrow pp$ viole l'unitarité à partir d'une énergie d'environ 660 MeV. En supposant qu'un nouveau médiateur intervient, le méson ρ de masse $m_\rho = 770$ MeV, l'unitarité est restaurée grâce aux interférences entre les différentes amplitudes.

Le Modèle Standard souffre également d'une violation de l'unitarité dans la diffusion de deux bosons W indiquant que cette théorie est nécessairement effective et ce, indépendamment du mécanisme de la brisure de symétrie électrofaible. C'est d'ailleurs un argument fort en faveur du LHC qu'il y ait ou non un boson de Higgs : de la nouvelle physique est attendue pour restaurer l'unitarité de la théorie aux énergies sondées au LHC. Dans cette section, on suppose que l'unitarité de la théorie est restaurée par un boson de Higgs et on en déduit une contrainte sur sa masse.

Unitarité de la théorie

L'unitarité de la théorie s'exprime grâce au théorème optique [8] qui relie la section efficace totale à l'amplitude de diffusion à l'avant. Pour comprendre d'où vient cette relation, considérons la diffusion d'une onde lumineuse par un atome. Vers l'avant ($\theta = 0$), l'amplitude totale $\mathcal{A}_{\text{tot}}$ est la somme de l'amplitude diffusée $\mathcal{A}_{\text{out}}$ et de l'amplitude incidente $\mathcal{A}_{\text{in}}$, soit en énergie :

$$\left| \mathcal{A}_{\text{tot}}^{\theta=0} \right|^2 = \left| \mathcal{A}_{\text{in}} + \mathcal{A}_{\text{out}}^{\theta=0} \right|^2 \leq |\mathcal{A}_{\text{in}}|^2 \quad (2.14)$$

où la dernière inégalité découle du fait qu'il existe de l'énergie diffusée à grand angle, l'égalité étant obtenue lorsque toute l'énergie incidente part à l'avant *i.e.* en l'absence de diffusion. L'inégalité (2.14) est vérifiée grâce au terme d'interférence destructive entre $\mathcal{A}_{\text{in}}$ et $\mathcal{A}_{\text{out}}^{\theta=0}$ qui se relie alors naturellement à la section efficace totale de diffusion. Dans le contexte de la théorie des champs (à partir de maintenant, l'amplitude est notée $\mathcal{M}$), on démontre que la théorie respecte l'unitarité si [8] :

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{s} \text{Im}(\mathcal{M}(\theta = 0)) \quad (2.15)$$

où s est l'énergie dans le centre de masse et σ_{tot} est la section efficace totale.

Pour dériver la contrainte d'unitarité, il convient de calculer les amplitudes de transition non plus en fonction des états propres d'impulsion $\mathcal{M}$ mais en fonction des états propres de moment cinétique notée a_l , appelé décomposition en ondes partielles. Les amplitudes a_l s'obtiennent donc par projection de $\mathcal{M}$ sur la base des ondes partielles :

$$\mathcal{M} = 16\pi \sum_{l=0}^{+\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) a_l \quad a_l = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^1 P_l(\cos \theta) \mathcal{M} d(\cos \theta) \quad (2.16)$$

où $P_l(x)$ sont les polynômes de Legendre vérifiant $\int_{-1}^{+1} P_l(x) P_j(x) dx = \delta_{ij}$ et $P_l(1) = 1$. La section efficace totale de l'équation (2.15) s'obtient pour un processus $(2) \rightarrow (2)$ de la manière suivante :

$$\sigma_{\text{tot}} = \int \frac{|\mathcal{M}|^2}{64 \pi^2 s} d\Omega = \frac{16\pi}{s} \sum_{l=0}^{+\infty} (2l+1) |a_l|^2 \quad (2.17)$$

où la deuxième égalité provient de l'orthogonalité des polynômes de Legendre et de l'expression de $\mathcal{M}$ de l'équation (2.16). Les équations (2.15), (2.16) et (2.17) ainsi que la propriété des polynômes de Legendre $P_l(1) = 1$ conduisent aux relations suivantes, dont la dernière exprime quantitativement l'unitarité de la théorie :

$$\text{Im}(a_l) = |a_l|^2 \Rightarrow \text{Re}(a_l)^2 + \left(\text{Im}(a_l) - \frac{1}{2} \right)^2 = \left(\frac{1}{2} \right)^2 \Rightarrow |\text{Re}(a_l)| \leq \frac{1}{2} \quad (2.18)$$

Violation de l'unitarité dans le Modèle Standard

Le processus considéré est la diffusion de $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$. À l'ordre des arbres de la théorie, l'amplitude de probabilité $\mathcal{M}$ de mesurer un état $|W(k_1)W(k_2)\rangle$ partant d'un état $|W(p_1)W(p_2)\rangle$ fait intervenir les couplages $WWWW$, WWZ et $WW\gamma$ qui produisent alors

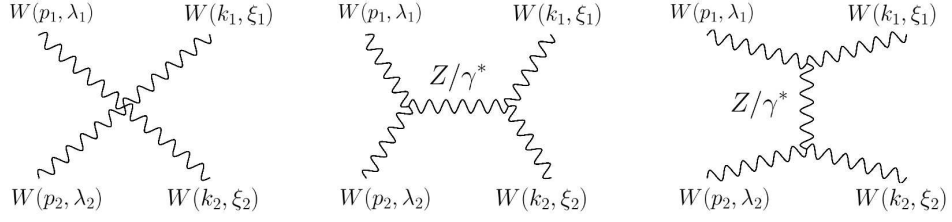


Fig 2.4.: Les processus du Modèle Standard responsables de la diffusion $WW \rightarrow WW$. Les impulsions sont notée (p_i, k_i) et les états de polarisation (λ_i, ξ_i) .

cinq processus possibles. Les diagrammes de Feynman et les notations associées sont explicités figure 2.4 et l'amplitude totale s'écrit :

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{\text{ponct}} + (\mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_\gamma)^{\text{voie } s} + (\mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_\gamma)^{\text{voie } t} \quad (2.19)$$

Pour une diffusion dans le centre de masse ($|\vec{p}_1| = |\vec{p}_2| \equiv p$) à haute énergie ($s \gg m_W^2$), on peut montrer que chaque amplitude de l'équation (2.19) contient un terme en $(p/m_W)^2$ et un terme en $(p/m_W)^4$. Le calcul complet (cf. annexe A) montre que le terme en $(p/m_W)^4$ de $\mathcal{M}_{\text{ponct}}$ se compense exactement avec celui de $\mathcal{M}_{Z/\gamma}^{s+t}$ de sorte que l'amplitude totale s'écrit :

$$\mathcal{M} = g_2 \left(\frac{p}{m_W} \right)^2 f(\cos \theta) \approx g_2 \left(\frac{E}{m_W} \right)^2 \quad (2.20)$$

où $f(\cos \theta)$ est un nombre de l'ordre de l'unité dépendant de l'angle de diffusion θ . Les équations (2.16) et (2.20) permettent de calculer l'amplitude a_0 de l'onde partielle s (cf. annexe A) et de déterminer ainsi l'énergie à partir de laquelle l'unitarité du Modèle Standard est violée :

$$a_0 = \frac{g_2^2 E^2}{16\pi m_W^2} = \frac{1}{2} \Rightarrow \left(\frac{E}{m_W} \right)^2 = \frac{16\pi}{g_2^2} = \frac{4 \sin^2 \theta_W}{\alpha(m_Z)} \Rightarrow \left(\frac{E}{M_W} \right) = 7.7 \quad (2.21)$$

où la relation $g_2^2 = e^2 / \sin^2 \theta_W = 4\pi\alpha / \sin^2 \theta_W$ a été utilisée pour exprimer la contrainte en fonction de paramètres mesurés.

Le secteur électrofaible du Modèle Standard basé sur la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ viole donc l'unitarité lors de collisions à environ $\sqrt{s} = 2E \simeq 1.7 \text{ TeV}$ [9] et ce, indépendamment du mécanisme de brisure. La section suivante se propose de montrer comment le secteur du Higgs permet de régulariser le domaine des hautes énergies, ce qui permettra d'obtenir une contrainte sur la masse du boson de Higgs.

Restauration de l'unitarité et contrainte du secteur du Higgs

Le boson de Higgs est couplé au boson de jauge et induit donc de nouvelles amplitudes de transition entre l'état $|W(p_1)W(p_2)\rangle$ et l'état $|W(k_1)W(k_2)\rangle$. Les diagrammes de Feynman associés sont représentés figure 2.5.

En notant $s = (p_1 + p_2)^2$ et $t = (p_1 - p_2)^2$, le calcul de ces deux amplitudes (cf. annexe A) donne :

$$\mathcal{M}_{\text{Higgs}} = -g_2 \left(\frac{p}{m_W} \right)^2 f(\cos \theta) - g_2 \left(\frac{m_H}{2m_W} \right)^2 \left[\frac{s}{s - m_H^2} + \frac{t}{t - m_H^2} \right] \quad (2.22)$$



Fig 2.5.: Processus dus au secteur du Higgs contribuant à la diffusion $WW \rightarrow WW$. L'ensemble de ces deux processus sont maintenant à prendre en compte avec ceux de la figure 2.4.

où la fonction $f(\theta)$ est précisément la fonction de l'équation (2.20) : la présence du boson de Higgs permet donc d'annuler le terme divergent avec l'énergie. Le calcul de l'amplitude a_0 correspondant à l'ensemble des diagrammes de la figure 2.4 et 2.5 donne une expression qui converge avec l'énergie (cf. annexe A) :

$$a_0 = -\frac{g_2^2 m_H^2}{64\pi m_W^2} \left[2 + \frac{m_H^2}{s - m_H^2} - \frac{m_H^2}{s} \ln \left(1 + \frac{s}{m_H^2} \right) \right] \xrightarrow{s \rightarrow \infty} -\frac{g_2^2 m_H^2}{32\pi m_W^2} \quad (2.23)$$

La valeur de a_0 à haute énergie atteint $1/2$ pour un boson de Higgs d'une masse de $870 \text{ GeV}/c^2$ [9]. La figure 2.6 montre l'évolution de $a_0(s)$ pour différents scénarios illustrant ainsi le rôle du boson de Higgs dans la restauration de l'unitarité du Modèle Standard et la contrainte sur sa masse qui en découle. L'analyse d'autres diffusions, telle que $ZZ \rightarrow ZZ$, apporte également une contrainte non négligeable et l'argument d'unitarité de la théorie impose au total [10] $m_H \leq 710 \text{ GeV}/c^2$.

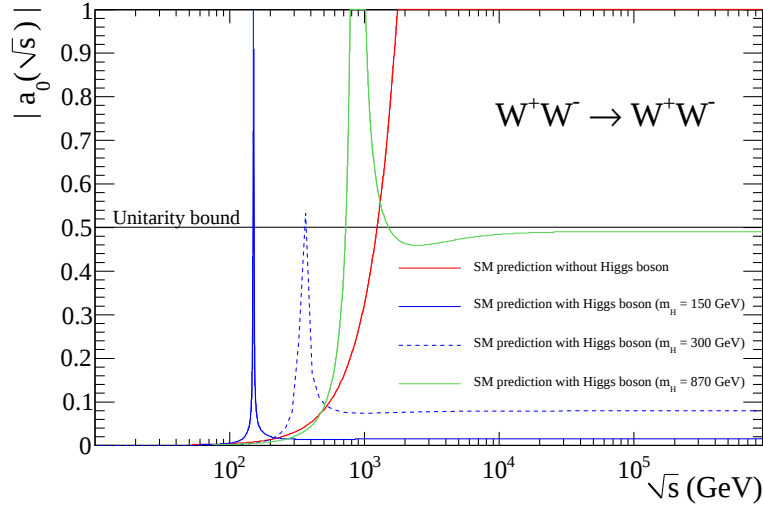


Fig 2.6.: Amplitude $|a_0|$ (à l'ordre dominant) en fonction de $\sqrt{s}$. Le Modèle Standard sans boson de Higgs (rouge) viole l'unitarité pour $\sqrt{s} \sim 1.7 \text{ TeV}$ tandis que l'ajout d'un boson de Higgs de $150 \text{ GeV}/c^2$ (ligne bleue pleine) ou de $300 \text{ GeV}/c^2$ (ligne bleue pointillée) restaure l'unitarité et ce, jusqu'à $m_H = 870 \text{ GeV}/c^2$ (vert) masse pour laquelle $a_0(\infty) \sim 1/2$.

2.2 Contraintes expérimentales

Le secteur du Higgs est également sujet aux tests expérimentaux effectués ces 25 dernières années au LEP et au Tevatron. On distingue deux types de contraintes expérimentales. Les recherches, dites directes, sont basées sur la production de bosons de Higgs lors de collisions de haute énergie : un excès d'événements par rapport au bruit de fond attendu est alors recherché. Les contraintes, dites indirectes, sont basées sur les mesures de précision dans le secteur électrofaible : leur dépendance fait intervenir la masse du boson de Higgs à travers les corrections quantiques (cf. chapitre 1) et permet donc de la contraindre expérimentalement.

2.2.1. Limites indirectes : cohérence du secteur électrofaible

Plusieurs observables sont sensibles indirectement au boson du Higgs via les corrections radiatives qui, comme mentionné au chapitre 1, sont nécessaires pour comprendre les données expérimentales. Le test est basé sur un ensemble de mesures auquel on associe une fonction de vraisemblance χ dépendant des n_p paramètres de la théorie collectivement notée $\vec{p}$:

$$\chi^2(\vec{p}) = \sum_i \left(\frac{\mathcal{O}_i^{\text{exp}} - \mathcal{O}_i^{\text{theo}}(\vec{p})}{\Delta \mathcal{O}_i^{\text{exp}}} \right)^2 \quad (2.24)$$

Les contraintes sur le secteur du Higgs, dépendant de l'unique paramètre m_H , se dérivent en considérant $\chi_p^2(m_H) \equiv \chi^2(p_1, p_2, \dots, p_{n_p-1}, m_H)$ où les $n_p - 1$ paramètres sont fixés à leur valeur centrale mesurée. Cette fonction permet de savoir quelle est la masse du boson de Higgs la plus probable compte tenu de toutes les mesures de précision du secteur électrofaible du Modèle Standard [11]. La figure 2.7 montre l'allure de $\chi_p^2(m_H)$ ainsi que les zones d'exclusion par recherche directe discutée dans la prochaine section. D'après les mesures de précision, le boson de Higgs tend à être léger et aurait déjà du être produit au LEP : il existe donc une légère tension qui justifie alors les approches différentes discutées au chapitre 1 pour briser la symétrie électrofaible.

Une autre approche possible pour contraindre la masse du Higgs est de se limiter aux observables les plus sensibles à la masse du boson de Higgs. La masse du boson W , mesurée à une précision du pour mille au Tevatron [12], est très sensible à la masse du boson de Higgs et à la masse du quark top à travers des corrections de propagateurs. La théorie prévoit donc une relation bien définie entre m_{top} et m_W qui dépend de m_H . Les mesures indépendantes de m_W et m_{top} permettent donc de voir quelle masse est favorisée par les mesures. La figure 2.8 montre les processus mis en jeu dans la propagation du boson W ainsi que les mesures. La cohérence du secteur électrofaible conduit à $m_H = 89_{-26}^{+35} \text{ GeV}/c^2$ à 68% de niveau de confiance [13].

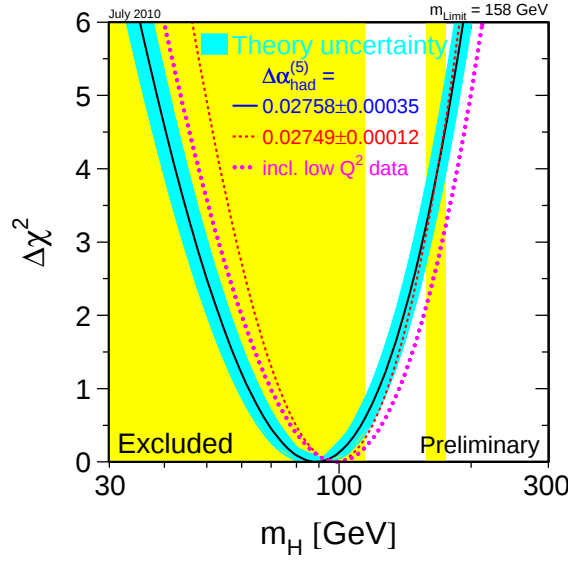


Fig 2.7.: Fonction $\chi_p^2(M_H)$ pour différents traitements des corrections quantiques d'ordre cinq de α_{had} . Une légère tension existe entre les mesures de précision qui favorisent un boson de Higgs autour de 100 GeV/c² et les recherches directes (en jaune) favorisant un domaine de masse plus importante.

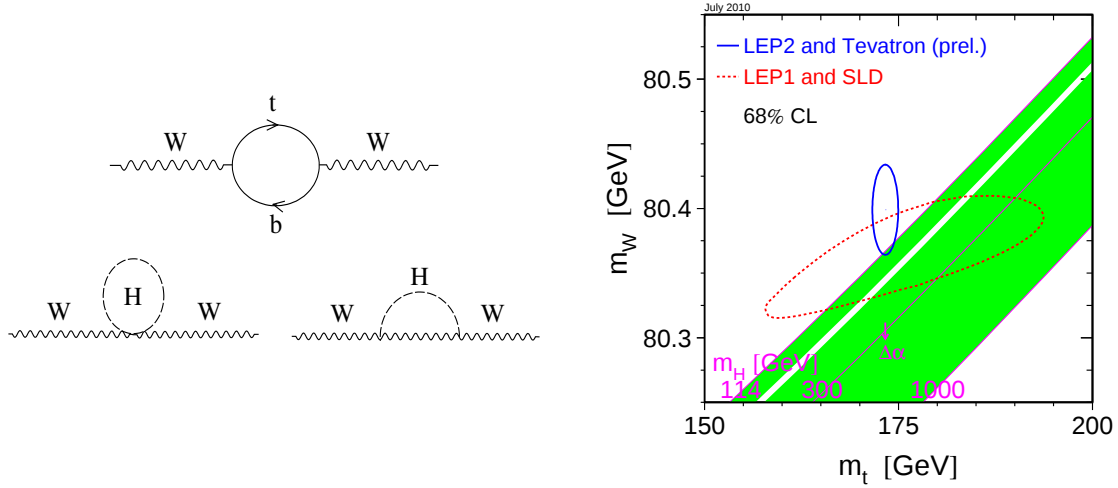


Fig 2.8.: Corrections radiatives qui imposent une relation entre la masse du boson W et la masse du quark top qui dépend de la masse du boson de Higgs (gauche). Contour à 68% de niveau de confiance des mesures expérimentales dans le plan (m_W, m_{top}) [13] : la bande verte représente la relation entre m_W et m_{top} pour différentes masses du boson de Higgs et montre que les mesures favorisent un boson de Higgs léger.

2.2.2. Limites directes

Les recherches de production directe de bosons de Higgs en collisionneur permettent également de contraindre le secteur du Higgs. Au LEP, le boson de Higgs peut être produit par Higgs-strahlung et par fusion de bosons W (cf. figure 2.9) pour une masse typiquement inférieure à $120 \text{ GeV}/c^2$ déterminée par l'énergie disponible dans le centre de masse. Le Tevatron atteint des énergies plus importantes dans le centre de masse et permet de sonder des masses plus grandes, allant jusqu'à $200 \text{ GeV}/c^2$. Les différents modes de production du boson de Higgs en collision protons-antiprotons sont exploités pour maximiser la sensibilité sur toute la fenêtre en masse d'intérêt (cf. section 2.3). La figure 2.10 montre l'état actuel des recherches au Tevatron et au LEP : les recherches directes imposent $m_H > 114 \text{ GeV}/c^2$ [14] et excluent une masse comprise entre 156 et 177 GeV/c^2 [15].



Fig 2.9.: Mécanisme de production du boson de Higgs en collisions e^+e^- par Higgs-strahlung (gauche) et par fusion de bosons W (droite). La fusion de bosons Z est également considérée même si elle est un ordre de grandeur inférieur.

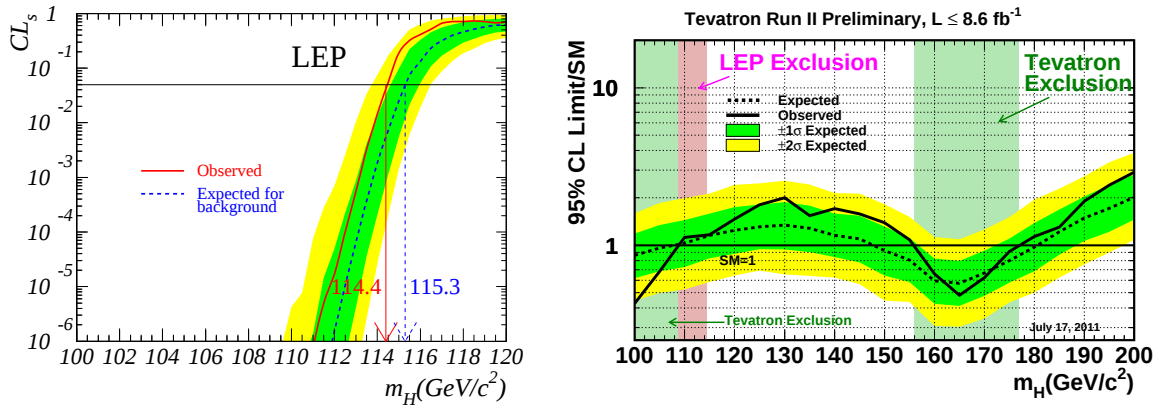


Fig 2.10.: Probabilité que l'existence d'un boson de Higgs soit compatible avec les données du LEP (figure extraite de [14]), l'exclusion étant obtenue si cette probabilité est inférieure à 5% (gauche). Section efficace de production du boson de Higgs (normalisée à la prédiction du Modèle Standard) exclue à 95% de niveau de confiance au Tevatron (figure extraite de [15]) (droite).

2.3 Prédictions théoriques et stratégie de recherche au Tevatron

2.3.1. Généralités sur les collisions protons-antiprotons

La longueur d'onde de De Broglie associée à un proton de 980 GeV est d'environ 10^{-3} fm signifiant que la collision se produit entre les constituants des hadrons, *i.e.* les quarks et les gluons appelés génériquement partons. Les partons engagés dans la collision sont donc soumis aux interactions présentes dans le hadron (basse énergie) d'une part, et à l'interaction due à la collision d'autre part (haute énergie). Un traitement naturel serait de considérer la superposition des deux types d'interaction mais la nature hautement non perturbative de l'interaction forte à basse énergie [16] empêche une telle approche.

Le théorème de factorisation [17] stipule que les processus de haute énergie et basse énergie peuvent être traités de manière indépendante. Ce théorème est crucial car d'une part, il fournit une justification rigoureuse du modèle des partons et d'autre part, il permet de réaliser un calcul perturbatif pour prédire l'état final de collisions entre *hadrons* de haute énergie. On définit alors une échelle arbitraire μ_F , dite échelle de factorisation, qui détermine la frontière entre les deux régimes d'énergie.

Les interactions de basse énergie sont modélisées à l'aide des fonctions de densité de partons (PDF) qui décrivent la structure du proton : la PDF $f_p(x)$ est la densité de probabilité que le parton p ait une impulsion longitudinale $x p_{\text{hadron}}$, p_{hadron} étant l'impulsion du hadron. Ces fonctions sont mesurées à une certaine échelle d'énergie par un ajustement global des données issues de diffusions inélastiques profondes et de collisions proton-antiprotons [18]. En raison des échanges d'impulsion entre partons (par exemple à travers les radiations de gluons), les PDF varient avec l'échelle d'énergie du processus dur Q [19]. L'évolution des PDF avec Q est alors déterminée par les équations de Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi [20, 21, 22] (DGLAP) qui se basent sur la QCD perturbative pour prédire la dépendance de ces échanges d'impulsion avec Q .

L'interaction de haute énergie est modélisée par QCD perturbative : la section efficace de la collision partonique $\hat{\sigma}$, dite section efficace partonique, est calculée à partir des diagrammes de Feynman. Le caractère perturbatif de ce calcul impose l'introduction d'une nouvelle échelle d'énergie μ_R , dite échelle de renormalisation. Les considérations ci-dessus permettent d'écrire la section efficace d'une collision hadronique d'énergie $\sqrt{s}$:

$$\sigma(s, \mu_F, \mu_R) = \sum_{i,j} \int f_i(x_1, \mu_F) f_j(x_2, \mu_F) \hat{\sigma}(x_1 x_2 s, \mu_R) dx_1 dx_2 \quad (2.25)$$

où l'on peut introduire $\hat{s} \equiv x_1 x_2 s$ qui est l'énergie dans le centre de masse partonique. La dépendance de $\sigma(s, \mu_F, \mu_R)$ avec les échelles μ_i est artificielle puisqu'elle correspond, dans les deux cas, au choix arbitraire d'énergie de référence. En effet, que ce soit pour le processus de renormalisation ou de factorisation, l'énergie de référence est introduite pour séparer les contributions issues des ordres supérieurs de celles calculées perturbativement. S'il était possible de calculer tous les ordres, cette distinction n'aurait plus de sens et le résultat serait alors indépendant des énergies de référence¹. On choisit généralement $\mu_F = \mu_R = Q$ et les dépendances observées sont alors exploitées pour estimer une incertitude systématique théorique associée à la troncature du développement perturbatif (cf. section 2.3.3).

1. Cette propriété est à la base des équations du groupe de renormalisation [3] également utilisées pour le processus de factorisation, voir [23] pour le parallèle entre renormalisation et factorisation.

2.3.2. Phénoménologie du boson de Higgs au Tevatron

Lors de collisions proton-antiprotons, le boson de Higgs est principalement produit à partir d'une collision de gluons par l'intermédiaire d'une boucle de particule massive, appelé fusion de gluons. Il existe également les processus de Higgs-strahlung conduisant à une production associée à un boson vecteur $V = W, Z$. Enfin, le mécanisme de fusion de bosons W conduit à la production du boson de Higgs en association avec deux quarks légers. La section efficace totale de production du boson de Higgs au Tevatron est de l'ordre de 1 pb à comparer, par exemple, à la section efficace de production électrofaible de quark top célibataire de 3.5 pb, observé pour la première fois en 2009 au Tevatron [24, 25]. La figure 2.11 montre l'ensemble des processus partoniques impliqués et la figure 2.12 montre l'évolution des sections efficaces avec m_H .

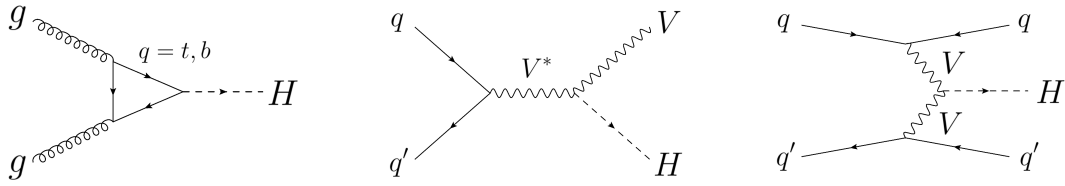


Fig 2.11.: Mécanisme de production du boson de Higgs au Tevatron. Pour une masse de $130 \text{ GeV}/c^2$, la fusion de gluons (gauche) représente environ 80% de la section efficace totale, la production associée (centre) environ 10% (pour $V = W$) et 6% (pour $V = Z$), tandis que la fusion de bosons vecteurs (droite) en représente environ 4% (pour $V = W, Z$).

La désintégration du boson de Higgs est très différente selon sa masse et détermine l'état final à analyser. Le boson de Higgs se couple préférentiellement aux particules lourdes (cf. chapitre 1), qui pour une masse inférieure à $300 \text{ GeV}/c^2$ se restreignent à une paire de quarks b et de bosons W et Z . La figure 2.12 montre le rapport d'embranchement des modes de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse.

Région de basse masse

Dans la région $m_H < 135 \text{ GeV}/c^2$, le boson de Higgs se désintègre principalement en une paire $b\bar{b}$ qui ne peut être extrait du bruit de fond $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$ qui possède une section efficace supérieure de presque dix ordres de grandeur. De ce fait, la recherche du boson de Higgs à basse masse exploite sa production associée avec un boson vecteur : la désintégration leptonique de ce dernier permet une signature claire de l'événement et réduit ainsi l'importance du bruit de fond multijets. Les analyses effectuées à DØ pour la recherche d'un boson de Higgs léger ($m_H \lesssim 135 \text{ GeV}/c^2$) sont donc optimisées pour les processus suivants :

- $p\bar{p} \rightarrow Z(\rightarrow ee/\mu\mu)H(\rightarrow b\bar{b})$ ayant une signature avec peu de bruit de fond (deux leptons) mais un faible rapport d'embranchement ($\mathcal{BR}_{Z \rightarrow ee/\mu\mu} = 6.7\%$) [26],
- $p\bar{p} \rightarrow Z(\rightarrow \nu\nu)H(\rightarrow b\bar{b})$ ayant une signature plus complexe (neutrinos) mais un rapport d'embranchement plus grand ($\mathcal{BR}_{Z \rightarrow \nu\nu} = 20\%$) [27],
- $p\bar{p} \rightarrow W(\rightarrow e\nu/\mu\nu)H(\rightarrow b\bar{b})$ ayant une signature avec un bruit de fond raisonnable (un lepton) et une section efficace de production et un rapport d'embranchement plus grand ($\sigma_{WH} \times \mathcal{BR}_{W \rightarrow e\nu/\mu\nu} = 5.4 \mathcal{BR}_{Z \rightarrow ee/\mu\mu} \times \sigma_{ZH}$ pour $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$) [28].

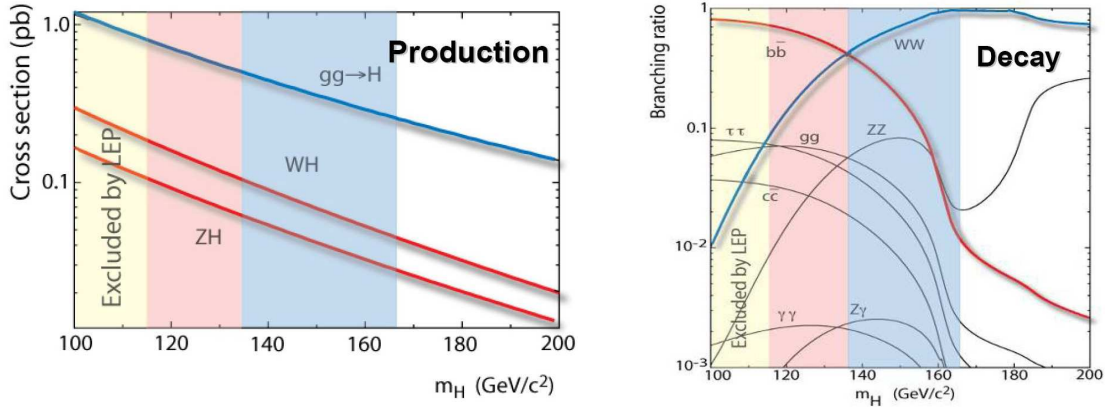


Fig 2.12.: Section efficace de production du boson de Higgs par fusion de gluons et production associée en fonction de m_H (gauche). Mode de désintégration du boson de Higgs en fonction de m_H (droite). La recherche à basse masse exploite les productions associées (courbes rouges) tandis qu'à haute masse (courbes bleues), la désintégration en W^+W^- permet d'extraire le processus de fusion de gluons comme expliqué dans le texte.

Région de haute masse

Dans la région $m_H > 135 \text{ GeV}/c^2$, le boson de Higgs se désintègre principalement en une paire W^+W^- dont le rapport d'embranchement est voisin de l'unité pour $m_H = 165 \text{ GeV}/c^2$. En considérant un lepton dans l'état final, les bosons de Higgs produits par fusion de gluons peuvent être extraits du bruit de fond. Les analyses effectuées à DØ pour la recherche d'un boson de Higgs lourd ($m_H \gtrsim 135 \text{ GeV}/c^2$) sont donc optimisées pour les processus suivants :

- $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu/\mu\nu\mu\nu$ ayant une signature claire mais le bruit de fond physique important provenant de la production de boson Z [29, 30],
- $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu e\nu$ étant le canal le plus sensible du Tevatron en raison de sa signature claire et d'une contribution bien plus faible de la production de bosons Z ($\mathcal{BR}_{Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu} = 0.03 \mathcal{BR}_{Z \rightarrow ee/\mu\mu}$) [29, 30].

Analyses complémentaires

Des états finals supplémentaires sont analysés dans le but d'améliorer la sensibilité de l'expérience à la production de bosons de Higgs. Les événements diphotons permettent de compléter la recherche dans la région de basse masse [31, 32] tandis que l'analyse des états finals $Z(\rightarrow ee/\mu\mu)Z(\rightarrow q\bar{q})$ et $W(\rightarrow e\nu/\mu\nu)W(\rightarrow qq')$ complètent la recherche à haute masse [33]. Le canal $VH \rightarrow VVV \rightarrow \ell^\pm \ell'^\pm$ ($\ell = e, \mu$ et $V = W, Z$) est également étudié en raison du très faible bruit de fond attendu du Modèle Standard (leptons de même signe) [34].

Les états finals contenant un ou plusieurs leptons τ permettent également d'améliorer la sensibilité dans les deux régions en masses [35] : le canal $WH \rightarrow \tau\nu b\bar{b}$ concerne les basses masses et l'état final $\tau\tau + 2\text{jets}$ contribue sur tout le spectre en masse grâce à différentes combinaisons de mode de production et de désintégration du boson de Higgs [36]. L'analyse effectuée dans le cadre de cette thèse complète la recherche à haute masse grâce au processus $H \rightarrow WW \rightarrow \tau\nu_\tau\mu\nu_\mu$ [37] (cf. chapitre 7).

2.3.3. Production du boson de Higgs par fusion de gluons

Cette section se propose de discuter la modélisation de la production dominante du boson de Higgs, la fusion de gluons. Puisque les gluons sont de masse nulle, le couplage g_{Hgg} est nul et l'ordre dominant de ce processus contient déjà une boucle de quark. Le générateur PYTHIA [38] (cf. chapitre 4 et 7), utilise une théorie effective dans la limite où seul le quark top intervient avec $m_{\text{top}} \gg m_H$. L'approximation de la théorie effective et de la limite $m_{\text{top}} \gg m_H$ ainsi que les ordres supérieurs due à QCD et aux interactions électrofaibles sont abordées. Enfin les différentes sources d'incertitudes théoriques ainsi que leurs impacts sont présentés.

Théorie effective et limite du quark top infiniment lourd

Il est possible de montrer que l'amplitude de fusion de gluons ne dépend pas de la masse du quark présent dans la boucle dans la limite $m_q \gg m_H$ [39], qui justifie alors la théorie effective. Plus précisément, avec les notations de la figure 2.13 et en utilisant la régularisation dimensionnelle, l'amplitude de fusion de gluons s'écrit (le quark top uniquement est considéré) :

$$i\mathcal{M} = -(-ig_3)^2 \text{Tr}(t^a t^b) \left(\frac{-im_{\text{top}}}{v} \right) \times \epsilon_\mu(p) \epsilon_\nu(q) \times \quad (2.26)$$

$$\int \frac{d^D \ell}{(2\pi)^D} \frac{(i)^3 \text{Tr}[(\ell + m_{\text{top}})\gamma^\mu(\ell + p + m_{\text{top}})\gamma^\nu(\ell - q + m_{\text{top}})]}{(\ell^2 - m_{\text{top}}^2)((\ell + p)^2 - m_{\text{top}}^2)((\ell - q)^2 - m_{\text{top}}^2)} \quad (2.27)$$

où g_3 est la constante de couplage de $SU(3)_{\text{color}}$, le facteur $\text{Tr}(t^a t^b)$ représente les combinaisons possibles de couleur ($t^i = \lambda^i/2$, matrices de Gell-Mann), le facteur $-im_{\text{top}}/v$ est le couplage entre le champ de Higgs et le quark top, les vecteurs ϵ_i sont les vecteurs de polarisation des gluons et le terme (2.27) représente la boucle de quark top (la trace provenant de la somme sur les états de spin).

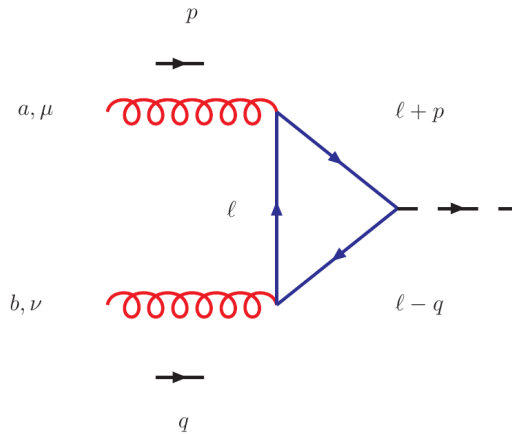


Fig 2.13.: Notations utilisées pour évaluer l'amplitude de la fusion de gluons.

En utilisant la méthode de paramétrisation de Feynman [8] pour exprimer le dénominateur de la ligne (2.27) et en intégrant sur la quadri-impulsion du quark de la boucle ℓ , on obtient [40] :

$$\mathcal{M} = -\frac{g_3^2 m_{\text{top}}^2}{\pi v} \delta^{ab} \epsilon_\mu(p) \epsilon_\nu(q) \left(g^{\mu\nu} \frac{m_H^2}{2} - p^\nu q^\mu \right) \frac{1}{m_{\text{top}}^2} A\left(\frac{m_H^2}{4m_{\text{top}}^2}\right) \quad (2.28)$$

$$A(\tau_{\text{top}}) \equiv \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1-4xy}{1-\tau_{\text{top}} 4xy} \quad (2.29)$$

La seule dépendance de $\mathcal{M}$ avec m_{top}^2 intervient à travers la fonction $A(\tau_{\text{top}})$ introduite. En effet, les contributions des particules virtuelles lourdes sont supprimées par leur propagateur $\propto 1/m_{\text{top}}^2$ mais dans le cas présent, *cette suppression est compensée par le couplage au boson de Higgs qui est proportionnel à la masse*, comme on peut le voir explicitement dans l'équation (2.28). Cependant, la fonction $A(\tau_{\text{top}})$ tend vers 0 en l'infini : uniquement les quarks plus lourds que le boson de Higgs contribuent, ce qui justifie de ne considérer que le quark top. Cette compensation de l'effet du propagateur a une conséquence directe : l'existence de nouvelles particules potentiellement très lourdes peut être sondée par ce processus. Cette idée est exploitée dans cette thèse lors de l'interprétation de l'analyse de l'état final $\mu + \tau$ dans un scénario de quatrième génération de fermions (cf. chapitre 7). Enfin, dans la limite $m_{\text{top}} \gg m_H$, la fonction $A(\tau_Q)$ ne dépend que faiblement de τ_Q comme le montre la figure 2.14.

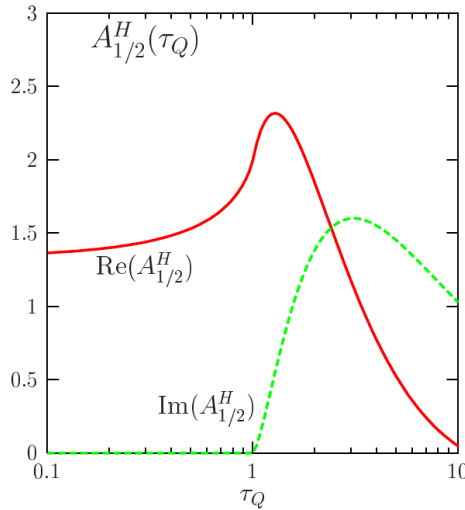


Fig 2.14.: Partie réelle et partie imaginaire de $A(\tau_{Q=\text{top}} = m_H^2/(4m_{\text{top}}^2))$ (notée $A_{1/2}$ sur la figure). Dans l'approximation $m_{\text{top}} \gg m_H$, i.e. $\tau_{\text{top}} \ll 1$, la partie imaginaire de I est nulle et la partie réelle est peu dépendante de τ_Q . Figure extraite de [41].

Un lagrangien effectif $\mathcal{L}_{\text{eff}}$ correspondant à l'amplitude donnée par l'équation (2.28) a été déterminé [42] :

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{\alpha_s}{12\pi v} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} H \quad G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + \alpha_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.30)$$

où le tenseur f^{abc} représente les constantes de structure de $SU(3)_{\text{color}}$. En plus du vertex ggH , le lagrangien (2.30) engendre les vertex $gggH$ et $ggggH$ qui permettent de calculer

des corrections radiatives équivalentes à l'émission d'un ou plusieurs gluons par la boucle de quark, et ce dans la théorie effective construite. L'impulsion transverse du boson de Higgs produit est directement régie par ce type de corrections radiatives : par conservation de l'impulsion, le boson de Higgs "recule" contre le(s) gluon(s) émis.

La théorie effective présentée dans cette section et implémentée dans PYTHIA, repose donc sur deux approximations : la masse du quark top est très grande devant la masse du boson de Higgs et les radiations de gluons se font suivant un vertex ponctuel à 3 ou 4 gluons. Les deux prochaines sections décrivent pourquoi et comment aller au-delà de ces approximations.

Effets de la masse finie du quark top

La masse finie du quark top modifie la dépendance de la section efficace avec la masse du boson de Higgs. Le calcul exact de la section efficace à l'ordre dominant (LO) est accessible (cf. équation (2.28)). À l'ordre suivant (NLO), le calcul a également été mené dans le cadre de la théorie effective [43, 44] et avec la prise en compte de la masse finie du quark top [45] mais la section efficace de production au troisième ordre de la théorie des perturbations (NNLO) n'est calculée que dans la limite $m_{\text{top}} \gg m_H$ [46, 47]. Comme discuté à la section suivante, les effets des ordres supérieurs sont numériquement importants et la dépendance avec m_{top} du NNLO doit donc être étudiée [48].

Une première approche consiste à prendre en compte la dépendance en masse de la section efficace à un ordre élevé quelconque HO à travers l'ordre dominant. Plus précisément, en notant σ^O la section efficace à l'ordre O, cette approximation s'écrit :

$$\sigma^{\text{HO}}(m_{\text{top}}) \approx \sigma^{\text{LO}}(m_{\text{top}}) \left(\frac{\sigma^{\text{HO}}}{\sigma^{\text{LO}}} \right)_{m_{\text{top}} \gg m_H} \quad (2.31)$$

Puisque le résultat exact au NLO est disponible, cette méthode peut être testée au NLO [45]. La figure 2.15 montre les sections efficaces de production du boson de Higgs par fusion de gluons au LHC au NLO avec la dépendance exacte avec m_{top} et avec l'approximation de l'équation (2.31).

Une seconde approche consiste à développer la dépendance de la section efficace avec m_{top} en puissance de $m_H/(4m_{\text{top}})$ [48] :

$$\sigma^{\text{HO}}(m_{\text{top}}) \approx \sum_{i=0}^n \left(\frac{m_H}{4m_{\text{top}}} \right)^i \sigma_i^{\text{HO}} \equiv \sigma_n^{\text{HO}}(m_{\text{top}}) \quad (2.32)$$

De nouveau, cette méthode peut être testée au NLO. La figure 2.16 montre le rapport de la section efficace NLO exacte avec l'approximation donnée par l'équation (2.32) pour n allant de 1 à 10 : l'approximation est correcte à moins de 1% pour un boson de Higgs allant de 100 GeV/c² à 300 GeV/c². La figure 2.16 montre également comment cette approximation permet de modéliser la dépendance de la section efficace NNLO avec m_{top} , ce qui était précisément l'objectif de l'étude. À cet ordre, la dépendance exacte avec m_{top} n'est pas connue et l'approximation de l'équation (2.32) est donc comparée à celle de l'équation (2.31). Les deux approximations donnent des résultats compatibles à 2% près au NNLO.

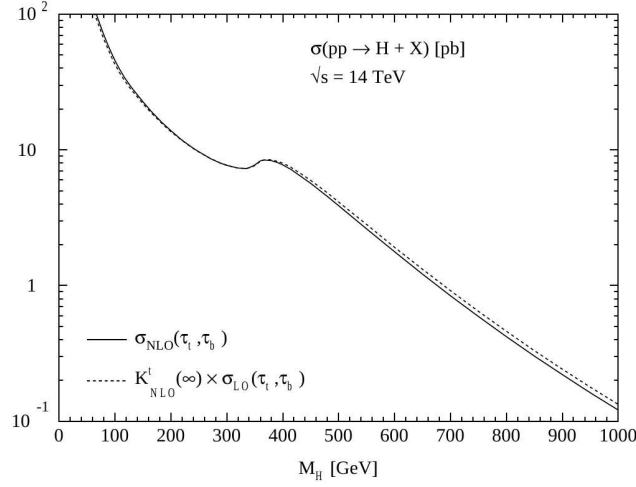


Fig 2.15.: Évolution de la section efficace NLO de production du boson de Higgs par fusion de gluons en fonction de m_H avec la dépendance complète avec m_{top} (ligne pleine) et l'approximation de l'équation (2.31) (ligne pointillée). Figure extraite de [45].

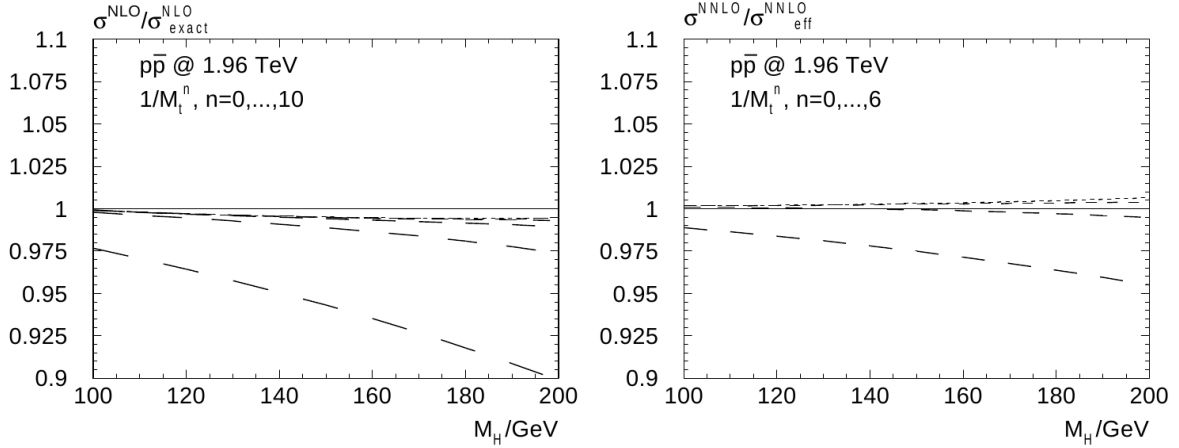


Fig 2.16.: Gauche : rapport de l'approximation de l'équation (2.32) et de la section efficace NLO avec dépendance complète avec m_{top} pour n allant de 1 à 10 (des pointillés les plus larges aux plus petits). Rapport de l'approximation de l'équation (2.32) et de l'équation (2.31) au NNLO pour pour n allant de 1 à 6 des pointillés les plus larges aux plus petits). Figures extraites de [48].

Effets des ordres supérieurs : normalisation et cinématique

Les calculs aux ordres supérieurs de QCD ont été menés jusqu'au NNLO [46, 47] et montrent que les corrections quantiques sont numériquement importantes pour le processus de fusion de gluons, comme illustré sur la figure 2.17. Ces différences importantes (environ un facteur 2 entre le LO et NLO et un facteur 1.3 entre le NLO et NNLO) suggèrent que le développement perturbatif converge lentement et que le calcul NNLO constitue une approximation peu précise. De plus, la boucle de quark top engendre une partie de ces corrections QCD et il devient alors surprenant que la dépendance avec m_{top} de cette section efficace soit

convenablement modélisée par le calcul LO (cf. figure 2.15).

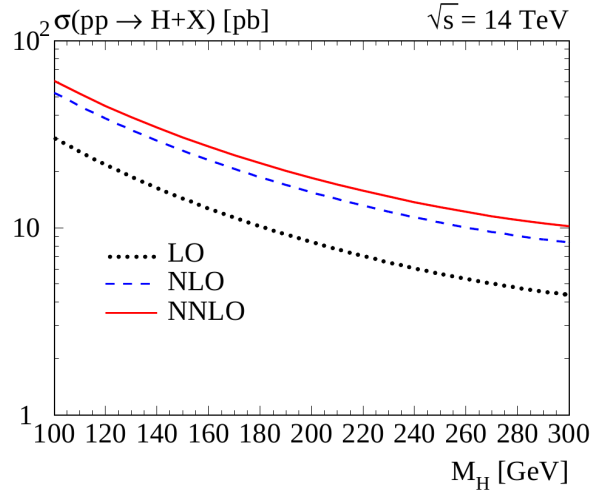


Fig 2.17.: Section efficace de production de boson de Higgs par fusion de gluons au LHC au LO (noir), NLO (bleu) et NNLO (rouge). Figure extraite de [46].

Ces deux problèmes ont une origine commune : les corrections radiatives sont dominées par les radiations de gluons de basse impulsion transverse [49, 50]. En effet, les radiations de gluons colinéaires sont peu sensibles à la masse du quark expliquant ainsi le résultat de la figure 2.15. D'autre part, ces radiations molles peuvent être resumées à chaque ordre de la théorie des perturbations [51], ce qui engendre une différence moins importante entre les prédictions NLO et NNLO comme le montre la figure 2.18. Dans cette approche, la convergence du développement perturbatif est donc plus rapide.

Les différentes radiations déterminent également l'impulsion transverse du boson de Higgs produit. La prise en compte des corrections radiatives et la resommation des gluons colinéaires conduisent à d'importantes différences avec la théorie effective utilisée dans PYTHIA. La figure 2.19 montre la distribution de l'impulsion transverse du boson de Higgs obtenue par PYTHIA ainsi que le facteur correctif à appliquer pour correspondre à la prédiction du générateur HqT [52], incluant les effets du NNLO ainsi que la resommation des gluons mous.

Enfin, les corrections radiatives dues à l'interaction électrofaible ont été calculées au NLO [53] et sont inférieures à 6% sur tout le spectre en masse du boson de Higgs d'intérêt. Bien que numériquement moins importantes que les corrections QCD, la factorisation des deux types de corrections reste un problème ouvert : les corrections électrofaibles pourraient modifier les corrections QCD et inversement. Dans la référence [53], un scénario de factorisation totale est comparé à un scénario de factorisation partielle : à $160 \text{ GeV}/c^2$ la section efficace électrofaible NLO et QCD NNLO avec factorisation partielle est de $1.015 \sigma^{\text{NNLO QCD}}$ tandis que la factorisation totale conduit à $1.048 \sigma^{\text{NNLO QCD}}$.

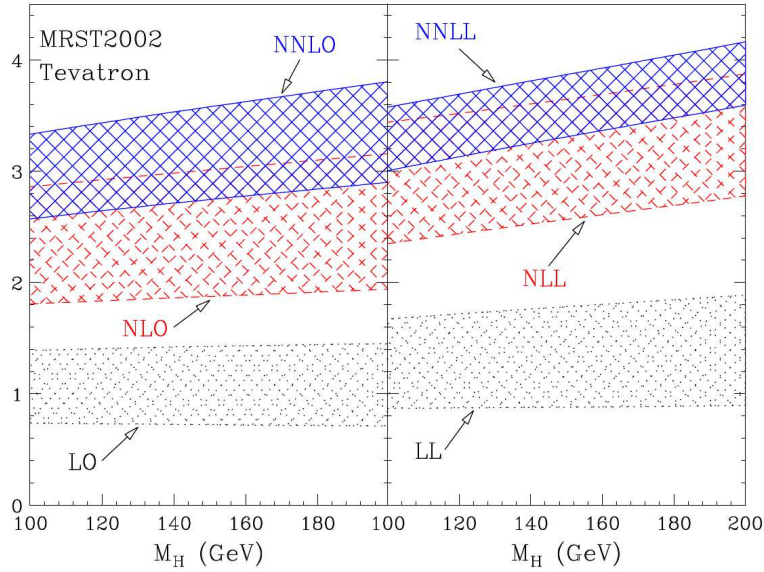


Fig 2.18.: Sections efficaces NNLO (bleu), NLO (rouge) et LO (gris) rapportées à la section efficace LO avant (gauche) et après (droite) resommation des gluons mous. Figure extraite de [51].

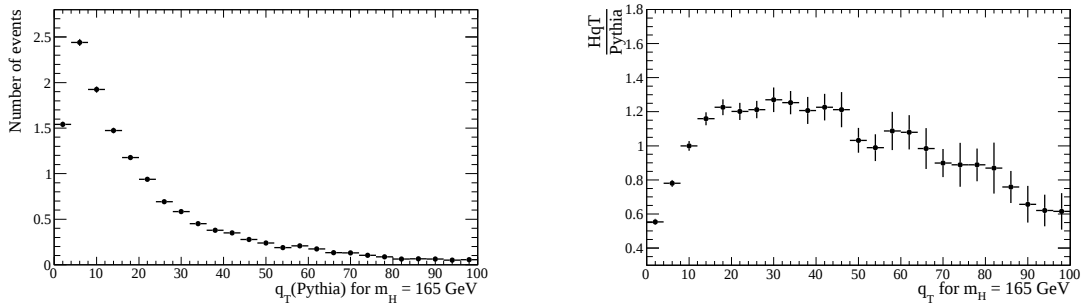


Fig 2.19.: Distribution d'impulsion transverse du boson de Higgs engendrés par PYTHIA (gauche) et le rapport entre les prédictions NNLL de HqT [52] et de PYTHIA (à droite). La correction est particulièrement importante à bas p_T .

Incertitudes théoriques

L'incertitude sur le taux de production du bosons de Higgs prédit est crucial pour une éventuelle exclusion. De plus, certaines hypothèses sur la procédure d'estimation des incertitudes ont récemment été remises en cause [54]². Pour ces deux raisons, une description générale de la détermination de l'incertitude théorique sur la section efficace de fusion de gluons est présentée. Une discussion détaillée des incertitudes utilisées dans cette thèse peut être trouvée dans [56].

L'incertitude sur ce processus vient de la connaissance des PDFs d'une part et de la section efficace partonique d'autre part. Concernant la section efficace partonique, la source d'erreur

2. La discussion complète entre les expérimentateurs du Tevatron et les théoriciens, ainsi que les références impliquées sont consultables dans [55].

principale concerne le caractère perturbatif du calcul. Il s'agit donc d'évaluer l'effet des termes d'ordre plus élevés non calculés. La convention adoptée dans la communauté consiste alors à exploiter la variation de la section efficace calculée avec les échelles d'énergie de factorisation et de renormalisation. La figure 2.20 montre ces variations pour les calculs LO, NLO et NNLO sur deux ordres de grandeur autour de la masse du boson de Higgs : plus l'ordre est élevé et plus la variation s'atténue. En considérant, par convention, une variation des échelles $0.5m_H < \mu_R, \mu_F < 2m_H$ (avec la contrainte $0.5 < \mu_F/\mu_R < 2$), on obtient une incertitude de l'ordre de 10% sur la section efficace de fusion de gluons [57].

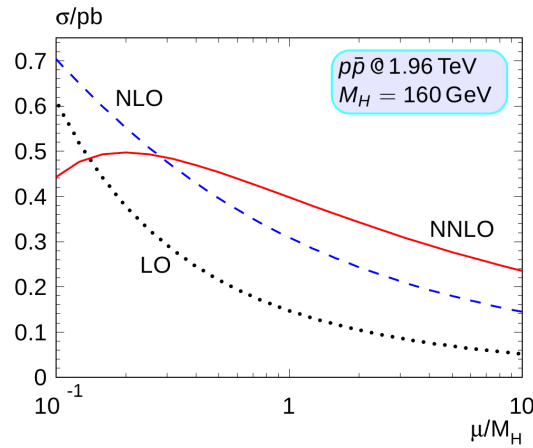


Fig 2.20.: Variation des sections efficaces NNLO (rouge), NLO (bleu) et LO (noir) avec l'échelle de renormalisation μ_R sur deux ordres de grandeur autour de la masse du boson de Higgs.

La connaissance limitée de la structure du proton engendre également une incertitude sur le taux de production du boson de Higgs par fusion de gluons. En effet ce processus dépend fortement de la distribution des gluons ayant une fraction importante de l'impulsion de l'(anti)proton et de la valeur de α_s à l'échelle d'énergie du processus ($\sigma_{LO} \propto \alpha_s^2$). L'évaluation de cette incertitude est particulièrement compliquée [56] du fait qu'il existe une composante théorique due à la paramétrisation des PDFs et une composante expérimentale due à l'ajustement des différentes mesures. D'autre part, la constante α_s est mesurée indépendamment des PDFs et comporte également une incertitude expérimentale et théorique issue du calcul de son évolution avec l'énergie à un ordre donné. Les conventions choisies pour estimer l'incertitude due aux PDF et à α_s fournissent une erreur d'environ 10% [56] (selon la masse du boson de Higgs).

Enfin, d'autres sources d'incertitudes potentiellement non négligeables sont explicitées dans [58]. L'approximation de la théorie effective dans la limite du quark infiniment lourd au NNLO est bonne pour le quark top (cf. figure 2.16) mais pas pour le quark b , qui pourrait avoir une incidence à cette précision comme discuté dans [54]. Une autre incertitude provient du traitement des corrections radiatives électrofaibles et QCD discuté précédemment : l'ajout de ces deux types de corrections est actuellement sujet à débat et peut conduire à une incertitude éventuellement non négligeable. Enfin, l'étude des corrélations entre toutes les sources d'incertitude est importante puisqu'elles conditionnent leur combinaison. À l'heure actuelle, elles sont supposées décorréliées.

2.4 Conclusions

Bien que la masse du boson de Higgs ne soit pas prédite, plusieurs arguments théoriques imposent des limites supérieures (argument de trivialité) et inférieures (stabilité du vide de la phase brisée) sur ce paramètre. De plus, les contraintes expérimentales directes et indirectes restreignent de manière significative l'intervalle possible pour la masse du boson de Higgs.

Les modes de désintégration du boson de Higgs sont fortement dépendants de sa masse et imposent une stratégie expérimentale de recherche élaborée. Par ailleurs, la fiabilité des prédictions du taux de production du boson de Higgs au Tevatron conditionne une éventuelle exclusion directe. Bien que certains aspects du calcul théorique du mode de production dominant soient encore sujets à débat, la compréhension actuelle des mécanismes de production du boson de Higgs en collisions hadroniques permet aux expérimentateurs d'apporter une contribution majeure à la recherche de la seule particule manquante du Modèle Standard.

Bibliographie

- [1] M. Sher, “Electroweak Higgs potential and vacuum stability,” *Physics Reports*, vol. 179, n° 5-6, p. 273 – 418, 1989. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157389900616>
- [2] R. Dashen et H. Neuberger, “How to get an upper bound on the Higgs boson mass,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 50, n° 24, p. 1897–1900, Jun 1983. [En ligne]. Accessible : http://prl.aps.org/abstract/PRL/v50/i24/p1897_1
- [3] K. G. Wilson et J. Kogut, “The renormalization group and the ϵ expansion,” *Physics Reports*, vol. 12, n° 2, p. 75 – 199, 1974. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157374900234>
- [4] G. Isidori, *et al.*, “On the metastability of the standard model vacuum,” *Nuclear Physics B*, vol. 609, n° 3, p. 387 – 409, 2001. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321301003029>
- [5] G. W. Anderson, “New cosmological constraints on the Higgs boson and top quark masses,” *Physics Letters B*, vol. 243, n° 3, p. 265 – 270, 1990. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269390908492>
- [6] C. F. Kolda et H. Murayama, “The Higgs mass and new physics scales in the minimal standard model,” *JHEP*, vol. 07, p. 035, 2000. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0003170>
- [7] T. Hambye et K. Riesselmann, “Matching conditions and Higgs boson mass upper bounds reexamined,” *Phys. Rev. D*, vol. 55, n° 11, p. 7255–7262, Jun 1997. [En ligne]. Accessible : http://prd.aps.org/abstract/PRD/v55/i11/p7255_1
- [8] M. Peskin et D. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, P. Books, Ed., 1995.
- [9] B. W. Lee, *et al.*, “Strength of weak interactions at very high energies and the Higgs boson mass,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 38, n° 16, p. 883–885, Apr 1977. [En ligne]. Accessible : http://prl.aps.org/abstract/PRL/v38/i16/p883_1
- [10] S. Dawson et S. Willenbrock, “Unitarity constraints on heavy higgs bosons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 62, n° 11, p. 1232–1235, Mar 1989. [En ligne]. Accessible : http://prl.aps.org/abstract/PRL/v62/i11/p1232_1
- [11] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, “Precision electroweak measurements on the Z resonance,” *Phys. Rept.*, vol. 427, p. 257, 2006. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008>
- [12] Abazov, V.M. *et al.*, “Measurement of the W boson mass,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 141801, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0908.0766>

- [13] LEP Electroweak Working Group, “Electroweak precision measurements,” 2010. [En ligne]. Accessible : <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2010/>
- [14] R. Barate *et al.*, “Search for the standard model Higgs boson at LEP,” *Phys. Lett.*, vol. B565, p. 61–75, 2003. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0306033>
- [15] Tevatron New Phenomena & Higgs Working Group, “Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.6 fb⁻¹ of Data,” 2011. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1107.5518>
- [16] A. P. Szczepaniak et E. S. Swanson, “Coulomb gauge QCD, confinement, and the constituent representation,” *Phys. Rev. D*, vol. 65, n° 2, p. 025012, Dec 2001. [En ligne]. Accessible : <http://prd.aps.org/abstract/PRD/v65/i2/e025012>
- [17] J. C. Collins et D. E. Soper, “The theorems of perturbative QCD,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 37, p. 383–409, 1987.
- [18] J. Pumplin *et al.*, “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis,” *JHEP*, vol. 07, p. 012, 2002. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0201195>
- [19] T. Ahmed *et al.*, “A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$,” *Nucl. Phys.*, vol. B439, p. 471–502, 1995. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/9503001>
- [20] G. Altarelli et G. Parisi, “Asymptotic freedom in parton language,” *Nucl. Phys.*, vol. B126, p. 298, 1977.
- [21] V. N. Gribov et L. N. Lipatov, “Deep inelastic ep scattering in perturbation theory,” *Sov. J. Nucl. Phys.*, vol. 15, p. 438–450, 1972.
- [22] Y. L. Dokshitzer, “Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 46, p. 641–653, 1977.
- [23] W. Tung, “Perturbative QCD and the parton structure of the nucleon,” *The CTEQ Pedagogical Page*, 2001. [En ligne]. Accessible : <http://www.physics.smu.edu/~olness/cteqpp/>
- [24] T. Aaltonen *et al.*, “First observation of electroweak single top quark production,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 092002, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0903.0885>
- [25] Abazov, V.M. *et al.*, “Observation of single top quark production,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 092001, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0903.0850>
- [26] Abazov, V. *et al.*, “Search for $ZH \rightarrow \ell^+\ell^-b\bar{b}$ production in 4.2 fb⁻¹ of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 251801, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1008.3564>
- [27] Abazov, V.M. *et al.*, “Search for the standard model Higgs boson in the $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$ channel in 5.2 fb⁻¹ of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, p. 071801, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0912.5285>
- [28] Abazov, V.M. *et al.*, “Search for WH associated production in 5.3 fb⁻¹ of $p\bar{p}$ collisions at the Fermilab Tevatron,” *Phys. Lett.*, vol. B698, p. 6–13, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1012.0874>

-
- [29] Abazov, V.M. *et al*, “Search for Higgs boson production in dilepton and missing energy final states with 5.4 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, p. 061804, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1001.4481>
- [30] The DØ Collaboration, “Search for Higgs boson production in dilepton plus missing transverse energy final states with 8.1 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$,” *DØ Note 6182-CONF*, 2011.
- [31] Abazov, V.M. *et al*, “Search for Resonant Diphoton Production with the DØ Detector,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 231801, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0901.1887>
- [32] The DØ Collaboration, “Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton final state using 8.2 fb^{-1} of DØ data,” *DØ Note 6181-CONF*, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H103/>
- [33] Abazov, V.M. *et al*, “Search for the standard model higgs boson in the $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu qq'$ decay channel,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 171802, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1101.6079>
- [34] The DØ Collaboration, “Search for associated Higgs boson production with like-sign leptons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$,” *DØ Note 6091-CONF*, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H93/>
- [35] Abazov, V.M. *et al*, “Search for the standard model Higgs boson in tau final states,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 251801, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0903.4800>
- [36] The DØ Collaboration, “Search for the standard model Higgs boson the $\tau\tau + 2 \text{ jets}$ final state,” *DØ Note 6171-CONF*, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H101/>
- [37] The DØ Collaboration, “Search for the Standard Model Higgs boson in the $\mu + \tau$ final state with 7.3 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$,” *DØ Note 6135-CONF*, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H100/>
- [38] T. Sjöstrand, *et al.*, “PYTHIA 6.4 physics and manual,” *JHEP*, vol. 05, p. 026, 2006. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175>
- [39] H. M. Georgi, *et al.*, “Higgs bosons from two-gluon annihilation in proton-proton collisions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 40, n° 11, p. 692–694, Mar 1978. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v40/i11/p692.1>
- [40] F. Maltoni, “Lecture on Monte Carlo and event generators,” *Zuoz School*, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://ltpth.web.psi.ch/zuoz2010/schedule2.htm>
- [41] A. Djouadi, “The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model,” *Phys. Rept.*, vol. 457, p. 1–216, 2008. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0503172>
- [42] R. K. Ellis, *et al.*, “Higgs decay to $\pi^+\pi^-$: A possible signature of intermediate mass Higgs bosons at high energy hadron colliders,” *Nuclear Physics B*, vol. 297, n° 2, p. 221 – 243, 1988. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321388900193>

- [43] S. Dawson, “Radiative corrections to Higgs boson production,” *Nuclear Physics B*, vol. 359, n° 2-3, p. 283 – 300, 1991. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321391900612>
- [44] A. Djouadi, *et al.*, “Production of Higgs bosons in proton colliders. QCD corrections,” *Physics Letters B*, vol. 264, n° 3-4, p. 440 – 446, 1991. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939190375Z>
- [45] M. Kramer, *et al.*, “Soft gluon radiation in Higgs boson production at the LHC,” *Nucl. Phys.*, vol. B511, p. 523–549, 1998. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9611272>
- [46] R. V. Harlander et W. B. Kilgore, “Next-to-next-to-leading order Higgs production at hadron colliders,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, p. 201801, 2002. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0201206>
- [47] C. Anastasiou et K. Melnikov, “Higgs boson production at hadron colliders in NNLO QCD,” *Nucl. Phys.*, vol. B646, p. 220–256, 2002. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0207004>
- [48] R. V. Harlander, *et al.*, “Higgs production in gluon fusion at next-to-next-to- leading order QCD for finite top mass,” *Eur. Phys. J.*, vol. C66, p. 359–372, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0912.2104>
- [49] S. Catani, *et al.*, “Higgs production in hadron collisions : Soft and virtual QCD corrections at NNLO,” *JHEP*, vol. 05, p. 025, 2001. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0102227>
- [50] Catani, S. and De Florian, D. and Grazzini, M., “Direct Higgs production and jet veto at the Tevatron and the LHC in NNLO QCD,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2002, n° 01, p. 015, 2002. [En ligne]. Accessible : <http://stacks.iop.org/1126-6708/2002/i=01/a=015>
- [51] S. Catani, *et al.*, “Soft-gluon resummation for Higgs boson production at hadron colliders,” *JHEP*, vol. 07, p. 028, 2003. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0306211>
- [52] G. Bozzi, *et al.*, “The $q(T)$ spectrum of the Higgs boson at the LHC in QCD perturbation theory,” *Phys. Lett.*, vol. B564, p. 65–72, 2003. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0302104>
- [53] S. Actis, *et al.*, “NLO electroweak corrections to Higgs boson production at hadron colliders,” *Phys. Lett.*, vol. B670, p. 12–17, 2008. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0809.1301>
- [54] J. Baglio et A. Djouadi, “Predictions for Higgs production at the Tevatron and the associated uncertainties,” *JHEP*, vol. 10, p. 064, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1003.4266v1>
- [55] The CDF and DØ Collaboration, “Tevatron new phenomena & Higgs working group.” [En ligne]. Accessible : <http://tevnpnphwg.fnal.gov/>
- [56] The CDF and DØ Collaboration, “Combined CDF and DØ upper limits on standard model Higgs boson production with up to 8.2 fb⁻¹ of data,” *DØ Note 6184-CONF*, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H106/>

- [57] D. de Florian et M. Grazzini, “Higgs production through gluon fusion : updated cross sections at the Tevatron and the LHC,” *Phys. Lett.*, vol. B674, p. 291–294, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0901.2427>
- [58] J. Baglio, *et al.*, “The Tevatron Higgs exclusion limits and theoretical uncertainties : a critical appraisal,” *Phys. Lett.*, vol. B699, p. 368–371, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1101.1832>

Deuxième partie .

Contexte expérimental

Production et détection des collisions

L'investigation des phénomènes physiques liés à l'élémentarité de la matière est intimement liée à la course aux hautes énergies, que ce soit pour déceler l'existence de degré de liberté interne d'un système apparemment élémentaire¹ ou pour produire de nouvelles particules plus lourdes². Les collisions de haute énergie représentent donc une approche expérimentale majeure pour tester notre compréhension des interactions fondamentales.

Le dispositif expérimental situé au Fermi National Accelerator Laboratory (FermiLab ou FNAL) constitue l'un des accélérateurs de particules les plus puissants du monde, le Tevatron. Cette machine, démarrée en 1988, permet de faire entrer en collision des protons et des antiprotons à une énergie de l'ordre de 1.96 TeV grâce à un procédé complexe d'accélération successives dont il est la dernière étape. Le Tevatron a connu deux phases de fonctionnement nommée RunI et RunII. Les données analysées dans cette thèse ont été collectées durant le RunII et le RunI ne sera donc que très peu évoqué. Les collisions produites lors de la rencontre des faisceaux sont étudiées par deux détecteurs CDF (1988) et DØ (1992), chacun constitué de sous-détecteurs dédiés à des mesures particulières. Ce chapitre décrit l'environnement expérimental dans lequel cette thèse s'inscrit (section 3.1), en commençant par le système de production et d'accélération des faisceaux, pour finir par la structure détaillée du détecteur DØ (section 3.2).

3.1 Production et accélération des faisceaux

Les faisceaux de protons et d'antiprotons à une énergie de 980 GeV sont obtenus par une chaîne complexe d'accélération dont le Tevatron n'est que le dernier maillon. En effet, la première étape consiste à produire les protons puis les antiprotons. Différents accélérateurs fournissent aux faisceaux des énergies intermédiaires, ils sont ensuite injectés dans le Tevatron, comme illustré sur la figure 3.1. Cette section décrit l'ensemble des étapes nécessaires à la préparation des faisceaux.

1. Par exemple, la découverte de la sous structure du proton à SLAC en 1968 [1, 2].

2. Par exemple, la découverte du quark top au Tevatron en 1995 [3, 4].

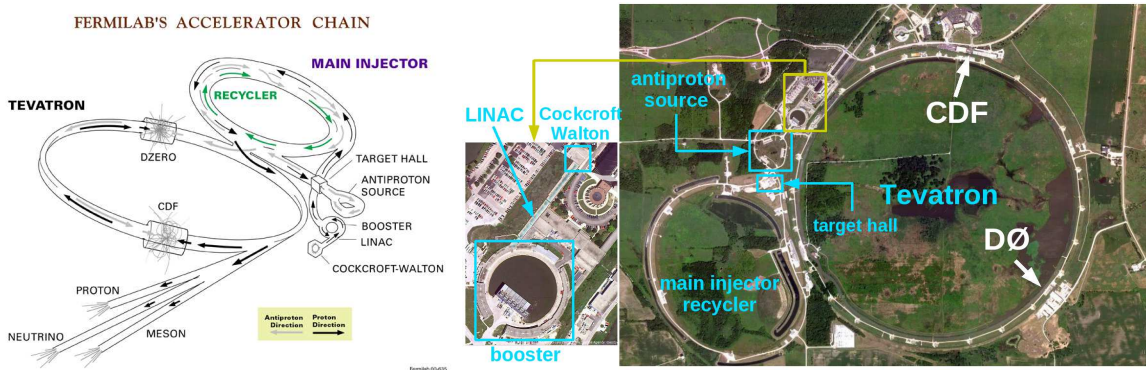


Fig 3.1.: Gauche : Schéma de principe de la chaîne d'accélération de FNAL. Droite : vue aérienne du complexe d'accélérateurs montrant la localisation de chaque dispositif avec un zoom sur le début de la chaîne d'accélération.

3.1.1. Faisceau de protons

Les protons s'obtiennent à partir d'hydrogène. Pour une raison précisée dans la suite de cette sous-section, la création d'ion H^- est une étape intermédiaire dans le processus d'extraction des protons. Les ions H^- sont produits à partir de dihydrogène sous une pression d'environ 140 bar. Le dihydrogène est envoyé dans un système composé de deux électrodes appelé magnétron dans lequel il est soumis à un champ électrique statique qui produit alors un plasma composé d'électrons et de protons. Ces derniers migrent vers l'électrode négative constituée de césium, et lors de leur départ occasionné par l'arrivée d'autres protons, ils emportent chacun deux électrons du fait de la faible énergie de liaison des électrons dans le césium (cf. figure 3.2). Les ions H^- ainsi produits acquièrent une énergie de 750 keV grâce à un accélérateur de Cockroft-Walton. Ce dispositif, du nom de ces créateurs, fût élaboré en 1933 au laboratoire Cavendish de Cambridge et permit la première réaction de fusion nucléaire artificielle [5]. Son principe de fonctionnement est le suivant : d'abord la tension alternative d'entrée est amplifiée par un transformateur composé de deux bobines, puis la tension alternative amplifiée est redressée à l'aide de ponts de diodes. L'accélérateur de Cockroft-Walton utilisé à FNAL montré sur la figure 3.2 convertit une tension alternative de 75 kV en une tension continue de 750 kV³ et communique alors une énergie de 750 keV aux ions H^- précédemment produits.

Ces ions de 750 keV sont par la suite injectés dans l'accélérateur linéaire de FermiLab (cf. figure 3.1), appelé LINAC (pour "LIinear ACcelerator"). Celui-ci base son principe d'accélération sur un champ électrique radiofréquence (RF) et une alternance d'espaces vides où les ions subissent le champ RF et de chambres à dérive dans lesquelles les ions sont insensibles au champ. La fréquence du champ et la longueur des chambres à dérive sont donc ajustées en fonction de l'énergie des ions pour que le champ électrique soit dans la direction du faisceau lorsque les ions se trouvent dans les espaces vides. La figure 3.3 donne une schématisation du LINAC. En sortie, les ions H^- ont une énergie de 400 MeV et sont injectés dans l'accélérateur suivant, le booster, et transformés en proton.

Le booster est un accélérateur cyclotron d'environ 475 m de circonférence qui permet de

3. Cette valeur est déterminée par la résistivité de l'air : une tension plus importante rendrait l'air conducteur.

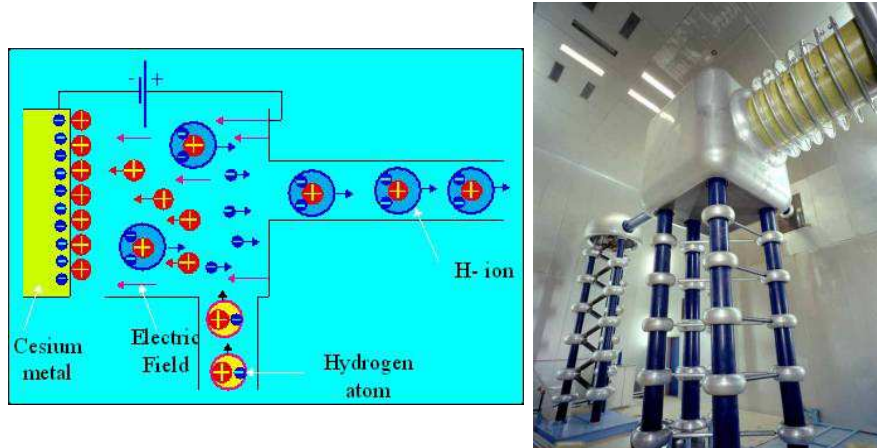


Fig 3.2.: Gauche : Principe de production d'ions H^- à partir d'hydrogène : le champ électrique arrache l'électron de l'hydrogène, le proton restant migre vers l'électrode négative faite en césium et repart avec deux électrons en raison de la faible énergie d'extraction des électrons du césium. Droite : accélérateur de Cockroft-Walton dans lequel les ions H^- acquièrent une énergie de 750 keV.

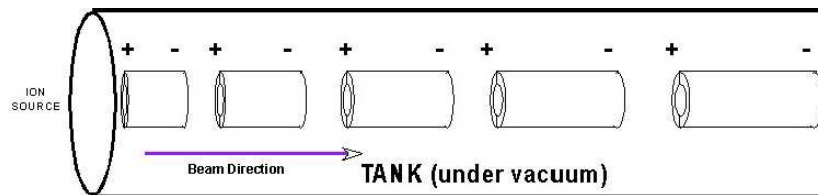


Fig 3.3.: Schématisation du LINAC avec les chambres à dérives dont la taille augmente avec lorsque l'énergie des ions augmente.

fournir une énergie de 8 GeV par proton. À l'entrée du booster, les ions H^- traversent une fine feuille de carbone qui arrache les deux électrons. Les particules accélérées par le booster sont alors des protons. La raison pour laquelle les protons sont produits à partir d'ions H^- est due à la stabilisation du faisceau de protons circulant dans le booster pendant l'injection des particules incidentes. Si ces dernières étaient des protons, la stabilisation serait plus difficile [6] et c'est pourquoi les ions H^- ont été choisis comme intermédiaire. Les protons de 8 GeV finalement produits sont utilisés pour créer les antiprotons et faire les collisions. Afin d'atteindre ces deux objectifs, il est nécessaire d'accélérer ces protons qui sont alors injectés dans le cyclotron suivant, appelé injecteur principal.

3.1.2. Injecteur principal et recycleur

L'injecteur principal, localisé sur la figure 3.1, permet d'amener les protons de 8 GeV issus du booster à une énergie de 150 GeV ou de 120 GeV selon leur destination. Le rôle de l'injecteur principal est double : il permet d'alimenter le Tevatron avec les protons de 150 GeV mais aussi d'initier la création d'antiprotons avec ceux de 120 GeV (voir sous-section 3.1.3).

Le recycleur est un anneau ajouté en 1997 et situé dans le même tunnel que l'injecteur principal. Le but initial de cet élément était de recycler les antiprotons après une période de

prise de données, leur production étant l'un des facteurs limitant la luminosité instantanée (cf. section 3.2.5). En pratique, le recycleur est utilisé comme élément de stockage des antiprotons dont la production est relativement lente.

3.1.3. Faisceau d'antiprotons

La création du faisceau d'antiprotons représente l'étape limitant la luminosité instantanée. En effet, ils sont produits dans des collisions entre les protons de 120 GeV issus de l'injecteur principal et une cible fixe de nickel située dans le "target hall" (cf. figure 3.1). Les particules produites dans ces collisions sont filtrées par une lentille magnétique agissant comme un spectromètre de masse de manière à isoler les antiprotons. Ces derniers ont une énergie moyenne de 8 GeV mais une importante dispersion : le faisceau d'antiprotons est alors envoyé dans le complexe appelé source d'antiprotons (cf. figure 3.1). Le faisceau d'antiprotons est d'abord envoyé dans le "debuncher" permettant de le rendre monocinétique, puis, il est injecté dans l'"accumulator" qui lui donne une structure en paquets. La figure 3.4 schématise les différents éléments impliqués dans la production d'antiprotons.

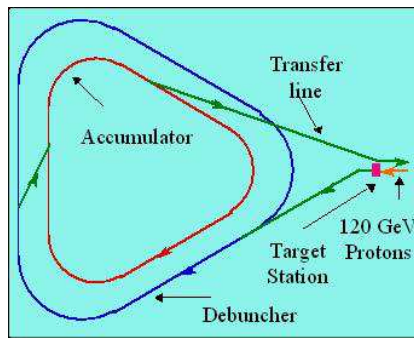


Fig 3.4.: Schéma du dispositif permettant la création d'antiprotons depuis leur production, jusqu'à leur structuration en paquet monoénergétique.

Comme mentionné précédemment, le taux de production d'antiprotons est l'un des facteurs principal qui limite la luminosité instantanée fournie aux expériences CDF et DØ. En effet, la création d'un antiproton nécessite environ 10^5 protons et le cycle décrit figure 3.4 doit être répété plusieurs fois afin d'atteindre la quantité d'antiprotons nécessaire aux performances du Tevatron (voir sous-section 3.1.4). Les antiprotons sont stockés dans le recycleur et lorsque leur nombre est suffisant, ils sont envoyés dans l'injecteur principal où ils seront accélérés à 150 GeV.

3.1.4. Le Tevatron

Le Tevatron, synchrotron d'une circonférence de plus de six kilomètres, est le dernier maillon de la chaîne. Son rôle est d'accélérer les faisceaux à leur énergie nominale de 980 GeV grâce à ses 772 dipôles et 180 quadripôles supraconducteurs nécessaires à la direction du faisceau et ses 8 cavités radiofréquences accélératrices. Un système de lentilles magnétiques focalise et croise les faisceaux aux deux points de collisions D0 et B0 où sont situés les détecteurs DØ et CDF. Les caractéristiques des faisceaux déterminent les performances du Tevatron. La tableau 3.1 regroupe les caractéristiques pour les deux périodes de fonctionnement : le

RunI et le RunII. La figure 3.5 résume la structure du faisceau en paquets et super-paquets de (anti)protons. En effet, ces paquets d'une longueur d'environ 40 cm sont au nombre de 36 et sont espacés de 120 m (correspondant à $396 \mu\text{s}$).

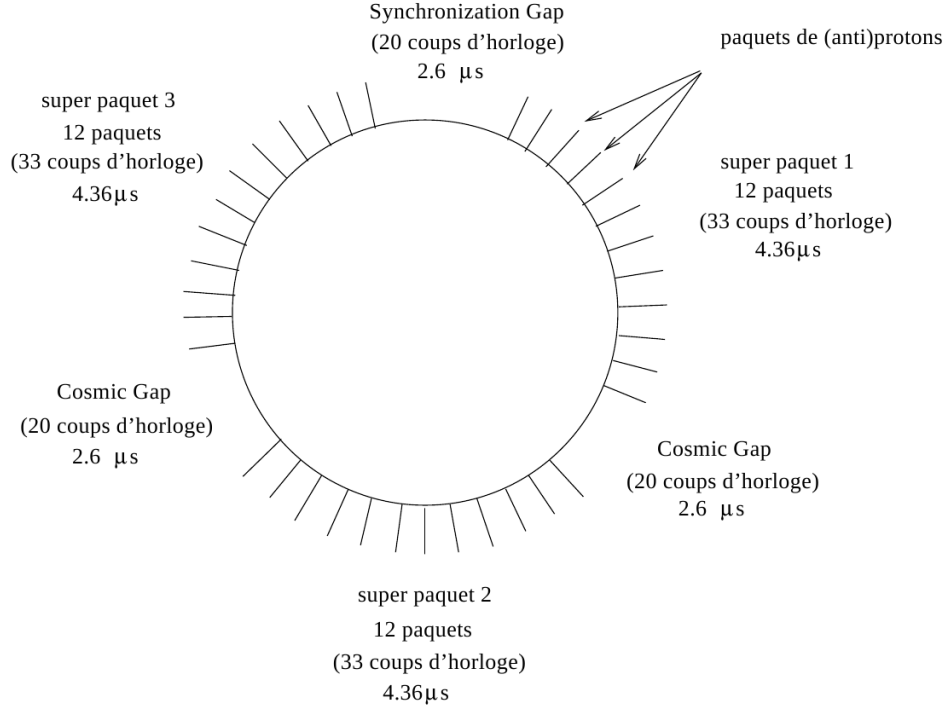


Fig 3.5.: Structure des faisceaux de (anti)protons du Tevatron.

	Run I	Run IIa	Run IIb
Période	1988-1996	2001-2006	2006-2011
Énergie dans le centre de masse (TeV)	1.80	1.96	
Fréquence de croisement des paquets (MHz)	0.28	2.5	
Nombre de paquets	6×6	36×36	
Nombre de particules par paquet (10^{10})	5.5×23	3.0×27	10×27
Luminosité instantanée ($\mu\text{b}^{-1} \text{s}^{-1}$)	16	100	200-400
Luminosité intégrée (fb^{-1})	0.12	1.0	10

TABLE 3.1.: Résumé des caractéristiques principales du Tevatron lors de ses différentes phases de fonctionnement (la notation $x \times y$ est associée à $\bar{p} \times p$).

3.1.5. Cycle de fonctionnement

Le cycle de production des (anti)protons dure environ dix heures. Une fois les paquets injectés dans le Tevatron, les collisions ont lieu et les paquets s'appauvrissent en (anti)protons faisant ainsi décroître la luminosité instantanée. Durant cette phase appelée “store”, le processus de fabrication des antiprotons est entamé et un nouveau store débute lorsque la luminosité instantanée est trop faible et/ou la production d'antiprotons est achevée. La durée typique

d'un store est de dix heures et fournit une luminosité intégrée de l'ordre de 10 pb^{-1} correspondant à la production d'environ 75 000 bosons Z [7]. La fraction de ces bosons qui seront effectivement reconstruits dépend de différents facteurs comme la couverture angulaire du détecteur ou l'efficacité de reconstruction des différents objets de l'état final. Ces facteurs illustrent l'importance du détecteur qui analyse les collisions produites : l'objet de la section suivante est la description détaillée du détecteur DØ.

3.2 Le détecteur DØ

Le détecteur DØ [8] possède une couverture 4π et une structure en couche classique pour la physique sur collisionneur. En effet, il est composé de sous-détecteurs dont la distance par rapport au point d'interaction dépend de son rôle spécifique. Différentes modifications ont été apportées au détecteur entre le Run I et le Run II, seule la configuration du Run II utilisée dans le cadre de cette thèse est décrite. Les deux sous-détecteurs les plus proches du point d'interaction, le détecteur de vertex (SMT pour "Silicon Microstrip Tracker") et le trajectographe (CFT pour "Central Fiber Tracker"), mesurent les traces permettant la reconstruction des vertex ainsi que la mesure de la charge et de l'impulsion des particules chargées sortantes. Le sous-système suivant vu par les particules est le calorimètre assurant la mesure de leur énergie. De plus, les muons interagissant peu avec la matière du fait de leur masse importante⁴ traversent les détecteurs de traces et le calorimètre. Pour cette raison, le spectromètre à muons forme la couche externe du détecteur et a pour but d'identifier les muons. La figure 3.6 donne une vue d'ensemble du détecteur DØ dont chaque élément est décrit dans la présente section.

Le système de coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) dont l'axe Oz est défini par le faisceau (cf. figure 3.6) est utilisé. En prenant cet axe comme référence, la composante d'un vecteur $\vec{p}$ suivant Oz sera qualifiée de longitudinale et noté p_z et sa projection dans le plan (x, y) sera appelée transverse et notée $\vec{p}_T$. Lors de collisions hadroniques, l'impulsion longitudinale totale du système de particules issues de l'interaction dure n'est pas connue : elle dépend de l'impulsion de chaque parton engagé dans la collision. L'angle θ entre deux objets de l'événement mesurée dans le référentiel laboratoire dépend de cette impulsion longitudinale ne reflète pas uniquement le processus physique mis en jeu. Pour cette raison, on préfère exprimer l'angle θ à travers la pseudo-rapacité, notée η , provenant de

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E - p_z}{E + p_z} \right) \xrightarrow{E \gg m} -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \equiv \eta \quad (3.1)$$

où y est la rapidité, paramètre additif du groupe des transformations de Lorentz (TL) suivant Oz ⁵. Par conséquent, la différence de rapidité entre deux objets du même événement est indépendante du référentiel du centre de masse de la collision dure et sonde ainsi le processus dur. De plus, pour les processus QCD à faible moment transféré (expérimentalement, les événements de biais minimum, cf. section 3.2.5), la distribution d'énergie est uniforme en fonction de la rapidité [9]. Cette observable peut être mesurée par rapport au centre du

4. La perte d'énergie par rayonnement d'une particule chargée est due à sa déviation dans le champ électrostatique des noyaux et dépend donc fortement de son inertie (un calcul explicite donne une dépendance en $1/m^4$).

5. C'est l'angle de la "rotation hyperbolique" associée à la TL qu'il faut appliquer pour que la particule soit au repos suivant Oz . Il s'exprime par $\cosh(\eta) = \gamma$, où γ caractérise la TL.

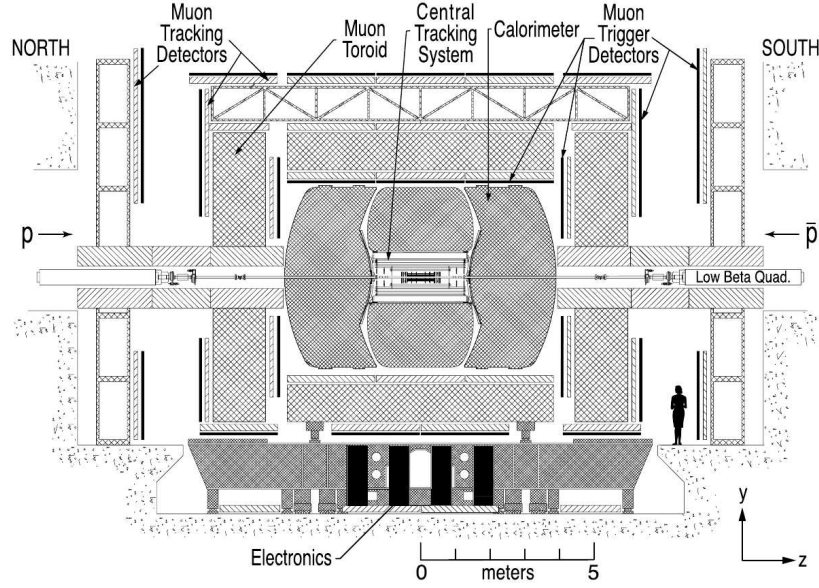


Fig 3.6.: Vue d'ensemble du détecteur DØ du Run II avec sa structure en couche : le système de mesure de traces et de vertex au plus proche du point d'interaction, le calorimètre et enfin le système à muons.

détecteur (alors notée η_d) ou par rapport à la position reconstruite de l'interaction (noté η), comme indiqué sur la figure 3.7.

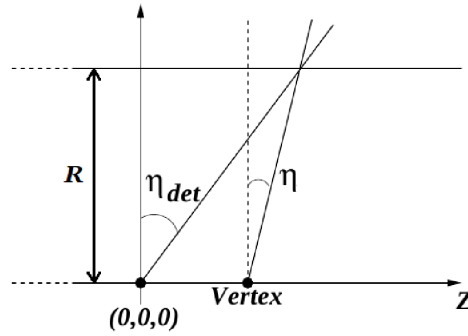


Fig 3.7.: Définition de la pseudo-rapacité suivant le point d'origine du repère utilisé. La variable η_d (resp. η) est intéressante pour les aspects liés au détecteur (resp. au processus physique).

3.2.1. Le trajectographe

Une bonne reconstruction des traces est cruciale pour plusieurs raisons. En association avec le champ magnétique de 2 T produit par un solénoïde, elle permet de mesurer l'impulsion et la charge des particules. De plus, La qualité de reconstruction des vertex d'interaction dépend directement de la mesure des traces de l'événement. Le vertex principal est impliqué dans la mesure de l'énergie transverse manquante et les éventuels vertex secondaires sont notamment utilisés pour identifier les jets de quark b , procédé déterminant la performance de plusieurs

analyses physiques. Les deux trajectographes et le solénoïde sont décrits successivement puis les performances de l'ensemble sont données.

Le détecteur à micro-pistes de silicium (SMT)

Le détecteur à micro-pistes de silicium (SMT) [10], dédié à la reconstruction des vertex est constitué de plaques de micro-pistes de silicium (appelé module) agencé en disques perpendiculaires au faisceau et en sections de cylindre d'axe Oz (tonneau). La partie centrale ($|z| < 60$ cm ou $|\eta_d| < 1.5$) est un assemblage de 6 tonneaux et de quatre disques tandis que les parties avant et arrière ($60 < |z| < 100$ cm ou $1.5 < |\eta_d| < 3$) sont composées de dix disques appelés disques F et H, comme indiqué sur la figure 3.8. Les modules, contenant plusieurs micro-pistes de silicium espacés d'environ $50 \mu\text{m}$, fonctionnent sur le principe des jonctions P-N : le passage d'une particule chargée crée une paire électron-trou qui est collectée sous forme d'un courant électrique. L'ensemble du SMT représente presque 800 000 canaux de lecture. De manière plus précise :

- les tonneaux de la partie centrale comportent chacun quatre couches de modules. Ces derniers sont agencés en quinconce pour approcher une géométrie cylindrique (cf. figure 3.8). Chaque couche est distante du faisceau de respectivement 2.7, 4.5, 6.6 et 9.4 cm. Cette proximité par rapport aux faisceaux induit une dégradation importante due aux radiations, particulièrement élevée au niveau du point d'interaction. Entre le Run IIa (2001) et le Run IIb (2006), l'une des modifications importantes fut d'ajouter une couche supplémentaire [11] ("layer 0") au centre du SMT (prévu initialement pour collecter entre 2 et 4 fb^{-1}) évitant une dégradation de la reconstruction des vertex importante.
- Les disques F sont au nombre de 12 : six d'entre eux sont incorporés entre les éléments du tonneau au voisinage de $|z| \approx 6, 25$ et 38 cm ; les six autres sont situés à la fin du tonneau à $z \approx 50$ cm permettant ainsi de couvrir la région cinématique $|\eta_d| < 2$. Les quatre disques H situés à $|z| \approx 100$ et 120 cm étendent la couverture en pseudo-rapacité jusqu'à $|\eta_d| < 3$.

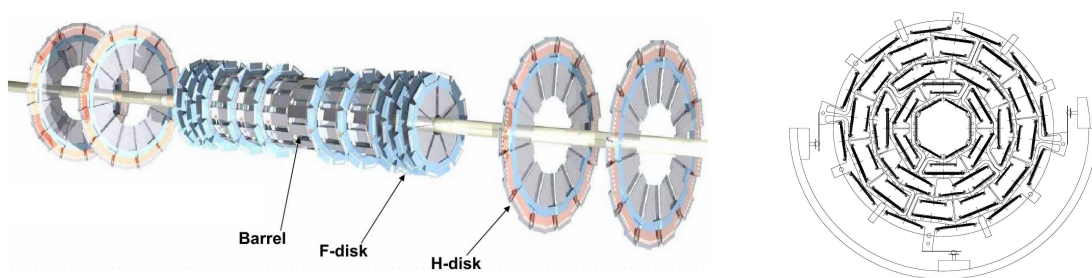


Fig 3.8.: Gauche : schéma du détecteur à micro-pistes de silicium. Droite : vue en coupe d'un tonneau montrant l'agencement des modules (représentés par une plaque noire) dans chacune des quatre couches.

Le détecteur à fibres scintillantes (CFT)

Le détecteur à fibre scintillantes (CFT) est situé après le SMT et consiste en huit cylindres concentriques dont les rayons varient entre 20 et 52 cm. Les deux cylindres les plus proches

du SMT ont une longueur en z de 1.6 m (pour laisser la place aux disques H du SMT) et les six autres s'étendent jusqu'à $|z| = 2.5$ m, couvrant ainsi la région $|\eta_d| < 1.7$. Ces cylindres sont constitués de deux sous-couches de fibres scintillantes dont la direction est alignée (resp. fait un angle de $\pm 3^\circ$) avec celle du faisceau pour la première (resp. la deuxième). La figure 3.9 montre différentes images du CFT.

La fonctionnement des fibres scintillantes, dont le diamètre est de 0.83 mm, est basé sur la conversion de l'énergie de la particule chargée incidente en lumière par un processus d'ionisation. Plus précisément, le polystyrène qui constitue 99% de la fibre (en masse), est ionisé : une énergie de 4.8 eV est nécessaire pour exciter une molécule. Cependant, du fait du long temps de relaxation du polystyrène, l'énergie est transmise à un composé organique fluorescent (représentant 1% de la fibre) ayant des niveaux d'énergie similaires à ceux du polystyrène. Ce dernier se désexcite rapidement en émettant un rayonnement à $\lambda \approx 340$ nm, longueur d'onde absorbée après seulement quelques micromètres de propagation dans la fibre scintillante, et donc impossible à collecter. Pour cette raison, un autre composé organique de concentration négligeable est excité par la lumière à $\lambda \approx 340$ nm et se désexcite à une longueur d'onde d'environ 530 nm dont la distance caractéristique d'atténuation est de plusieurs mètres. Une des extrémités est reliée à une fibre optique d'environ 10 m afin de collecter et d'envoyer la lumière dans un photomultiplicateur (VLPC pour "Visible Light Photon Counter"). L'autre extrémité est fermée par un miroir afin de renvoyer les photons émis dans l'autre direction vers le VLPC. Le passage d'une particule chargée à travers une fibre produit typiquement 10^3 photons. La prise en compte des facteurs de réflexion sur le miroir, de propagation à travers les fibres et de l'efficacité quantique du photomultiplicateur implique la production d'environ 10 photo-électrons en sortie du VLPC. Le seuil de détection étant d'un photo-électron, une efficacité de détection de 98% par fibre est atteinte.

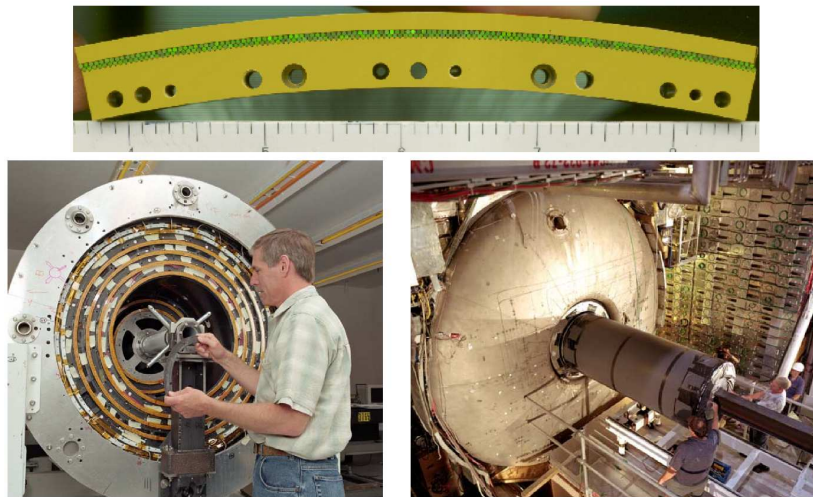


Fig 3.9.: Haut : portion d'un cercle du CFT avec les deux sous-couches de fibre scintillante visibles par la tranche. Gauche : assemblage du CFT où les six cylindres de 2.5 m et les deux cylindres de 1.6 m sont visibles. Droite : insertion du CFT à l'intérieur du détecteur DØ.

Le solénoïde

Ajouté entre le Run I et le Run II pour améliorer la résolution sur la mesure des impulsions, l'aimant solénoïdal [12] crée un champ magnétique d'environ 2 T dirigé suivant Oz dans lequel sont plongés le SMT et le CFT. Il est constitué d'un bobinage de fils supraconducteurs fonctionnant à une température d'environ 10 K grâce à un système cryogénique dédié. Il possède un diamètre de 1,4 m et une longueur de 2.7 m, représentant ainsi $0.9 X_0$ en incidence normale où X_0 est la longueur de radiation définie à la section 3.2.3). Le champ magnétique produit est uniforme à environ 0.5% près dans l'ensemble de son volume (2.5 m de longueur et 1.2 m de diamètre).

Performances des trajectographes

L'ensemble de ces deux sous détecteurs et du solénoïde permet d'atteindre une précision sur la mesure de l'impulsion donnée par

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \left(1.5 \oplus 0.14 \frac{p_T}{\text{GeV}/c} \right) \times 10^{-2} \quad (3.2)$$

soit 2.6% (resp. 7.2%) pour une particule d'impulsion transverse de 15 GeV/c (resp. 50 GeV/c). La résolution en impulsion est dégradée à haut p_T en raison d'une courbure plus faible et donc plus difficile à mesurer avec précision. Concernant la résolution en position, le CFT seul atteint 100 μm dans le plan transverse alors que l'ensemble SMT + CFT permet une reconstruction dans le plan transverse à 15 μm près. Suivant l'axe du faisceau, la résolution en position est de 35 μm pour l'ensemble des trajectographes. Á titre de comparaison, un hadron beau de 25 GeV vole quelques millimètres avant de se désintégrer.

3.2.2. Les détecteurs de pieds de gerbe

Les détecteurs de pieds de gerbe (PS pour "Pre Shower"), situés entre les trajectographes et le calorimètre, améliorent les performances du détecteur DØ pour différentes raisons. L'association spatiale entre les traces et les dépôts calorimétriques devient plus efficace grâce à la mesure de ces détecteurs, se répercutant directement sur l'identification des objets électromagnétiques. De plus, après les trajectographes et le solénoïde, les particules ont déjà parcouru environ $2 X_0$ et ont donc une probabilité non négligeable d'avoir déjà initié leur gerbe (pour les électrons et photons, cf. section 3.2.3) : la mesure du calorimètre est dégradée par ces pertes d'énergie. Le détecteur de pied de gerbe mesure le développement de la gerbe plus tôt et permet ainsi d'affiner la prise en compte de ces pertes d'énergie. Enfin, en raison de leur réponse rapide, ces détecteurs sont impliqués dans le déclenchement de l'enregistrement des événements (cf. section 3.2.6).

Les détecteurs de pied de gerbe, séparés en une partie centrale $|\eta_d| < 1.3$ (CPS pour "Central Pre Shower") et une partie avant $1.3 < |\eta_d| < 2.5$ (FPS pour "Forward Pre Shower"), sont constitués de fibres scintillantes triangulaires d'environ 6 mm de côté dont la composition est similaire à celle du CFT. Elles sont organisées sur un cylindre d'un rayon de 73 cm pour la partie centrale et sur des plaques pour la partie avant-arrière. De manière à initier la gerbe électromagnétique, une plaque de plomb est insérée entre le solénoïde et les PS et représente environ $1 X_0$ de matière. Vue la quantité de matière située avant le détecteur de pied de gerbe, la probabilité qu'un hadron initie sa gerbe avant ce détecteur est très faible (cf. section 3.2.3). Plus de détails sont donnés sur le CPS au chapitre 5.

3.2.3. Le calorimètre

Principe général

Le rôle du calorimètre est de fournir une mesure de l'énergie des jets de hadrons, des leptons τ se désintégrant en hadrons, des photons, des électrons ainsi que l'énergie manquante issues des collisions $p\bar{p}$. Le principe exploité à DØ est basé sur la calorimétrie à échantillonnage, *i.e.* l'alternance d'un milieu absorbant qui induit la formation de la gerbe de particules, et d'un milieu actif ionisé par ces particules : les charges sont collectées et le courant ainsi produit reflète l'énergie de la particule incidente. Ainsi, l'énergie déposée dans le milieu actif seulement est mesurée. Le choix du milieu actif s'est porté sur l'argon liquide en raison de sa stabilité vis à vis des radiations, de l'uniformité de sa réponse et de la segmentation arbitraire qu'il peut supporter. En contre partie, maintenir l'argon en phase liquide exige une température de 90 K atteinte grâce à un cryostat rempli d'azote liquide qui représente alors une zone non instrumentée. Le milieu absorbant est principalement constitué de plaques d'uranium bien que le cuivre et le plomb soient également utilisés dans les couches les plus externes du calorimètre. Les particules les plus énergétiques doivent déposer toute leur énergie dans ce détecteur, ce qui fournit certaines contraintes sur son dimensionnement, compte tenu des mécanismes de perte d'énergie mis en jeu. Deux grandes classes de mécanismes peuvent être distinguées selon la nature de la particule incidente.

1. **Électrons et photons.** Au dessus d'une certaine énergie, les collisions avec les atomes du milieu (ionisation) dissipent une énergie négligeable⁶ : la perte d'énergie s'opère principalement par rayonnement (bremsstrahlung) lors du passage dans un champ coulombien $e + \Gamma^* \rightarrow e + \gamma$ (où Γ^* représente un photon virtuel du champ électrostatique d'un noyau) et, par création de paire $\gamma \rightarrow ee$. L'alternance de ces deux processus constitue le développement de la gerbe électromagnétique. On définit la longueur de radiation (notée X_0) comme la distance après laquelle la fraction d'énergie dissipée dans le milieu par rayonnement est de $1 - 1/e = 63\%$. Cette longueur fournit l'unité naturelle pour décrire le profil longitudinale de perte d'énergie, elle vaut 0.32 cm dans l'uranium et 14 cm dans l'argon liquide.
2. **Hadrons.** Les hadrons stables à l'échelle du détecteur sont les pions, les kaons, les protons et les neutrons, qui composent alors les objets hadroniques mesuré par le calorimètre. Le plus léger, le pion, a déjà une masse de $0.1 \text{ GeV}/c^2$ et ne perd donc que très peu d'énergie par rayonnement comparé à un électron ($(dE/dx)_{\text{radiation}} \propto 1/m^4$). En conséquence, la perte d'énergie des hadrons ne se fait par ionisation mais essentiellement par interaction forte sur les noyaux du milieu qu'ils traversent. En raison de la faible portée de l'interaction forte, la perte d'énergie d'un hadron incident se fait nécessairement par collisions dures, plus rares et produisant des particules secondaires à grand angle. En résumé, les gerbes hadroniques sont plus longues et plus larges (environ 10 cm) que les gerbes électromagnétiques (environ 1 – 2 cm). On définit λ_I comme la distance moyenne parcourue sans interaction nucléaire : la fraction d'énergie dissipée après une distance λ_I est de $1 - 1/e = 63\%$. Cette longueur constitue l'unité naturelle pour décrire le profil longitudinale de perte d'énergie, elle vaut 10.2 cm dans l'uranium.

6. On définit une énergie critique E_c à laquelle $(dE/dx)_{\text{ion}} = (dE/dx)_{\text{brem}}$. Pour des électrons traversant du cuivre, $E_c = 25 \text{ MeV}$.

Structure du calorimètre

Le calorimètre est séparé en deux parties, chacune ayant son propre cryostat : le tonneau qui couvre la région centrale $|\eta_d| < 1.0$ (CC pour “Central Calorimeter”) et les bouchons qui couvrent les régions avant-arrière $0.7 < |\eta_d| < 4.5$ (EC pour “Endcap Calorimeter”). Chaque partie est elle-même subdivisée en une section électromagnétique (EM pour “Electromagnetic”), une section hadronique de segmentation fine (FH pour “Fine Hadronic”) et une section hadronique de segmentation grossière (CH pour “Coarse Hadronic”). La figure 3.10 donne une représentation du calorimètre.

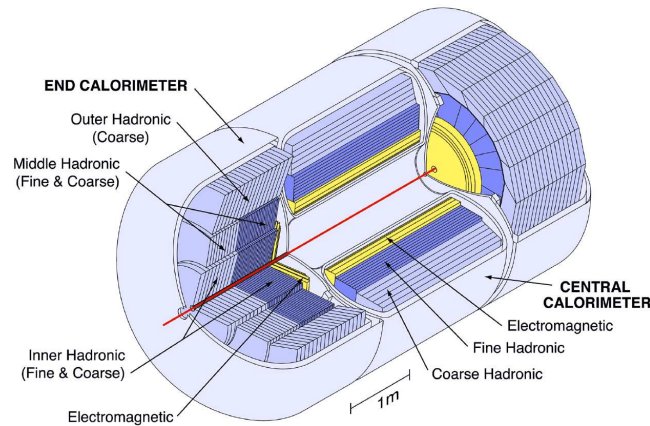


Fig 3.10.: Schéma du calorimètre faisant apparaître le tonneau et les deux bouchons dans leur cryostat respectif, ainsi que les sections électromagnétiques (jaune) et hadroniques (violet).

Les différentes sections électromagnétiques et hadroniques sont organisées en couches de modules élémentaires, appelées cellules calorimétriques : la section électromagnétique est faite de quatre couches, la section hadronique fine en contient trois et la grossière en compte une seule. Une cellule calorimétrique contient une plaque de milieu absorbant et une électrode baignant dans l'argon liquide, comme indiquée en figure 3.11. Une tension d'environ 2.5 kV est appliquée entre le milieu absorbant et l'électrode de manière à ce que les charges produites par ionisation de l'argon migrent vers l'électrode et soient ainsi collectées. Le temps caractéristique de ce processus est de 450 ns. Une couche est caractérisée par le milieu absorbant des cellules qui la constituent, variant de 3 mm à 6 mm d'uranium pour la partie EM et FH et allant jusqu'à 45 mm de cuivre (resp. plomb) dans le CH central (resp. avant-arrière). La figure 3.12 donne la distance accumulée entre l'axe du faisceau et les différentes couches du calorimètre en unité de X_0 ou de λ_I .

La dimension d'une cellule dépend de sa distance par rapport à l'axe du faisceau mais représente une couverture de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ excepté dans la troisième couche du calorimètre électromagnétique où la segmentation est deux fois plus fine. En effet, l'énergie électromagnétique déposée est maximale pour $8 - 10 X_0$ et une segmentation plus fine permet de sonder la structure transverse de la gerbe afin de, par exemple, discriminer les hadrons des électrons ou photons. Les cellules des différentes couches sont alignées suivant leur position en (η, ϕ) et forment des tours calorimétriques, on parle alors de géométrie pseudo-projective comme illustré figure 3.11.

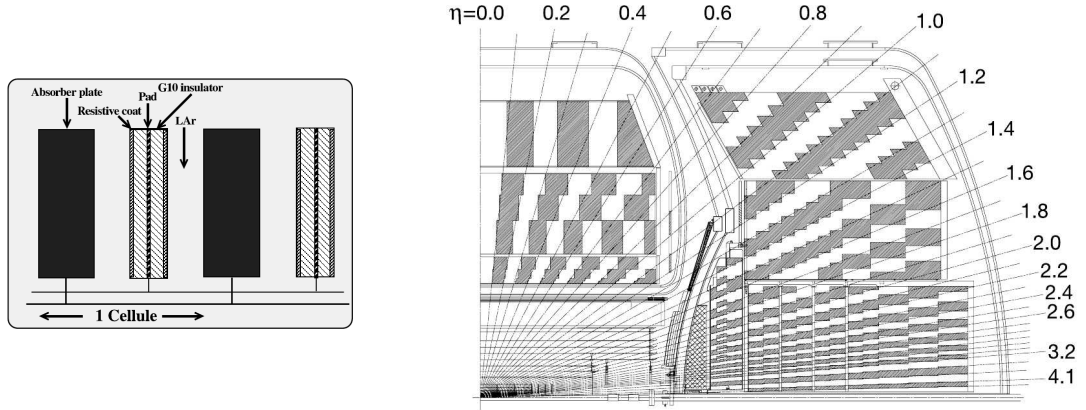


Fig 3.11.: Gauche : structure d'une cellule calorimétrique. Droite : vue d'un quart du calorimètre montrant sa géométrie pseudo-projective et les intervalles en $\Delta\eta = 0.1$ pour différentes valeurs de η_d .

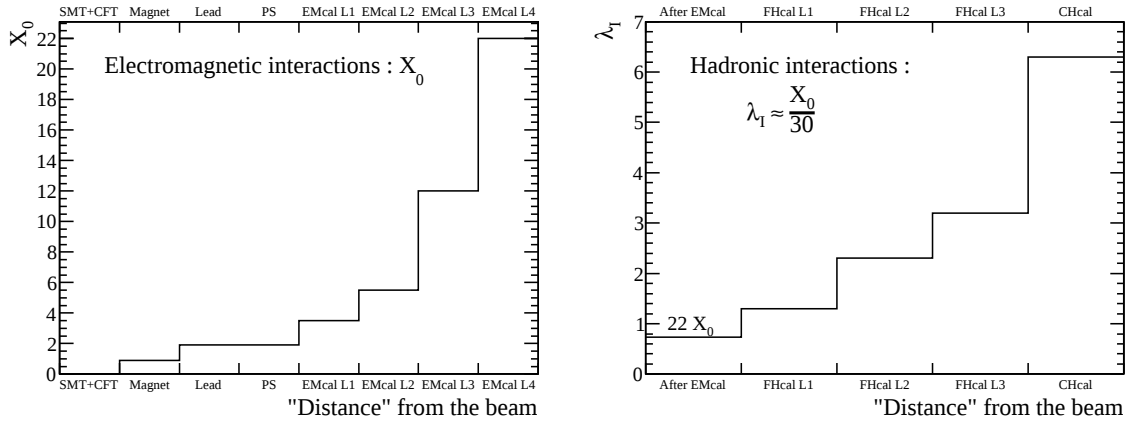


Fig 3.12.: Gauche : distance typique de perte d'énergie d'une particule électromagnétique traversant le détecteur jusqu'à la fin du calorimètre électromagnétique, en unité de longueur de radiation X_0 . Droite : distance typique de perte d'énergie d'un hadron traversant le calorimètre hadronique, en unité de λ_I . Les $22 X_0$ de l'ensemble du détecteur jusqu'au calorimètre électromagnétique représente environ $0.8 \lambda_I$ montrant que la probabilité qu'un hadron commence sa gerbe avant le calorimètre hadronique est faible.

Région inter-cryostat

Comme mentionné précédemment, les cryostats situés dans la région $0.8 \leq |\eta_d| \leq 1.4$ représentent une zone de l'espace non instrumentée, dégradant la mesure et l'identification des objets produits dans cette région. Pour pallier ce problème, deux types de détecteurs ont été ajoutés. Le premier, appelé Massless Gap, est constitué de cellules calorimétriques sans milieu absorbant, rôle alors joué par les parois du cryostat. Le second, appelé détecteur intercryostat (ICR pour "InterCryostat Detector") est composé de scintillateurs de segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et couvre la région cinématique $1.0 \leq |\eta_d| \leq 1.4$.

Performances du calorimètre

Ce sous-détecteur joue un rôle prépondérant dans la reconstruction des événements et ses performances sont donc cruciales. Elles résident dans la résolution de l'énergie mesurée. En effet, des imprécisions sur le gain d'amplification des charges collectées engendrent des fluctuations non contrôlées de l'étalonnage du calorimètre. De plus, la nature statistique d'une gerbe induit nécessairement des fluctuations qui dépendent des matériaux. La résolution de l'énergie mesurée par le calorimètre σ_E s'exprime par

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} \quad (3.3)$$

où C traduit les erreurs d'étalonnage, S regroupe les fluctuations statistiques dues au développement de la gerbe et N représente le bruit électronique et celui provoqué par la radioactivité résiduelle de l'uranium. Pour les électrons (resp. les pions), les valeurs suivantes ont été mesurées dans la partie centrale : $C = 0.014(0.032)$, $S = 0.135(0.41) \sqrt{\text{GeV}}$ et $N = 0.14(1.3) \text{ GeV}$. La résolution en énergie pour quelques situations typiques est de :

- 3.9% (resp. 2.4%) pour un électron de 15 GeV (resp. de 50 GeV),
- 14% (resp. 7.1%) pour un pion de 15 GeV (resp. de 50 GeV).

L'évolution de la résolution avec l'énergie est l'inverse de celle du trajectographe : à haute énergie, les fluctuations de la gerbe sont faibles car plus de particules secondaires sont produites. Ceci exhibe le rôle complémentaire des deux dispositifs pour la mesure d'énergie⁷ des particules chargées.

3.2.4. Le spectromètre à muons

Le muon n'est détecté que par ses interactions de nature électromagnétique avec la matière et possède une masse 200 fois plus grande que celle de l'électron : sa perte d'énergie par rayonnement est donc négligeable et il perd son énergie uniquement par ionisation. Le calorimètre ne suffit pas à l'arrêter, par conséquent, le spectromètre (ou chambre) à muons de DØ [13] est le sous-détecteur situé au plus loin du point de collisions.

Vue d'ensemble

Trois types de module forment le spectromètre à muons : les chambres à dérive (PDT pour "Proportional Drift Tube"), les mini-tubes à dérive (MDT pour "Mini Drift Tube") et les compteurs scintillation. Ces modules sont agencés en trois couches notées A , B et C couvrant la région $|\eta_d| < 1$ pour la partie centrale et allant jusqu'à $|\eta_d| < 2$ en incluant les parties avant-arrière de la chambre à muons. Un aimant permanent toroïdal de 1.8 T est situé entre les couches A et B afin de courber la trajectoire des muons. Chaque couche de la partie centrale se compose de scintillateurs et de PDT tandis que les couches des parties avant-arrière sont constituées de MDT et de scintillateurs. La figure 3.13 montre la structure en couches des régions centrales et avant-arrières pour les chambres et tubes à dérive ainsi que pour les scintillateurs. La partie inférieure du détecteur DØ contient son support mécanique ainsi que l'ensemble des câbles de lecture, empêchant la disposition du système à muons. Cette zone non instrumentée au voisinage de $\phi = 3\pi/2$, possède une efficacité très faible de reconstruction des muons.

7. En toute rigueur, le calorimètre mesure l'énergie et les trajectographes mesurent l'impulsion. Ces deux notions se confondent dans le régime ultrarelativiste dans lequel les particules sont effectivement produites.

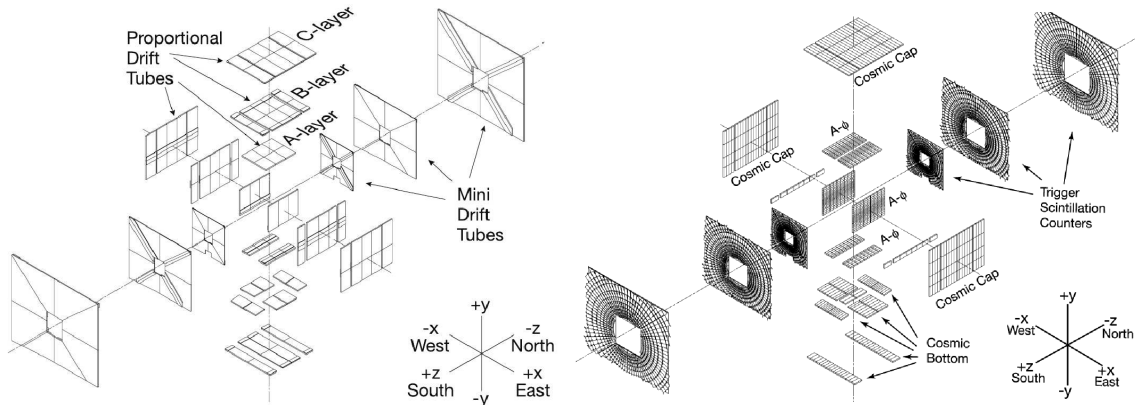


Fig 3.13.: Gauche : Répartition des chambres (partie centrale) et des tube (parties avant-arrière) à dérive suivant les trois couches A , B et C . Droite : Répartition des scintillateurs au sein des trois couches.

Les chambres à dérive proportionnelle et les mini-tubes à dérive

Les chambres à dérive proportionnelles sont uniquement présentes dans la partie centrale du système à muons. Chacune des couches A , B et C est constituée de 4, 3 et 3 sous-couches respectivement. Ces sous-couches sont alors divisées en cellules parallélépipédiques d'une surface de $10 \times 5 \text{ cm}^2$ contenant un fil anodique et deux parois cathodiques baignant dans un mélange gazeux de 80% d'argon, 10% de méthane et 10% de CF_4 . La figure 3.14 donne une représentation de ces cellules agencées en sous couches. Le principe de fonctionnement d'une cellule est le suivant : lorsqu'un muon traverse une cellule, le mélange gazeux est ionisé et les charges produites dérivent vers la cathode sous l'effet du champ électrique d'environ 2 kV créé par le système d'électrodes. Le temps caractéristique de dérive est de $500 \mu\text{s}$ et sa mesure permet de remonter à la distance entre le fil et l'impact du muon et de reconstruire sa trajectoire.

Depuis le début du Run II, les mini-tubes à dérive du système à muons sont présents dans les régions avant et arrière. Bien que le principe soit similaire à celui des chambres à dérive proportionnelles, les MDT diffèrent des PDT par leur taille et leur temps de dérive. En effet, la section rectangulaire d'une cellule est de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ et les électrons sont collectés en $60 \mu\text{s}$ au lieu des $500 \mu\text{s}$ des PDT. Cette rapidité est l'une des raisons de leur installation pour le Run II.

Les compteurs à scintillation

Les chambres et mini-tubes à dérive ayant un certain temps de réponse, des sous-détecteurs rapides ont été ajoutés lors du Run II : les scintillateurs. Ils sont de trois types selon leur localisation :

- les scintillateurs $A-\phi$ sont situés entre le calorimètre et la couche A de la partie centrale. Chacun des 360 modules produit en moyenne 50 photo-électrons au passage d'un muon avec un temps de réponse effectif rapide de 2 ns. Ces sous-détecteurs sont donc utilisés pour le déclenchement de l'enregistrement des événements. En effet, leur segmentation en ϕ de 4.5° correspond à celle utilisée lors du déclenchement basé sur le CFT. De plus, la bonne résolution en temps de ces compteurs permet de rejeter efficacement les

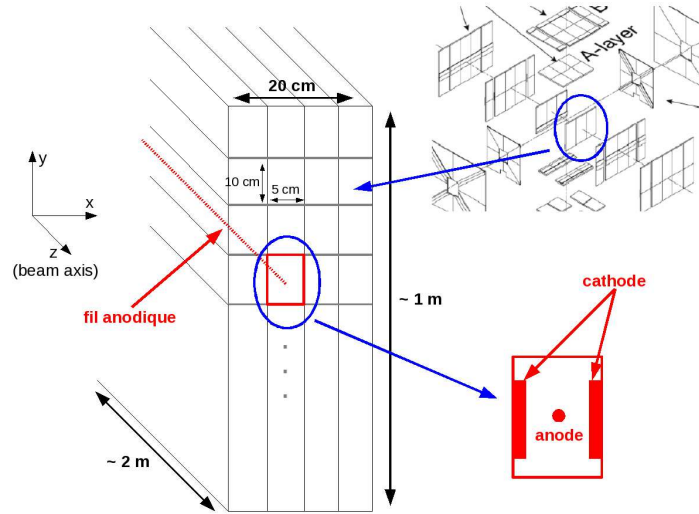


Fig 3.14.: Schéma de la structure des chambres à dérive en cellules parallélépipédiques. Un élément de la couche A , contenant donc quatre sous-couches, est pris comme exemple dans le plan (Oy, Oz) . La séparation en cellule, la direction des fils anodiques (gauche) ainsi que la structure d'une cellule (droite) est montrée.

muons provenant de rayons cosmiques. Plus précisément, la corrélation temporelle entre le passage du muon et les croisements des paquets permet de déterminer si le muon provient de la collision.

- les compteurs de rayons cosmiques sont présents à l'extérieur de la couche C de la partie centrale. Étant au nombre de 240, leur segmentation en ϕ est plus grossière mais leur temps de réponse similaire leur permet de jouer le même rôle que les compteurs $A - \phi$.
- les scintillateurs à pixels occupent les trois couches des régions avant et arrière du système à muons. Chacun des 5000 modules ont un temps de réponse de l'ordre de la nanoseconde et une efficacité de détection d'environ 99%. Ces scintillateurs sont utilisés pour le déclenchement (même segmentation en ϕ que les compteurs $A - \phi$) ainsi que pour la réjection des muons cosmiques.

L'aimant toroïdal

L'aimant toroïdal est situé entre les couches A et B du système à muons à trois mètres du faisceau environ. Il courbe la trajectoire des muons permettant de mesurer leur impulsion. Il est constitué d'un matériau ferromagnétique et d'un bobinage de conducteur dans lequel circule un courant de 1500 A. Le champ magnétique de 1.8 T qu'il produit est parallèle aux couches A et B en tout point et dévie donc les muons dans le plan (Ox, Oz) ou (Oy, Oz) . En incidence normale, son épaisseur représente environ $60 X_0$, soit trois fois le calorimètre électromagnétique.

Performances du spectromètre à muons

La résolution spatiale sur les positions reconstruites dans les chambres à dérive sont de 1 mm perpendiculairement au fil et de 5 mm le long du fil. Les mini-tubes à dérive montrent

des performances légèrement meilleures de 0.7 mm pour la position perpendiculaire au fil. La diffusion multiple occasionnée par la présence du toroïde limite la résolution sur l'impulsion à 18% et rend une résolution spatiale inférieure à 0.5 mm inutile.

3.2.5. Luminosité instantanée

La luminosité instantanée, notée $\mathcal{L}$, est définie comme un taux d'interactions par unité de section efficace. C'est donc le paramètre pertinent pour caractériser le nombre d'interactions attendues pour un processus de section efficace donnée. La luminosité instantanée est déterminée par les propriétés des faisceaux de protons et d'antiprotons circulant dans le Tevatron. Plus précisément, on montre que, quelque soit le processus physique mis en jeu de section efficace σ^{proc} , le nombre d'interactions associés N^{proc} est donné par

$$\frac{dN^{\text{proc}}}{dt} = \mathcal{L} \times \sigma^{\text{proc}} \quad \text{avec} \quad \mathcal{L} = \frac{N_p N_{\bar{p}} B f}{2\pi \sigma_p^2 \sigma_{\bar{p}}^2} F \quad (3.4)$$

avec $N_{p,\bar{p}}$ le nombre de (anti)protons par paquet, B le nombre de paquets, $f \approx 50$ kHz la fréquence de rotation des paquets dans le Tevatron, $\sigma_{p,\bar{p}}$ l'extension spatiale des faisceaux dans le plan transverse et F un facteur géométrique dépendant, entre autre, de la longueur des paquets. Les valeurs de quelques-uns de ces paramètres sont données dans le tableau 3.1.

Cependant, la connaissance des paramètres du faisceau intervenant dans l'équation (3.4) permet d'atteindre une précision de l'ordre de 15% sur la luminosité [14]. Par conséquent, la mesure directe de la luminosité à laquelle est soumis le détecteur DØ est indispensable pour prétendre à des mesures de précision. Celle-ci est basée sur la coïncidence temporelle de dépôt d'énergie signant la présence d'au moins une interaction, sachant que la section efficace de l'ensemble des processus impliqués est connue. En raison des distributions angulaires des processus physiques mis en jeu, la région cinématique des dépôts considérés regroupe les régions avant et arrière du détecteur définie par $2.7 < |\eta_d| < 4.2$. Un sous-détecteur dédié à cette mesure, appelé luminomètre, occupe cette région. Il est constitué de scintillateurs et possède une résolution en temps de l'ordre de 0.3 ns nécessaire à la mesure des coïncidences temporelles. La figure 3.15 donne une description du luminomètre.

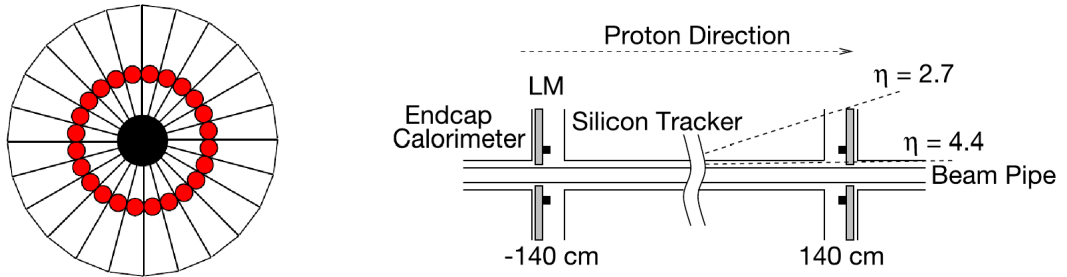


Fig 3.15.: Gauche : schéma des scintillateurs du luminomètre avec leur photomultiplicateur (rouge) dans le plan (Ox, Oy) . Droite : disposition du luminomètre dans l'ensemble du détecteur, vue dans le plan (Ox, Oz) .

Les processus physiques conduisant à ce type de signature sont de trois types : les processus dur (σ_h), les processus simplement diffractifs où l'un des protons reste intact (σ_{sd}) et les processus doublement diffractifs où les deux protons restent intacts (σ_{dd}). Chaque processus

possède une distribution angulaire spécifique induisant une acceptance géométrique différente du point de vue du luminomètre, notée A_i . De plus, ce sous-détecteur possède lui-même une certaine efficacité, notée ϵ_{LM} , qui peut évoluer avec le temps du fait des dommages causés par les radiations par exemple. Le nombre moyen d'interactions attendues mesurable par le luminomètre pour un croisement de paquets (appelé événement) moyenné sur un tour du Tevatron d'une durée de $(\Delta T)_{\text{tour}}$ fait intervenir ces différentes efficacités et vaut

$$\bar{n} = \epsilon_{\text{LM}} (A_h \sigma_h + A_{\text{sd}} \sigma_{\text{sd}} + A_{\text{dd}} \sigma_{\text{dd}}) \mathcal{L} \frac{(\Delta T)_{\text{tour}}}{N_{\text{crois/tour}}} \quad (3.5)$$

$$\bar{n} \equiv \frac{\sigma_{\text{eff}} \mathcal{L}}{f} \quad (3.6)$$

avec $f \equiv (\Delta T)_{\text{tour}}/N_{\text{crois/tour}}$ est la fréquence de croisement des paquets. La constante σ_{eff} ainsi définie, appelée en pratique constante de luminosité, comporte un terme relié au détecteur de $D\bar{O}$ et un terme déterminé par la physique des interactions proton-antiproton. La mesure fournie par le luminomètre est le nombre de croisements de paquets où il y a au moins une interaction (appelés événements de biais minimum), noté $N_{\text{inter}}^{\text{meas}}$. Le nombre d'interactions par événement obéissant à une loi de Poisson $P(n, \bar{n}) = \bar{n}^n / (n!) \exp(-\bar{n})$, on peut relier la luminosité $\mathcal{L}$ à l'observable effectivement mesurée :

$$P(n_{\text{inter}} \geq 1) \stackrel{\text{mesure}}{=} \left\langle \frac{N_{\text{inter}}^{\text{meas}}}{N_{\text{tot}}} \right\rangle_{\Delta t} \stackrel{\text{Poisson}}{=} 1 - e^{-\frac{\sigma_{\text{eff}} \mathcal{L}}{f}} \quad (3.7)$$

où N_{tot} est donné par le nombre de croisements des paquets. L'intervalle de temps Δt sur lequel la mesure du nombre d'événements est moyenné doit être suffisamment long pour une mesure précise de $N_{\text{inter}}^{\text{meas}}$ et suffisamment court pour décrire l'évolution temporelle de la luminosité instantanée depuis l'injection des paquets jusqu'à la fin du store. Cet intervalle de temps s'appelle "Luminosity Block" et dure typiquement une minute. La luminosité instantanée est donc obtenue par l'équation suivante :

$$\mathcal{L} = - \frac{f \ln \left(1 - \left\langle \frac{N_{\text{inter}}^{\text{meas}}}{N_{\text{tot}}} \right\rangle_{\Delta t} \right)}{\sigma_{\text{eff}}} \quad (3.8)$$

La connaissance de σ_{eff} fixe la précision sur la luminosité instantanée et intégrée. Cette dernière intervient directement dans le nombre d'événements attendu et constitue donc un paramètre important pour la plupart des analyses de physique. Les sections efficaces σ_i sont mesurées au Tevatron par les expériences E740, E811 et CDF : elles sont connues à environ 4% près [15]. Le tableau 3.2 donne les différentes sections efficaces ainsi que l'acceptance géométrique correspondante. La constante de luminosité utilisé dans cette thèse est de $\sigma_{\text{eff}} = 48.0 \pm 3.0 \text{ mb}$ [16]. La figure 3.16 montre la luminosité instantanée au début du store pour l'ensemble des données analysées dans cette thèse.

Il existe généralement une différence entre la luminosité fournie et la luminosité analysée. En effet, l'enregistrement des signaux du détecteur n'est pas 100% efficace pour différentes raisons liées à la qualité d'acquisition des données et constitue donc une source de perte. De plus, certains événements enregistrés ne possèdent pas toute l'information du détecteur car, par exemple, des modules défectueux ont été désactivés. Des critères de qualité sont donc appliqués aux données et la luminosité reconstruite n'est pas identique à la luminosité reconstruite analysable. Á titre d'ordre de grandeur, la luminosité intégrée de 7.3 fb^{-1} analysée dans cette thèse a nécessité 9.0 fb^{-1} de luminosité fournie par le Tevatron.

Processus	section efficace (mb)	acceptance géométrique
dur	46.7	0.97
simplement diffractif	9.6	0.15
doublement diffractif	1.3	0.72

TABLE 3.2.: Ordre de grandeur des sections efficaces et acceptances géométriques des processus inélastiques utilisés pour mesurer la luminosité instantanée. La constante de luminosité mesurée est connue à 6.2% et vaut 48.0 mb.

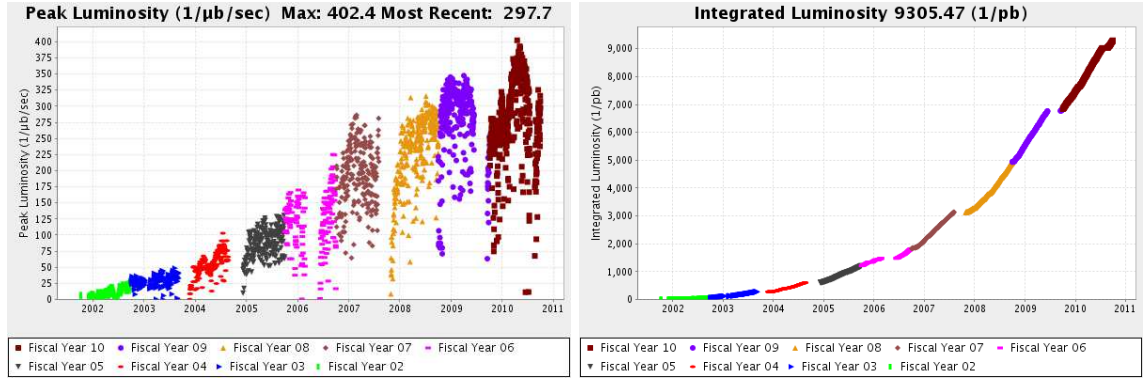


Fig 3.16.: Luminosité instantanée en début de store (gauche) et luminosité intégrée fournie (droite) pour la période 2002-2011 correspondant aux données analysées dans ce mémoire (avant septembre 2011).

3.2.6. Système de déclenchement

La structure des faisceaux circulant dans le Tevatron impose un croisement de paquets toutes les 396 ns soumettant alors le détecteur DØ à $f = 2.5 \cdot 10^6$ croisements de paquets par seconde. De plus, le nombre moyen d'interactions dures par événement $\bar{n}_{\text{inter}}$ donné par

$$\bar{n}_{\text{inter}} = \frac{\mathcal{L} \sigma_{p\bar{p}}}{f} \quad (3.9)$$

conduit à 8 interactions par événement pour une section efficace proton-antiproton de 70 mb [17] et pour une luminosité instantanée maximale typique du Run II de $300 \mu\text{b}^{-1} \text{s}^{-1}$. Cependant, les processus physiques d'intérêt sondant le secteur électrofaible ou celui du quark top, ont des sections efficaces inférieures à la section efficace totale proton-antiproton par 8 à 12 ordres, comme indiqué sur la figure 3.17. D'autre part, pour des raisons de limitation de stockage, la fréquence d'enregistrement des événements est limitée à 100 Hz. Il est donc nécessaire de trier les événements avant leur enregistrement. C'est le rôle du système de déclenchement.

Vue d'ensemble

Le choix des événements représente un compromis entre rapidité et qualité de la prise de décision. En effet, il est nécessaire de sélectionner une centaine d'événements parmi deux millions et demi par seconde, en les examinant individuellement afin de ne pas manquer un événement important comme la production d'un boson de Higgs. Il est donc crucial que l'examen soit rapide tout en se basant sur des critères pertinents.

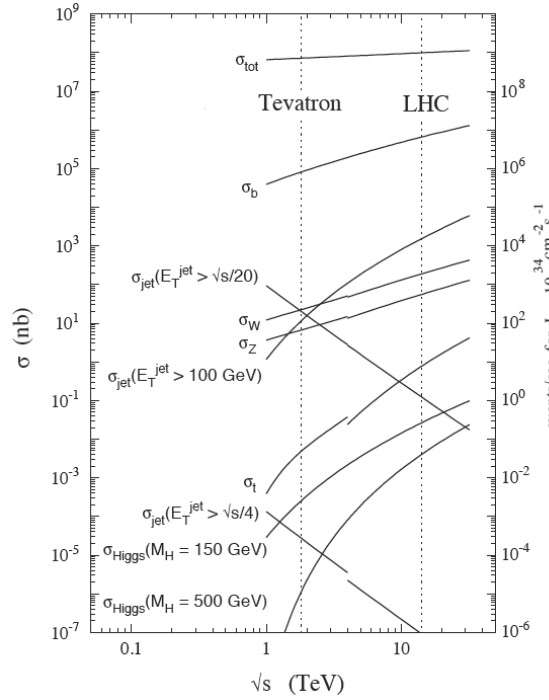


Fig 3.17.: Sections efficaces de différents processus lors de collisions produites au Tevatron et au LHC. La production de boson électrofaible est inférieure à la section efficace totale par 6 ordres de grandeur et celle du boson de Higgs l'est de 11.

Le système de déclenchement de DØ [18] est constitué de trois niveaux distincts allant du plus simple (plus rapide) au plus complexe (plus lent). Le schéma de principe 3.18 présente une vue globale des trois niveaux ainsi que les sous-détecteurs et objets impliqués à chaque niveau. En pratique, la condition d'enregistrement de l'événement $\mathcal{C}_{\text{enr}}$ est vérifiée si la condition $\mathcal{L}_{\text{enr}}^i$ imposée à chaque niveau i est vérifiée. La condition $\mathcal{L}_{\text{enr}}^i$ est une combinaison de “ou” et de “et” de condition élémentaire, appelée terme de déclenchement.

Un terme de déclenchement est construit sur des critères cinématiques et/ou topologiques prenant également en compte les corrélations entre les sous-détecteurs. Les termes de déclenchement sont relativement simples au premier niveau afin d'être rapide à évaluer alors que ceux du troisième niveau font appel à une reconstruction simplifiée de l'événement. Chaque condition d'enregistrement $\mathcal{C}_{\text{enr}}$ est optimisée pour un état final particulier et certain d'entre eux, notamment les événements multijets, ont une section efficace trop importante pour tout enregistrer. Afin de ne pas saturer la bande passante d'enregistrement de 100 Hz, une fraction d'événements aléatoires peut être alors supprimée en fonction de la luminosité instantanée. Les données analysées proviennent d'un “ou” logique de plusieurs conditions optimisées pour un état final similaire. Les parties suivantes donnent une description sommaire de l'implication des sous-détecteurs dans chaque niveau de déclenchement.

Premier niveau de déclenchement (L1)

Le niveau 1 [19] a pour but de réduire le taux d'événements à 2.5 kHz. Le temps de prise décision est typiquement de 3.5 μs représentant environ dix croisements de paquets. Afin de

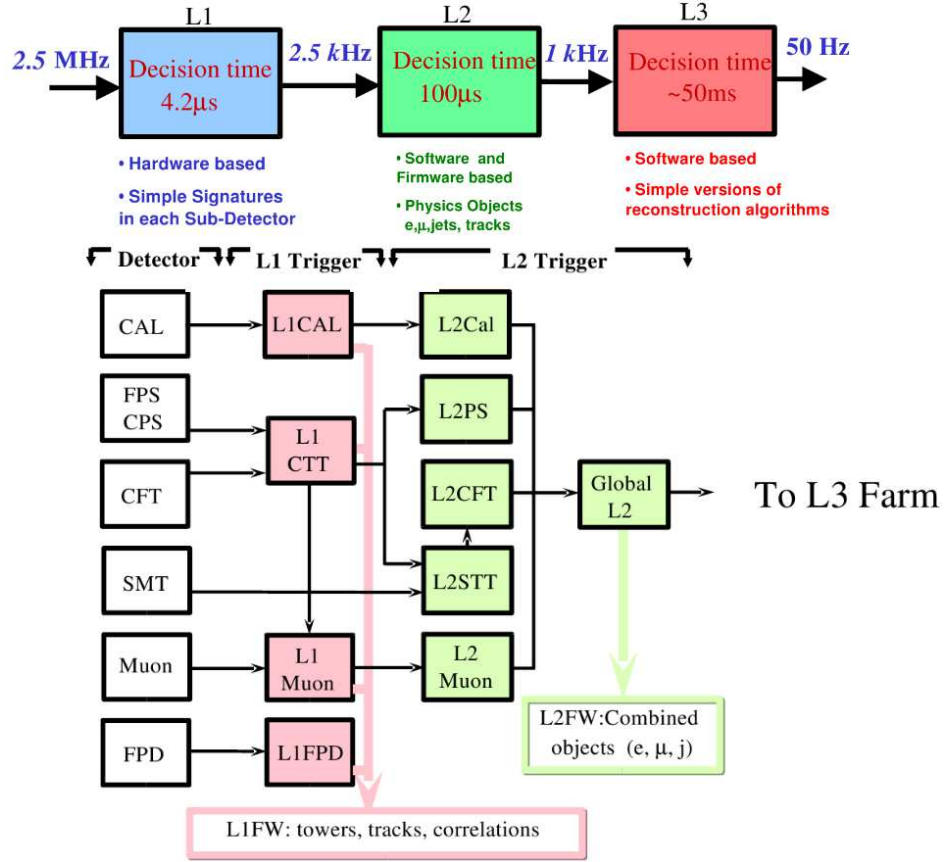


Fig 3.18.: Schéma de principe du système de déclenchement de DØ avec sa structure en trois niveaux allant du plus simple (information du détecteur quasi brute) au plus compliqué (reconstruction simplifiée de l'événement par une ferme de calcul). Les flèches représentent la circulation des informations.

pouvoir analyser chaque événement, la réponse de décision est stockée dans une mémoire tampon pendant l'évaluation de l'événement suivant. Ce court temps de décision nécessite une réponse rapide des sous-détecteurs impliqués. Le niveau 1 est donc basé sur le CFT, les détecteurs de pieds de gerbe, le calorimètre et les scintillateurs du système à muons (cf. figure 3.18).

Les termes de déclenchement basés sur le calorimètre recherchent des dépôts de haute énergie transverse dans des éléments d'extension $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$, appelés tours calorimétriques de déclenchement. Cette recherche s'opère dans la région cinématique $|\eta_d| < 3.2$ séparément dans les régions électromagnétique et hadronique du calorimètre. Les termes de déclenchement basés sur les traces utilisent l'information des fibres axiales du trajectographe à fibres scintillantes et du détecteur de pieds de gerbe. Les traces formées des impacts faits dans ces sous-détecteurs sont comparées à environ 20 000 modèles de traces prédéfinies et ce, dans des fenêtres de 4.5° en ϕ pour quatre seuils en impulsion. Enfin, les termes de déclenchement basés sur le système à muons exploitent la réponse rapide des scintillateurs ainsi que les chambres à dérive. Plus précisément, les traces reconstruites dans le CFT sont associées aux coups dans les scintillateurs des couches *A* et/ou *B* du système à muons, puis des ébauches

de traces sont formées à partir des coups dans les chambres à fils. La compatibilité des deux traces constitue alors un terme de déclenchement et ce, pour différents seuils en impulsion transverse.

Deuxième niveau de déclenchement (L2)

Le niveau 2 [20] a pour but de réduire le taux d'événements à 1000 Hz avec un temps de décision de l'ordre de 100 μ s. Cette décision s'opère en deux étapes principales : des pre-processeurs forment des objets physiques (électrons, photon, ...) simplifiés à partir de l'information de chaque sous-détecteur, puis les corrélations entre ces objets sont évaluées grâce à un processeur global.

Les mesures effectuées par le calorimètre permettent une identification simplifiée des électrons et des photons à partir de regroupements de 3×3 tours de déclenchement (5×5 pour les jets). De plus, une première estimation de l'énergie transverse manquante est calculée comme l'opposée de la somme vectorielle des tours de déclenchement. Pour les termes de déclenchement basés sur les traces, le SMT est exploité pour affiner la description des traces du niveau 1. Afin de bénéficier d'un temps de décision relativement court, seuls les coups du SMT situés dans un cône autour des traces du niveau 1 sont considérés et un premier calcul d'isolation est possible. Grâce à l'information du SMT, la résolution sur le paramètre d'impact atteint alors 20 μ m environ et permet une première évaluation de la présence de saveur lourde dans l'événement. De plus, les corrélations entre les objets calorimétriques, les traces et les signaux des détecteurs de pieds de gerbe permettent une discrimination électron/photon et une identification des hadrons chargés. À ce niveau de déclenchement, le traitement de l'information est analogique.

Troisième niveau de déclenchement (L3)

Environ mille événements par seconde passent les conditions du niveau 2 et doivent être analysés par le niveau 3 [21], qui a pour but d'en sélectionner 100. La prise de décision du niveau 3 se base sur un traitement numérique de l'information (ferme de calcul) qui permet une reconstruction complète de l'événement issue d'algorithmes simplifiés comparés à ceux appliqués hors ligne (cf. chapitre 4). En effet, toute l'information du SMT est utilisée et les vertex sont reconstruits permettant une association avec les traces des candidats muons. Les candidats électrons (ainsi que les photons et les jets) sont obtenus par un algorithme de cône simple [22] et comportent une sélection sur leur fraction électromagnétique. Techniquement, les événements sont reconstruits à partir de l'information du niveau 2 et de celle du détecteur dans une ferme de calcul. Le temps de décision est de l'ordre de 200 ms, sachant que l'événement est enregistré dès qu'il satisfait un terme de déclenchement du niveau 3.

3.3 Conclusions

Les collisions de particules à haute énergie permettent une confrontation directe entre les prédictions du Modèle Standard et les observations. La production et la détection des collisions proton-antiproton à une énergie de 1.96 TeV sont rendues possibles grâce aux nombreux dispositifs décrits dans ce chapitre. La prochaine étape vers un affinement potentiel de la théorie consiste à reconstruire l'ensemble de l'événement et à identifier les objets physiques pour ainsi bâtir des observables directement comparables à la théorie. Ceci fait l'objet du prochain chapitre.

Bibliographie

- [1] M. Breidenbach, *et al.*, “Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, n° 16, p. 935–939, Oct 1969. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v23/i16/p935.1>
- [2] E. D. Bloom, *et al.*, “High-Energy Inelastic ep scattering at 6° and 10° ,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, n° 16, p. 930–934, Oct 1969. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v23/i16/p930.1>
- [3] S. *et al.* Abachi, “Search for high mass top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, n° 13, p. 2422–2426, Mar 1995. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/9411001>
- [4] F. Abe, *et al.*, “Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the collider detector at Fermilab,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, n° 14, p. 2626–2631, Apr 1995. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v74/i14/p2626.1>
- [5] E. T. S. W. J. D. Cockcroft, “Experiments with high velocity positive ions. Further Developments in the Method of Obtaining High Velocity Positive Ions,” *Proc. Roy. Soc.*, vol. 136, p. 619–630, 1932.
- [6] D. P. Moehs, *et al.*, “Negative hydrogen ion sources for accelerators,” *FERMILAB-PUB-05-094-AD*, 2005.
- [7] F. Deliot, *et al.*, “ Z/γ^* cross section computation at NNLO using the FEWZ code,” *DØ Note 6050*, 2010.
- [8] Abazov, V.M. *et al.*, “The upgraded DØ detector,” *NIM A*, vol. 565, p. 463–537, Sept. 2006. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/physics/0507191>
- [9] H. Boggild et T. Ferbel, “Inclusive Reactions,” *Annual Review of Nuclear Science*, vol. 24, n° 1, p. 451–514, 1974. [En ligne]. Accessible : <http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.ns.24.120174.002315>
- [10] S. Burdin, for the DØ Collaboration, “D0 silicon microstrip tracker,” *Proceedings IEEE NSS 2005, Puerto Rico*, 2005. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/physics/0511173>
- [11] The DØ Collaboration, “The layer 0 inner silicon detector of the DØ experiment,” 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0911.2522>
- [12] DØ Solenoid Group, “DØ Solenoid Webpage.” [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/solenoid/>
- [13] Muon Detector Group, “DØ Muon System Webpage.” [En ligne]. Accessible : http://www-d0.fnal.gov/hardware/upgrade/muon_upgrade/muon_upgrade.html
- [14] V. Papadimitriou, “Luminosity determination at the Tevatron,” *LHC workshop on LHC luminosity calibration*, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1106.5182>

- [15] B. Casey, *et al.*, “The DØ run 2b luminosity constant,” *DØ Note 5945*.
- [16] Casey, B. *et al.*, “Determination of the effective inelastic $p\bar{p}$ cross-section for the DØ luminosity easurement using upgraded readout electronics,” *DØ Note 4958*, 2005.
- [17] C. Avila, *et al.*, “A measurement of the proton-antiproton total cross section at 1.8 TeV,” *Physics Letters B*, vol. 445, n° 3-4, p. 419 – 422, 1999. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-3VKC09N-25/2/1b9bbac60caed1a26b9de94073c20a68>
- [18] M. Abolins, *et al.*, “The run IIb trigger upgrade for the DØ experiment,” *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 51, n° 3, p. 340 – 344, june 2004. [En ligne]. Accessible : http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1310522
- [19] DØ Run II Level 1 Trigger. [En ligne]. Accessible : <http://www.pa.msu.edu/hep/d0/l1/>
- [20] D. Edmunds, *et al.*, “Technical design report for the level 2 global processor,” *DØ Note 3402*, 1998.
- [21] R. Angstadt, *et al.*, “The DØ level 3 data acquisition system,” *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 51, n° 3, p. 445 – 450, june 2004. [En ligne]. Accessible : http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1310538
- [22] E. Busato et B. Andrieu, “Jet algorithms in the DØ Run II Software : description and user’s guide,” *DØ Note 4457*, 2004.

4

Simulation des événements, reconstruction et identification des objets

Afin d'exploiter les mesures issues des collisions proton-antiproton pour sonder le Modèle Standard et ses limites, il est nécessaire de comparer les prédictions de ce dernier avec les observations. En raison de la complexité des collisions entre objets composites et de celle du détecteur et de son électronique, la prédiction du Modèle Standard s'obtient par une simulation numérique (section 4.1). Enfin, la reconstruction des événements à partir des signaux fournis par le détecteur DØ est essentielle pour extraire la physique des collisions (section 4.2).

4.1 Simulation des événements

4.1.1. Description de la chaîne de simulation

La chaîne de simulation des événements se compose de trois maillons : la génération des événements, la simulation du détecteur et celle de son électronique. Le rôle du générateur est d'engendrer des événements dont la cinématique est déterminée par la section efficace du processus partonique à un ordre donné de la théorie des perturbations, les fonctions de densité de partons (PDF) à un ordre donné de la théorie des perturbations, les radiations QCD et QED dans l'état initial et/ou final ainsi que la transformation des quarks/gluons en hadrons neutres de couleur (hadronisation). Les interactions entre les particules ainsi produites et la matière, responsables de leur détection, sont alors simulées grâce au programme GEANT [1] adapté au détecteur DØ [2]. Plus précisément, la géométrie et la composition détaillée du détecteur en terme de matière est, dans un premier temps, communiquée à GEANT. Ensuite, grâce aux nombreux modèles d'interaction particule-matière, ce programme simule par exemple la quantité d'atomes d'argon ionisés dans les cellules du calorimètre ou encore le nombre de photons émis dans les fibres du CFT sous l'effet du passage d'une particule, pour ne citer que deux éléments du détecteur DØ. La dernière étape de cette chaîne consiste à simuler l'électronique de lecture de l'ensemble du détecteur grâce au programme appelé DØSIM. Les

signaux électriques ainsi obtenus sont soumis aux mêmes algorithmes de reconstruction que les données réelles. Ces derniers sont décrits à la section 4.2. Dans un premiers temps, un aperçu des modélisations utilisées dans les générateurs principaux est donné.

4.1.2. Aperçu des fondements physiques de la simulation

Du fait de la décroissance de la constante de couplage de QCD avec l'énergie [3], le traitement de l'interaction forte diffère selon l'énergie mise en jeu. Pour le processus dur (haute énergie), le développement perturbatif de l'amplitude associée est pertinent alors que l'évolution des partons de plus basse énergie issus des nombreuses radiations ne peut être obtenue par cette approche¹. Dans ce régime non perturbatif, des modèles empiriques sont alors utilisés. La possibilité de factoriser les phénomènes perturbatifs (courte distance) et non perturbatifs (longue distance) est succinctement évoquée à la section 2.3.1.

Régime perturbatif de QCD : modélisation du processus dur

Les générateurs principaux employés par DØ, PYTHIA [4] et ALPGEN [5], fonctionnent tous deux à l'ordre dominant de la théorie des perturbations (LO pour "Leading Order"). Il est intéressant d'explicitier la différence principale entre ces deux générateurs pour en justifier l'utilisation conjointe. Les deux générateurs n'évaluent pas de la même manière les radiations QCD et donc les processus du type $p\bar{p} \rightarrow Z/W + \text{jets}$. En effet, PYTHIA considère une approche dite de gerbe de partons (PS pour "Parton Showering") alors que ALPGEN prend en compte l'ensemble des propagateurs intervenant dans l'élément de matrice. Afin de préciser et d'illustrer cette différence, considérons le processus $q\bar{q} \rightarrow Zg$ comportant une radiation, illustré sur la figure 4.1.

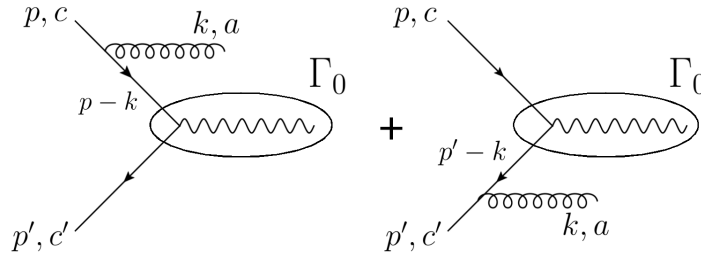


Fig 4.1.: Amplitude de probabilité de production de boson Z avec une radiation de l'état initial. Les quadrvecteurs impulsions (resp. indices de couleur) entrants sont notés p et p' (resp. c et c'), celui de la radiation est noté k (resp. a). L'amplitude sans radiation $i\mathcal{M}_0$ est donnée par $\bar{u}_{c'}(p') \Gamma_0(p, p') u_c(p)$ par définition de Γ_0 .

Avec les notations de la figure 4.1 et en négligeant la masse des quarks initiaux d'indice de couleur c et c' , l'amplitude de radier un gluon a d'impulsion k et de vecteur polarisation ϵ s'écrit :

$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M} = & \bar{u}_{c'}(p') \Gamma_0(p - k, p') \left[\frac{i(\not{p} - \not{k})}{(p - k)^2} (-ig_s t^a)_{c'c} \gamma^\mu \epsilon_\mu^* \right] u_c(p) \\
 & + \bar{u}_{c'}(p') \left[\gamma^\mu \epsilon_\mu^* (-ig_s t^a)_{c'c} \frac{i(\not{p}' - \not{k})}{(p' - k)^2} \right] \Gamma_0(p, p' - k) u_c(p)
 \end{aligned} \quad (4.1)$$

1. La décroissance des termes n'est pas assez rapide pour assurer que la série converge suffisamment tôt

où les parties entre crochets correspondent à la radiation. La constante de couplage du groupe $SU(3)_{\text{color}}$ est notée g_s et ses générateurs, $t^a = \lambda^a/2$ (λ^a étant les matrices 3×3 de Gell-Mann). L'introduction d'un élément de matrice générique Γ_0 pour la production du boson Z permet d'obtenir un résultat relativement général (par exemple, indépendant des corrections de vertex et/ou identique pour la production de boson W).

La limite des radiations molles ($|\vec{k}| \ll |\vec{p}|, |\vec{p}'|$) utilisée par PYTHIA conduit à la factorisation de l'émission de gluon et du processus dur. En effet, dans cette limite les impulsions k apparaissant au numérateur des propagateurs et dans Γ_0 sont négligeables et les relations algébriques suivantes

$$(p+k)^2 \approx 2p \cdot k \quad (4.2)$$

$$\not{p} u(p) \gamma^\mu \epsilon_\mu^* = u(p) 2p \cdot \epsilon^* \quad (4.3)$$

$$\bar{u}(p') \gamma^\mu \epsilon_\mu^* \not{p}' = \bar{u}(p') 2p' \cdot \epsilon^* \quad (4.4)$$

permettent d'écrire l'amplitude totale de l'équation (4.1) comme

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_0 \times P_g(k, \epsilon) \quad (4.5)$$

$$P_g(k, \epsilon) \equiv (g_s t^a)_{c'c} \left(\frac{p' \cdot \epsilon^*}{p' \cdot k} - \frac{p \cdot \epsilon^*}{p \cdot k} \right) \quad (4.6)$$

où $i\mathcal{M}_0 = [\bar{u}_{c'}(p') \Gamma_0(p, p') u_c(p)]$ par définition de Γ_0 (cf. figure 4.1). L'amplitude de probabilité de radier un gluon $P_g(k, \epsilon)$ est ainsi indépendante du processus dur et devient relativement universelle. La différence principale entre les deux générateurs est maintenant explicite : ALPGEN se base sur l'équation (4.1), dite méthode de l'élément de matrice, tandis que PYTHIA se base sur les équations (4.5) et (4.6), dite méthode de gerbe de partons. Précisons que ces deux équations ne représentent qu'une justification physique de cette approche. En effet, il est nécessaire de sommer le module carré de cette amplitude de probabilité sur l'ensemble des variables non mesurables telles que la polarisation et la couleur du gluon radié. Dans la pratique, le PS utilise tous les processus de radiation possibles ($q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$, $g \rightarrow gg$, $q \rightarrow q\gamma$ et $\ell \rightarrow \ell\gamma$) et leurs probabilités associées [4], appelées fonctions de division d'Altarelli-Parisi [6]. Ces fonctions interviennent également dans l'évolution des PDFs à travers les équations DGLAP [6, 7, 8], comme discuté à la section 2.3.1.

Par conséquent, ALPGEN fournit une meilleure description pour les radiations de haute énergie, d'autant plus que ce programme permet de calculer ce type de processus jusqu'à 5 partons dans l'état final. Cependant, PYTHIA apporte une meilleure description des radiations molles car elles sont resommées : connaissant la probabilité de radier un photon/gluon mou, il est possible de calculer la probabilité de radier une infinité de photons/gluons mous réels et virtuels [9]. C'est la raison pour laquelle ces deux générateurs sont utilisés conjointement pour la production de bosons électrofaibles en association avec un ou plusieurs jets : les partons durs sont engendrés par ALPGEN qui sont ensuite transmis à PYTHIA pour subir les radiations molles puis l'hadronisation. Une procédure de suppression de double comptage des partons est alors mise en place [10] : certains partons engendrés par PYTHIA peuvent être déjà produits par ALPGEN.

Régime non perturbatif de QCD : modèles d'hadronisation

Une interaction peut se comprendre comme l'existence d'un champ reliant deux objets distants. La propriété de confinement de l'interaction forte [11] se traduit par la croissance

de l'intensité (et donc de l'énergie) du champ avec la distance séparant les deux objets, qualifiés dans ce contexte de colorés (parton). Une conséquence directe de ce phénomène est l'instabilité d'un système de partons de grande impulsion relative. En effet, la distance entre deux partons augmente du fait de leurs impulsions initiales jusqu'à atteindre une longueur caractéristique dite d'hadronisation. Cette longueur est définie comme la distance typique à partir de laquelle l'énergie du champ est suffisante pour créer plusieurs paires $q\bar{q}$ s'associant pour former un système non colorés et donc stable (hadrons) : c'est le phénomène d'hadronisation. La longueur d'hadronisation vaut typiquement la taille du proton (précisément régie par ce phénomène), soit 1 fm.

Différentes classes de modèles phénoménologiques décrivent l'hadronisation comme les modèles d'amas [12], les modèles purement statistiques [13] ou encore les modèles de corde [14]. Le modèle implémenté dans le générateur PYTHIA est le modèle de corde de Lund [15]. L'idée est de penser le tube de champ de gluons reliant deux quarks comme une corde ayant sa propre dynamique (pour tenir compte, entre autres, de la vitesse finie de propagation de l'interaction). La corde possède une énergie proportionnelle à sa longueur et à partir d'une certaine taille, il devient énergétiquement favorable de créer deux cordes plus courtes et une paire quark-antiquark. Plus quantitativement, la probabilité dP pour que cette brisure se produise est donnée par

$$dP = P_0 e^{-P_0 A} dA \quad (4.7)$$

où P_0 est une constante traduisant la probabilité de créer une paire $q\bar{q}$ par unité de temps et de longueur de corde, A est l'aire balayée par la corde dans l'espace-temps comme indiqué figure 4.2. Cette loi repose sur le formalisme des boucles de Wilson [16] comme expliqué dans [17]. Ce formalisme est présent, entre autres, dans les études de QCD sur réseau et permet de relier le potentiel quark-antiquark, au centre du phénomène d'hadronisation, à des quantités fondamentales issues de la théorie de jauge des interactions fortes. Un quark produit lors d'une interaction dure se transforme donc en un ensemble de hadrons collimés dans la directions du quark initial s'apparentant ainsi à un jet de hadrons.

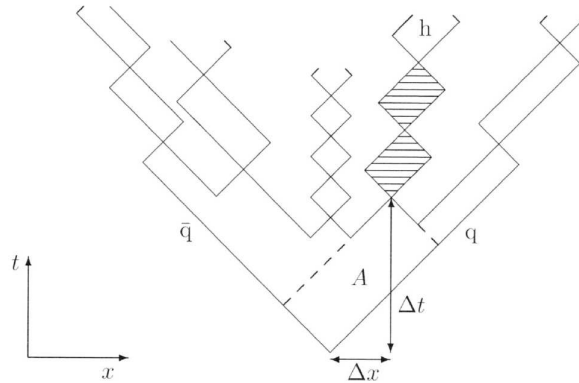


Fig 4.2.: Évolution d'une paire quark-antiquark dans l'espace (x, t) : la distance $q\bar{q}$ augmente avec le temps jusqu'à la fragmentation de la corde en nouvelles paires $q\bar{q}$ avec une probabilité d'occurrence est déterminée par l'aire A . Le processus s'arrête lorsque les quarks n'ont plus l'énergie nécessaire pour fragmenter la corde. Ils forment alors un système $q\bar{q}$ lié neutre de couleur, un hadron (zone hachurée).

4.1.3. Processus du Modèle Standard

Les processus électrofaibles dominants sont la production de bosons W et Z en association avec un ou plusieurs jets, la production de paire de quarks top et la production de paires de bosons électrofaibles (dibosons). Le bruit de fond multijets fait l'objet d'une estimation basée sur les données et n'est donc pas discuté ici (cf. chapitre 7). L'ensemble de ces processus, excepté les processus dibosons, sont engendrés par l'ensemble ALPGEN + PYTHIA avec les fonctions de densité de partons LO fournies par CTEQ6L1 [18]. En effet, la production de dibosons étant moins sensible aux radiations dures (espace des phases disponible réduit), ce processus est engendré par PYTHIA uniquement.

La section efficace totale prédisant le nombre d'événements attendus est calculée à des ordres supérieurs par des programmes dédiés. La section efficace de la production de bosons Z/γ^* est calculée au NNLO par le code FEWZ [19] avec les PDF NNLO de la collaboration MSTW 2008 [20]. L'erreur sur cette section efficace provient des PDF, de la constante d'interaction forte et des échelles de renormalisation et de factorisation intervenant dans la phénoménologie des collisions protons-antiprotons (cf. section 2.3.1). La section efficace du processus W + jets est obtenue à partir des PDF NLO fournies par CTEQL6.1M [18] et de la section efficace partonique NNLO calculée par le programme de Hamberg *et. al.* [21]. Cependant, dans le cadre de cette thèse, la normalisation de ce processus est mesurée dans les données (cf. chapitre 6). La section efficace totale de la production de paires de quarks top est calculée au NNLO² par le programme HATOR [22] avec les PDF NNLO de la collaboration MSTW 2008. Enfin, les sections efficaces totales de production de dibosons WW , WZ et ZZ sont obtenues avec le générateur MFCM et les PDF CTEQL6.1M, tous deux NLO. Le tableau 4.1 résume les sections efficaces totales des différents processus en précisant les jeux de PDF utilisés. En notant $\mathcal{O}$ l'ordre du calcul perturbatif, la section efficace différentielle, notée $d\sigma$, utilisée pour prédire chaque processus est donnée par :

$$d\sigma^{\mathcal{O}} = \sigma_{\text{tot}}^{\mathcal{O}} \frac{d\sigma^{\text{LO}}}{\sigma_{\text{tot}}^{\text{LO}}} \quad (4.8)$$

Production inclusive	σ_{tot} (pb)	ordre en perturbation ($\sigma_{\text{tot}}/\text{PDF}$)
Z/γ^* (tout le spectre en masse)	$22.3 \cdot 10^3$	NNLO / NNLO
Z/γ^* ($75 < M_{Z/\gamma^*} < 130 \text{ GeV}/c^2$)	$7.20 \cdot 10^3$	NNLO / NNLO
W	$72.5 \cdot 10^3$	NNLO / NLO
$t\bar{t}$	7.45	NNLO / NNLO
WW	11.6	NLO / NLO
WZ	3.25	NLO / NLO
ZZ	1.33	NLO / NLO

TABLE 4.1.: Section efficace totale de chaque processus simulé avec l'ordre jusqu'auquel la théorie des perturbations est poussée pour le processus partonique et les fonctions de densité de parton.

2. C'est en fait une approximation du calcul NNLO qui, entre autres, ne fait pas intervenir les corrections de vertex.

4.1.4. Nécessité d'affiner la simulation

Les événements ainsi engendrés ne sont pas directement comparables aux données en raison de plusieurs biais connus de la simulation. Certains d'entre eux sont d'origine physique tels que les radiations molles de QCD conduisant à la mauvaise modélisation du spectre d'impulsion transverse de bosons vecteurs, ainsi que des effets de détecteur comme la résolution en p_T du trajectographe qui est différente dans les données et la simulation. Certains aspects expérimentaux tels que le système de déclenchement ne sont pas simulés et nécessitent d'être incorporés. Enfin, les algorithmes d'identification peuvent avoir des performances légèrement différentes dans la simulation et dans les données et doivent donc être également corrigés.

La stratégie pour estimer la correction sur une observable donnée est de la mesurer dans les données et dans la simulation pour ainsi connaître la différence. La mesure dans les données repose sur un processus bien connu, une “chandelle” du Modèle Standard, qui sera principalement le processus $Z \rightarrow \ell\ell$. En effet, les mesures d'énergies (étalonnage et résolution) sont possibles grâce à la connaissance de la masse et de la largeur du boson Z . De plus, des mesures d'efficacité (reconstruction, identification, déclenchement, ...) sont envisageables grâce à la méthode dite d'identification simultanée. Pour donner un aperçu de cette procédure, décrite dans [23], considérons l'exemple de l'efficacité de déclenchement des muons. Si un muon est reconstruit dans l'événement (muon de contrôle), on sélectionne les événements $Z \rightarrow \mu\mu$ grâce à un deuxième candidat muon obtenu indépendamment du déclenchement (muon de test). De cette manière, un échantillon pur de muons tests est créé : la fraction d'entre eux qui déclenche l'enregistrement de l'événement est alors l'efficacité de déclenchement.

Pour comprendre l'origine des biais de la simulation et comment les corrections associées sont mesurées, il est nécessaire de décrire les algorithmes de reconstruction et d'identification des objets. Ces derniers, ainsi que les corrections spécifiques à chaque objet, sont décrits dans la section suivante. Enfin, la dernière section de ce chapitre discute des corrections relatives à l'ensemble de l'événement.

4.2 Reconstruction et identification des objets

4.2.1. Reconstruction des traces et du vertex primaire

Les traces sont essentielles pour la reconstruction de l'événement et l'identification des objets. L'impulsion des particules chargées est mesurée grâce à la courbure de sa trace dans le champ magnétique du solénoïde. De plus, elles permettent de déterminer la position du vertex d'interaction lorsque plusieurs traces pointent dans la même direction. La séparation entre les photons et les électrons passe également par la reconstruction d'une trace associée au dépôt calorimétrique. La reconstruction des traces à partir des dépôts dans le SMT et le CFT (appelé coups) s'exécute en deux étapes.

1. La première consiste à regrouper des coups pouvant appartenir à une même trace à partir de tous les coups observés dans le détecteur. La stratégie adoptée repose alors sur la transformation de coordonnées dite de Hough : $(x, y) \rightarrow (\rho, \phi)$ où ρ est le rayon de courbure et ϕ l'angle azimuthale de la trace. Dans cet espace, plusieurs paires de coups se regroupent en déterminant alors une trace candidate d'angle et de rayon de courbure déterminé [24].

2. Lors de la seconde étape, cette trace candidate est associée à une particule fictive qui est alors propagée à travers les trajectographes en tenant compte des pertes d'énergie et des diffusions multiples [25]. Les coups ainsi simulés sont comparés aux coups observés et les paramètres de la traces sont réajustés compte tenu des effets de résolution par une procédure d'ajustement dite de Kalman [26].

La reconstruction du vertex primaire est cruciale pour la mesure de la direction des objets purement calorimétriques, telle que l'énergie transverse manquante et les candidats photons. En effet, la position du vertex primaire fixe l'origine à partir de laquelle les impulsions vectorielles sont mesurées et définit alors la coordonnée η introduite figure 3.7. Dans un premier temps, toutes les traces reconstruites sont regroupées pour former les différents vertex de l'événement par une procédure d'ajustement de Kalman adaptatif [27]. Ensuite, la probabilité qu'un vertex donné ne soit pas dû à l'interaction dure est évaluée en utilisant différentes observables comme l'impulsion des traces ou le nombre de traces associées à ce vertex [28]. Le vertex primaire est donc le candidat dont la probabilité d'être un vertex associée à une interaction résiduelle est la plus faible.

4.2.2. Reconstruction des muons

La reconstruction des muons repose sur trois sous détecteurs : les deux trajectographes et le spectromètre à muon. En effet, le faible dépôt d'énergie d'un muon dans le calorimètre ne représente pas une information utile à sa reconstruction. Cependant, le calorimètre permet d'évaluer l'activité autour du muon. La reconstruction d'un muon dans le système à muon s'obtient à partir des coups enregistrés dans les différentes couches des chambres à dérive. Des portions de trajectoire issues de ces coups, appelées segments, sont alors construits [29] dans chacune des couches A , B et C , puis associés aux coups mesurés dans les scintillateurs. Les segments ainsi obtenus sont regroupés pour former une trace dont la courbure provoquée par le champ magnétique du toroïde fournit une mesure de l'impulsion. Le candidat muon ainsi obtenu est qualifié de "local" car il est reconstruit dans le spectromètre à muon uniquement. Pour une mesure précise de l'impulsion, il est nécessaire de reconstruire une trace dans les trajectographes, dite trace "centrale". Une procédure d'association entre le muon local et une trace centrale est donc mise en place. L'ensemble constitue un candidat muon "global".

Dans le cadre de cette thèse, les candidats muons considérés doivent avoir une trace locale reconstruite dans les trois couches du système à muons : la couche A doit avoir au moins deux coups dans les tubes à dérive et au moins un coup dans les scintillateurs, les couches B et C doivent avoir ensemble au moins deux coups dans les tubes à dérive et deux coups dans les scintillateurs. Une trace locale doit être associée au muon local ainsi reconstruit. Ces premiers critères sont définis comme étant la qualité de reconstruction du candidat. La trace centrale doit également vérifier certains critères de qualité. Plus précisément, elle doit avoir au moins deux coups dans le CFT, la fonction de χ^2 associée à l'ajustement de Kalman doit être inférieure à 9.5 et le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire reconstruit ne doit pas excéder 0.04 cm s'il y a au moins un coup dans le SMT, 0.2 cm sinon.

Certains muons peuvent être produits indirectement par interaction forte, notamment lors de chaîne de désintégration de hadrons lourds, et ne signifient donc pas un processus électrofaible d'intérêt. Les critères ci-dessus ne permettent pas de rejeter ces candidats. L'activité dans le trajectographe et le calorimètre est alors mesurée au voisinage du candidat

(isolation) pour sonder la présence d'autres particules accompagnant le muon. En notant $\mathcal{I}_{\text{cal}}$ l'isolation dans le calorimètre et $\mathcal{I}_{\text{trk}}$ celle dans le trajectographe, on définit :

$$\mathcal{I}_{\text{cal}} = E_T^{\text{cal}}(0.1 < \Delta R < 0.4) \quad (4.9)$$

$$\mathcal{I}_{\text{trk}} = E_T^{\text{trk}}(0.1 < \Delta R < 0.5) \quad (4.10)$$

Les candidats muons considérés dans les analyses de ce manuscrit ont une isolation dans le trajectographe et le calorimètre chacune inférieure à 15% de l'impulsion transverse du candidat. Un tel critère d'isolation permet d'être plus strict à bas p_T , région où le bruit de fond multijets est plus important.

Par ailleurs, les muons produits dans les gerbes atmosphériques dues aux rayons cosmiques sont également détectés par les chambres à muon. Ces candidats, appelés muons cosmiques, ne signent pas un processus électrofaible et doivent être supprimés. Pour ce faire, on exploite la coïncidence temporelle entre la collision dure et le signal fourni par les scintillateurs du système à muon. En effet, les muons cosmiques sont produits aléatoirement contrairement aux muons provenant, par exemple, de la désintégration d'un boson Z issu d'une collision $p\bar{p}$. Un candidat muon détecté au moins 10 ns avant ou après la collision dure est alors rejeté [30].

Un candidat muon est donc défini par la qualité de sa reconstruction (muon local et son association avec une trace centrale), la qualité de sa trace et son isolation. Un échantillon de données contenant un muon non isolé est également sélectionné afin d'avoir un lot de jets reconstruits comme des leptons τ (cf. chapitre 5) et utilisé pour l'estimation du bruit de fond multijets dans l'état final $\mu + \tau$ (cf. chapitre 7). Un tel candidat muon est défini par une qualité de reconstruction similaire à celle décrite précédemment en relâchant un des critères à condition qu'un coup soit mesuré dans les scintillateurs de la couche A . De plus, les critères d'isolation sont inversés : $\mathcal{I}_{\text{cal}} > 0.15 p_T^\mu$ et $\mathcal{I}_{\text{trk}} > 0.15 p_T^\mu$.

Corrections de la simulation relatives aux muons

Comme mentionné section 4.1.4, les événements $Z \rightarrow \mu\mu$ permettent de sonder la précision de la simulation. En pratique, Il se trouve que la largeur expérimentale du pic de masse invariante $\mu^+\mu^-$ est différente dans les données et la simulation comme montré sur le graphique de gauche de la figure 4.3. Cette différence est attribuée à la résolution en impulsion transverse du trajectographe pouvant provenir, par exemple, de différences entre la géométrie réelle et la géométrie de la simulation. Pour obtenir une simulation décrivant convenablement l'observation, la résolution en p_T est dégradée suivant deux effets principaux :

- la mesure de la courbure de la trace du muon fluctue sous l'influence du bruit dans le détecteur et l'erreur associée est de la forme :

$$\sigma \left(\frac{q}{p_T} \right) = A_{\text{res}} \quad (4.11)$$

- la matière que traverse le muon est le siège de diffusions multiples modifiant la trajectoire de la trace et donc la mesure d'impulsion ; l'erreur associée est de la forme :

$$\sigma \left(\frac{q}{p_T} \right) = B_{\text{diff}} \frac{\sqrt{\cosh \eta_d}}{p_T} \quad (4.12)$$

où la dépendance en η_d provient de la quantité de matière traversée selon l'incidence du muon.

La stratégie est alors de mesurer les coefficients A_{res} et B_{diff} en minimisant la différence données/simulation observée pour la distribution de masse invariante des candidats muons dans des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ et $J/\psi \rightarrow \mu\mu$. D'autres effets sont également inclus :

- la dépendance de la résolution avec le bras de levier, c'est un effet géométrique due à la nature de la mesure qui implique que les traces à grand bras de levier sont mieux mesurées³.
- un effet de biais systématique sur la mesure de courbure entre simulation et les données (étalonnage de la mesure d'impulsion de l'ordre de 0.3%),
- la prise en compte des queues de distribution de masse invariante.

Des paramètres sont associés à chacun de ces effets et une procédure de minimisation est appliquée pour déterminer leur valeur optimale. La figure 4.3 montre la distribution de masse invariante des deux muons avant et après corrections. Plus de détails sur la mesure de cette correction sont donnés dans [31].

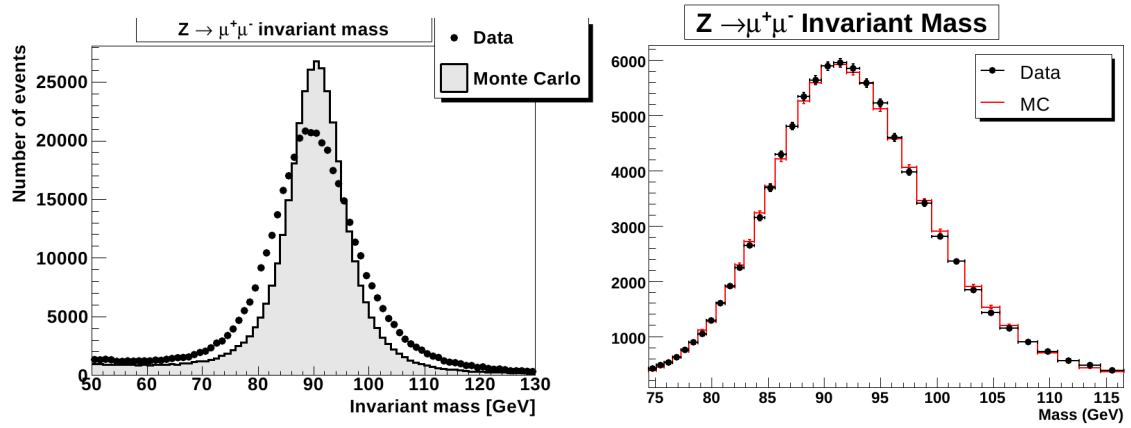


Fig 4.3.: Distribution de masse invariante dimuonique avant (gauche) et après (droite) correction pour des événements $Z \rightarrow \mu\mu$, cf. [31]

De plus, les algorithmes de reconstruction se comportent légèrement différemment dans les données et dans la simulation. Il est donc nécessaire de mesurer ces performances dans les données. La méthode d'identification simultanée est alors appliquée pour mesurer les efficacités de reconstruction de la trace du muon dans les trajectographes et dans le système à muons ainsi que celle des sélections d'isolation.

4.2.3. Reconstruction des désintégrations hadroniques des leptons τ

La reconstruction et l'identification des leptons τ se désintégrant en hadrons fait l'objet du chapitre 5. L'objectif de cette section est de discuter les différences entre observation et simulation pour certaines observables concernant ces objets. Les candidats τ hadroniques (τ_{had}) sont reconstruits à partir de traces et d'un dépôt calorimétrique. La contamination importante des jets impose l'utilisation d'une méthode d'identification sophistiquée fournissant une variable, NN_{τ} , traduisant la probabilité que le candidat provienne effectivement d'un vrai

3. En supposant que l'on mesure la flèche s de la trajectoire (définie comme la distance maximale entre la ligne droite et l'arc de cercle représenté par la trajectoire réelle), un calcul géométrique montre que le rayon de courbure R évolue comme $R \sim s/L^2$ et donc $\sigma(R) \sim \sigma(s)/L^2$ où L est le bras de levier.

lepton τ et non d'un jet. De plus, trois types de candidats sont considérés pour des raisons détaillées au chapitre 5 :

- type 1 : un dépôt calorimétrique sans sous-dépôt électromagnétique et une trace associée correspondant à la désintégration hadronique $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$,
- type 2 : un dépôt calorimétrique avec un sous-dépôt électromagnétique et une trace associée correspondant à la désintégration hadronique $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$,
- type 3 : un dépôt calorimétrique avec ou sans sous-dépôt électromagnétique et au moins deux traces associées correspondant à la désintégration hadronique $\tau^\pm \rightarrow a^\pm \nu_\tau \rightarrow 3\pi^\pm \nu_\tau$.

Chaque type de candidat possède des propriétés spécifiques en raison des particules de l'état final (composante hadronique et/ou électromagnétique) et des sous-détecteurs impliqués. En particulier, la signature d'un candidat de type 2 est proche de celle d'un électron : une contamination importante des électrons est donc observée pour ce type de candidats. Une variable discriminante, notée $NN_{\tau/e}$, basée sur plusieurs observables permet de sélectionner les candidats de type 2 étant des leptons τ ou des électrons [32]. La section suivante décrit les corrections de la simulation nécessaires aux leptons τ reconstruits, en particulier concernant la problématique de l'étalonnage d'énergie.

Corrections de la simulation relatives aux leptons τ

Les candidats τ_{had} sont constitués de traces et d'un dépôt calorimétrique. On leur associe également un critère d'identification basé sur un NN_τ traduisant la probabilité que ce candidat provienne d'un vrai lepton τ et non d'un jet. Chacun de ses éléments nécessite d'être corrigé dans la simulation grâce à des mesures faites dans les données. Les traces du candidat sont corrigées en utilisant les corrections mesurées sur les muons. L'observable NN_τ est construite à partir d'un ensemble de variables discriminantes basées, entre autres, sur l'isolation du candidat ou sur la structure interne des dépôts d'énergie dans le calorimètre (cf. chapitre 5). La modélisation de ce genre d'observable est difficile, ce qui engendre une mauvaise prédiction de la distribution de NN_τ . La méthode d'identification simultanée est donc utilisée dans des événements $Z \rightarrow \tau_\mu \tau$ pour mesurer le nombre de leptons τ attendu dans chaque région de NN_τ dans les données et dans la simulation afin de corriger cette dernière [33].

La mesure d'énergie du lepton τ nécessite de connaître le lien entre l'énergie vraie du τ et l'énergie effectivement mesurée dans le calorimètre. Pour établir ce lien, la stratégie habituelle est de considérer les événements $Z \rightarrow \tau\tau$ et de comparer la distribution de masse invariante du système (τ, τ) à la masse et à la largeur connues du boson Z . Cependant, deux raisons rendent cette approche difficile. La reconstruction complète du lepton τ est impossible en raison du (des) neutrino(s) de l'état final et le spectre de masse invariante mesurable est décalé et élargi. D'autre part, la fraction importante de désintégration hadronique du lepton τ (65%) et l'impossibilité d'extraire les événements $Z \rightarrow \tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$ du bruit de fond multijets réduisent par un facteur 100 environ⁴ la statistique disponible pour effectuer cette mesure, comparé aux canaux électroniques et muoniques. Afin de contourner ces difficultés, deux approches basées sur l'énergie mesurée par le trajectographe ont été développées par la collaboration : un étalonnage absolu et un étalonnage relatif.

4. Des effets cinématiques interviennent également : un muon issu d'une désintégration de τ sera en moyenne moins énergétique à cause du neutrino présent dans l'état final. Une fraction plus importante de muons se retrouve donc sous le seuil de déclenchement et/ou de reconstruction.

Afin de saisir les différences entre ceux deux stratégies, rappelons comment s'exprime l'énergie vraie de la composante visible du lepton τ (notée $E_{\text{vrai}}^{\tau_{\text{vis}}}$) et l'énergie effectivement mesurée (notée $E_{\text{mes}}^{\tau_{\text{vis}}}$) en fonction des réponses hadronique (notée R_{π}) et électromagnétique (notée R_e) du calorimètre ainsi que des énergies mesurées dans chaque composante du calorimètre :

$$E_{\text{vrai}}^{\tau_{\text{vis}}} = R_{\pi} E_{\text{had}}^{\text{cal}} + R_e E_{\text{em}}^{\text{cal}} \quad (4.13)$$

$$E_{\text{mes}}^{\tau_{\text{vis}}} = E_{\text{had}}^{\text{cal}} + E_{\text{em}}^{\text{cal}} \quad (4.14)$$

La figure 4.4 illustre les différentes compositions de l'état final hadronique des leptons τ et montre ainsi la nécessité d'un étalonnage d'énergie spécifique à chaque type de candidat τ .

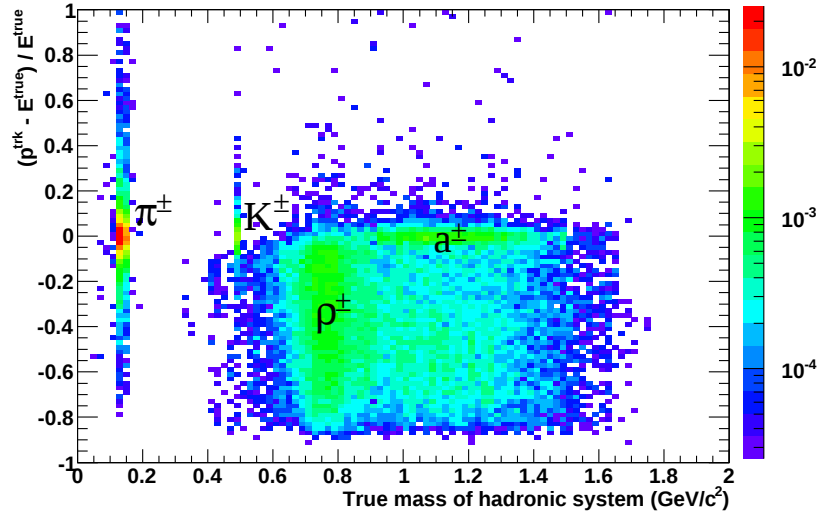


Fig 4.4.: Distribution normalisée des événements $Z \rightarrow \tau\tau$ simulés dans le plan défini par $(p^{\text{trk}} - E^{\text{true}})/E^{\text{true}}$ (traduisant la fraction d'énergie neutre) et par la masse invariante du système hadronique généré. Les pions et les kaons chargés sont centrés au voisinage de $p^{\text{trk}} \approx E^{\text{true}}$ alors que les ρ , se désintégrant en $\pi^0\pi^{\pm}$, montre une composante neutre non mesurée par le trajectographe ($p^{\text{trk}} \lesssim E^{\text{true}}$). Les candidats ayant $p^{\text{trk}} > E^{\text{true}}$ sont dus à la résolution du trajectographe.

La difficulté liée à la réponse non compensée du calorimètre ($R_{\pi} \neq R_e$) ne réside pas seulement dans l'écart entre l'énergie mesurée et l'énergie vraie. En effet, cet écart peut être différent dans les données et la simulation, causant alors un désaccord entre prédiction et observation. L'étalonnage absolu a pour but de réduire cet écart à zéro dans les données et dans la simulation tandis que l'étalonnage relatif ramène l'écart de la simulation à celui observé dans les données. Dans le cadre de cette thèse, seul l'étalonnage relatif est utilisé.

Pour ajuster l'écart entre l'énergie vraie et l'énergie mesurée de la simulation à celui des données, l'approche envisagée [34] consiste à corriger la simulation événement par événement pour obtenir la même distribution du rapport $E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}}$ que dans les données. En notant $(E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}})_0$ (resp. $(E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}})_{\text{corr}}$) le rapport dans la simulation avant (resp. après) correc-

tion, la méthode s'applique comme suit :

$$\left(\frac{E_{\text{calo}}}{p_{\text{trk}}} \right)_{\text{corr}} = \left(\frac{E_{\text{calo}}}{p_{\text{trk}}} \right)_0 \times \frac{\langle E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}} \rangle_{\text{data}}}{\langle E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}} \rangle_{\text{mc}}} \quad (4.15)$$

où $\langle \cdot \rangle$ désigne la moyenne sur les événements. En l'absence de composante électromagnétique, l'observable $E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}}$ mesure directement R_π et cette correction revient à mesurer le rapport $R_\pi^{\text{data}}/R_\pi^{\text{mc}}$. La présence de pions neutres dans l'état final du lepton τ , particulièrement importante pour les candidats de type 2, engendre une queue dans la distribution de $E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}}$: le facteur correctif de l'équation (4.15) est donc mesurée en fonction de la fraction électromagnétique du candidat (pour les types 2). L'avantage de cette méthode est qu'elle repose sur les données et fournit donc une amélioration de la simulation relativement robuste. L'inconvénient est de ne pas connaître l'énergie vraie.

La figure 4.5 montre la distribution de $E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}}$ avant et après correction pour tous les types de τ_{had} pour une sélection $Z \rightarrow \tau\tau$ des événements $\mu + \tau$, décrite au chapitre 7. Les facteurs correctifs appliqués ainsi que leur dépendance avec la fraction électromagnétique du candidat sont également montrés figure 4.5.

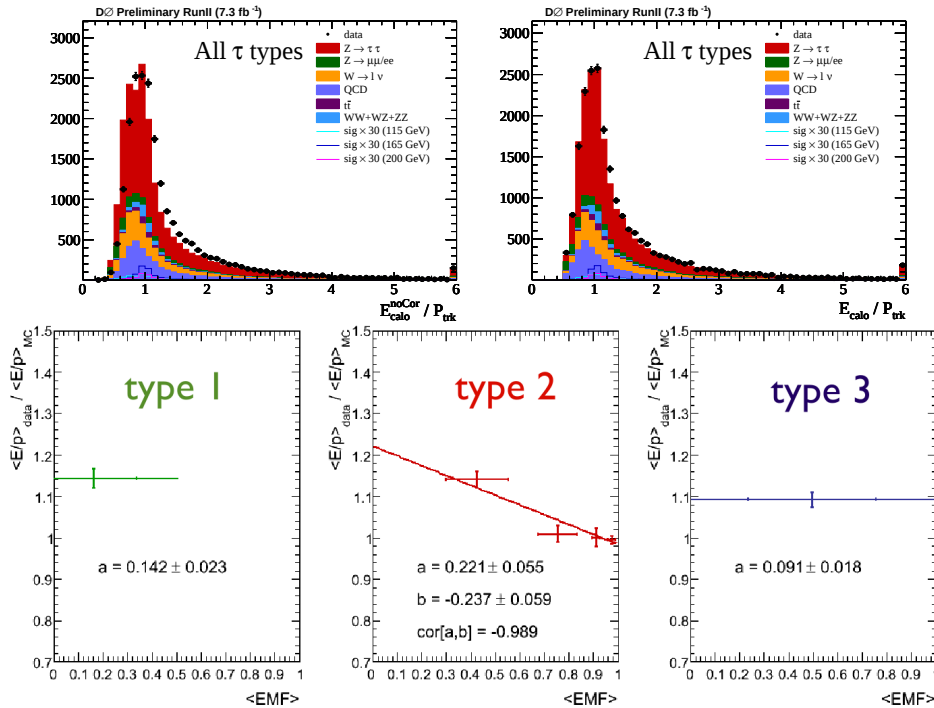


Fig 4.5.: Première ligne : distribution de $E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}}$ avant (gauche) et après (droite) étalonnage relatif de l'énergie visible du candidat τ pour un échantillon d'événements enrichi en $Z \rightarrow \tau\tau$ (cf. chapitre 7). Seconde ligne : facteurs correctifs pour chaque type de candidat τ ; la dépendance avec la fraction d'énergie électromagnétique du candidat (notée EMF) est prise en compte pour les types 2. Les objets à haute fraction électromagnétique sont des électrons et ont une faible correction.

4.2.4. Reconstruction des jets et des électrons

Les jets

Comme mentionné à la section 4.1.2, un jet constitue la signature expérimentale d'un parton produit lors du processus dur. Les jets reconstruits sont des objets complexes et ne sont pas au coeur de cette thèse, ils ne seront par conséquent que succinctement décrits.

Les jets considérés dans ce manuscrit sont reconstruits dans le calorimètre en deux grandes étapes : la formation de pré-amas à partir des tours calorimétriques avec un algorithme de cône simple [35] puis la formation de jets à partir de ces pré-amas avec un algorithme de cône [35] de rayon $R = 0.5$. Il existe également des critères d'identification permettant de supprimer les jets reconstruits à partir de bruit électronique dans le calorimètre, particulièrement conséquent dans la partie hadronique grossière⁵. L'identification des jets hadroniques se base donc sur la fraction d'énergie hadronique du candidat, plus de détails sur les sélections appliquées et leurs optimisations sont donnés dans [36]. Les traces reconstruites dans la même direction que l'objet calorimétrique ainsi sélectionné ($\Delta R \leq 0.5$) ayant des coups dans le SMT sont associées au jet si leurs impulsions transverses sont supérieures à 0.5 GeV/c et leurs paramètres d'impact par rapport au vertex primaire n'excèdent pas 0.4 cm (resp. 0.2 cm) le long de l'axe du faisceau Oz (resp. dans le plan transverse (Ox, Oy)). Ces derniers critères permettent de supprimer les jets provenant des interactions résiduelles de l'événement donc issus de vertex secondaires. De plus, les jets reconstruits trop proches ($\Delta R \leq 0.5$) d'un lepton τ ou d'un muon reconstruit sont également supprimés.

La simulation des jets est relativement sensible aux modèles d'hadronisation déterminant la multiplicité de particules, leur énergie et leur direction. De plus, du fait que l'énergie du parton initial soit répartie sur chaque particule du jet, ces dernières sont peu énergétiques et leur dépôt dans le calorimètre dépend beaucoup de la quantité de matière traversée qui peut être différente entre le détecteur simulé et le détecteur réel. Par conséquent, les corrections de la simulation concernant ces objets sont complexes et elles sont mesurées dans les données en plusieurs étapes. D'abord, l'étalonnage de l'échelle d'énergie et de la résolution en énergie est mesurée dans les données et la simulation séparément. La méthode de cette mesure consiste à mesurer le recul du Z (resp. γ) dans des événements Z +jets (resp. γ +jets) et à le comparer à l'énergie mesurée du jet contre lequel le Z (resp. γ) recule. La conservation de l'impulsion dans le plan transverse impose $\vec{p}_T(\gamma/Z) + \vec{p}_T^{\text{vrai}}(\text{jet}) = \vec{0}$. Cette comparaison apporte donc une information sur la différence entre le p_T mesuré et le p_T vrai du jet. Un certain nombre de dépendances et d'effets physiques sont pris en compte dans cette procédure appelée Jet Energy Scale (JES) [37], appliquée dans les événements simulés et les données séparément. Corriger la simulation revient donc à ajuster les paramètres mesurés dans la simulation à ceux des données. La résolution de la mesure d'énergie doit également être corrigée dans simulation. Une procédure appelée JSSR [38, 39] (pour "Jet Shifting Smearing and Removal") est appliquée afin de réduire les biais de la simulation dus à la résolution en énergie des jets. Enfin, les algorithmes de reconstruction ont des comportements légèrement différents dans les événements simulés et dans les événements réels. Une méthode d'identification simultanée est appliquée pour mesurer l'efficacité de reconstruction dans les données. Plus précisément, des événements di-jet sont sélectionnés où un jet est reconstruit dans le

5. La taille importante des cellules de cette partie constitue une capacité électrique plus grande augmentant le bruit électronique. Celui-ci est d'environ 50 fois plus important dans cette région du calorimètre.

calorimètre (jet de contrôle) et la présence de l'autre jet est confirmée par l'activité dans le trajectographe uniquement (jet de test). Une discussion détaillée sur les origines de la différence données/simulation au niveau de la reconstruction et de l'identification, ainsi que la description détaillée des méthodes employées pour leur mesure sont données dans [40]. L'ensemble des corrections d'efficacité et de reconstruction des jets utilisés dans cette thèse est détaillé dans [41].

Les électrons

Bien que ces particules interviennent dans de nombreuses analyses, elles ne jouent pas un rôle prédominant dans le cadre de cette thèse : la description de leur reconstruction est seulement esquissée. Les électrons sont reconstruits dans le calorimètre et le trajectographe à l'aide des informations suivantes : la fraction d'énergie électromagnétique du dépôt calorimétrique, l'isolation dans le calorimètre et dans le trajectographe, la forme du dépôt calorimétrique et la qualité de l'association entre la trace reconstruite et le dépôt calorimétrique. Les candidats électrons considérés dans ce manuscrit possède une fraction d'énergie électromagnétique supérieure à 0.9 et une isolation calorimétrique dans un cône évidé $0.2 < \Delta R < 0.4$ inférieure à 20% de l'énergie du candidat. De plus, une fonction de vraisemblance $\mathcal{LH}_e$ est construite à partir de plusieurs observables contenant, entre autre, l'information sur la forme de la gerbe calorimétrique et la qualité de l'association entre le trace et le dépôt et la sélection $\mathcal{LH}_e > 0.2$ est appliquée. La description complète des variables impliquées dans la reconstruction et l'identification des électrons est donnée dans [42]. Le détail de l'optimisation des différents critères de qualité est discuté dans [43].

4.2.5. Reconstruction et modélisation de l'énergie transverse manquante

Du fait de la conservation de l'impulsion, l'énergie manquante est la signature expérimentale de neutrinos dans l'état final qui s'échappent du détecteur sans interagir. En collisions hadrons-hadrons, la vitesse relative du référentiel du centre de masse par rapport au laboratoire est inconnue le long de l'axe Oz . De plus, les particules produites très à l'avant ne sont pas détectées. Par conséquent, l'impulsion longitudinale totale n'est pas mesurable et la conservation de l'impulsion ne peut s'appliquer que dans le plan transverse. Ainsi, la meilleure reconstruction possible des neutrinos est donnée par l'énergie transverse manquante.

L'énergie transverse manquante ($\cancel{E}_T$) est mesurée à partir des cellules du calorimètre vérifiant $\eta_{\text{cal}} \leq 3.0$ (partie hadronique grossière exclue) et de la position du vertex primaire reconstruit. Plus précisément, $\cancel{E}_T$ est la norme de la somme vectorielle sur les cellules de l'énergie déposée :

$$\vec{\cancel{E}}_T \equiv - \sum_{i_{\text{cel}}} (\vec{p}_T)_{i_{\text{cel}}} \quad (4.16)$$

où la direction vectorielle est définie par la position du vertex primaire reconstruit et la position de la cellule calorimétrique. Cette observable est particulièrement sensible aux bruits du calorimètre et aux dépôts d'énergie de l'événement non associés à un objet reconstruit car elle implique l'ensemble du calorimètre.

Les particules qui ne déposent qu'une faible énergie dans le calorimètre et/ou dont le dépôt fluctue, produisent de l'énergie transverse manquante artificielle, *i.e.* non due à la présence de neutrinos dans l'état final. Tous les objets de cette analyse sont susceptibles de produire une

telle énergie manquante. D'une part, le muon ne dépose qu'un minimum d'ionisation d'environ 2.5 GeV dans le calorimètre et n'est donc pas compté dans le bilan d'impulsion transverse mesuré par le calorimètre. D'autre part, un étalonnage en énergie erroné conduit également à de l'énergie manquante puisque l'énergie mesurée par le calorimètre n'est pas l'énergie vraie de la particule incidente. Ce biais, présent pour l'ensemble des objets calorimétriques, concerne les leptons τ se désintégrant en hadrons et les jets. La collaboration a donc développé une correction de l'énergie manquante vectorielle en prenant en compte les effets mentionnés ci-dessus [44]. Pour un objet $\mathcal{O}$ d'énergie vraie (corrigée) $\vec{p}_T^{\text{corr}}$ et d'énergie brute $\vec{p}_T^{\text{raw}}$, la correction relative à l'objet s'applique comme suit :

$$\vec{E}_T^{\text{corr}} = - \left(\sum_{i_{\text{cel}}} (\vec{p}_T)_{i_{\text{cel}}} \right) - (\vec{p}_T^{\text{raw}} - \vec{p}_T^{\text{corr}}) \quad (4.17)$$

ce qui revient à remplacer $\vec{p}_T^{\text{raw}}$ par $\vec{p}_T^{\text{corr}}$ dans la somme. Plus précisément, l'énergie corrigée du lepton τ est mesurée à partir de l'énergie calorimétrique pour les candidats de type 2 et à partir du trajectographe pour les candidats de type 1 et 3 et ce, afin de bénéficier de la meilleure résolution du trajectographe à bas p_T . La figure 7.5 montre la distribution d'énergie transverse manquante pour les données et la simulation après correction dans les événements $\mu + \tau$. L'accord est raisonnable malgré un léger excès de données dans la région $E_T \lesssim 15$ GeV particulièrement sensible au bruit électronique du calorimètre ainsi qu'à la modélisation du bruit de fond QCD, voir le chapitre 7 pour une discussion détaillée des sélections et de la modélisation des événements QCD.

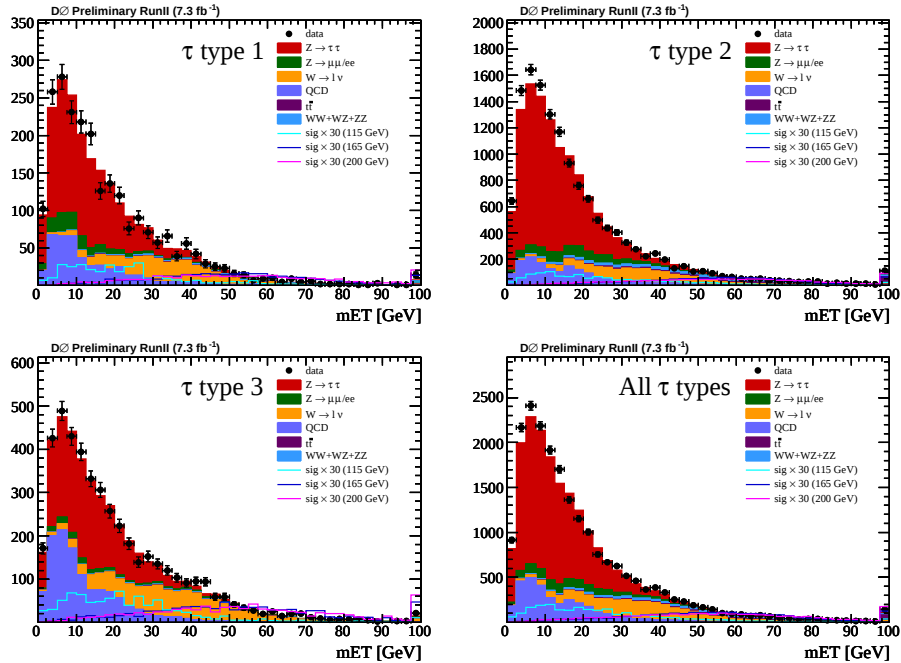


Fig 4.6.: Distribution d'énergie transverse manquante dans les événement $\mu + \tau$ pour les données (points noir) et pour la prédiction du Modèle Standard (histogramme) dans la sélection décrite à la section 7.4.

4.3 Corrections de la simulation relatives à l'événement

Les corrections de la simulation décrites jusqu'alors portent sur les différents objets reconstruits. L'objectif de cette section est de décrire brièvement les corrections propres à l'ensemble de l'événement. Ces dernières peuvent être aussi bien de nature expérimentale, comme les efficacités de déclenchement que de nature théorique, comme le spectre en impulsion transverse des bosons W et Z produits dans les collisions proton-antiproton.

4.3.1. Efficacité de déclenchement

Parmi l'ensemble des conditions de déclenchement exploitées dans DØ (cf. chapitre 3), celles utilisées dans le cadre de cette thèse sont basées sur la présence d'un muon isolé dans l'événement. L'efficacité correspondante n'est pas simulée et doit donc être mesurée dans les données. Pour ce faire, la méthode d'identification simultanée est appliquée sur les événements $Z \rightarrow \mu\mu$ [23]. Un des inconvénients de cette méthode est la nécessité de l'hypothèse que les deux muons soient 100% décorrélés. Dans le cas contraire la mesure de l'efficacité est légèrement biaisée. Cependant, les sources possibles de corrélations sont envisagées pour mesurer l'incertitude systématique associée. De la même manière, la contamination de bruit de fond dans la région du pic de masse du Z est prise en compte via une incertitude systématique sur la mesure d'efficacité de déclenchement. La dépendance de ces efficacités avec certaines variables pertinentes telles que la luminosité instantanée ou la position (η_d, ϕ) du candidat muon, sont prises en compte lors de leur mesure. L'efficacité de déclenchement basé sur les muons isolés est de l'ordre de 70% (cf. chapitre 7).

4.3.2. Luminosité instantanée et extension longitudinale du faisceau

Un grand nombre d'observables dépend de la luminosité instantanée principalement par l'intermédiaire de l'occupation du détecteur. En effet, les algorithmes de reconstruction et d'identification sont généralement moins efficaces à haute luminosité conduisant à d'importantes corrélations entre la luminosité et l'ensemble des distributions cinématiques. La distribution en luminosité instantanée de la simulation est entièrement déterminée par la superposition d'événements de données dit de biais nul. Ces événements sont enregistrés sur une sélection aléatoire de croisement de faisceaux, et sont ajoutés aux événements engendrés afin d'incorporer certains effets non simulés tel que le bruit du détecteur ou les interactions secondaires. Après cette procédure, les événements simulés sont repondérés de sorte que la distribution en luminosité instantanée de la simulation soit en accord avec celle des données [45]. La figure 4.7 montre la distribution de la luminosité instantanée dans les événements $\mu + \tau$ pour les données et la simulation en échelle logarithmique.

Dans la chaîne de simulation décrite à la section 4.1.1, la dépendance du profil longitudinal du faisceau d'(anti)protons avec la luminosité instantanée n'est pas pris en compte. Pourtant, la structure du faisceau est un élément important car elle influe directement sur la position du vertex primaire d'interaction qui est cruciale pour l'acceptance géométrique du détecteur. Cette extension est alors mesurée dans les données pour plusieurs valeurs de luminosité et utilisée pour corriger la simulation [46]. La figure 4.7 montre la distribution de la position en z du vertex primaire reconstruit dans les événements $\mu + \tau$ pour les données et la simulation.

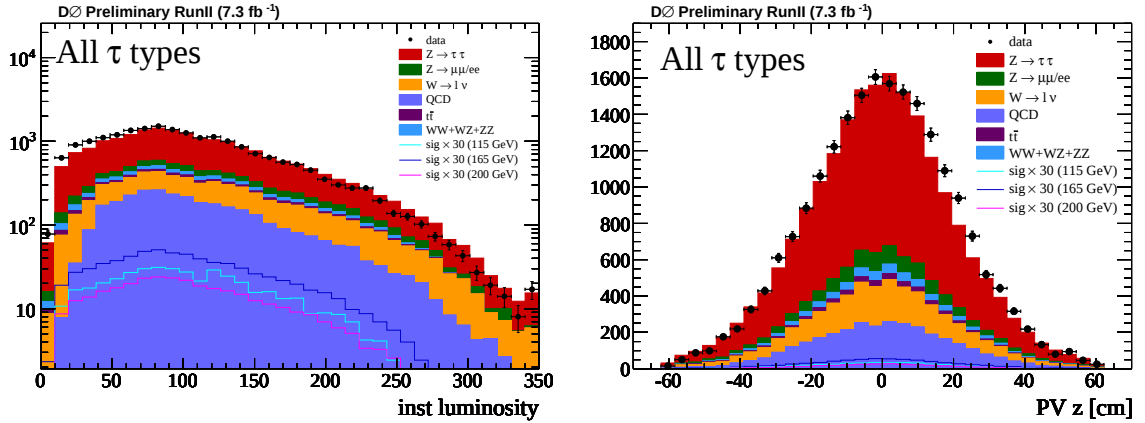


Fig 4.7.: Distribution de la luminosité instantanée (à gauche) et de la position le long de l'axe z du vertex primaire (droite) dans les événements $\mu + \tau$ pour les données (points noir) et pour la simulation (histogramme), tous le types de τ_{cand} dans la sélection inclusive (section 7.4).

4.3.3. Spectre d'impulsion des bosons électrofaibles

La distribution de l'impulsion transverse (p_T) des bosons W et Z produits lors de collisions $p\bar{p}$ est directement reliée aux radiations QCD des partons initiaux intervenant dans l'interaction dure. La prédiction des radiations de haute énergie fournie par le développement perturbatif de QCD est fiable mais les radiations de plus basse énergie sont difficiles à modéliser car elles sont à la frontière entre les régimes perturbatif (grand p_T) et non perturbatif (faible p_T). Le choix de cette frontière possède un certain arbitraire qui se répercute sur la méthode de calcul des sections efficaces différentielles, comme discuté à la section 4.1.1. Par conséquent, un désaccord entre les données et la simulation est observé pour la distribution du p_T des bosons W et Z .

L'impulsion transverse du boson Z est donc mesurée dans les données et les événements simulés sont repondérés pour que cette variable soit correctement modélisée. La figure 4.8 montre la distribution du p_T du boson Z dans des événements $Z \rightarrow \tau_\mu \tau$ en échelle logarithmique. Les deux leptons τ de l'état final impliquent la présence de neutrinos signée par de l'énergie transverse manquante qui doit être prise en compte pour la reconstruction du p_T du boson Z :

$$\vec{p}_T(Z) = \vec{p}_T(\tau_1^{\text{vis}}) + \vec{p}_T(\nu_1) + \vec{p}_T(\tau_2^{\text{vis}}) + \vec{p}_T(\nu_2) \quad (4.18)$$

$$\stackrel{\text{reco}}{=} \vec{p}_T(\mu) + \vec{p}_T(\tau_{\text{had}}) + \vec{\cancel{E}}_T \quad (4.19)$$

Cette correction n'a pas un effet important sur la recherche du boson de Higgs dans l'état final $\mu + \tau$ présentée dans cette thèse car le bruit de fond dominant est la production de boson W en association avec au moins un jet (cf. chapitre 7).

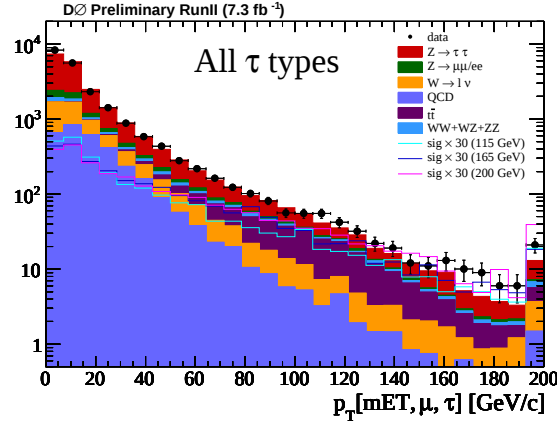


Fig 4.8.: Distribution du p_T du Z dans les événements $\mu + \tau$ enrichis en $Z \rightarrow \tau_\mu \tau$, cf. section 7.7.1 pour le détail de la sélection.

4.4 Conclusions

Dans ce chapitre, les outils généraux de l'expérience ont été présentés. L'obtention des prédictions du Modèle Standard a été discutée en justifiant les hypothèses physiques sous-jacentes aux méthodes mises en oeuvre. Les algorithmes permettant de passer des dépôts d'énergie dans le détecteur à des objets physiques sont indispensables dans l'optique de confronter la théorie aux observations et ces derniers ont été explicités ainsi que les corrections nécessaires à une bonne simulation des événements. La suite de ce manuscrit est consacrée aux études effectuées sur l'état final $\mu + \tau$.

Bibliographie

- [1] S. Agostinelli, *et al.*, “G4, a simulation toolkit,” *NIM A*, vol. 506, n° 3, p. 250 – 303, 2003. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-48TJFY8-5/2/23ea98096ce11c1be446850c04cfa498>
- [2] Y. Fisyak et J. Womersley, “D0gstar DØ GEANT simulation of the total apparatus response,” *DØ Note 3191*, 1997.
- [3] M. Davier, *et al.*, “The determination of α_s from τ decays revisited,” *Eur. Phys. J.*, vol. C56, p. 305–322, 2008. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0803.0979>
- [4] T. Sjöstrand, *et al.*, “PYTHIA 6.4 physics and manual,” *JHEP*, vol. 05, p. 026, 2006. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175>
- [5] M. L. Mangano, *et al.*, “ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions,” *JHEP*, vol. 07, p. 001, 2003. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0206293>
- [6] G. Altarelli et G. Parisi, “Asymptotic freedom in parton language,” *Nucl. Phys.*, vol. B126, p. 298, 1977.
- [7] V. N. Gribov et L. N. Lipatov, “Deep inelastic ep scattering in perturbation theory,” *Sov. J. Nucl. Phys.*, vol. 15, p. 438–450, 1972.
- [8] Y. L. Dokshitzer, “Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 46, p. 641–653, 1977.
- [9] S. Weinberg, “Infrared photons and gravitons,” *Phys. Rev.*, vol. 140, p. B516–B524, 1965. [En ligne]. Accessible : http://prola.aps.org/abstract/PR/v140/i2B/pB516_1
- [10] M. L. Mangano, *et al.*, “Matching matrix elements and shower evolution for top quark production in hadronic collisions,” *JHEP*, vol. 01, p. 013, 2007. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0611129>
- [11] A. P. Szczepaniak et E. S. Swanson, “Coulomb gauge QCD, confinement, and the constituent representation,” *Phys. Rev. D*, vol. 65, n° 2, p. 025012, Dec 2001. [En ligne]. Accessible : <http://prd.aps.org/abstract/PRD/v65/i2/e025012>
- [12] B. R. Webber, “A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference,” *Nuclear Physics B*, vol. 238, n° 3, p. 492 – 528, 1984. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVC-473DK6M-2M/2/c233eeaac74a10a6c01c5cb033188244>
- [13] F. Becattini et G. Passaleva, “Statistical hadronisation model and transverse momentum spectra of hadrons in high energy collisions,” *Eur. Phys. J.*, vol. C23, p. 551–583, 2002. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0110312>
- [14] T. A. Aithan et C. Rosenzweig, “Second stage string fragmentation model,” *Phys. Rev.*, vol. D58, p. 014018, 1998. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9801256>

- [15] B. Andersson, *et al.*, “Parton fragmentation and string dynamics,” *Physics Reports*, vol. 97, n° 2-3, p. 31 – 145, 1983. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVP-46SXJH8-2S/2/3e5378b11689aa0cc2bbd24bdbc55d4c>
- [16] K. G. Wilson, “Confinement of quarks,” *Phys. Rev. D*, vol. 10, n° 8, p. 2445–2459, Oct 1974. [En ligne]. Accessible : http://prd.aps.org/abstract/PRD/v10/i8/p2445_1
- [17] G. Gustafson, “Particle production in Jets and in collisions between hadrons and/or nuclei,” *Acta Physica*, vol. B18, p. 793, 1987. [En ligne]. Accessible : <http://www.actaphys.uj.edu.pl/vol18/t9.htm>
- [18] J. Pumplin *et al.*, “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis,” *JHEP*, vol. 07, p. 012, 2002. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0201195>
- [19] R. Gavin, *et al.*, “FEWZ 2.0 : A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order,” 2010.
- [20] A. D. Martin, *et al.*, “Parton distributions for the LHC,” *Eur. Phys. J.*, vol. C63, p. 189–285, 2009.
- [21] T. Nunnemann, “NNLO Cross-Sections for Drell-Yan, Z and W Production using Modern Parton Distribution Functions,” *DØ Note 4476*, 2004.
- [22] M. Aliev *et al.*, “– HATHOR – HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR,” 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1007.1327>
- [23] P. Calfayan, “Oring single muon triggers in p17 data,” *DØ Note 5329*, 2007.
- [24] A. Khanov, “Histogramming method for finding tracks. The algorithm description,” *DØ Note 3778*, 2000.
- [25] G. Hesketh, “Central track extrapolation through the DØ detector,” *DØ Note 4079*, 2003.
- [26] H. Greenlee, “The DØ Kalman Track Fit,” *DØ Note 4303*, 2003.
- [27] A. Schwartzman et C. Tully, “Primary vertex reconstruction by means of adaptive vertex fitting,” *DØ Note 4918*, 2005.
- [28] A. Schwartzman et M. Narain, “Probabilistic primary vertex selection,” *DØ Note 4042*, 2002.
- [29] O. Peters, “Muon segment reconstruction - linked list algorithm,” *DØ Note 3941*, 2001.
- [30] P. Calfayan, *et al.*, “Muon identification certification for p17 data,” *DØ Note 5157*, 2006.
- [31] M. Cooke, *et al.*, “Muon momentum oversmearing update for p20 data,” *DØ Note 6031*, 2010.
- [32] M. Arov, *et al.*, “ τ identification with neural networks for pass2 data,” *DØ Note 4773*, 2005.
- [33] TauID. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.hef.ru.nl//fullAgenda.php?id=a101997#2010-12-08>
- [34] TauID. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.hef.kun.nl//fullAgenda.php?id=a092001&fid=57>
- [35] E. Busato et B. Andrieu, “Jet algorithms in the DØ Run II Software : description and user’s guide,” *DØ Note 4457*, 2004.

- [36] A. Harel, “Jet ID optimization,” *DØ Note 4919*, 2005.
- [37] JES Group, “Jet Energy Scale Determination at DØ Run II,” *DØ Note 5382*, 2007.
- [38] N. Makovec et J.-F. Grivaz, “Shifting, smearing and removing simulated Jets,” *DØ Note 4914*, 2005.
- [39] C. Ochando et J.-F. Grivaz, “SSR for p17,” *DØ Note 5609*, 2008.
- [40] B. Andrieu et A. Harel, “Jet efficiency measurement and Monte Carlo correction - lessons and options,” *DØ Note 5169*, 2006.
- [41] B. Casey, *et al.*, “Jet ID/VC efficiencies and scale factors using dijet events,” *DØ Note 6058*, 2010.
- [42] EMid Group, “EMid variables definition.” [En ligne]. Accessible : http://www-d0.fnal.gov/phys.id/emid/d0_private/variables.html
- [43] J. Hays, *et al.*, “Single electron efficiencies in p17 data and monte-carlo using p18.05.00 d0correct,” *DØ Note 5105*, 2006.
- [44] S. Calvet, *et al.*, “Towards missing transverse energy certification and unclustered energy studies,” *DØ Note 4927*, 2005.
- [45] J. Hegeman, “Luminosity determination and reweighting of Monte Carlo overlay luminosity for p17 hadronic top analyses,” *DØ Note 5561*, 2008.
- [46] H. Schellman, “The longitudinal shape of the luminous region at DØ,” *DØ Note 5142*, 2006.

Troisième partie .

**Développements et analyses basés sur
un état final tauique**

5

Reconstruction et identification des leptons τ

Le lepton τ a été découvert en 1976 par Martin Perl et ses collaborateurs à travers un excès d'événements $e^+e^- \rightarrow e^\pm\mu^\pm$ observés à SLAC [1], alors interprété comme la réaction $e^+e^- \rightarrow \tau\tau \rightarrow e^\pm\mu^\pm\nu_\mu\nu_e$. Ce troisième¹ lepton chargé est la première indication de l'existence d'une troisième famille de particules élémentaires dont chaque élément fut découvert à FermiLab : le quark b en 1977 [2], le quark top en 1995 [3, 4] et le neutrino ν_τ en 2000 [5]. En raison de sa masse $m_\tau = 1.78 \text{ GeV}/c^2$, le lepton τ est l'unique lepton se désintégrant en hadrons et devient un parfait laboratoire pour l'étude des propriétés de QCD dans un régime à la limite de la perturbativité. L'enjeu de telles mesures est de tester l'évolution de la constante de couplage QCD avec l'échelle d'énergie via les équations du groupe de renormalisation [6]. De plus, la compréhension de QCD à cette échelle d'énergie a un impact important sur l'origine de la valeur de $(g-2)_\mu$ actuellement observée [7, 8] qui est une mesure sensible aux fluctuations quantiques des champs, donc à une physique au delà du Modèle Standard [9].

Dans le domaine des hautes énergies, le lepton τ joue également un rôle intéressant. En effet, les mesures de section efficace $p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \tau\nu_\tau$ [10] et $p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow \tau\tau$ [11, 12] et la comparaison à leur analogue électronique et muonique permettent de tester à haute énergie une propriété intrinsèque du Modèle Standard : l'universalité des leptons. De plus, certaines observables liées au quark top mesurées dans des états finals tauiques sont particulièrement sensibles à des scénarios de nouvelle physique [13] et testent alors la cohérence du Modèle Standard dans le secteur du quark top. Par ailleurs, plusieurs chaînes de désintégration du boson de Higgs impliquent des leptons τ et l'analyse de ces états finals [14, 15] permettent ainsi d'augmenter la sensibilité de l'expérience. Enfin, les extensions supersymétriques du Modèle Standard prédisent de nouvelles particules pouvant se désintégrer en lepton τ faisant des états finals tauiques une sonde de nouvelle physique.

1. Son appellation τ vient de $\tau\rho\iota\tau\omicron\varsigma$ qui signifie “troisième” en grec.

Néanmoins, l'exploitation des leptons τ en collisions hadroniques constitue un défi expérimental important (section 5.1). Ce chapitre décrit la reconstruction (section 5.2) et l'identification des leptons τ dans l'expérience DØ ainsi que la stratégie adoptée pour améliorer leur séparation avec les jets (section 5.3). Les différents points testés sont discutés (sections 5.4 à 5.7) et le nouvel algorithme d'identification ainsi élaboré est testé dans des conditions d'analyses (section 5.8).

5.1 Le défi expérimental

L'exploitation des leptons τ en collisions hadroniques représente un défi expérimental de taille pour plusieurs raisons. Du fait de son court temps de vie, le lepton τ se désintègre avant d'être détecté et doit donc être reconstruit à partir de ses produits de désintégration. De plus, le(s) neutrino(s) issue(s) de sa désintégration traverse(nt) le détecteur sans interagir rendant une partie de l'énergie du lepton τ non mesurable. En conséquence, les produits visibles sont moins énergétiques et donc plus sensibles au bruit de fond présent à basse énergie. Enfin, la multiplicité des états finals possibles augmente encore la difficulté. D'une part, les électrons et muons issus des désintégrations leptoniques du lepton τ (35%) sont indiscernables de ceux provenant de la désintégrations directes des bosons W et Z . Le faible rapport d'embranchement $\mathcal{BR}(\tau\tau \rightarrow e\mu) \sim 6\%$ conduit de surcroît à une faible statistique. D'autre part, les modes de désintégration hadronique (65%) engendrent des signatures expérimentales différentes selon les hadrons présents dans l'état final et souffrent d'un taux important de contamination des jets, objets fréquemment produits lors de collisions hadroniques.

5.2 Mode de désintégration du lepton τ et reconstruction

5.2.1. Désintégration du lepton τ

La structure des interactions imposée par le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et par le mécanisme de brisure électrofaible détermine complètement la forme du couplage entre le lepton τ et les autres champs du Modèle Standard. Ce dernier se désintègre en émettant un neutrino et un W virtuel qui se désintègre en une paire de fermions, notée (f, f') . À l'échelle d'énergie considérée, l'impulsion emportée par le W virtuel est très faible devant m_W permettant ainsi de négliger sa propagation dans l'amplitude de transition qui devient alors (à l'ordre des arbres) :

$$\mathcal{M}(\tau^- \rightarrow \bar{\nu}_\tau f f') \equiv \mathcal{M}_{ff'} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_{\bar{\nu}_\tau} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_\tau] [\bar{u}_f V_{ff'} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v_{f'}] \quad (5.1)$$

où G_F est la constante de Fermi, $u_i, \bar{u}_i, v_i$ les spineurs de Dirac de la particule i et $V_{ff'}$ vaut l'unité ou V_{ud} selon que (f, f') soit (ℓ, ν_ℓ) ou (u, d) . En supposant que la matrice CKM soit la matrice unité et que l'espace des phases disponible est indépendant de l'état final, la forme des couplages de l'équation (5.1) montre que l'amplitude est indépendante de l'état final : l'absence de neutrino dextrogyre et le couplage à la composante levogyre des fermions (*i.e.* structure en $V-A$ du courant) rendent l'amplitude égale pour les quarks et les leptons. Cette propriété d'universalité de l'interaction faible (à la matrice CKM près) détermine alors les rapports d'embranchement des désintégrations leptoniques et hadroniques du lepton τ . En

effet, le nombre de couleurs $N_C = 3$ fixe le nombre d'états pour le système (u, d) , ainsi :

$$\mathcal{BR}_e = \frac{|\mathcal{M}_{e\nu_e}|^2}{|\mathcal{M}_{e\nu_e}|^2 + |\mathcal{M}_{\mu\nu_\mu}|^2 + N_C|\mathcal{M}_{ud}|^2} = \frac{1}{2 + N_C} = 20\% \quad (5.2)$$

$$\mathcal{BR}_\mu = \frac{|\mathcal{M}_{\mu\nu_\mu}|^2}{|\mathcal{M}_{e\nu_e}|^2 + |\mathcal{M}_{\mu\nu_\mu}|^2 + N_C|\mathcal{M}_{ud}|^2} = \frac{1}{2 + N_C} = 20\% \quad (5.3)$$

$$\mathcal{BR}_{\text{had}} = \frac{N_C|\mathcal{M}_{ud}|^2}{|\mathcal{M}_{e\nu_e}|^2 + |\mathcal{M}_{\mu\nu_\mu}|^2 + N_C|\mathcal{M}_{ud}|^2} = \frac{N_C}{2 + N_C} = 60\% \quad (5.4)$$

Compte tenu des approximations faites (principalement l'ordre dominant), ces nombres ne doivent être pris que pour des ordres de grandeur. Les mesures actuelles fournissent $\mathcal{BR}_e = 17.8\%$, $\mathcal{BR}_\mu = 17.3\%$ et $\mathcal{BR}_{\text{had}} = 64.9\%$. La différence entre $\mathcal{BR}_\mu$ et $\mathcal{BR}_e$ provient de la masse non négligeable du muon qui augmente le mélange entre les états propres de chiralité et d'hélicité atténuant alors la suppression d'hélicité. Enfin, la charge de couleur des quarks induit des corrections radiatives non présentes dans la désintégration leptonique. En supposant que le calcul des corrections QCD de la réaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ s'applique², la largeur désintégration du lepton τ en hadrons est augmentée d'un facteur $(1 + \alpha_s(m_\tau)/\pi) = 1.10$ [16] conduisant aux ordres de grandeurs suivants :

$$\mathcal{BR}_\ell = 18.8\% \quad \mathcal{BR}_{\text{had}} = 62.2\% \quad (5.5)$$

plus proches des résultats expérimentaux. Cependant, le caractère non perturbatif de QCD à l'échelle d'énergie de la masse du lepton τ rend cette approche qualitative. Les modes de désintégration leptoniques ne nécessitent pas de reconstruction particulière et sont déjà inclus dans les canaux leptoniques habituels, par conséquent la suite de ce chapitre s'intéresse aux 64.9% de désintégrations hadroniques des leptons τ .

5.2.2. Reconstruction

Dans une désintégration hadronique, les quarks produits forment un système de hadrons non colorés, qui aura une signature expérimentale différente selon sa composition. Pour cette raison, la reconstruction des τ hadroniques est optimisée pour des désintégrations spécifiques. Trois types de candidats, décrits dans le tableau 5.1, sont alors définis. La signature d'une désintégration hadronique d'un lepton τ est basée sur trois objets élémentaires reconstruits dans le détecteur : un dépôt calorimétrique, un sous-dépôt reconstruit dans le calorimètre électromagnétique seulement et une ou plusieurs traces. Plus précisément,

- le dépôt calorimétrique est reconstruit par un algorithme de cône simple [17] avec un rayon $\Delta R < 0.3$ dans le plan (η, ϕ) et une largeur plus petite que 0.25. La largeur du dépôt est définie comme sa RMS $\equiv \sqrt{\sum_{\text{cell}} \frac{E_T^i}{E_T} (\Delta\phi_i^2 + \Delta\eta_i^2)}$, la différence étant prise par rapport à la direction moyenne.
- le sous-dépôt du calorimètre électromagnétique est reconstruit par l'algorithme des voisins les plus proches avec un cellule souche dans la troisième couche du calorimètre. Cette dernière est située au maximum de la gerbe électromagnétique et possède une meilleure granularité. Ce sous-dépôt est utilisé pour reconstruire la composante électromagnétique

2. Dans les deux situations, les quarks sont créés à partir d'un état neutre de couleur et le système coloré est donc identique.

du système hadronique provenant principalement de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Seul le sous-dépôt le plus énergétique parmi les sous-dépôts reconstruits d'énergie de plus de 800 MeV est retenu. Son énergie est notée E^{em} .

- les traces associées à un candidat τ sont reconstruites grâce à l'algorithme suivant :
 1. toutes les traces associées avec le dépôt calorimétrique ($\Delta R(\text{trk}, \text{cal}) < 0.5$) sont ordonnées par impulsion transverse décroissante,
 2. la trace de plus haute impulsion transverse est attachée au dépôt calorimétrique si $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$,
 3. les deux traces suivantes sont considérées si leur intersection avec l'axe du faisceau Oz est proche de celle de la trace de plus haut p_T ($\Delta z < 0.2 \text{ cm}$),
 4. la deuxième trace est gardée si sa masse invariante avec la première est plus petite que $1.1 \text{ GeV}/c^2$,
 5. la troisième trace est gardée si sa masse invariante avec les deux premières est plus petite que $1.7 \text{ GeV}/c^2$.

type de candidat	désintégration	$\mathcal{BR}$	signature expérimentale
1	$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$	10.9%	un dépôt calorimétrique une trace associée
2	$\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm (\rightarrow \pi^0 \pi^\pm) \nu_\tau$ $\tau^\pm \rightarrow (\geq 2\pi^0) \pi^\pm \nu_\tau$	36.5%	un dépôt calorimétrique un sous-dépôt électromagnétique une trace associée
3	$\tau^\pm \rightarrow a_1^\pm (\rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm) \nu_\tau$	13.9%	un dépôt calorimétrique, plus d'une trace, avec ou sans sous-dépôt électromagnétique

TABLE 5.1.: Définition des types de candidat et les processus physiques associés. Chaque type n'est pas uniquement constitué de la désintégration associée en dépit des critères d'optimisation.

Un objet passant les critères de reconstruction du tableau 5.1 définit un candidat τ , noté τ_{cand} . Cet algorithme de reconstruction peut être testé sur des leptons τ provenant de la simulation et sur des jets provenant des données. La figure 5.1 montre la fraction d'événements sélectionnés pour des jets et pour des leptons τ en fonction de différentes variables cinématiques pour chaque type de candidat. L'algorithme de reconstruction est presque 100% efficace sur les vrais τ pour des impulsions transverses plus grandes que $15 \text{ GeV}/c$ mais sélectionne aussi une fraction importante de jets. La section suivante décrit l'algorithme qui identifie le candidat comme un lepton τ ou comme un jet.

5.3 Identification des leptons τ parmi les jets

Un jet possède une signature expérimentale proche de celle d'une désintégration hadronique d'un lepton τ . Par conséquent, une procédure doit être élaborée pour supprimer les jets qui sont également des candidats τ . Cette procédure est basée sur un ensemble d'observables ayant un comportement différent pour les τ et pour les jets. Dans le but d'extraire toute l'information de ces observables, ces dernières sont combinées dans un réseau de neurones (NN) dont une brève description est présentée. La suite de cette sous section présente les échantillons de Monte Carlo et de données utilisés dans ce chapitre, les différentes variables discriminantes et leur signification physique ainsi que les performances fournies par le NN.

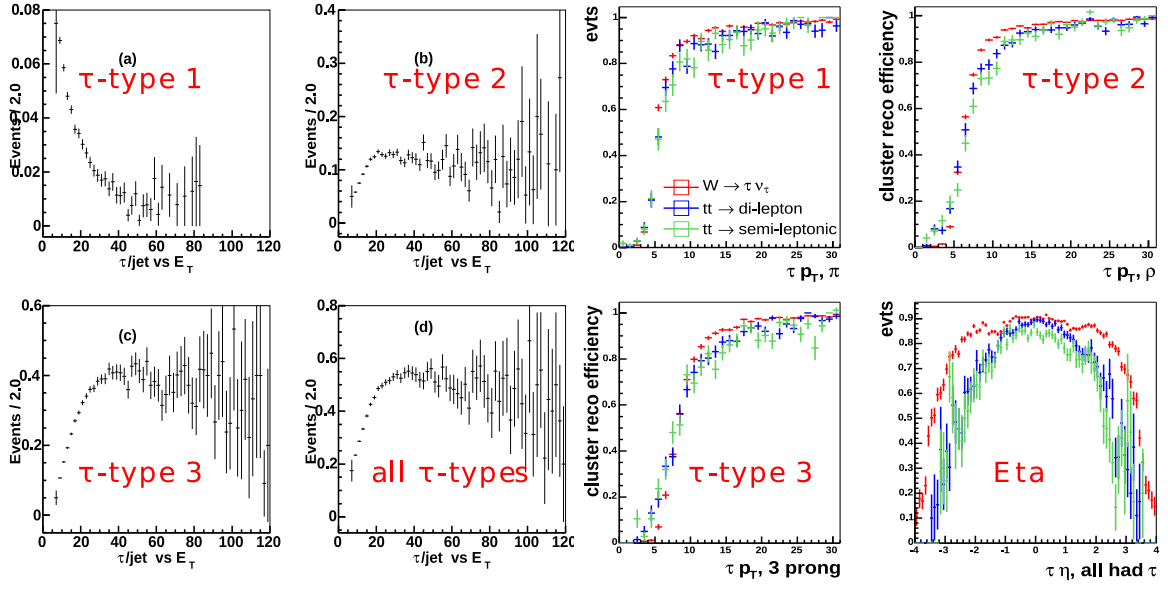


Fig 5.1.: Fraction d'événements sélectionnés pour des jets (gauche) et pour des leptons τ de la simulation (droite) en fonction de l'énergie transverse du candidat et de sa pseudo-rapidity (en bas à droite). Chaque type séparément ainsi que tous les types ensembles sont montrés. Figures extraites de [12].

5.3.1. Brève description des réseaux de neurones

Un réseau de neurones représente un moyen relativement universel d'ajuster une fonction non linéaire définie sur un espace à plusieurs dimensions. L'élément de base est un neurone artificiel qui représente la fonction mathématique suivante (cf. figure 5.2) :

$$(x_1, \dots, x_n) \mapsto o = \varphi_\theta \left(\sum_{i=1}^N w_i x_i \right) \quad (5.6)$$

où φ est une fonction non linéaire dite d'activation comprise entre deux valeurs ("oui" et "non") dont la transition dépend d'un paramètre de seuil θ . Les poids w_i sont les degrés de liberté qui permettent l'ajustement désiré. L'idée du réseau de neurones est de connecter plusieurs neurones artificiels entre eux : la sortie o donnée par l'équation (5.6) devient l'une des variables d'entrée d'un autre neurone. Plus précisément, cette combinaison est organisée en couches comme montré sur la figure 5.2 : la couche dite d'entrée possède autant de neurones que de variables d'entrée (une variable par neurone), les couches cachées ont un nombre de neurones arbitraire (le nombre de couches cachées est également arbitraire) et la couche de sortie contient un neurone dont la sortie est la variable finale fournie par le réseau de neurones.

Deux "types" d'objet, définis comme les objets de type signal et ceux de type bruit de fond, sont considérés. Pour chacun de ces objets, la sortie du NN (notée o_{NN}) doit être différente : la convention $o_{\text{NN}} = 0$ pour le bruit de fond et $o_{\text{NN}} = 1$ pour le signal est généralement choisie. Le processus dit d'apprentissage (ou d'entraînement) consiste à donner au NN les deux types d'objet et à minimiser la différence entre la sortie attendue $\hat{o}_{\text{NN}}$ (0 ou 1) et la sortie observée o_{NN} . Pour un objet donné, la valeur de o_{NN} est fixée par l'ensemble des poids

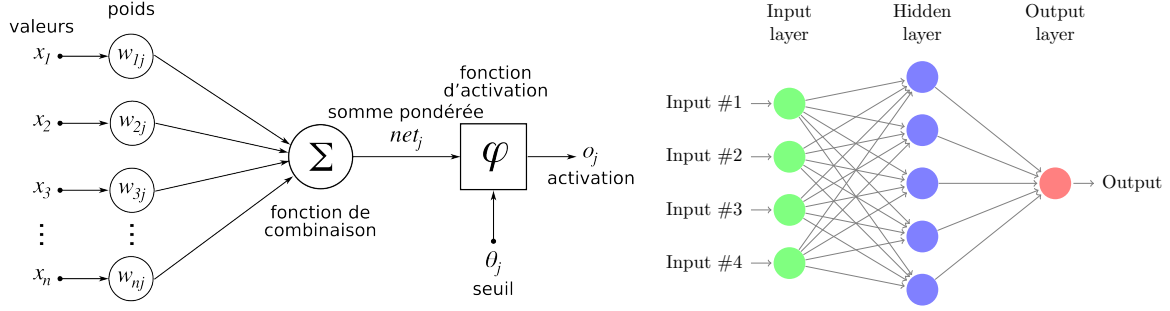


Fig 5.2.: Schéma d'un neurone artificiel représentant l'équation (5.6) (à gauche) et structure d'un réseau de neurones à une couche cachée de 5 neurones (à droite). Chaque cercle bleu contient toute la structure de la figure de gauche.

(noté $\mathbf{w}$) et la minimisation se fait donc en variant $\mathbf{w}$. Plus précisément, pour un échantillon d'entraînement de N_{evt} objets, la fonction erreur $E(\mathbf{w})$ à minimiser est :

$$E(\mathbf{w}) = \sum_{i_{\text{evt}}=1}^{N_{\text{evt}}} \left(\hat{o}_{\text{NN}}^{i_{\text{evt}}} - o_{\text{NN}}^{i_{\text{evt}}}(\mathbf{w}) \right)^2 \quad (5.7)$$

Différents algorithmes (décrits dans [18]) permettent de faire varier $\mathbf{w}$ afin de minimiser $E(\mathbf{w})$. Le nombre d'itérations effectuées pour ajuster $\mathbf{w}$ est appelé nombre d'époques. Il est important de vérifier que le réseau de neurones n'ajuste pas les fluctuations statistiques de l'échantillon d'entraînement (surentraînement) en le testant sur un échantillon orthogonal dit de test. Cette vérification consiste à analyser l'évolution de $E^{\text{test}}(\mathbf{w})$, calculé sur l'échantillon de test, en fonction du nombre d'époques : cette fonction doit être décroissante s'il n'y a pas de surentraînement. En effet, si l'erreur calculée sur l'échantillon de test augmente à partir d'un certain nombre d'époques, alors la variation de $\mathbf{w}$ n'est pertinente que pour l'échantillon d'entraînement.

5.3.2. Échantillons de travail

Un échantillon de leptons τ réels ("objet" de type signal) et un échantillon de jets ("objet" de type bruit de fond) sont utilisés pour entraîner et tester le réseau de neurones. L'ensemble de cette étude se fait sur une sélection d'événements $\mu + \tau$. L'échantillon de signal est une simulation Monte Carlo du processus $Z \rightarrow \tau\tau$ dont environ 4 millions d'événements sont réservés à l'entraînement (engendrés par PYTHIA) et 5 millions sont réservés au test (engendrés par ALPGEN et PYTHIA). Concernant le bruit de fond, deux échantillons sont considérés : le premier est une simulation Monte Carlo de $W + \text{jets}$ (utilisée principalement pour l'étude sur le détecteur de pied de gerbe) et le deuxième est un échantillon enrichi en QCD extrait des données. Ce dernier est sélectionné en inversant l'isolation du candidat muon. Enfin, chaque échantillon est divisé en deux dans le but d'être parfaitement orthogonal entre les événements de test et les événements d'entraînement. On demande :

- $p_T^\tau > 10 \text{ GeV}/c$,
- $E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}} > 0.4$ pour les candidats de test uniquement,
- $\Delta R(\tau_{\text{cand}}, \tau_{\text{gen}}) \leq 0.3$ pour le signal (τ_{gen} est le lepton τ au niveau généré),
- $\Delta R(\tau_{\text{cand}}, \mu_{\text{reco}}) \geq 0.5$.

5.3.3. Observables discriminantes

Les observables discriminantes sont au nombre de 11 ou 12 selon le type de candidat τ . Elles sont toutes basées sur le fait qu'un lepton se désintégrant en hadrons produit un jet étroit ayant une faible multiplicité de traces. Par conséquent, des variables comme l'isolation dans le trajectographe ou le calorimètre, la forme de la gerbe du candidat ou encore les corrélations entre le calorimètre et le trajectographe permettent d'exploiter ces propriétés pour identifier les leptons τ . Les figures 5.3, 5.4 et 5.5 montrent les distributions des différentes variables pour les vrais leptons τ et les jets.

1. Observables d'isolation :

- a) **Isolation dans le trajectographe** : cette observable sonde l'activité dans le trajectographe autour du candidat et doit être plus petite pour un lepton τ que pour un jet, d'après la faible multiplicité de trace déjà mentionnée. On définit la variable d'isolation suivante :

$$\text{trkiso} = \frac{\sum_{\text{trk}} |\vec{p}_T^{\text{trk} \neq \tau_{\text{trk}}}|}{\sum_{\text{trk}} |\vec{p}_T^{\tau_{\text{trk}}}|} \quad (5.8)$$

où $\vec{p}_T^{\text{trk} \neq \tau_{\text{trk}}}$ est l'impulsion transverse d'une trace non associée au candidat dans un cône de $\Delta R < 0.5$ au voisinage du candidat, et $\vec{p}_T^{\tau_{\text{trk}}}$ est l'impulsion transverse d'une trace associée au candidat.

- b) **Isolation dans le calorimètre** : l'isolation du trajectographe ne prend pas en compte les particules neutres (comme les $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) contrairement à l'isolation dans le calorimètre, qui est définie par :

$$\text{iso} = \frac{E_T(0.3 < \Delta R < 0.5)}{E_T(\Delta R < 0.3)} \quad (5.9)$$

où la différence est prise entre une cellule du calorimètre et la position moyenne du dépôt et E_T désigne l'énergie transverse.

2. Observables reliées à la composition de la gerbe :

- a) **Fraction d'énergie hadronique** : les jets QCD ont une fraction d'énergie déposée dans la partie hadronique du calorimètre moins spécifique que celle du lepton τ en raison de ses modes de désintégration précis dépendant de chaque type. On définit :

$$\text{fhf} = \frac{E^{\text{FH}}}{E} \quad (5.10)$$

où FH désigne la parties "Fine Hadronic" du calorimètre.

- b) **Observable reliée à la fraction d'énergie neutre** : selon le type du candidat, une fraction d'énergie neutre spécifique est produite par la désintégration hadronique d'un lepton τ , différente de celle produite par un jet. En posant $p_T \equiv \sum |\vec{p}_T^{\text{trk}}|$, l'observable suivante est définie :

$$\text{ET.o.Sum} = \frac{E_T}{E_T + p_T} = \frac{1}{1 + p_T/E_T} \quad (5.11)$$

où E_T est l'énergie transverse calorimétrique. Cette observable pique à 0.5 si aucune énergie neutre n'est mesurée.

- c) **Fraction d'énergie du sous-dépôt électromagnétique** : la fraction d'énergie du sous-dépôt électromagnétique (valable pour les candidats de type 2 et 3) permet d'exploiter l'énergie emportée par le(s) pion(s) neutre(s) qui doit être différente entre les τ et les jets. On définit alors :

$$\text{emET.o_ET} = \frac{E_T^{\text{em}}}{E_T} \quad (5.12)$$

3. Observables reliées à la forme de la gerbe :

- a) **Fraction d'énergie EM du sous-dépôts EM** : pour un candidat de type 2, l'énergie électromagnétique est due à la présence de π^0 conduisant à un sous-dépôt EM principal. Pour un jet, l'énergie électromagnétique est diffuse et produit plusieurs sous-dépôts. Puisque la troisième couche du calorimètre est plus finement segmentée, une bonne discrimination est observée pour la variable suivante :

$$\text{prof3} = \frac{E_T^{\text{em}}}{E_T^{\text{EM3}}(\Delta R < 0.5)} \quad (5.13)$$

où E_T^{EM3} est l'énergie déposée dans la troisième couche du calorimètre électromagnétique.

- b) **Dimension longitudinale de la gerbe** : la structure de la gerbe dans la direction de son développement est exploitée en mesurant la fraction d'énergie déposée dans les deux premières couches du calorimètre. En considérant les énergies déposées dans les couches 1 et 2, on définit :

$$\text{EM12isof} = \frac{E^{\text{EM1}} + E^{\text{EM2}}}{E} \quad (5.14)$$

- c) **Dimension transverse de la gerbe** : la désintégration hadronique du lepton τ produit une gerbe plus étroite qu'un jet. Cette propriété physique peut être exploitée grâce à la RMS du dépôt calorimétrique où chaque cellule est pondérée par sa fraction d'énergie transverse :

$$\text{rms} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n_{\text{cells}}} \frac{E_T^i}{E_T} (\Delta\phi_i^2 + \Delta\eta_i^2)} \quad (5.15)$$

- d) **Distribution de l'énergie dans les tours** : pour la même raison, l'énergie déposée par un vrai τ est préférentiellement concentrée dans quelque tours calorimétriques. Dans le but de sonder cette propriété, l'observable suivante est considérée :

$$\text{profile} = \frac{E_T^{(1)} + E_T^{(2)}}{E_T} \quad (5.16)$$

où $E_T^{(i)}$ est l'énergie de la $i^{\text{ème}}$ tour la plus énergétique.

4. **Corrélations entre le calorimètre et le trajectographe :**

- a) **Séparation angulaire entre les objets électromagnétiques et hadroniques :** ces deux objets proviennent de la désintégration d'un méson ρ dans le cas d'un candidat de type 2 (voir tableau 5.1) et exhibent ainsi une corrélation spécifique moins manifeste dans les jets (qui peuvent également contenir des ρ). On définit alors :

$$\delta\alpha = \frac{1}{\pi} \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \quad (5.17)$$

où la différence est prise entre la somme vectorielle de l'impulsion transverse des traces et la position du sous-dépôt électromagnétique.

- b) **Fraction d'énergie de la trace la plus dure :** cette observable compare l'impulsion de la trace de plus haute énergie à l'énergie du candidat exploitant le petit nombre de hadrons produits lors de la désintégration d'un lepton τ . On définit :

$$\text{ett1_o_ETiso} = \frac{p_T^{\text{leading trk}}}{E_T} \quad (5.18)$$

5. **Pseudo-rapacité du candidat :** cette variable, définie par $\eta_d^\tau \equiv -\ln(\tan(\theta/2))$ (où θ est l'angle entre le faisceau et le candidat par rapport au centre du détecteur) est considérée dans le but de prendre en compte la dépendance de toutes les autres observables avec η_d^τ :

$$\text{etad_o_3} = \eta_d^\tau / 3 \quad (5.19)$$

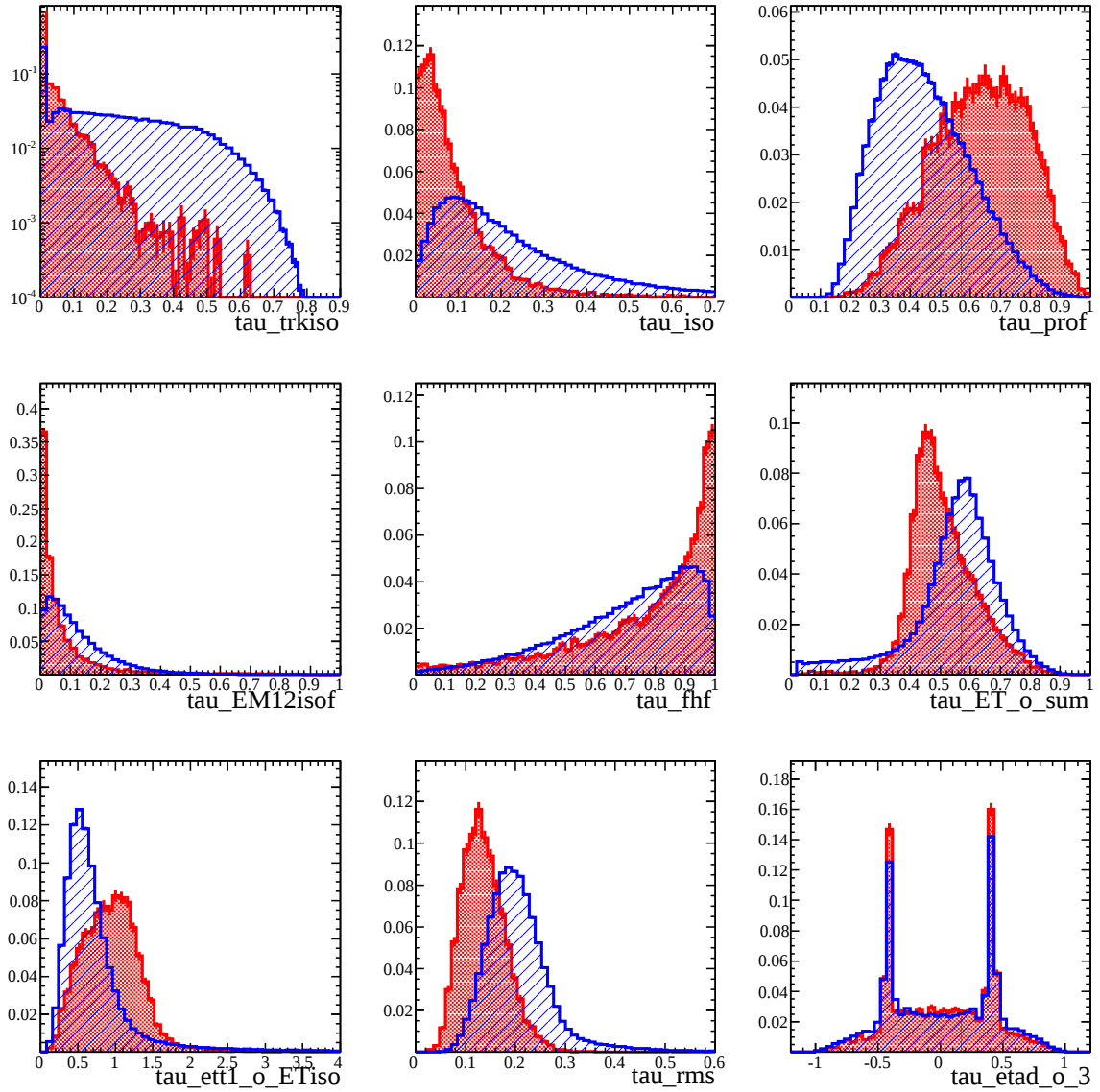


Fig 5.3.: Distribution des observables discriminantes pour des leptons τ (rouge) et pour des jets (bleu) pour les candidats de type 1. De gauche à droite : l'isolation dans le trajectographe, l'isolation dans le calorimètre, la distribution de l'énergie dans les tours calorimétriques, le développement longitudinal de la gerbe, la fraction d'énergie hadronique, observable liée à la fraction d'énergie neutre, fraction d'énergie de la trace la plus énergétique, dimension transverse de la gerbe, et η_d^τ .

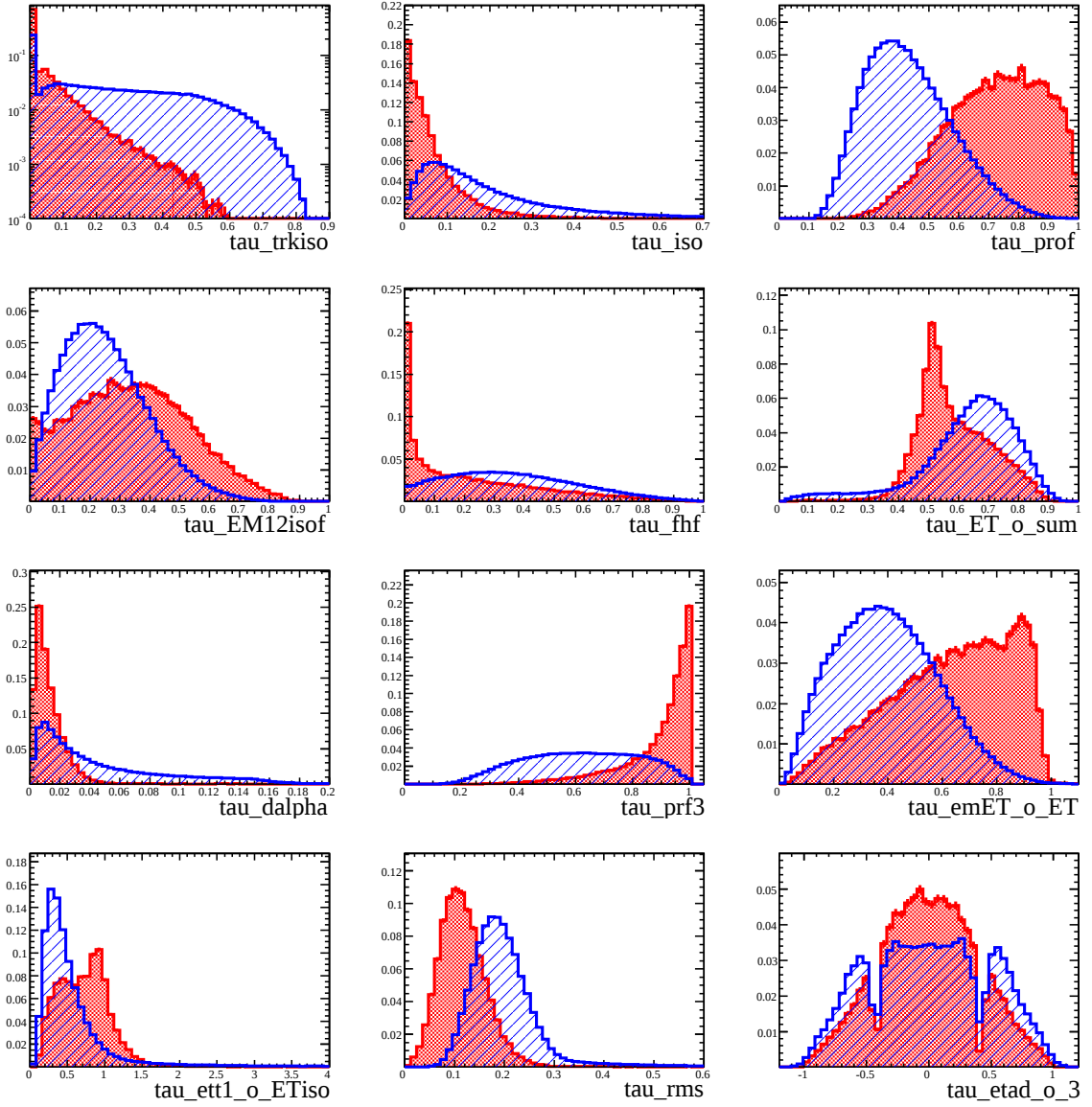


Fig 5.4.: Distribution des observables discriminantes pour des leptons τ (rouge) et pour des jets (bleu) pour les candidats de type 2. De gauche à droite : l'isolation dans le trajectographe, l'isolation dans le calorimètre, la distribution de l'énergie dans les tours calorimétriques, le développement longitudinal de la gerbe, la fraction d'énergie hadronique, observable liée à la fraction d'énergie neutre, séparation angulaire entre la composante électromagnétique et hadronique, fraction d'énergie du sous-dépôt électromagnétique fraction d'énergie de la trace la plus énergétique, dimension transverse de la gerbe, et η_d^τ .

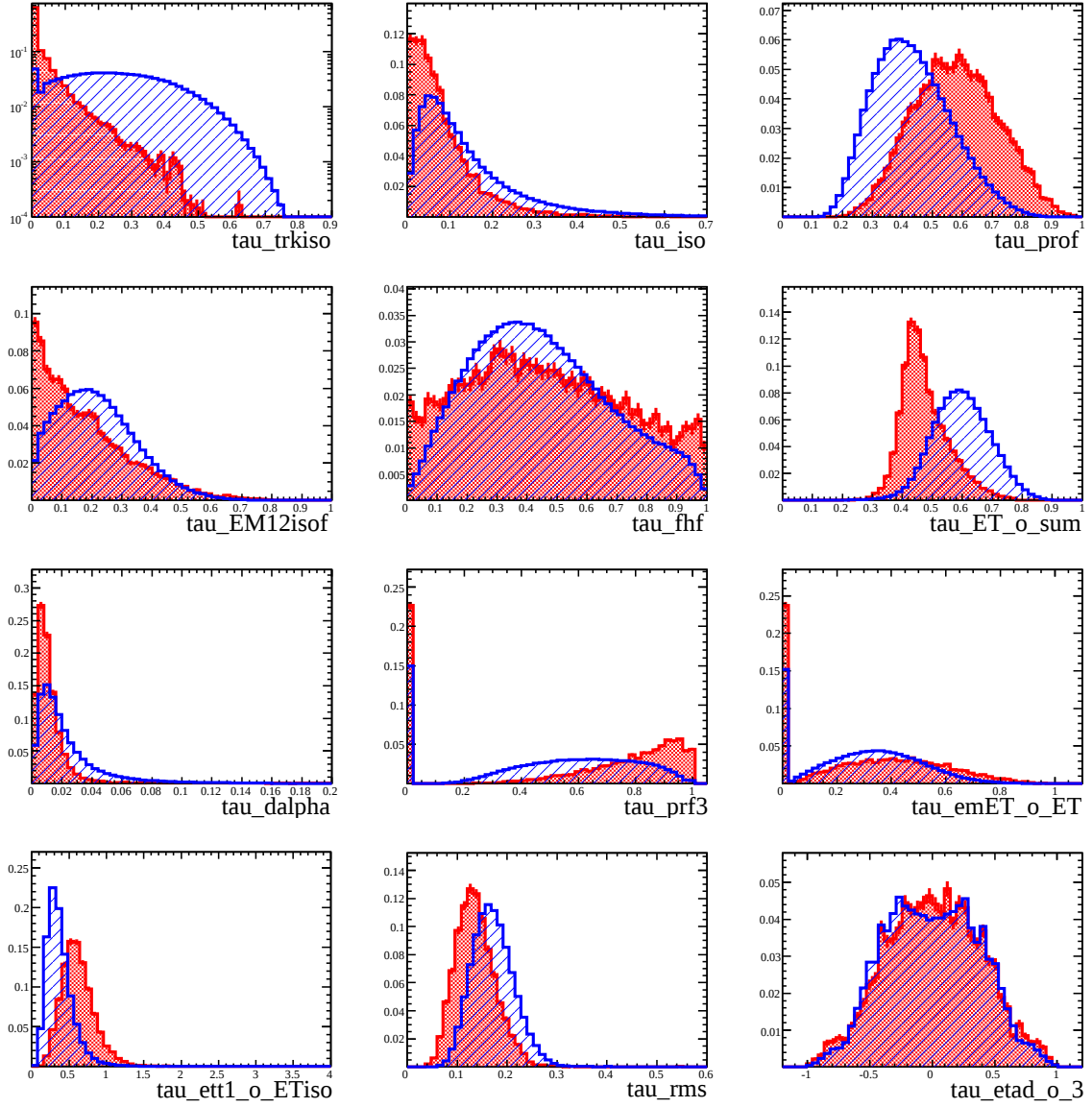


Fig 5.5.: Distribution des observables discriminantes pour des leptons τ (rouge) et pour des jets (bleu) pour les candidats de type 3. De gauche à droite : l'isolation dans le trajectographe, l'isolation dans le calorimètre, la distribution de l'énergie dans les tours calorimétriques, le développement longitudinal de la gerbe, la fraction d'énergie hadronique, observable reliée à la fraction d'énergie neutre, séparation angulaire entre la composante électromagnétique et hadronique, fraction d'énergie du sous-dépôt électromagnétique fraction d'énergie de la trace la plus énergétique, dimension transverse de la gerbe, et η_{d}^{τ} .

5.3.4. Description et performance de l'algorithme

Dans le but de tenir compte des signatures différentes selon le type du candidat, chaque type possède un réseau de neurones d'identification spécifique. Le tableau 5.2 résume quelle variable est utilisée pour chaque type de candidat. L'algorithme décrit dans cette section a pour but de reproduire les performances de l'identification officielle de l'expérience [12] avec les échantillons décrits en section 5.3.2 Cette étape indispensable constitue alors le point de départ des différentes optimisations apportées.

Observables utilisées	type 1	type 2	type 3
η_d^τ	✓	✓	✓
Isolation			
Isolation du trajectographe	✓	✓	✓
Isolation du calorimètre	✓	✓	✓
Composition de la gerbe			
Fraction d'énergie hadronique	✓	✓	✓
Fraction d'énergie EM		✓	✓
Forme de la gerbe			
Fraction d'énergie du sous-dépôt EM		✓	✓
Extension transverse	✓	✓	✓
Extension longitudinale	✓	✓	✓
Distribution d'énergie dans les tours	✓	✓	✓
Corrélations cal-trk			
Séparation angulaire		✓	✓
Fraction d'énergie neutre	✓	✓	✓
Fraction d'énergie de trace de plus haut p_T	✓	✓	✓

TABLE 5.2.: Choix des observables discriminantes intervenant dans la construction de l'algorithme d'identification de chaque type de candidat.

Pour ce faire, une configuration similaire du réseau de neurones a été utilisée : une couche cachée de $2n_{\text{var}} + 1$ neurones (n_{var} étant le nombre de variables d'entrée), 300 époques et un échantillon d'entraînement d'environ 10^4 événements. Malgré une configuration proche de l'algorithme officiel, il subsiste quelques différences mineures dont la principale est le logiciel utilisé pour construire les réseaux de neurones, TMVA [18].

La figure 5.6 montre la distribution normalisée de la variable ainsi construite pour les jets et les leptons τ des échantillons d'entraînement et de test. L'accord obtenu entre ces deux échantillons orthogonaux montre que le réseau de neurones n'est pas surentraîné, comme le confirme l'évolution de l'erreur en fonction du nombre d'époques. Bien que le surentraînement soit contrôlé à chaque étape, les courbes de la figure 5.6 ne sont pas montrées systématiquement lors des différentes études décrites dans ce chapitre. De plus, l'analyse directe de la distribution de la figure de gauche de 5.6 n'est pas l'approche la plus pertinente pour évaluer les performances du réseau de neurones.

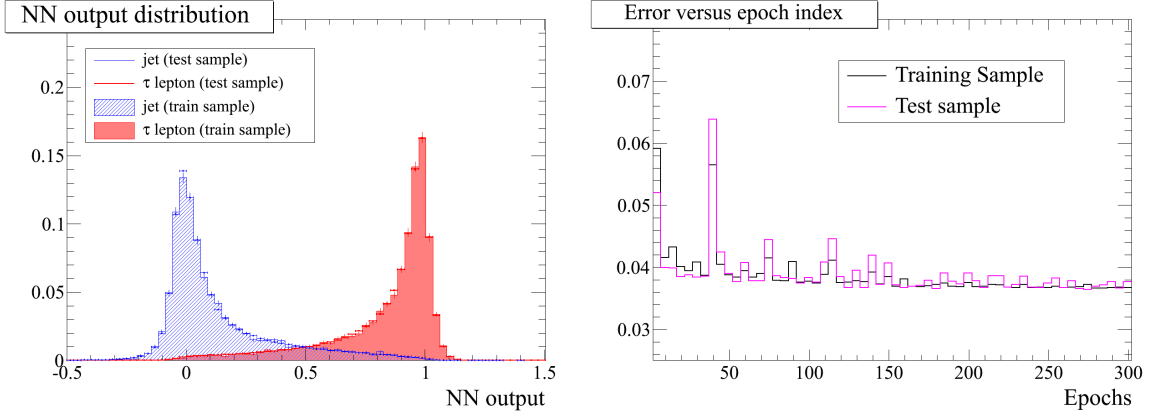


Fig 5.6.: Gauche : distribution normalisée de o_{NN} pour les vrais leptons τ (rouge) et les jets (bleu) des échantillons d'entraînement (histogrammes pleins) et de test (lignes). Droite : évolution de l'erreur en fonction du nombre d'époques pour les deux échantillons. Candidats de type 2 uniquement.

Une évaluation pertinente de la performance du réseau de neurones consiste à comparer l'efficacité du signal ϵ_{sig} et la contamination ϵ_{bkg} pour une sélection $o_{\text{NN}} > o_{\text{cut}}$ définies par :

$$\epsilon_{\text{sig}} = \frac{N_{\tau}(o_{\text{NN}} > o_{\text{cut}})}{N_{\tau}(o_{\text{NN}} < o_{\text{cut}}) + N_{\tau}(o_{\text{NN}} > o_{\text{cut}})} \quad (5.20)$$

$$\epsilon_{\text{bkg}} = \frac{N_{\text{jet}}(o_{\text{NN}} > o_{\text{cut}})}{N_{\text{jet}}(o_{\text{NN}} < o_{\text{cut}}) + N_{\text{jet}}(o_{\text{NN}} > o_{\text{cut}})} \quad (5.21)$$

Ces efficacités sont calculées pour différentes sélections $o_{\text{NN}} > o_{\text{cut}}$ et l'ensemble des points $(\epsilon_{\text{sig}}, 1 - \epsilon_{\text{bkg}})$ obtenus sont reportés sur un graphique. La courbe ainsi construite permet d'expliquer le compromis suivant : plus l'identification est stricte et moins l'échantillon sélectionné est contaminé par les jets mais un nombre important de vrais leptons τ sont perdus. L'incertitude statistique sur ces efficacités doit être évaluée afin de différencier une variation significative des performances de l'algorithme d'une fluctuation statistique. L'erreur se calcule en considérant que $N(o_{\text{NN}} > o_{\text{cut}})$ et $N(o_{\text{NN}} < o_{\text{cut}})$ sont indépendants :

$$(\delta\epsilon)^2 = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial N(o_{\text{NN}} > o_{\text{cut}})} \delta N(o_{\text{NN}} > o_{\text{cut}}) \right)^2 + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial N(o_{\text{NN}} < o_{\text{cut}})} \delta N(o_{\text{NN}} < o_{\text{cut}}) \right)^2 \quad (5.22)$$

La figure 5.7 montre ces courbes, appelées courbes de performance, pour chaque type de candidat. L'identification officielle de l'expérience est nommée “old τID ” et le nouveau réseau de neurones est appelé “new τID ”. Les performances sont similaires démontrant que l'algorithme officiel est compris. La sous-section suivante présente la stratégie générale d'optimisation adoptée dans cette étude.

5.3.5. Stratégies d'optimisation

Afin de déterminer des méthodes d'optimisation possible, il est nécessaire de comprendre comment le réseau de neurones traite l'information physique qui lui est fournie. En notant $\mathcal{S}(\vec{X})$ (resp. $\mathcal{B}(\vec{X})$) la densité de probabilité des événements de signal (resp. de bruit de

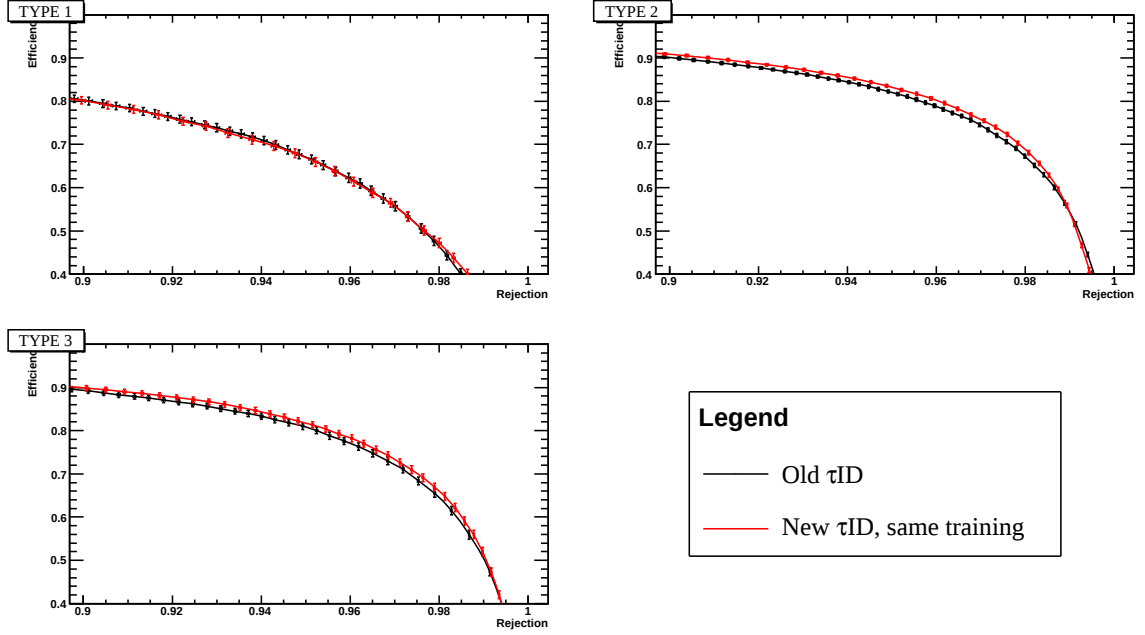


Fig 5.7.: Performances du nouveau réseau de neurones (rouge) entraîné dans une configuration similaire à celle de l'ancien. Les performances produites sont comparables.

fond) dans l'espace des variables discriminantes dont un point est noté $\vec{X} = (x_1, \dots, x_{n_{\text{var}}})$, la fonction erreur de l'équation 5.7 tend dans la limite d'une statistique infinie vers :

$$E = \int \mathcal{S}(\vec{X})(o_{\text{NN}}(\vec{X}) - 1)^2 + \mathcal{B}(\vec{X})(o_{\text{NN}}(\vec{X}) - 0)^2 d\vec{X} \quad (5.23)$$

La processus d'entraînement consiste à ajuster les poids du réseau de neurones qui conduit à l'erreur la plus petite possible. De manière analytique, la minimisation de l'équation (5.23) par rapport à o_{NN} conduit à une valeur idéale notée $o_{\text{NN}}^{\text{ideal}}$ et vérifiant :

$$\frac{\partial E}{\partial o_{\text{NN}}}(o_{\text{NN}}^{\text{ideal}}) = 0 \quad (5.24)$$

$$\Rightarrow o_{\text{NN}}^{\text{ideal}}(\vec{X}) = \frac{\mathcal{S}(\vec{X})}{\mathcal{S}(\vec{X}) + \mathcal{B}(\vec{X})} \equiv \eta(\vec{X}) \quad (5.25)$$

L'équation (5.25) montre que la fonction qui minimise l'erreur est le discriminant optimal entre deux catégories d'événements $\eta(\vec{X})$ [19]. Cette fonction³ est donc ce qu'approxime le réseau de neurones. La qualité de l'approximation dépend de la taille des échantillons et de la configuration du réseau (nombre de couches, de neurones, d'époques, etc ...).

Deux approches bien distinctes sont alors envisageables pour améliorer la discrimination entre les leptons τ et les jets. La première consiste à rendre $\eta(\vec{X})$ plus discriminant en ajoutant des observables afin de lever d'éventuelles dégénérescences dans l'espace des phases entre

3. Elle s'interprète comme la probabilité bayésienne que l'événement i soit de type signal connaissant $\vec{X}_i$ notée $P(S|\vec{X})$, pour un échantillon composé de 50% de signal et de 50% de bruit de fond.

signal et bruit de fond. La deuxième approche consiste à rendre l'approximation du NN la plus fidèle possible en réduisant l'écart entre o_{NN} et $\eta(\vec{X})$ grâce à des échantillons d'entraînement plus importants et/ou des configurations de NN mieux adaptées.

Les études décrites dans ce chapitre exploitent d'abord ces deux stratégies pour ensuite tester l'algorithme élaboré. Plus précisément, la section 5.4 décrit les études visant à améliorer la convergence du réseau de neurones tandis que les sections 5.5 et 5.6 discutent la prise en compte d'observables supplémentaires. Enfin, les sections 5.7 et 5.8 développent différents tests de l'identification ainsi obtenue.

5.4 Amélioration de l'analyse multivariée

L'amélioration de l'analyse multivariée consiste à optimiser l'algorithme en utilisant la même information physique de base. Comme mentionné précédemment, l'idée est d'avoir une meilleure convergence du réseau de neurones. La première sous-section décrit l'ajustement des paramètres du réseau permettant d'améliorer les performances. Les deux dernières sous-sections discutent les motivations et les résultats d'entraînements spécifiques dans différentes régions de l'espace des phases.

5.4.1. Ajustement des paramètres du réseau de neurones

Les différents réseaux de neurones sont construits avec le logiciel TMVA comportant un certain nombre de paramètres ajustables. Les paramètres qui ont été explorés dans cette étude sont la taille des échantillons d'entraînement, le nombre d'époques et le nombre de neurones du réseau. Un théorème mathématique assure qu'une approximation de précision arbitrairement bonne peut être atteinte avec une seule couche cachée [19]. On se limite par conséquent à cette configuration. De plus, deux algorithmes de minimisation sont comparés : la méthode dite de "Back Propagation" (BP) et de "Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shannon" (BFGS) dont les détails sont donnés dans [18]. L'algorithme BP, bien que plus rapide, donne des moins bonnes performances, il est donc abandonné. Enfin, dans le but de comparer aisément les différentes configurations, chaque réseau de neurones est caractérisé par $\Delta\epsilon \equiv \epsilon_{\text{sig}}^{\text{new}} - \epsilon_{\text{sig}}^{\text{old}}$ pour une réjection de 97% ($\epsilon_{\text{sig}}^{\text{new}}$ est l'efficacité du réseau de neurones testé et $\epsilon_{\text{sig}}^{\text{old}}$ est celle de l'algorithme officiel de DØ). La réjection de 97% correspond à la sélection en NN standard utilisée dans la collaboration.

La figure 5.8 montre l'évolution de $\Delta\epsilon$ avec le nombre d'époques, de neurones (également appelé "nodes") et la taille des échantillons d'entraînement. La figure 5.9 montre les courbes efficacité-réjection pour l'identification officielle et pour l'identification optimisée. La configuration choisie est $(N_{\text{node}}, N_{\text{epoch}}) = (40, 3000)$ entraîné sur des échantillons de $2 \cdot 10^5$ événements. L'ensemble des ajustements conduit à une amélioration visible également pour les autres types de candidat.

5.4.2. Entraînement dédié à différentes impulsions transverses

Certaines observables discriminantes ont une dépendance avec l'impulsion transverse du candidat. Par exemple, la taille du dépôt calorimétrique d'une gerbe de particules évolue naturellement avec l'impulsion transverse en raison des transformations de Lorentz. Une approche naturelle pour prendre en compte ces corrélations serait d'ajouter le p_T du candidat

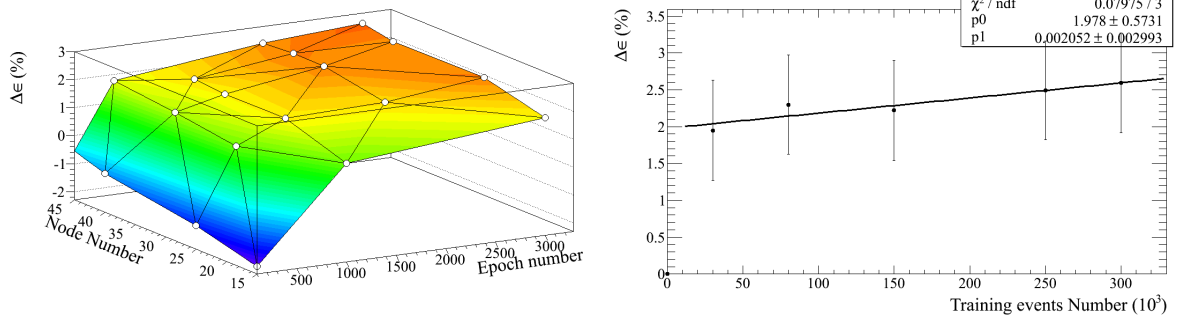


Fig 5.8.: Gauche : $\Delta\epsilon$ en fonction de $(N_{\text{node}}, N_{\text{epoch}})$ pour un échantillon d'entraînement de $3 \cdot 10^4$ événements. Droite : $\Delta\epsilon$ en fonction de la taille de l'échantillon d'entraînement pour $(N_{\text{node}}, N_{\text{epoch}}) = (35, 500)$. Les incertitudes statistiques supposent que les échantillons de test sont indépendants et sont donc erronées (les deux NN sont testés sur les mêmes événements). Candidats de type 2 uniquement.

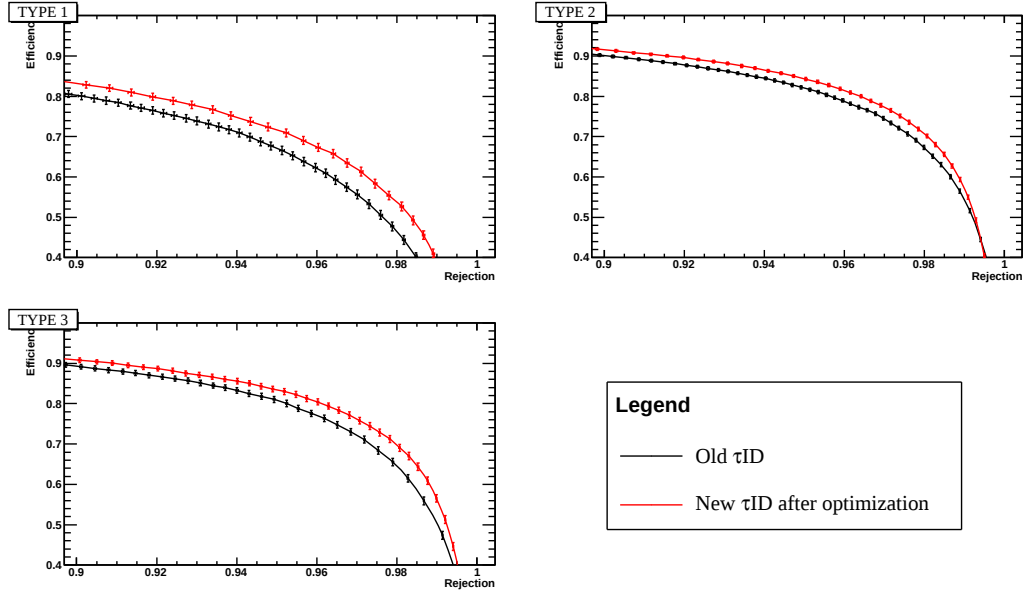


Fig 5.9.: Courbes d'efficacité-réjection pour chaque type de candidat dans le cas de l'identification officielle (noir) et du réseau de neurones optimisé (rouge).

comme variable d'entrée du réseau de neurones. Cependant, cette stratégie nuit à l'universalité de l'algorithme d'identification : la différentiation entre un jet et un lepton τ doit se baser sur des variables propres au candidat et non sur la cinématique de l'événement. En effet, l'algorithme doit, en principe, identifier avec une efficacité comparable les leptons τ provenant d'un boson Z ou d'un boson de Higgs de $300 \text{ GeV}/c^2$. L'entraînement du NN se faisant sur des leptons τ issus d'un boson Z , le “signal type” possède une distribution d'impulsion transverse caractéristique et l'ajout du p_T comme variable discriminante rend difficile l'identification de lepton τ d'énergie différente.

Pourtant, la prise en compte de la dépendance des observables discriminantes avec l'énergie transverse du candidat est un point important⁴ pour améliorer l'identification des leptons τ . Deux approches sont envisageables pour prendre en compte ces corrélations tout en limitant la dégradation de l'universalité de l'algorithme.

1. Les événements sont pondérés afin de rendre la distribution de l'impulsion transverse du signal et du bruit de fond uniforme, et de pouvoir alors ajouter le p_T comme variable d'entrée.
2. L'entraînement du réseau de neurones n'est fait qu'avec des candidats d'impulsion transverse similaire et le p_T n'est pas ajouté comme variable d'entrée. Cette approche est, en principe, moins efficace car la statistique limite le nombre de régions d'impulsion transverse à considérer.

Les deux approches ont été testées : la première méthode souffre de problème statistique à haute impulsion transverse, la deuxième permet d'améliorer les performances d'identification à haute impulsion transverse en considérant les deux régions $p_T < 45$ GeV/c et $p_T > 45$ GeV/c pour chaque type de candidat. Afin d'évaluer l'effet de cette procédure d'entraînement spécifique, les NN entraînés sur tout le spectre en p_T ou entraînés sur les candidats $p_T < 45$ GeV/c (resp. $p_T > 45$ GeV/c) sont testés et comparés sur un échantillon de candidats ayant $p_T < 45$ GeV/c (resp. $p_T > 45$ GeV/c). La figure 5.10 montre les courbes de performance pour les différentes situations, prouvant ainsi que cette procédure apporte un gain appréciable.

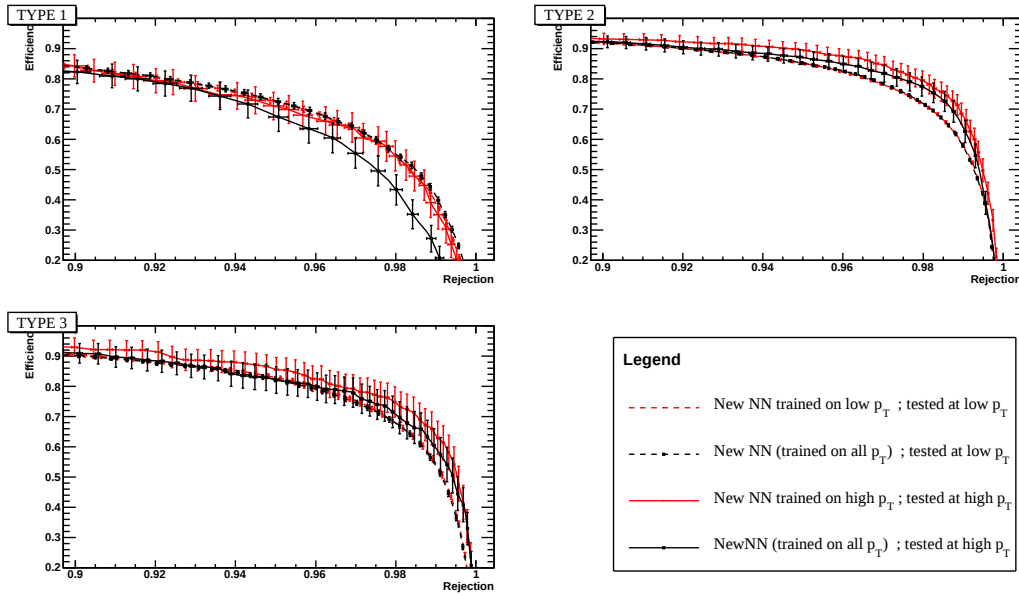


Fig 5.10.: Effet des entraînements par région en p_T . Les deux lignes pleines avant (noir) et après (rouge) entraînement spécifique montrent l'amélioration apportée à haute énergie.

4. Considérons l'exemple de la taille du dépôt d'énergie. À haute énergie, un jet produira un dépôt étroit et peut alors être identifié comme un lepton τ , sauf s'il est comparé à un τ d'énergie similaire, faisant de l'énergie du candidat une variable pertinente pour l'identification des leptons τ .

5.4.3. Entraînement dédié à la région intercryostat

Le détecteur intercryostat a été ajouté pour couvrir la région en η_d correspondant à l'absence de calorimètre électromagnétique ($1.0 < |\eta_d| < 1.4$) [20]. Par conséquent, les candidats de type 2 ne peuvent pas être reconstruit dans cette région (un sous-dépôt dans le calorimètre électromagnétique est nécessaire) : les désintégrations hadroniques ayant un π^0 et les électrons sont reconstruits comme des candidats de type 1 dans cette région. La figure 5.11 montre la distribution de η_d pour les candidats de type 1 et 2 témoignant de l'excès (déficit) de candidats de type 1 (2) dans cette région. Pour les candidats de type 1, la discrimination entre les jets et les leptons τ est donc potentiellement différente dans cette région. Un entraînement spécifique dans cette région est effectué. La figure 5.12 compare les entraînements dédiés aux entraînements globaux pour les candidats de type 1 dans et en dehors de la région intercryostat : une légère amélioration est observée.

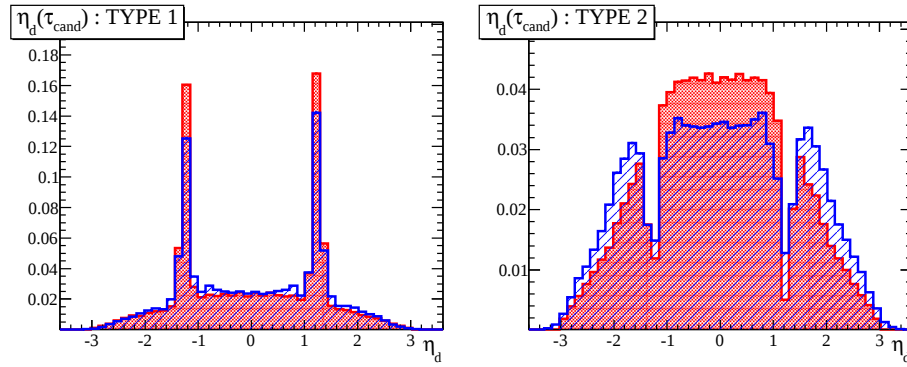


Fig 5.11.: Distribution de la pseudo-rapidité prise par rapport au centre du détecteur pour les candidats de type 1 (gauche) et 2 (droite). La région intercryostat a un déficit (resp. un excès) d'événements pour les candidats de type 2 (resp. type 1). L'amélioration apportée par cette procédure est visible.

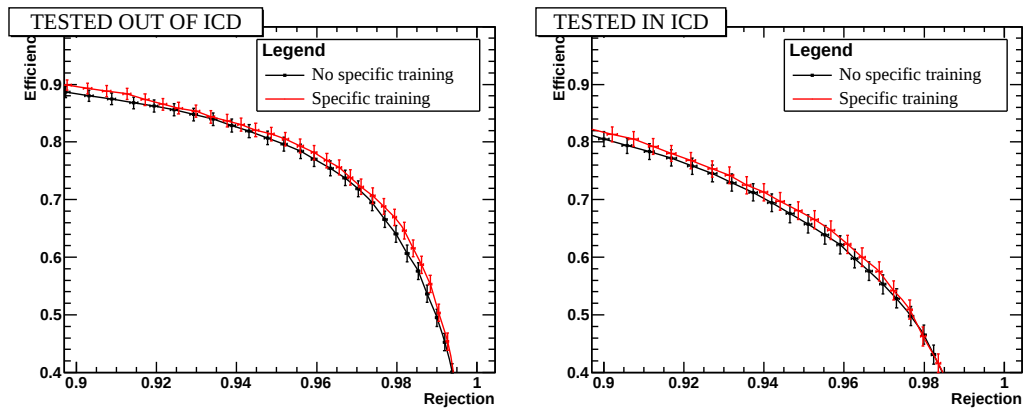


Fig 5.12.: Effet de l'entraînement dédié à l'extérieur (gauche) et dans (droite) la région intercryostat pour les candidats de type 1.

5.5 Exploitation du détecteur du pied de gerbe

5.5.1. Motivations et description du détecteur

Pour les leptons τ de type 2, le système $(\pi^\pm, \pi^0)$ provient systématiquement de la désintégration d'un méson $\rho^\pm$ contrairement au cas d'un jet. Par conséquent, l'analyse de variables associées aux composantes électromagnétique et hadronique de la gerbe permet de sonder la présence d'un méson ρ . Cette idée est déjà utilisée à travers la variable $\delta\alpha$ où la composante électromagnétique correspond au sous-dépôt calorimétrique mais l'étude décrite dans cette section consiste à incorporer la mesure du détecteur de pied de gerbe (CPS pour "Central Pre Shower"). En effet, cette partie du détecteur DØ mesure le début du développement de la gerbe électromagnétique avec une segmentation en ϕ dix fois plus fine que celle du calorimètre. Les mesures fournies par cette partie du détecteur sont exploitées par la collaboration pour l'identification des électrons et des photons [21] ou encore pour la mesure de l'énergie des jets [22] mais aucune étude n'a été menée dans le cadre de l'identification des leptons τ .

Ce détecteur, situé entre le solénoïde et le calorimètre, couvre la région $|\eta_d| < 1.31$. Il est composé de trois couches de 2560 bandes scintillantes chacune. L'orientation des bandes est différente pour chaque couche : les bandes de la couche la plus proche du faisceau (couche axiale, notée x) sont alignées avec l'axe du faisceau Oz , celles des deux couches suivantes (notées u et v) ont un angle 23.8° et -24.0° avec l'axe Oz (configuration dite stéréo). Plus de détails sont fournis dans [20]. Cette configuration stéréo permet de reconstruire la position d'un dépôt électromagnétique dans le plan (η, ϕ) . En effet, une particule qui dépose de l'énergie dans une bande produit une lumière collectée par des fibres optiques et mesurée par un photo multiplicateur : aucune information n'est disponible sur la position de l'impact le long de la bande. Plusieurs directions sont donc nécessaires pour une reconstruction dans l'espace. Un schéma du CPS est donné sur la figure 5.13.

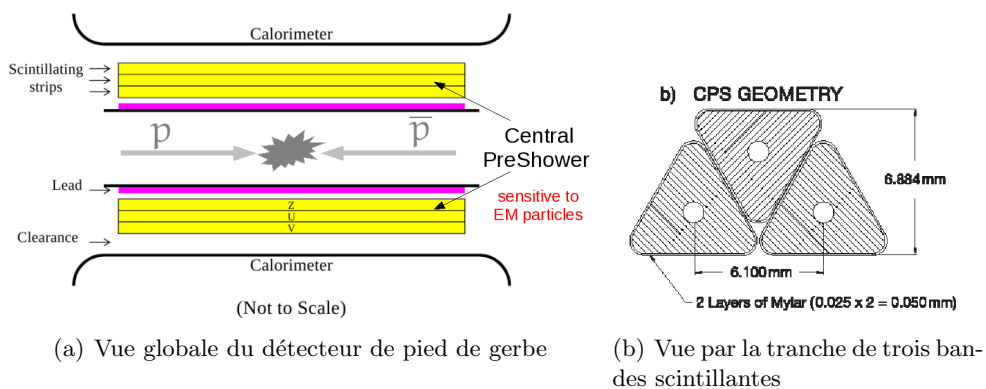


Fig 5.13.: Schéma du détecteur de pieds de gerbe central dans son ensemble (gauche) et de l'agencement des bandes scintillantes (droite).

Dans le but d'évaluer l'écart angulaire typique entre les produits de désintégration du lepton τ , on considère une particule de masse m se désintégrant en deux particules de masse

nulle émises avec un angle α (supposé petit) :

$$m^2 = 0 + 0 + 2E_1E_2(1 - \cos \alpha) = 2E_1E_2\frac{\alpha^2}{2} + o(\alpha^2) \quad (5.26)$$

$$m^2 \approx E_1E_2\alpha^2 \quad (5.27)$$

En supposant que l'énergie est également partagée entre les deux particules de l'état final ($E_1 \approx E_2 \equiv E$), l'angle qui les sépare devient $\alpha \approx m/E$. Par exemple, pour un lepton τ issu de la désintégration d'une résonance lourde de 200 GeV/c², le méson ρ emporte une énergie d'environ 50 GeV en moyenne et chaque pion 25 GeV. Les photons provenant de la désintégration du π^0 emportent alors environ 12 GeV chacun. Par conséquent :

$$\alpha(\pi^0, \pi^\pm) \approx m_\rho/E_\pi = 0.735/25 \approx 30 \text{ mrad} \quad (5.28)$$

$$\alpha(\gamma, \gamma) \approx m_\pi/E_\gamma = 0.135/12 \approx 10 \text{ mrad} \quad (5.29)$$

La segmentation en ϕ détermine l'ordre de grandeur de la résolution angulaire et s'obtient facilement à partir de la largeur d'une bande (6.1 mm) et du rayon du CPS (73 cm) : elle vaut $\delta\phi \approx 6.10^{-3}/73.10^{-2} \approx 10 \text{ mrad}$ à comparer à 100 mrad pour le calorimètre (50 mrad dans la troisième couche). Les équations (5.28) et (5.29) montrent que la mesure de l'angle entre les deux pions est envisageable avec ce détecteur contrairement à l'angle entre les deux photons.

Deux approches différentes ont été testées : la première utilise la reconstruction standard développée par la collaboration et la deuxième exploite une reconstruction spécifique à l'identification des τ élaborée dans le cadre de cette thèse.

5.5.2. Reconstruction officielle des dépôts du CPS

La reconstruction officielle fournit un ensemble de dépôts d'énergie que l'on peut associer au candidat τ . La figure 5.14 montre le nombre de dépôts reconstruits dans le CPS vérifiant $\Delta R(\text{cluster}, \tau_{\text{cand}}) \leq 0.3$: une fraction importante d'événements possède plus de cinq dépôts au voisinage du candidat, par conséquent, uniquement le dépôt de plus haute énergie est considéré. De plus, environ 15% des candidats n'ont aucun dépôt d'énergie reconstruit associé.

La figure 5.15 montre la distribution de deux observables discriminantes sondant la présence d'un méson $\rho \rightarrow \pi^0\pi$ dans la gerbe du candidat. En effet, en supposant que le dépôt mesuré par le CPS est produit par les photons du pion neutre et que la trace est due au pion chargé, les observables suivantes sont construites :

1. $\log_{10}(\Delta R(\text{CPS}, \text{trk}))$ reflète la séparation angulaire entre $\pi^\pm$ et π^0 (similaire à $\delta\alpha$) ;
2. $E_{\text{cps}}/E_{\text{cal}}$ reflète le profil longitudinal de la gerbe (le CPS mesure l'énergie à son commencement).

La figure 5.16 montre les performances du réseau de neurones après avoir ajouté ces observables. Aucune amélioration significative n'est observée. L'information apportée par la reconstruction officielle de l'énergie déposée dans le détecteur de pieds de gerbe n'est donc pas suffisante pour discriminer plus efficacement les leptons τ des jets.

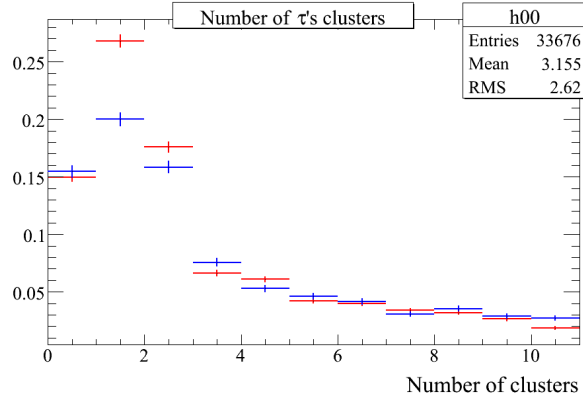


Fig 5.14.: Distribution normalisée du nombre de dépôts d'énergie reconstruits dans le détecteur de pieds de gerbe vérifiant $\Delta R(\text{cluster}, \tau_{\text{cand}}) \leq 0.3$. Le candidat peut être un vrai τ venant du processus $Z \rightarrow \tau\tau$ (rouge) ou un jet venant de $W + \text{jets}$ (bleu).

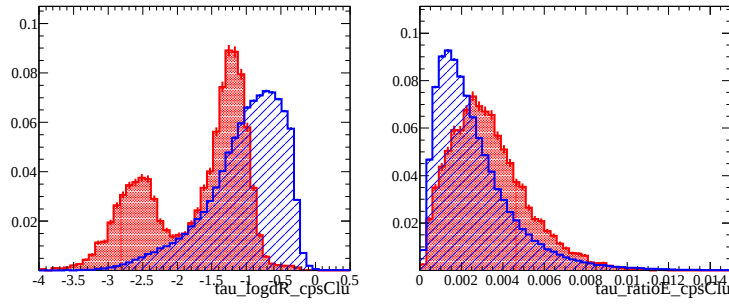


Fig 5.15.: Distribution des observables basées sur la mesure du détecteur de pieds de gerbe pour les candidats de l'échantillon $Z \rightarrow \tau\tau$ (rouge) et ceux de l'échantillon QCD (bleu). Les deux pics présents dans la figure de gauche sont dus aux désintégrations électronique (bas ΔR) et hadronique (haute ΔR) des τ .

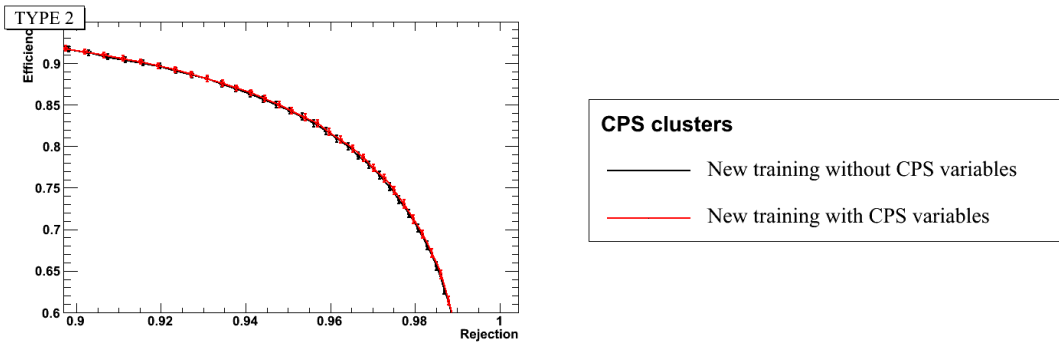


Fig 5.16.: Effet des observables extraites du détecteur de pieds de gerbe sur les performances de l'identification des candidat de type 2.

5.5.3. Reconstruction du dépôt à partir de l'énergie des bandes

La reconstruction officielle fournit un nombre limité de variables associées au dépôt reconstruit, par exemple la taille du dépôt n'est pas disponible. De plus, le seuil en énergie de la reconstruction limite son efficacité : 15% des candidats n'ont pas de dépôt reconstruit. Pour ces deux raisons, une reconstruction à partir de l'énergie déposée dans chaque bande scintillante est élaborée.

Cette reconstruction (appelée nouvelle reconstruction et indicée par “dig” pour digit par opposition à la reconstruction officielle, indicée par “clu” pour cluster) consiste à analyser l'énergie déposée dans les bandes au voisinage d'un point de référence (choisi comme étant la trace du candidat) et à combiner l'information de chaque couche du détecteur de pied de gerbe. Dans un premier temps, quelques définitions géométriques sont données puis la description de la nouvelle reconstruction est détaillée. Dans un second temps, des tests réalisés sur des électrons ont mis en évidence certains biais, qui sont alors étudiés et corrigés afin d'avoir des performances comparables à la reconstruction officielle. Enfin, l'ajustement des paramètres libres de la reconstruction pour maximiser la discrimination entre les leptons τ et les jets est présenté.

Définitions géométriques

Comme indiqué sur la figure 5.13, le détecteur central de pied de gerbe est un cylindre de rayon $r_{\text{cps}} = 73$ cm. Les bandes de chaque couche ont une direction différente : la couche x est suivant l'axe Oz et les couches u et v ont des angles respectifs de $\alpha_u = +23.8^\circ$ et $\alpha_v = -24.0^\circ$ par rapport à Oz . Les positions sont repérées dans le plan $(\phi, z/r_{\text{cps}})$ ⁵ obtenu après “déroulement” du cylindre (cf. figure 5.17(a)).

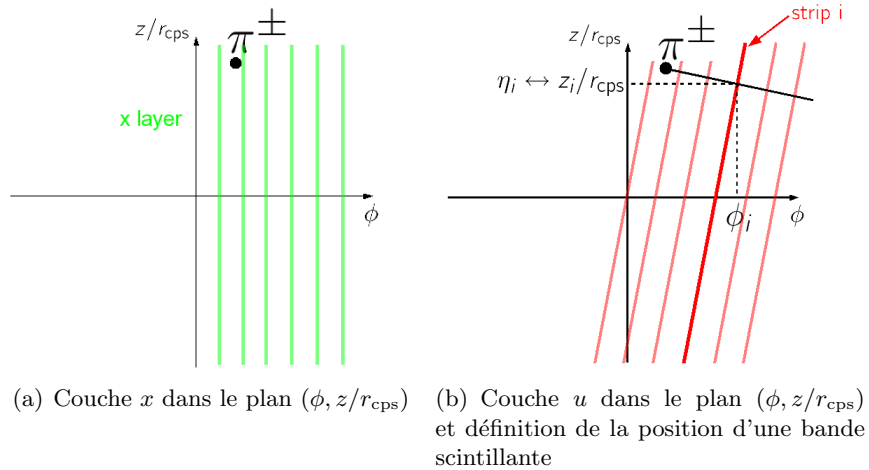


Fig 5.17.: Système de coordonnées utilisé pour décrire la géométrie du détecteur de pieds de gerbe et définition de la position d'une bande (l'axe du faisceau est l'axe Oz).

5. Ce plan de travail est équivalent au plan (ϕ, η) puisque $\eta = \sinh(z/r_{\text{cps}})$.

Reconstruction du dépôt

L'algorithme de reconstruction du dépôt procède en quatre étapes : d'abord les bandes scintillantes sont combinées par couche, puis les couches u et v sont combinées permettant de reconstruire une position dans le plan (η, ϕ) , enfin la couche x est ajoutée apportant alors une information sur ϕ uniquement. La difficulté principale rencontrée lors de cette reconstruction provient du fait que la position du dépôt le long de la bande n'est pas connue : la bande entière s'allume sous l'effet du passage d'une particule électromagnétique. Cette complication conduit à une quatrième étape visant à limiter la pollution du reste de l'événement sur la mesure du dépôt associé au candidat τ dans le détecteur de pieds de gerbe.

1. **Combinaison de l'information de chaque bande pour la couche k .** La figure 5.18(a) illustre la définition de la distance d_i entre la bande i et la trace. Uniquement les bandes scintillantes vérifiant $\Delta R(\text{strip}, \text{track}) \lesssim 0.3$ sont utilisées pour calculer la position moyenne $\langle d \rangle_k$ dans la couche k . L'énergie totale déposée dans la couche k notée E_k^{tot} , et la taille du dépôt de la couche k notée σ_k sont définies par :

$$E_j^{\text{tot}} = \sum_i E_j^i \quad (5.30)$$

$$\langle d \rangle_k = \sum_i \frac{E_k^i}{E_k^{\text{tot}}} d_k^i \quad (5.31)$$

$$\sigma_k^2 = \sum_i \frac{E_k^i}{E_k^{\text{tot}}} (d_k^i - \langle d \rangle_k)^2 \quad (5.32)$$

La détermination de cette bande moyenne (*i.e.* la bande effective distante de $\langle d \rangle_k$ de la trace) permet d'extraire une contrainte sur la position (η, ϕ) du dépôt. En effet, chaque bande représente une *relation* entre ϕ et η :

$$\phi = \phi_i^0 + \tan \alpha_k (z/r_{\text{cps}}) = \phi_i^0 + \tan \alpha_k (\sinh^{-1} \eta) \quad (5.33)$$

où ϕ_i^0 est l'ordonnée à l'origine de la bande i comme illustré sur la figure 5.18(a) et la quantité $\delta\phi = \tan \alpha_k (z/r)$ représente l'"angle accumulé" lors d'un déplacement z le long de l'axe Oz . Par conséquent, la bande moyenne de la couche k , qui possède une ordonnée à l'origine précise, définit une contrainte entre les coordonnées η et ϕ du dépôt.

Il est possible de définir une position $(\eta, \phi)_k$ associée à la couche k comme illustré sur la figure 5.17(b). Dans le repère centré sur la trace, ces positions s'obtiennent par les relations suivantes :

$$\phi_k \equiv \frac{\langle d \rangle_k}{\cos \alpha_k} \quad , \quad \sinh^{-1} \eta_k = \left(\frac{z}{r_{\text{cps}}} \right)_k \equiv \frac{\langle d \rangle_k}{\sin \alpha_k} \quad (5.34)$$

2. **Combinaison des couches u et v .** À cette étape, les couches u et v imposent chacune une contrainte différente, ce qui permet de déterminer complètement la position du dépôt, notée $(\eta^{\text{uv}}, \phi^{\text{uv}})$ à ce stade. En effet, cette position s'obtient en calculant l'intersection des deux droites passant par $(\eta, \phi)_k$ et de pente $\tan \alpha_k$ ($k = u, v$) comme

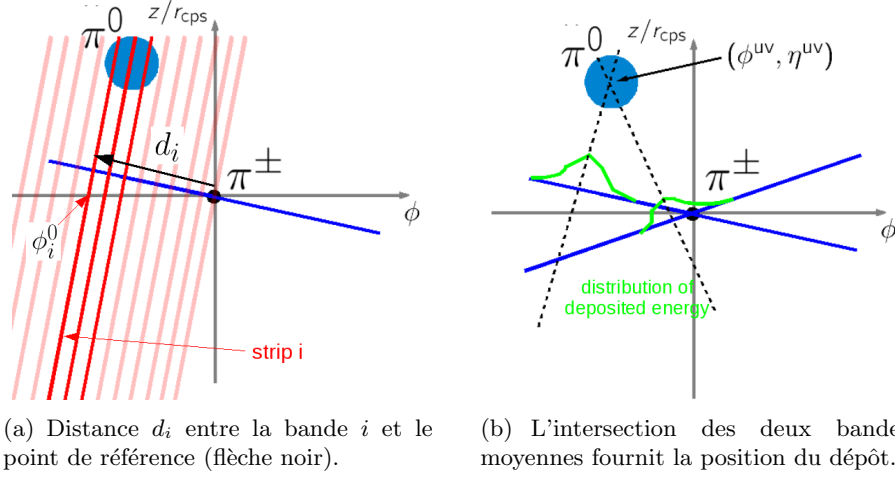


Fig 5.18.: Schéma de l'effet d'une particule électromagnétique (ici le système (γ, γ) issue d'un π^0) sur chaque bande scintillante : les bandes touchées sont en gras (à gauche). La figure de droite illustre la reconstruction du dépôt à partir de la combinaison de l'information des couches u et v .

illustré sur la figure 5.18(b). La position du dépôt est donnée par les expressions suivantes (symétriques en u et v) :

$$\begin{aligned} \phi^{uv} &= \frac{1}{\cot \alpha_u - \cot \alpha_v} \left\{ - (1 + \cot^2 \alpha_u) (z/r_{cps})_u + (1 + \cot^2 \alpha_v) (z/r_{cps})_v \right\} \\ \frac{r^{uv}}{z} &= \frac{1}{\cot \alpha_u - \cot \alpha_v} \times \\ &\quad \left\{ - \cot \alpha_v (1 + \cot^2 \alpha_u) (z/r_{cps})_u + \cot \alpha_u (1 + \cot^2 \alpha_v) (z/r_{cps})_v \right\} \end{aligned}$$

3. **Combinaison des couches (u, v) et x .** Après cette première détermination de la position du dépôt, la mesure de la couche x doit être incluse. Puisque les bandes scintillantes sont dirigées suivant l'axe du faisceau, l'information apportée par cette couche ne concerne que la coordonnée ϕ . La position en ϕ combinée est une moyenne pondérée par $1/\sigma$ des ϕ des couches x et (u, v) . Finalement, le dépôt d'énergie obtenu possède les caractéristiques suivantes :

$$\eta_{cps} \equiv \eta_{xuv} = \eta_{uv} \quad (5.35)$$

$$\phi_{cps} \equiv \phi_{xuv} = \frac{\phi_x/\sigma_x^\phi + \phi^{uv}/\sigma_{uv}^\phi}{1/\sigma_x^\phi + 1/\sigma_{uv}^\phi} \quad (5.36)$$

$$E_{cps} \equiv E_{xuv} = E_x^{\text{tot}} + E_u^{\text{tot}} + E_v^{\text{tot}} \quad (5.37)$$

$$\text{RMS} \equiv \sigma_{xuv} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_u^2 + \sigma_v^2} \quad (5.38)$$

4. **Prise en compte des corrélations entre les trois couches.** La structure en bandes scintillantes du détecteur de pieds de gerbe introduit une difficulté : une bande proche de la trace peut être allumée par une particule éloignée du candidat étudié, comme illustré sur la figure 5.19(a). Dans l'algorithme présenté jusqu'à présent, cette bande est prise en compte alors qu'elle n'est pas associée à l'objet que l'on souhaite reconstruire.

Une procédure basée sur les corrélations entre les trois couches a été développée dans le but d'éliminer ces dépôts parasites (cf. figure 5.19(b)).

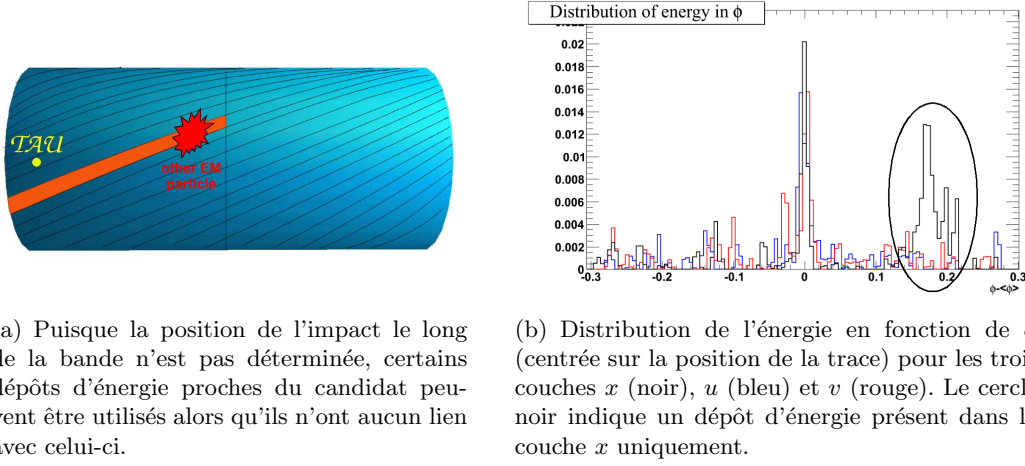


Fig 5.19.: Importance des corrélations entre les trois couches du détecteur de pieds de gerbe.

Un estimateur ξ de la corrélation entre les couches est défini en fonction de ϕ :

$$\xi(\phi) = \frac{E_x(\phi) + E_u(\phi) + E_v(\phi)}{\frac{1}{3} (E_x^{\text{tot}} + E_u^{\text{tot}} + E_v^{\text{tot}})} \quad (5.39)$$

La figure 5.20 montre la distribution de $\xi(\phi)$. À l'aide de cette variable, les bandes effectivement associées au candidat étudié peuvent être sélectionnées. Plus précisément, en notant $s(\phi)$ la bande repérée par ϕ , les critères suivant sont appliqués (ϕ_0 et ϕ_1 sont deux indices courants) :

- a) $s(\phi_0)$ est sélectionné si $\xi(\phi_0) \geq \alpha \xi_{\text{max}}$,
- b) toutes les bandes $s(\phi_1)$ sont sélectionnés si $\phi_1 \in [\phi_0 - \delta\phi; \phi_0 + \delta\phi]$,
- c) une bande n'est jamais comptée deux fois.

où α et $\delta\phi$ sont deux paramètres libres de la reconstruction. Le choix final pour leur valeur est discutée dans une prochaine partie.

La figure 5.21 montre la distribution de l'énergie déposée dans le détecteur de pieds de gerbe pour le candidat de la figure 5.19(b) provenant d'un événement simulé où un électron est reconstruit comme un τ . Pour ce type d'objet, la position du dépôt doit être centrée sur celle de la trace. La figure 5.21 montre la position reconstruite avec et sans suppression des dépôts parasites à $\phi \approx \phi_{\text{trk}} + 0.17$: la procédure décrite ci-dessous permet de reconstruire une position beaucoup plus proche de la position réelle (trace).

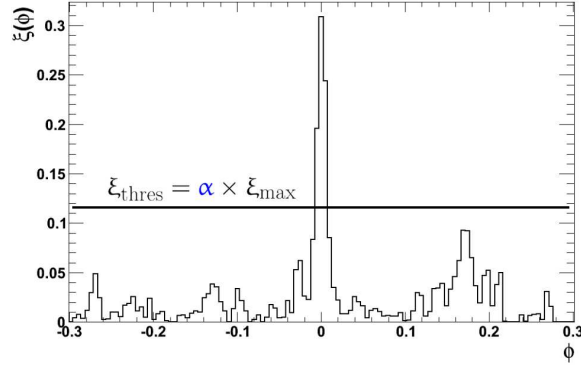


Fig 5.20.: Distribution de $\xi(\phi)$ pour le candidat de la figure 5.19(b). En sélectionnant les ϕ ayant une grande valeur de ξ , l'énergie déposée uniquement dans la couche x est supprimée.

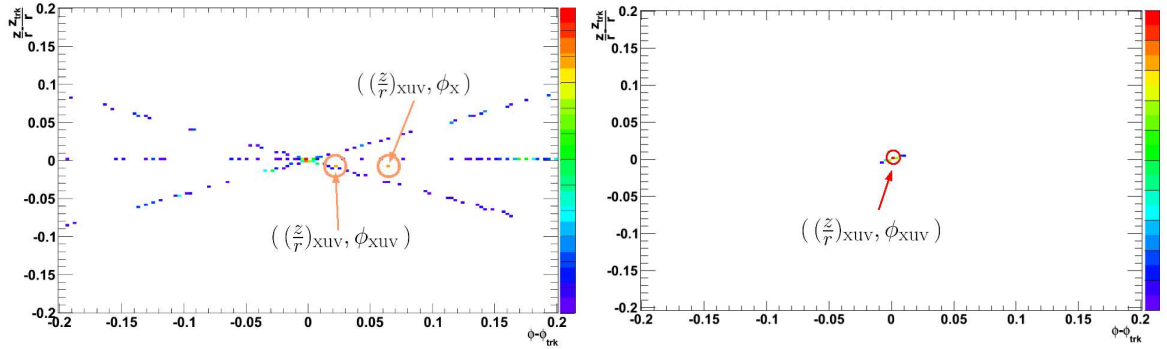


Fig 5.21.: Gauche : La nouvelle reconstruction testée sur un électron avec la position reconstruite par les trois couches et celle reconstruite par la couche x uniquement (d'abscisse ϕ_x) avant prise en compte des corrélations. Cette figure est à mettre en regard du schéma de la figure 5.18(b). Droite : position reconstruite après application de la procédure décrite dans le texte.

Amélioration de l'algorithme et suppression des biais

Dans la section précédente, la trace est utilisée comme point de référence pour reconstruire le dépôt. Or l'aptitude de l'algorithme à reconstruire un dépôt distant du point de référence est cruciale : l'intérêt d'introduire le détecteur de pieds de gerbe est de séparer le pion neutre du pion chargé, ou en d'autre terme, de reconstruire un dépôt d'énergie distant du point de référence (la trace). Afin de tester la qualité de la reconstruction d'un dépôt distant du point de référence, celui-ci est translaté en $(\eta^{\text{trk}} - \eta^{\text{offset}}, \phi^{\text{trk}} - \phi^{\text{offset}})$ avec $(\eta^{\text{offset}}, \phi^{\text{offset}}) = (0.1, 0.1)$. La figure 5.22 montre la résolution en η avant et après déplacement du point de référence : une fraction non négligeable des électrons sont reconstruits en $\eta^{\text{trk}} - \eta^{\text{offset}}$ indiquant alors un biais de la reconstruction.

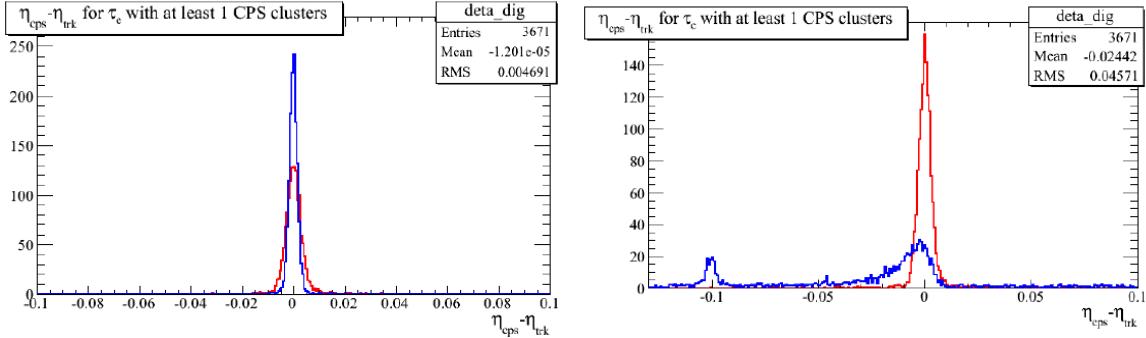


Fig 5.22.: Résolution en η pour les électrons reconstruits comme des candidat τ avant (gauche) et après (droite) translation du point de référence pour la reconstruction officielle (rouge) et pour la nouvelle reconstruction (bleu).

Le problème provient de l'estimation des corrélations entre les trois couches : si le dépôt d'énergie se trouve trop loin du point de référence, les angles α_i impliquent une corrélation entre des positions en ϕ légèrement différentes comme illustrée sur la figure 5.23. Pour pallier ce problème, le processus de reconstruction est itéré en changeant le point de référence afin de réduire la distance entre celui-ci et le dépôt à reconstruire. Le dépôt reconstruit à l'étape $n - 1$ devient le point de référence de l'étape n . Le nombre typique d'itérations nécessaires est 5. La figure 5.24 montre l'effet de ce processus d'itération sur la résolution en η avant et après translation du point de référence : la sensibilité de l'algorithme au point de référence est largement réduite.

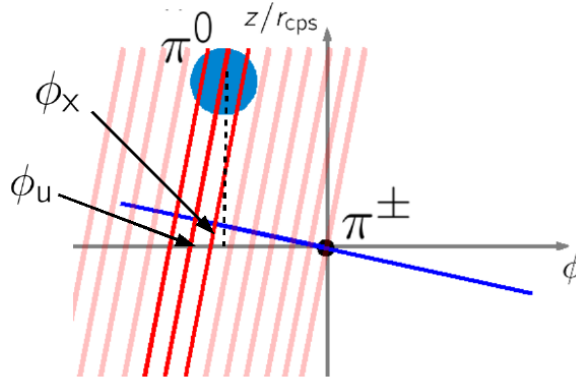


Fig 5.23.: Schéma expliquant pourquoi la corrélation entre les couche est attendue mais à une position en ϕ légèrement différente pour chaque couche : si le dépôt d'énergie se trouve trop loin du point de référence, les angles α_i impliquent une corrélation entre ϕ_u et $\phi_x \neq \phi_u$.

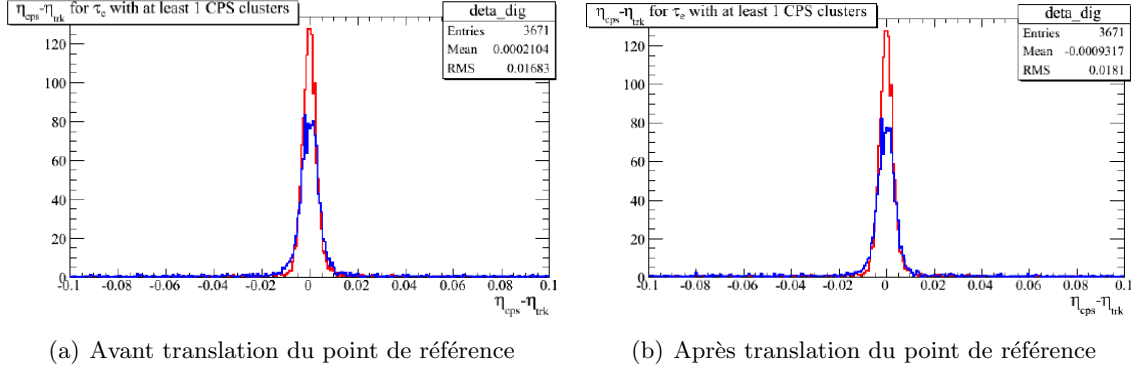


Fig 5.24.: Résolution en η pour les électrons reconstruits comme des candidats τ provenant d'événements simulés $Z \rightarrow \tau\tau$ pour la reconstruction officielle (rouge) et pour la nouvelle reconstruction avec le processus d'itération (bleu).

Il reste cependant un biais important : la position en ϕ du dépôt reconstruit est tradatée par rapport à sa position réelle d'un angle qui dépend de la pseudo-rapidité du candidat, comme l'indique la figure 5.25.

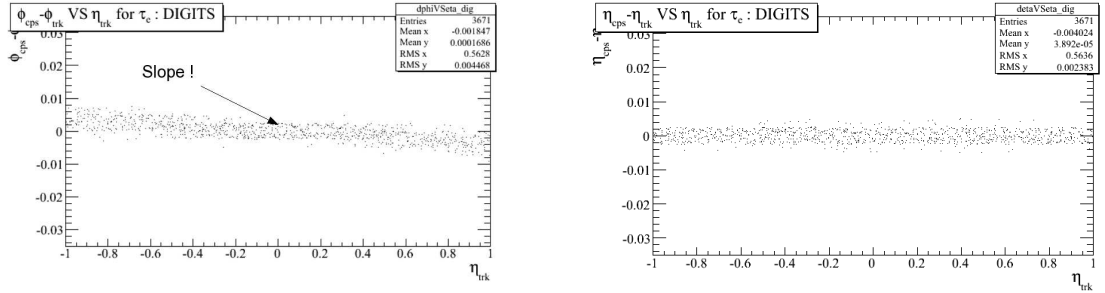


Fig 5.25.: Dépendance en η de la résolution en ϕ (gauche) et η (droite) du dépôt reconstruit.

Après l'exploration de plusieurs causes possibles, la valeur numérique des angles stéréos α_u et α_v se trouve avoir un effet important sur la pente de la figure 5.25. Dans ce qui précède, l'alignement du détecteur de pieds de gerbe réel a été utilisé, mais pour différentes raisons, celui du détecteur simulé considéré dans cette étude n'est pas nécessairement identique. Dans l'objectif éventuel de mesurer l'alignement du détecteur réel, une méthode d'alignement *in situ* a été développée et testée sur les événements simulés. Cet étalonnage consiste à mesurer la position du dépôt reconstruit pour différents angles (α_u, α_v) afin de voir quelle géométrie donne la meilleure résolution. La distribution de $x_{\text{reco}} - x_{\text{true}}$ ($x = \phi, \eta$) est ajustée par une fonction gaussienne sur l'intervalle $[-0.02, 0.02]$. En notant σ_ϕ (resp. σ_η) l'écart type de la gaussienne obtenue à partir de la distribution en ϕ (resp. η), la résolution totale est définie par :

$$\sigma_{(\phi, \eta)} \equiv \sqrt{\sigma_\phi^2 + \sigma_\eta^2} \quad (5.40)$$

La figure 5.26 montre la résolution normalisée à la résolution officielle pour différentes géométries : la surface indique que la résolution est optimale pour les valeurs ($\alpha_u = 23.77^\circ, \alpha_v = -23.97^\circ$) au lieu des valeurs de la géométrie réelle ($\alpha_u = 24.01^\circ, \alpha_v = -23.61^\circ$).

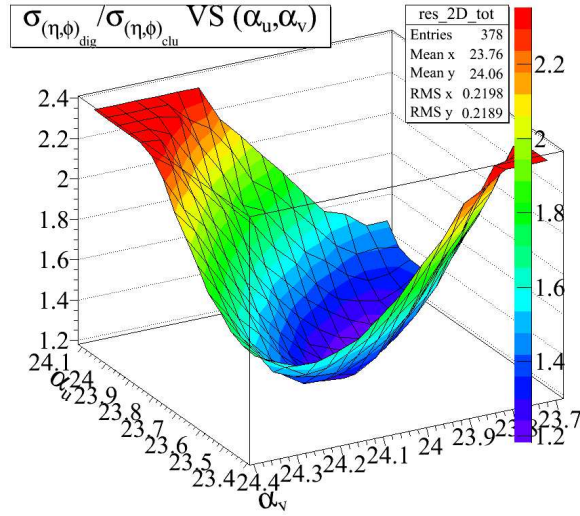


Fig 5.26.: Résolution normalisée à la résolution officielle pour différentes géométries : un optimum est observé.

La géométrie simulée est accessible directement, ce qui permet de tester la méthode d'alignement développée. Avec une incertitude de l'ordre de 0.05° , correspondant au pas avec lequel le plan (α_u, α_v) est parcouru, le tableau 5.3 montre que la méthode permet de mesurer la configuration géométrique du détecteur. La figure 5.27 montre la dépendance des résolutions avec la pseudo-rapacité du candidat après alignement : le biais est maintenant corrigé.

	Géométrie réelle	Géométrie simulée mesurée	Géométrie simulée vraie
$ \alpha_u $	24.01°	$23.77 \pm 0.05^\circ$	$23.77 \pm 0.01^\circ$
$ \alpha_v $	23.61°	$23.97 \pm 0.05^\circ$	$24.01 \pm 0.01^\circ$

TABLE 5.3.: Les différents angles stéréos de la géométrie réelle et simulée vraie ainsi que celle obtenue par la méthode d'étalonnage *in situ*. Un bon accord est observé entre les angles mesurés et vrais.

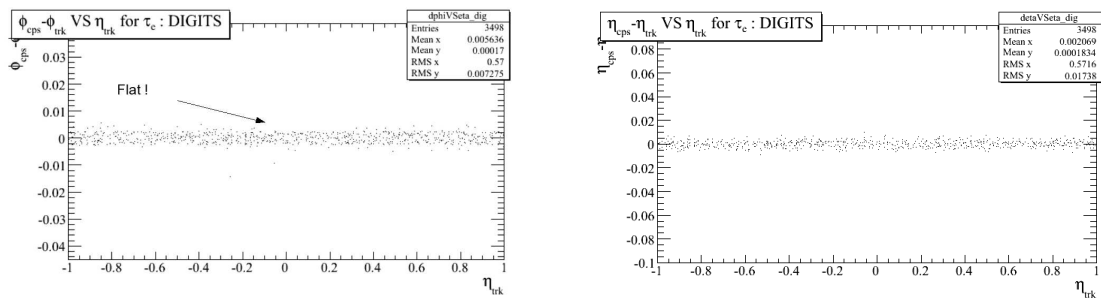


Fig 5.27.: Dépendance en η de la résolution en ϕ (gauche) et η (droite) du dépôt reconstruit pour la géométrie après alignement. La pente de la résolution en ϕ a disparu.

Optimisation de la reconstruction

La nouvelle reconstruction contient trois paramètres qui peuvent être ajustés pour optimiser le pouvoir discriminant de la mesure du détecteur de pieds de gerbe :

1. $\Delta R(\text{trk}, \text{strip})$ qui définit le cône de reconstruction autour du point de référence ;
2. α qui définit le seuil pour l'estimation des corrélations ;
3. $\delta\phi$ qui définit l'intervalle dans lequel les bandes sont sélectionnées compte tenu des corrélations estimées.

L'optimisation est basée sur la séparation S des trois 3 variables extraites du détecteur de pieds de gerbe : $\log_{10}(\Delta R(\text{CPS}, \text{trk}))$, $E_{\text{cps}}/E_{\text{cal}}$ et la RMS du dépôt. Pour une observable $\mathcal{O}$, la séparation est définie par :

$$S(\mathcal{O}) = \frac{1}{2} \int_{\min(\mathcal{O})}^{\max(\mathcal{O})} \frac{(\mathcal{S}^{\mathcal{O}}(x) - \mathcal{B}^{\mathcal{O}}(x))^2}{\mathcal{S}^{\mathcal{O}}(x) + \mathcal{B}^{\mathcal{O}}(x)} dx \quad (5.41)$$

où $\mathcal{S}^{\mathcal{O}}(x)$ (resp. $\mathcal{B}^{\mathcal{O}}(x)$) sont les densités de probabilité du signal (resp. bruit de fond) de l'observable $\mathcal{O}$. Cet estimateur du pouvoir discriminant tend vers l'unité pour des distributions parfaitement discriminantes et vers zéro pour des distributions identiques. Afin d'éviter des biais entre donnée et simulation au niveau des grandeurs reliées au détecteur (comme l'énergie déposée dans chaque bande scintillante), les candidats de bruit sont issus d'événements W + jets simulés.

Dans le but d'estimer correctement les corrélations entre les couches, l'algorithme est appliqué plusieurs fois en changeant le point de référence (itérations). En principe, un jeu différent de paramètres peut être utilisé pour chaque itération mais il s'avère que la reconstruction est principalement affectée par les paramètres de l'itération finale. L'optimisation, ne portant donc que sur les paramètres de la dernière itération, est appliquée en deux étapes : le plan $(\alpha, \delta\phi)$ est considéré pour $\Delta R = 0.1$, puis le plan $(\Delta R, \delta\phi)$ est parcouru pour $\delta\phi = 0.012$. Le candidat est reconstruit pour chaque jeu de paramètres et la séparation $S(\mathcal{O})$ est calculée.

On introduit l'indice i tel que

- $i = 1 \leftrightarrow \delta\phi = 0.012$ (~ 5 bandes)
- $i = 2 \leftrightarrow \delta\phi = 0.050$ (~ 20 bandes)
- $i = 3 \leftrightarrow \delta\phi = 0.100$ (~ 40 bandes)

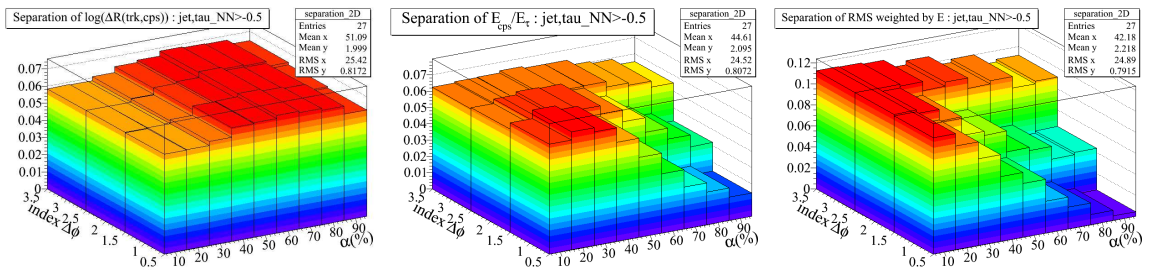


Fig 5.28.: Séparation des variables $\log \Delta R(\text{cps}, \text{trk})$, $E_{\text{cps}}/E_{\text{calo}}$ et RMS pour différents jeux de paramètres de reconstruction ($\Delta R = 0.1$).

La figure 5.28 montre le comportement de séparation S dans le plan $(\alpha, \delta\phi)$ pour les trois observables étudiées, indiquant que la meilleure discrimination est obtenue pour $i = 1$ et

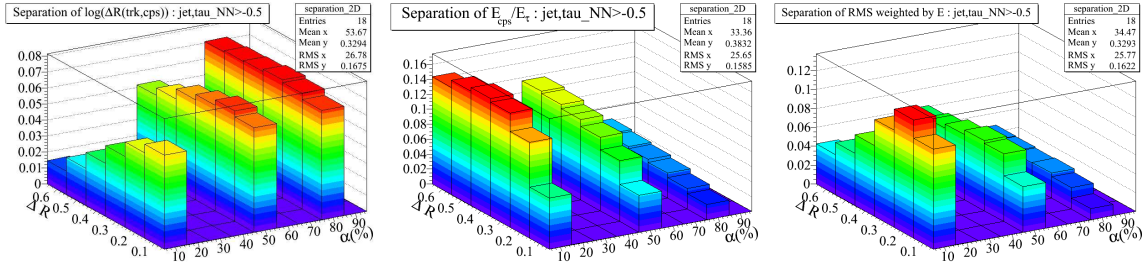


Fig 5.29.: Séparation des variables $\log \Delta R(\text{cps}, \text{trk})$, $E_{\text{cps}}/E_{\text{calo}}$ et RMS pour différents jeux de paramètres de reconstruction ($\delta\phi = 0.012$).

$\alpha \sim 80\%$ pour $\log \Delta R(\text{CPS}, \text{trk})$ et $\alpha \sim 10\%$ pour les deux autres variables. La figure 5.29 montre le comportement de séparation S dans le plan $(\Delta R, \alpha)$ pour les trois observables étudiées, indiquant que $\Delta R = 0.3$ est un bon compromis pour l'ensemble des variables. Le résultat de cette étude d'optimisation est donc de considérer ($\Delta R = 0.3$, $\delta\phi = 0.012$) et deux valeurs pour α :

- un point de fonctionnement avec peu de bandes scintillantes pour mesurer l'écart angulaire entre la trace et le dépôt électromagnétique : $\alpha = 80\%$,
- un point de fonctionnement avec beaucoup de bandes scintillantes pour mesurer $E_{\text{cps}}/E_{\text{calo}}$ et la taille du dépôt : $\alpha = 10\%$.

Résultat

Les observables extraites de cette nouvelle reconstruction optimisée pour l'identification des leptons τ sont montrées sur la figure 5.30. Les dépôts d'énergie produits par les jets sont légèrement plus larges que ceux des leptons τ , comme attendu. Par ailleurs, l'efficacité de la reconstruction élaborée (fraction de candidat ayant un dépôt dans le détecteur de pieds de gerbe) est de 95% contre 85% pour la reconstruction de la collaboration (cf. figure 5.14).

Après l'ajout de ces variables dans le réseau de neurones d'identification, aucune amélioration significative n'est observée sur la séparation entre le lepton τ et le jets, bien que légèrement meilleure par rapport à la reconstruction officielle, comme le montre la figure 5.31. La mesure indépendante du détecteur de pieds de gerbe n'apporte pas, en dépit de cette étude approfondie, suffisamment d'information décorrélée de celle du calorimètre pour améliorer la discrimination entre les τ hadroniques et les jets.

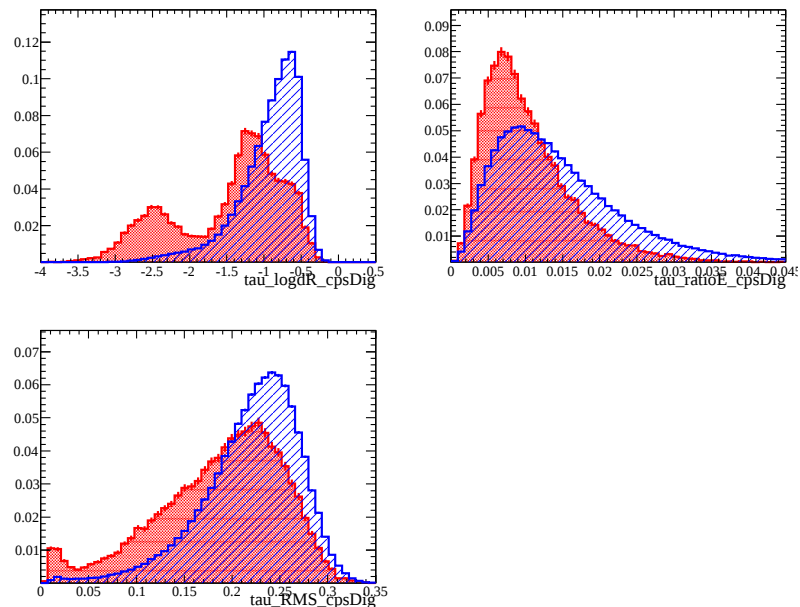


Fig 5.30.: Observables discriminantes issues de la nouvelle reconstruction dans le détecteur de pieds de gerbe pour des candidats d'un échantillon $Z \rightarrow \tau\tau$ (rouge) et ceux d'un échantillon QCD (bleu). Les deux pics présents dans la figure de gauche sont dus aux désintégrations électronique (bas ΔR) et hadronique (haute ΔR) des τ .

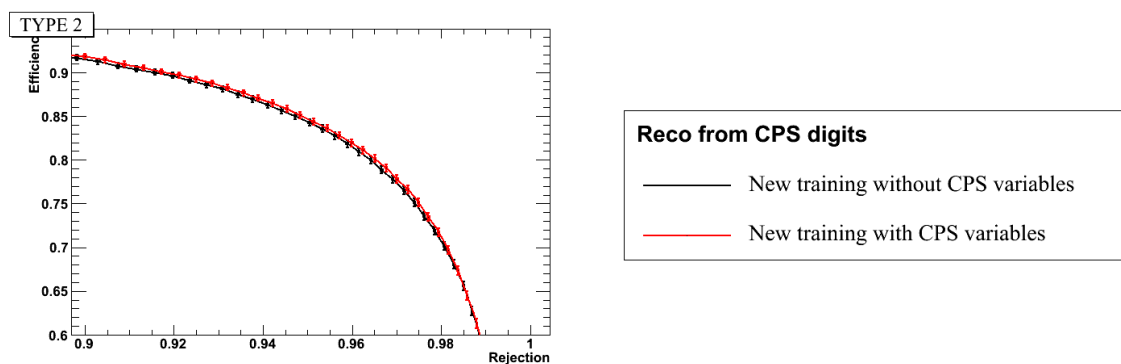


Fig 5.31.: Effet des observables extraites de la nouvelle reconstruction sur l'identification des leptons τ de type 2.

5.6 Exploitation du temps de vie du lepton τ

5.6.1. Motivations et méthode utilisée

Dans son référentiel propre, le lepton τ se désintègre avec un temps de demi-vie τ_{life} de 0.290 ps conduisant à une distance de vol de l'ordre de 2 mm dans le référentiel du laboratoire (pour une énergie de 40 GeV). Une particule qui parcourt une distance donnée avant de se désintégrer produit un vertex (qualifié de secondaire) distant du vertex de l'interaction dure. Cette propriété possède des conséquences expérimentales exploitables : les traces issues du vertex secondaire ont un paramètre d'impact important par rapport au vertex primaire, conduisant parfois à la reconstruction d'un deuxième vertex. L'objectif de cette section est de bénéficier de cette signature expérimentale pour discriminer les jets des leptons τ .

Ce type de procédé est déjà largement développé pour identifier les jets de quark beaux, déjà au LEP [23] puis au Tevatron [24]. En effet, les mésons beaux ont un temps de demi-vie de l'ordre de 1.6 ps (cf. chapitre 1) et volent donc environ 2.5 mm dans le référentiel du laboratoire (pour un méson beau de 25 GeV). Les outils d'étiquetage des quarks beaux développés par la collaboration sont donc applicables aux candidats τ . Deux algorithmes sont utilisés dans le cadre de cette étude : le premier est basé sur le paramètre d'impact des traces du jet nommé JLIP [25] (pour “Jet Life time Probability”) et le second combine différentes informations incluant l'éventuelle reconstruction d'un vertex secondaire dans un réseau de neurones noté NN_{btag} [26]. La sous-section suivante donne une vue d'ensemble du premier algorithme et une description de l'ensemble des outils d'identification des jets de quark beau est donnée dans [24].

Brève description de l'algorithme JLIP

Cette méthode est basée sur l'évaluation du paramètre d'impact de chaque trace par rapport au vertex primaire. Plus précisément, il est possible de définir un paramètre d'impact vectoriel $\vec{d}$ (dans le plan transverse) allant du vertex primaire à la trace comme indiqué sur la figure 5.32. L'angle entre $\vec{d}$ et l'impulsion transverse du jet informe sur la position de l'éventuel vertex secondaire d'où semble provenir la trace par rapport au vertex primaire (cf. figure 5.32). On définit un paramètre d'impact signé $\text{IP}_s = \text{sign}(\vec{d} \cdot \vec{p}_T^{\text{jet}}) \times |\vec{d}|$: cette observable est de moyenne nulle pour les traces de jets légers et de moyenne positive pour les traces issues d'un vertex déplacé dans la direction du jet, comme expliqué sur la figure 5.32. Le fait que les traces de jets légers (*i.e.* provenant de quarks u, d, s) peuvent également avoir un paramètre d'impact non nul (en raison de la résolution du détecteur, notée σ_{IP}) indique qu'il est nécessaire de comparer un paramètre d'impact mesuré à σ_{IP} . On introduit alors la significativité du paramètre d'impact $\mathcal{S} = \text{IP}_s / \sigma_{\text{IP}}$. Cette grandeur ainsi définie permet d'évaluer la probabilité que le paramètre d'impact soit dû à une fluctuation statistique compte tenu de la résolution σ_{IP} . Sa distribution est montrée figure 5.32 pour différents types de jet.

Dans un premier temps, la résolution σ_{IP} est mesurée dans un échantillon de contrôle en prenant en compte différentes dépendances attendues telle que l'angle d'incidence de la trace ou le nombre de vertex reconstruits. Dans un second temps, la densité de probabilité de la variable $\mathcal{S}$ pour les jets légers, notée $\text{PDF}_l(\mathcal{S})$, est mesurée dans un échantillon de contrôle sur les traces vérifiant $\mathcal{S} < 0$ afin d'éviter la contamination de quarks lourds dans les

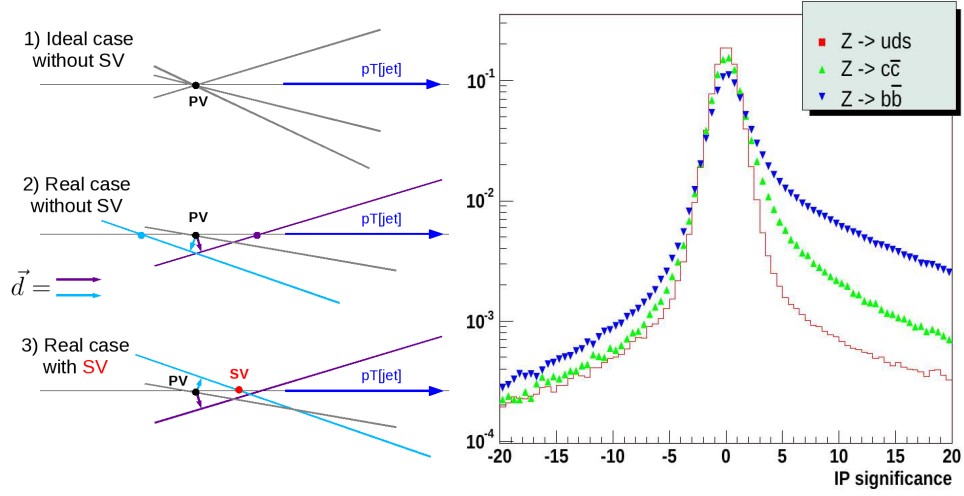


Fig 5.32.: Gauche : schéma illustrant la correspondance entre la trace et son paramètre d'impact signé dans trois cas de figure. Dans le cas idéal, le paramètre d'impact (et donc sa significativité) est nul. Néanmoins, en raison de la résolution non nulle de détecteur (cas réel), certaines traces semblent provenir d'un vertex secondaire distribué autour du vertex primaire. Si le vertex fictif est situé avant (resp. après) le vertex primaire dans la direction de $\vec{p}_T^{\text{jet}}$, alors $\text{sign}(\vec{d} \cdot \vec{p}_T^{\text{jet}}) = -1$ (resp. $+1$). Par conséquent, la significativité du paramètre d'impact signé est donc symétrique par rapport à zéro. Dans le cas d'une désintégration dans le jet (cas réel avec vertex secondaire), les traces viennent d'un vertex situé après le vertex primaire provoquant une dissymétrie de la distribution de la significativité du paramètre d'impact signé. La figure de droite montre cette distribution pour des jets légers (rouge), des jets de quark c (vert) et de quark b (bleu) : les quarks lourds ont une distribution asymétrique présentant un excès de traces vérifiant $\text{IP}_s > 0$.

données ($\text{PDF}_l(\mathcal{S})$ est, dans une bonne approximation, symétrique par rapport à zéro⁶). Il est alors possible de construire une probabilité associée aux traces d'un jet $\mathcal{P}_{\text{jet}}$ de distribution uniforme pour des traces à faible paramètre d'impact et piquée en zéro pour celle à grand paramètre d'impact. Cette probabilité peut être calculée pour les traces ayant un paramètre d'impact positif (resp. négatif) uniquement notée $\mathcal{P}_{\text{jet}}^+$ (resp. $\mathcal{P}_{\text{jet}}^-$). La figure 5.33 montre la distribution des probabilités $\mathcal{P}_{\text{jet}}^\pm$ pour un échantillon de jets légers et de jets lourds : (1) les jets lourds contiennent majoritairement des traces de paramètre d'impact positif (2) la probabilité $\mathcal{P}_{\text{jet}}^+$ est concentrée en zéro contrairement à $\mathcal{P}_{\text{jet}}^-$. L'observable $\mathcal{P}_{\text{jet}}^+$ est la variable fournie par l'algorithme JLIP et sonde efficacement la présence de traces de grand paramètre d'impact.

5.6.2. Application aux leptons τ et résultats

D'un point de vue pratique, l'utilisation de ces outils dans le contexte de l'identification des leptons τ passe par l'association d'un jet au candidat τ étudié en imposant $\Delta R(\tau, \text{jet}) < 0.5$.

6. La présence de hadrons tel que le Λ et les kaons dans les jets de quark léger peuvent conduire à une légère asymétrie de $\text{PDF}_l(\mathcal{S})$, comme le montre la figure 5.32

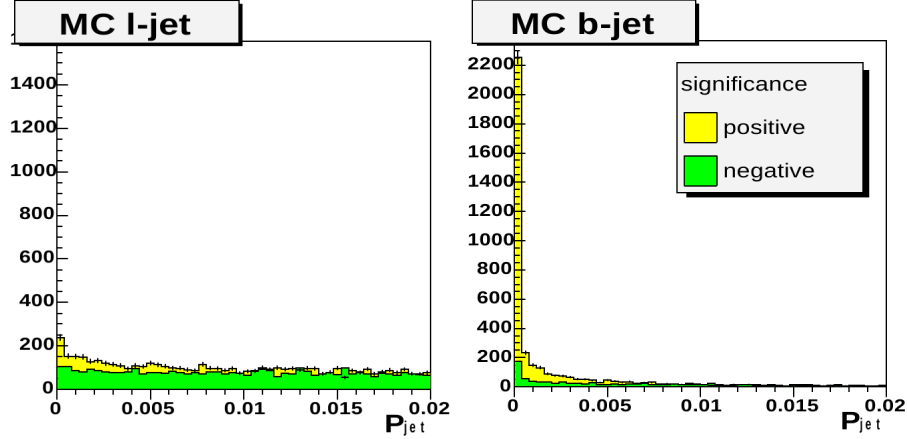


Fig 5.33.: Distribution des probabilités $\mathcal{P}_{\text{jet}}^{\pm}$ pour les traces provenant de jets légers (gauche) et de jets lourds (droite). D'une part, la fraction de trace vérifiant $\text{IP}_s > 0$ est plus importante pour les jets lourds et, d'autre part, la distribution de $\mathcal{P}_{\text{jet}}^+$ est concentrée en zéro contrairement à $\mathcal{P}_{\text{jet}}^-$ qui est relativement uniforme (par construction).

Les variables d'identification des jets de b du jet associé sondent alors le temps de vol du candidat. Cependant, ces observables peuvent être calculées uniquement sur les jets vérifiant certains critères de qualité (par exemple, un jet de traces doit-être associé au jet reconstruit dans le calorimètre). Dans ce contexte, les candidats de type 3 sont particulièrement favorisés car au moins deux traces leurs sont associées. Le tableau 5.4 donne les fractions de candidats pour lesquelles ces variables peuvent être calculées pour le signal et le bruit de fond.

type de candidat	leptons τ	jets QCD
1	25%	75%
2	25%	75%
3	85%	95%

TABLE 5.4.: Ordre de grandeur de la fraction des candidats bénéficiant des variables issues de l'identification des jets de b pour le signal et pour le bruit de fond.

Comme explicité précédemment, deux algorithmes d'identification de jet de quark b sont incorporés. Plus précisément, la variable NN_{btag} est ajoutée pour les candidats de type 1 et 2 tandis que les candidats de types 3 exploitent NN_{btag} et JLIP. La figure 5.34 montre la distribution de ces deux variables pour les leptons τ et les jets. La figure 5.35 montrent les performances de l'identification des leptons τ après avoir ajouté ces observables dans le réseau de neurones : l'amélioration est particulièrement appréciable pour les candidats de type 3.

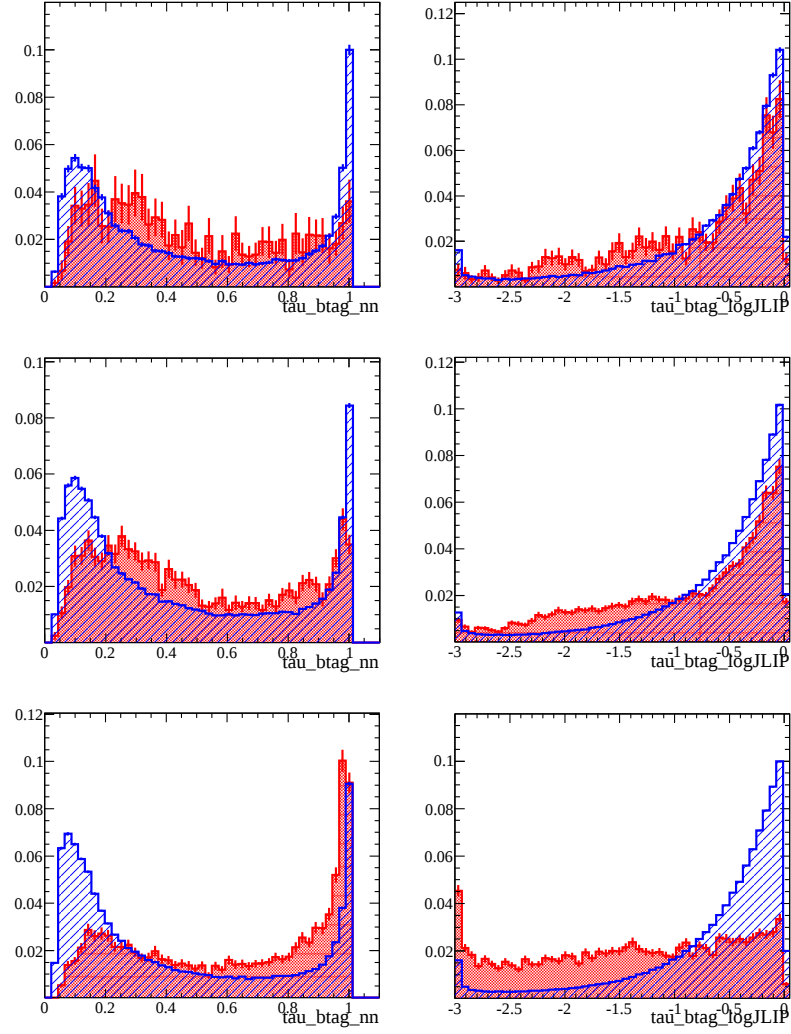


Fig 5.34.: Variables issues de l'identification des jets de quark b (NN_{btag} à gauche et $\log \mathcal{P}_{jet}^+$ à droite) pour les types 1/2/3 (ligne 1/2/3).

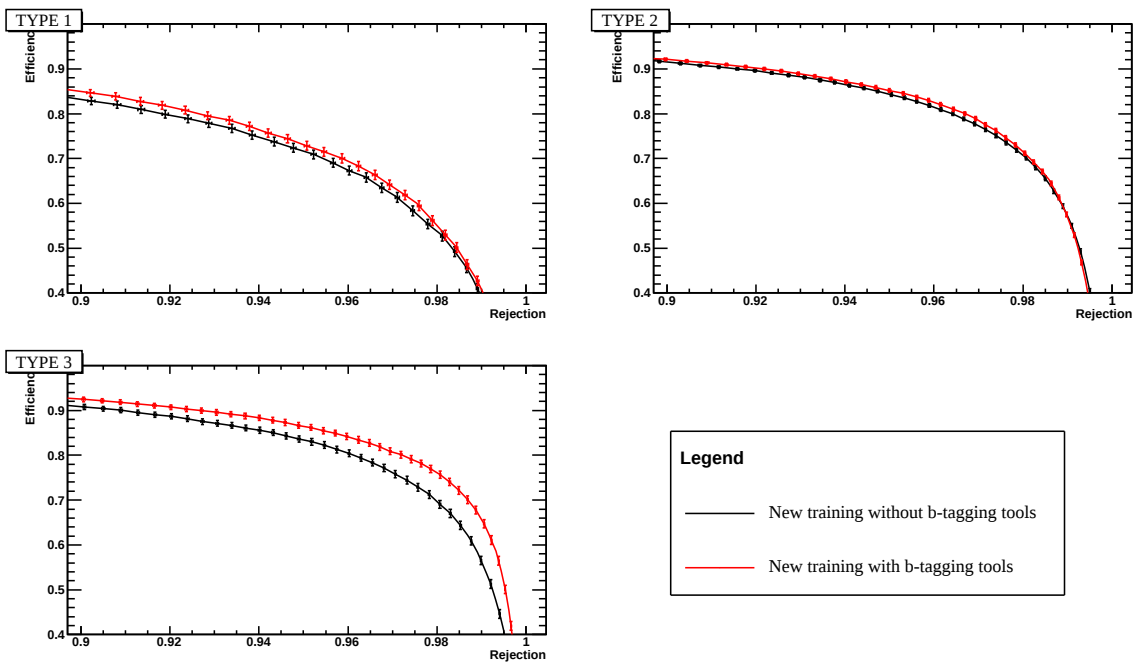


Fig 5.35.: Effet des observables issues de l'identification des jets de quark b sur l'identification des leptons τ .

5.7 Résultat final et étude sur différents processus physiques

Cette section présente les performances du nouvel algorithme incluant l'ensemble des améliorations présentées. La figure 5.36 montre la courbe de performance pour les trois types de candidat après toutes les modifications décrites au cours de ce chapitre. Les vrais leptons τ proviennent d'événements Z simulés contrairement aux candidats de bruit de fond provenant d'événements multijets. Les figures 5.37 et 5.38 montrent les mêmes courbes pour des vrais leptons τ provenant de la désintégration d'un boson de Higgs de $140 \text{ GeV}/c^2$ et $200 \text{ GeV}/c^2$ respectivement. L'erreur statistique sur l'efficacité du signal est importante mais les deux algorithmes sont testés sur le même lot d'événements, ainsi, une différence d'efficacité ne peut pas être due à une fluctuation statistique. À réjection identique, l'efficacité de sélection des leptons τ est améliorée d'environ 10% selon le type de candidat.

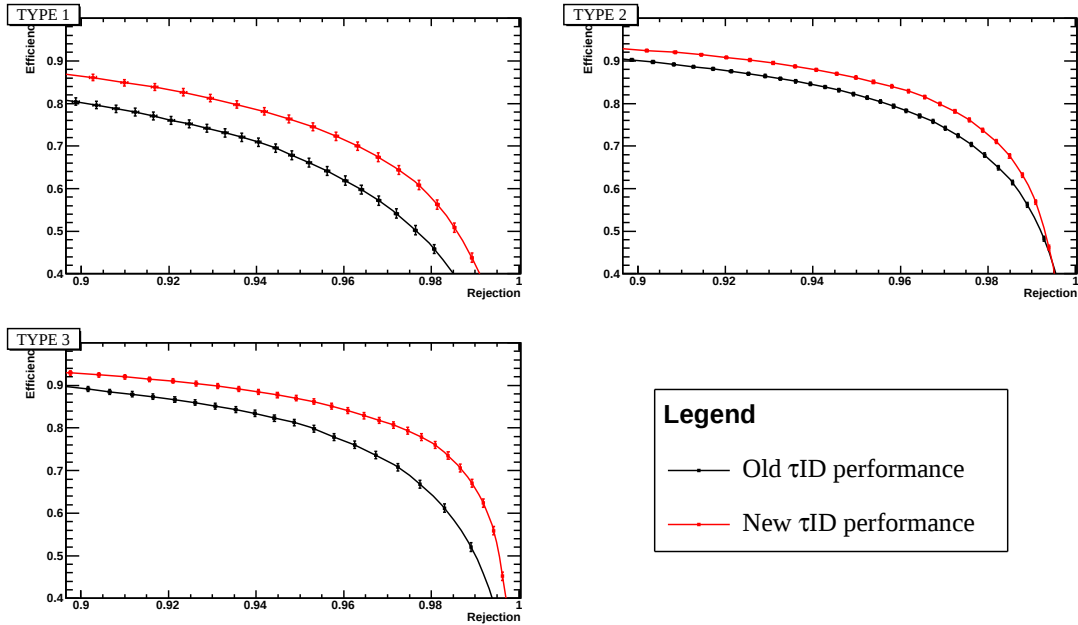


Fig 5.36.: Performances de l'identification des leptons τ incluant toutes les modifications décrites dans ce chapitre (rouge) comparées à celles de l'ancienne identification (noir). Les vrais leptons τ proviennent d'événements simulés $Z \rightarrow \tau\tau$ et les jets sont issus d'événements MJ.

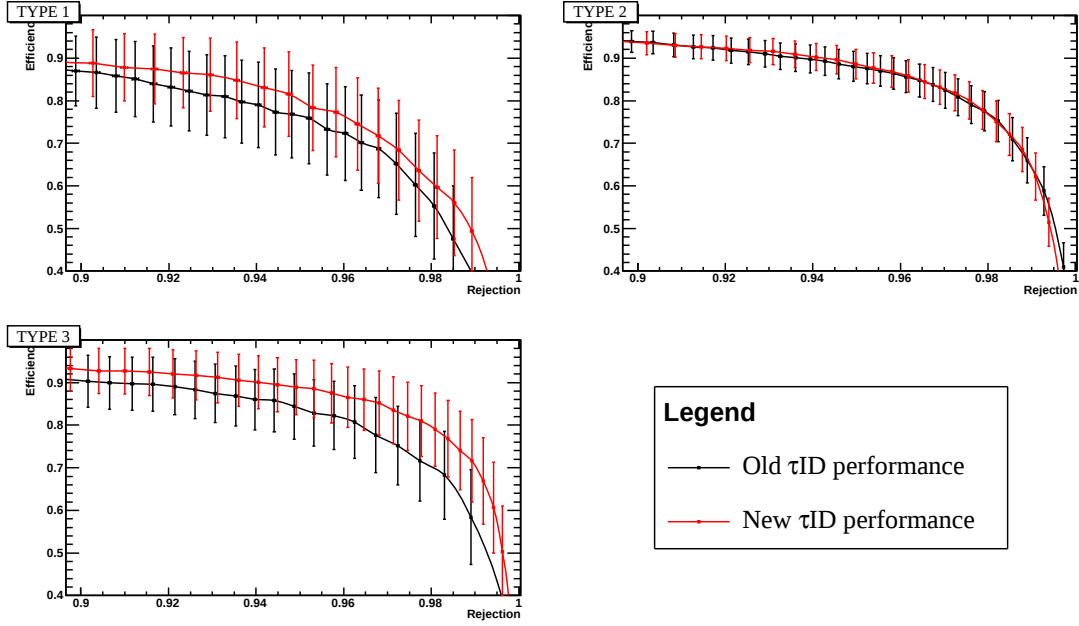


Fig 5.37.: Performances de l'identification des leptons τ incluant toutes les modifications décrites dans ce chapitre (rouge) comparées à celles de l'ancienne identification (noir). Les vrais leptons τ proviennent d'événements simulés $H(140) \rightarrow \tau\tau$ et les jets sont issus d'événements MJ.

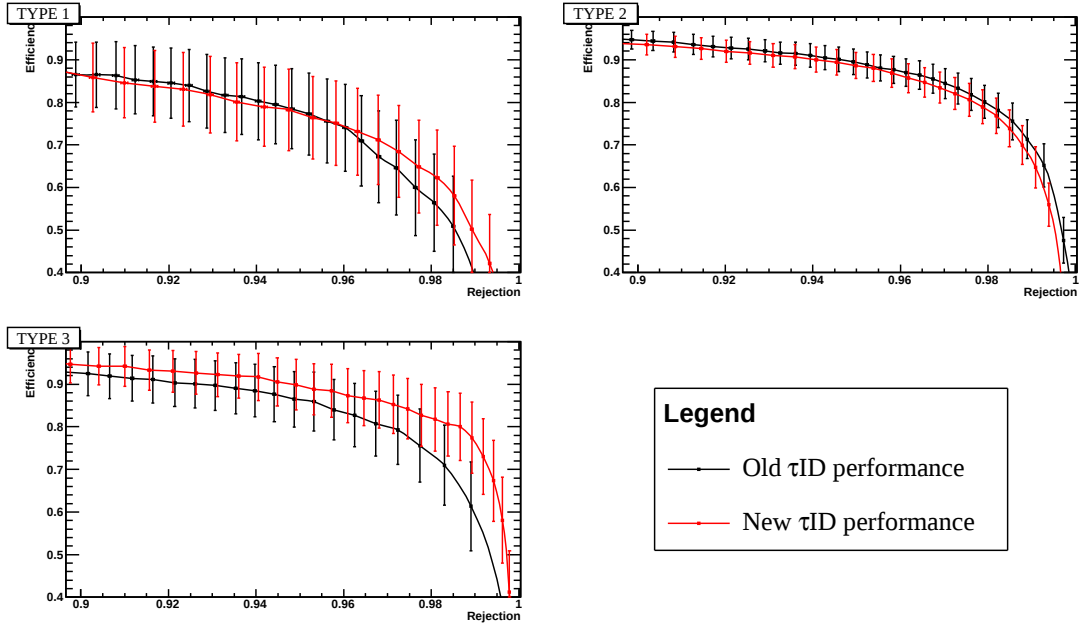


Fig 5.38.: Performances de l'identification des leptons τ incluant toutes les modifications décrites dans ce chapitre (rouge) comparées à celles de l'ancienne identification (noir). Les vrais leptons τ proviennent d'événements simulés $H(200) \rightarrow \tau\tau$ et les jets sont issus d'événements MJ.

5.8 Performances de l'algorithme dans les conditions d'analyse

L'ensemble des optimisations précédentes ont été effectuées sur des événements $Z \rightarrow \tau\tau$ simulés et il convient d'évaluer le gain de performances sur des événements $Z \rightarrow \tau\tau$ réels. De plus, le réseau de neurones a été entraîné dans des conditions bien spécifiques (échantillons dédiés, sélections lâches). Le second objectif de cette section est d'étudier l'effet de cette nouvelle identification dans des conditions d'analyse physique. En effet, plusieurs aspects diffèrent entre ces deux situations. Dans un premier temps, le bruit de fond total dépend de l'analyse et peut contenir des événements $W + \text{jets}$ et $Z \rightarrow \mu\mu$ qui n'ont pas été utilisés pour entraîner le réseau de neurones. De plus, lors d'une analyse, les événements multijets représentent un sous échantillon spécifique (jets ressemblants fortement à un lepton τ) et sont, par conséquent, différents des événements de l'échantillon d'entraînement. D'autre part, l'énergie des candidats est corrigée par la méthode dite "E/p" (présentée au chapitre 4) lors d'une analyse, alors que l'entraînement se base sur des candidats d'énergie non corrigée. De plus, les critères de qualité des candidats τ des analyses sont légèrement plus stricts que ceux de l'entraînement. Plus précisément, on demande :

- $E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}} \geq 0.65/0.5/0.5$,
- $R_\tau \geq 0.3$ (types 1 uniquement) où R_τ est une observable permettant de limiter la contamination due aux muons définie par

$$R_\tau \equiv (\text{fhf}_\tau + \text{emf}_\tau) \times E_{\text{calo}}/p_{\text{trk}} \quad (5.42)$$

L'étude de l'impact de ces différences se mène en plusieurs étapes élaborées sur le choix des sélections et des bruits de fond pris en compte dans le calcul de l'efficacité et de la réjection. Deux estimations du bruit de fond multijets sont considérées :

1. $MJ_1 \equiv$ événements de l'échantillon multijets utilisé pour l'entraînement (données dans l'état final $\mu + \tau$ où le muon est non isolé),
2. $MJ_2 \equiv$ événements de l'échantillon de données dans l'état final $\mu + \tau$ (où le muon est isolé) vérifiant $Q_\mu = Q_\tau$. Ces événements où les candidats sont de même signe (dit SS pour "Same Sign") n'ont pas d'origine électrofaible (la production de dibosons est négligeable) et permettent d'estimer le bruit de fond multijets (cf. chapitre 7).

L'ancienne et la nouvelle identification des leptons τ sont comparées dans différentes configurations du tableau 5.5.

Objectif	Vrai lepton τ	bruit de fond
Correction de l'énergie	simulation $Z \rightarrow \tau\tau$	MJ_1
Bruit de fond inconnu du NN	simulation $Z \rightarrow \tau\tau$	$MJ_2 + W\text{jet} + Z \rightarrow \mu\mu$
Effet dans les données	données $Z \rightarrow \tau\tau \approx \text{Data} - \sum_{\text{bkg}} \text{MC}$	$MJ_2 + W\text{jet} + Z \rightarrow \mu\mu$

TABLE 5.5.: Différents échantillons de signal et de bruit de fond utilisés pour comparer les performances de la nouvelle identification des leptons τ à celles de l'ancienne.

5.8.1. Performances

Les figures 5.39, 5.40 et 5.41 montrent les courbes de performance pour l'ancienne et la nouvelle identification des leptons τ dans chaque configuration du tableau 5.5 (différentes échelles sont utilisées).

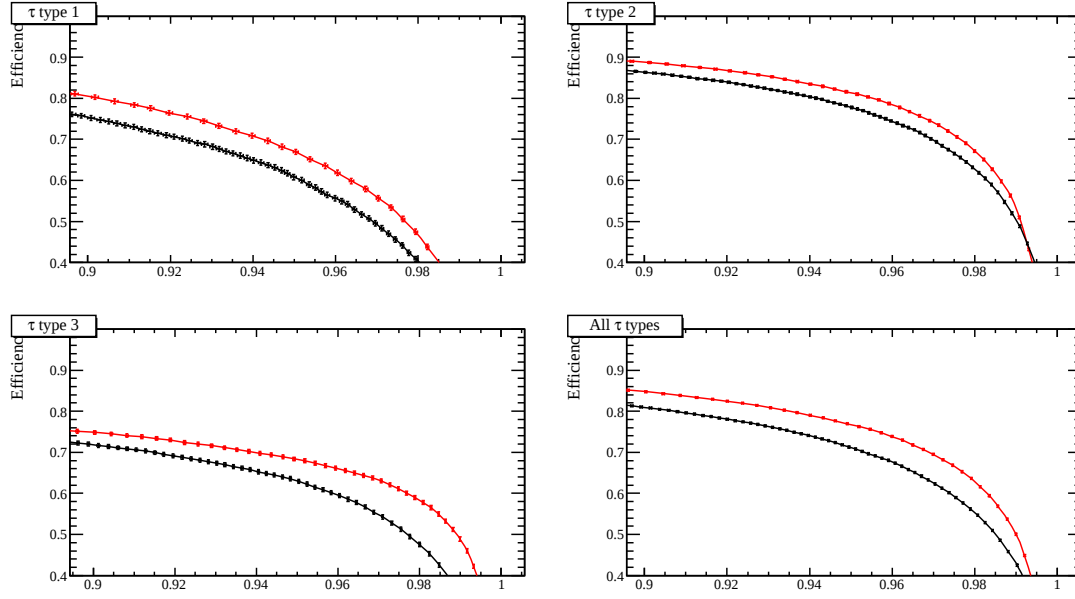


Fig 5.39.: Performances de l'ancienne (noir) et de la nouvelle (rouge) identification avec la simulation de $Z \rightarrow \tau\tau$ pour le signal et les événements MJ_1 pour le bruit de fond.

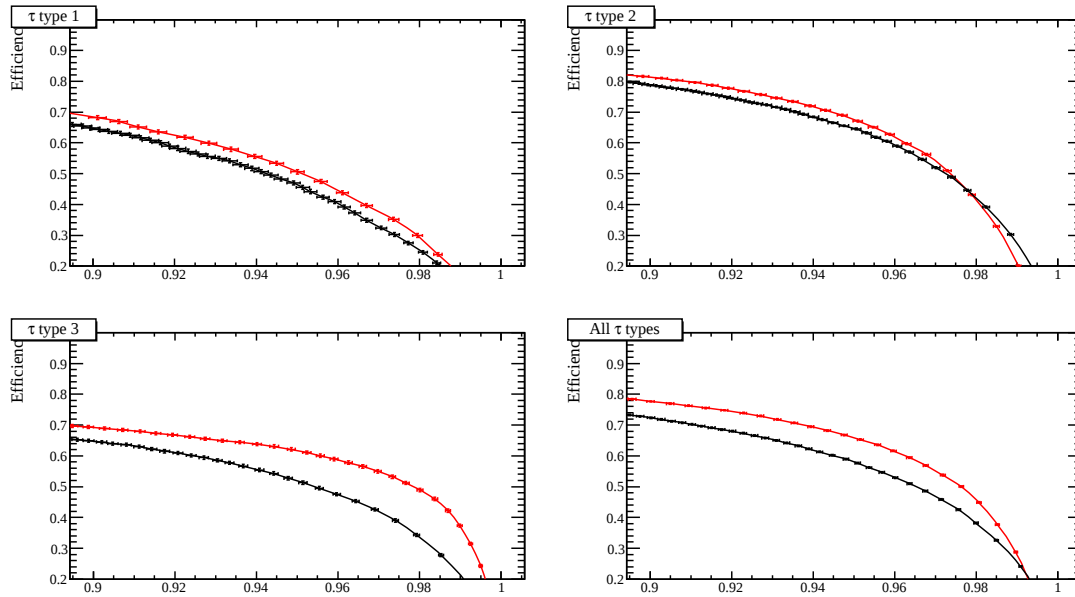


Fig 5.40.: Performances de l'ancienne (noir) et de la nouvelle (rouge) identification avec la simulation de $Z \rightarrow \tau\tau$ pour le signal et les événements $MJ_2 + Wjet + Z \rightarrow \mu\mu$ pour le bruit de fond.

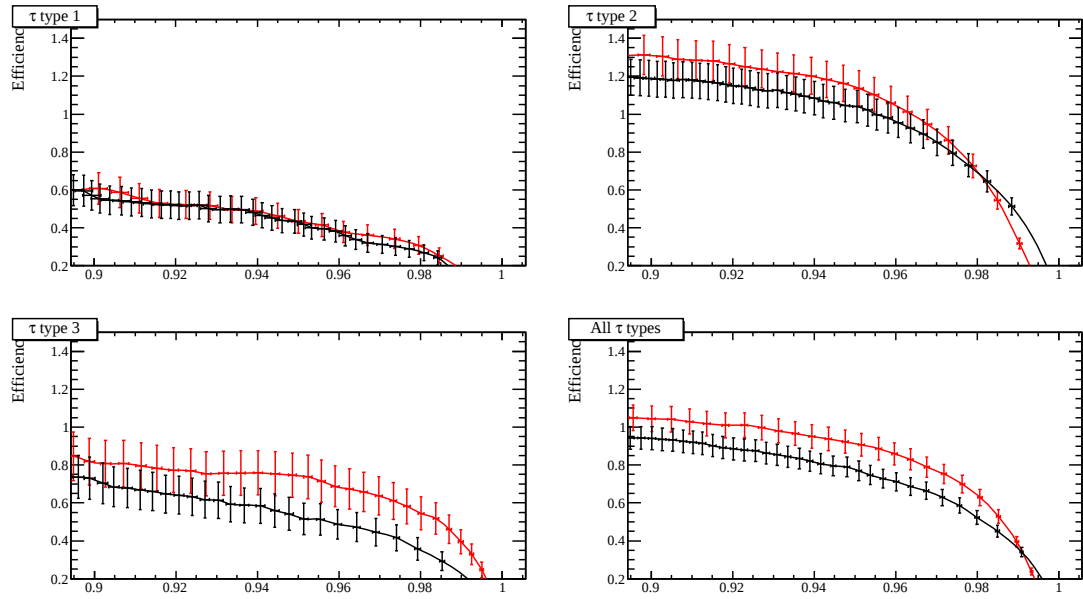


Fig 5.41.: Performances de l'ancienne (noir) et de la nouvelle (rouge) identification avec les données $Z \rightarrow \tau\tau$ pour le signal et les événements $MJ_2 + W\text{jet} + Z \rightarrow \mu\mu$ pour le bruit de fond. L'efficacité plus grande que l'unité est due à la soustraction du bruit de fond difficile à modéliser dans une région appauvrie en signal.

5.8.2. Comparaison entre données et simulation

Dans le but de comparer les deux méthodes d'identification, on détermine la valeur de NN_{new} à partir de laquelle contamination du bruit de fond (tout type de candidats) est identique à celle de la sélection actuellement utilisée dans la collaboration, ce qui donne $NN_{\text{new}} > 0.92/0.90/0.90$ pour les candidats de type 1/2/3. Les figures 5.43, 5.44 et 5.45 montrent la distribution de l'énergie transverse du candidat τ avant la sélection en NN_{τ} , après une sélection sur NN_{old} et après la sélection sur NN_{new} (la légende des couleurs est donnée figure 5.42). L'amélioration principale est observée pour les candidats de type 3 où le bruit de fond est clairement réduit et le nombre de vrais leptons τ est plus important.

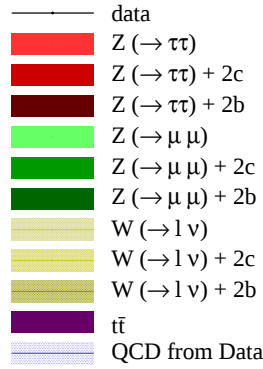


Fig 5.42.: Légende des couleurs

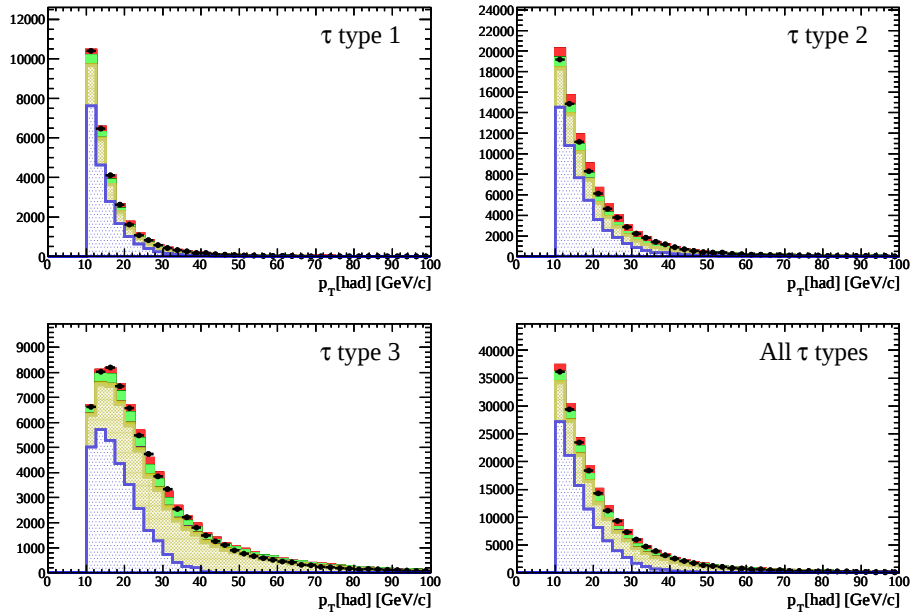


Fig 5.43.: Distribution de l'impulsion transverse p_T^{τ} du candidat avant sélection sur NN_{τ} . L'échantillon est largement dominé par les processus MJ (bleu) et W + jets (jaune).

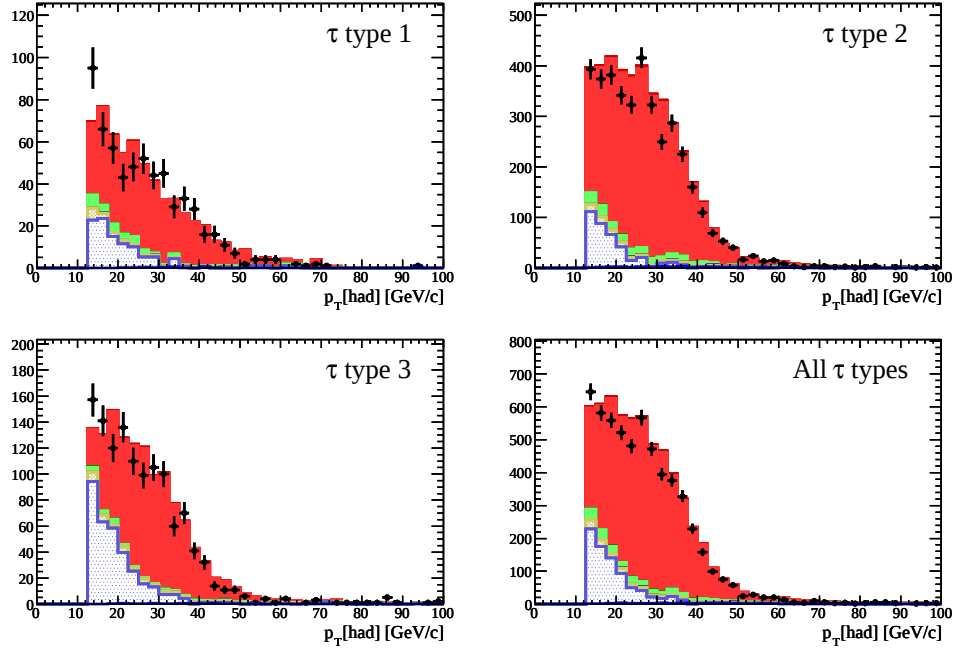


Fig 5.44.: Distribution de l'impulsion transverse p_T^τ du candidat après sélection sur NN_{old} . L'échantillon est enrichi en processus $Z \rightarrow \tau\tau$.

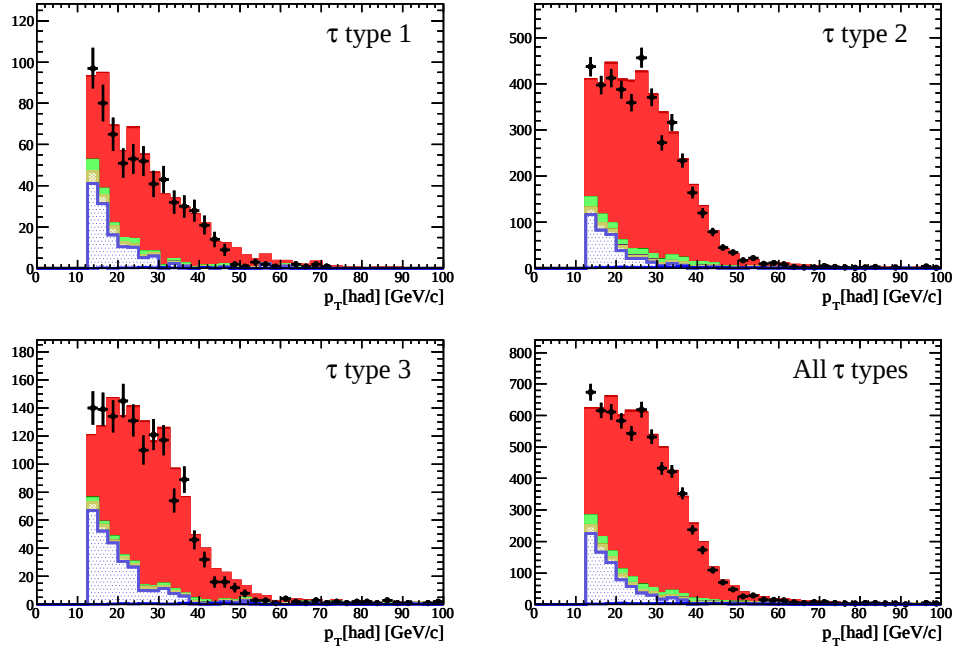


Fig 5.45.: Distribution de l'impulsion transverse p_T^τ du candidat après sélection sur NN_{new} . L'échantillon est enrichi en processus $Z \rightarrow \tau\tau$ et la fraction de tels événements est particulièrement meilleure pour les candidats de type 3 comparée à la figure 5.44.

Le tableau 5.6 résume les nombres d'événements de signal et de bruit de fond pour chaque type de candidat après la nouvelle et l'ancienne sélection.

	type 1		type 2		type 3	
	Old	New	Old	New	Old	New
signal (MC)	463	521	3500	3626	883	1079
signal (données)	453	455	3205	3539	827	1032
bruit de fond	158	177	663	651	415	334

TABLE 5.6.: Nombre d'événements de signal (*i.e.* provenant du processus $Z \rightarrow \tau\tau$) et de bruit de fond obtenus dans la simulation (MC) et dans les données après une sélection sur l'identification avant (old) et après (new) optimisations pour chaque type de candidats. Le bruit de fond est la somme des événements multijets $Z \rightarrow \mu\mu$ et $W + \text{jets}$. Le nombre d'événements de signal dans les données est obtenu par soustraction du bruit de fond simulé.

5.8.3. Amélioration en fonction de l'énergie transverse

La procédure d'entraînement spécifique sur des candidats de haute impulsion transverse à été motivée et décrite à la section 5.4.2. L'effet de cette procédure est étudié en comparant le rapport signal sur bruit, noté S/B , en fonction du p_T du candidat après une sélection sur NN_{old} et NN_{new} . La figure 5.46 montre le rapport S/B en fonction de p_T^{τ} pour chaque type de candidat. Le signal est constitué des événements $Z \rightarrow \tau\tau$ simulés et le bruit de fond est la somme des événements QCD, $W + \text{jets}$ et $Z \rightarrow \mu\mu$. L'amélioration est clairement visible et devient plus importante à haut p_T , ce qui est particulièrement intéressant pour la recherche de nouvelle physique à haute énergie.

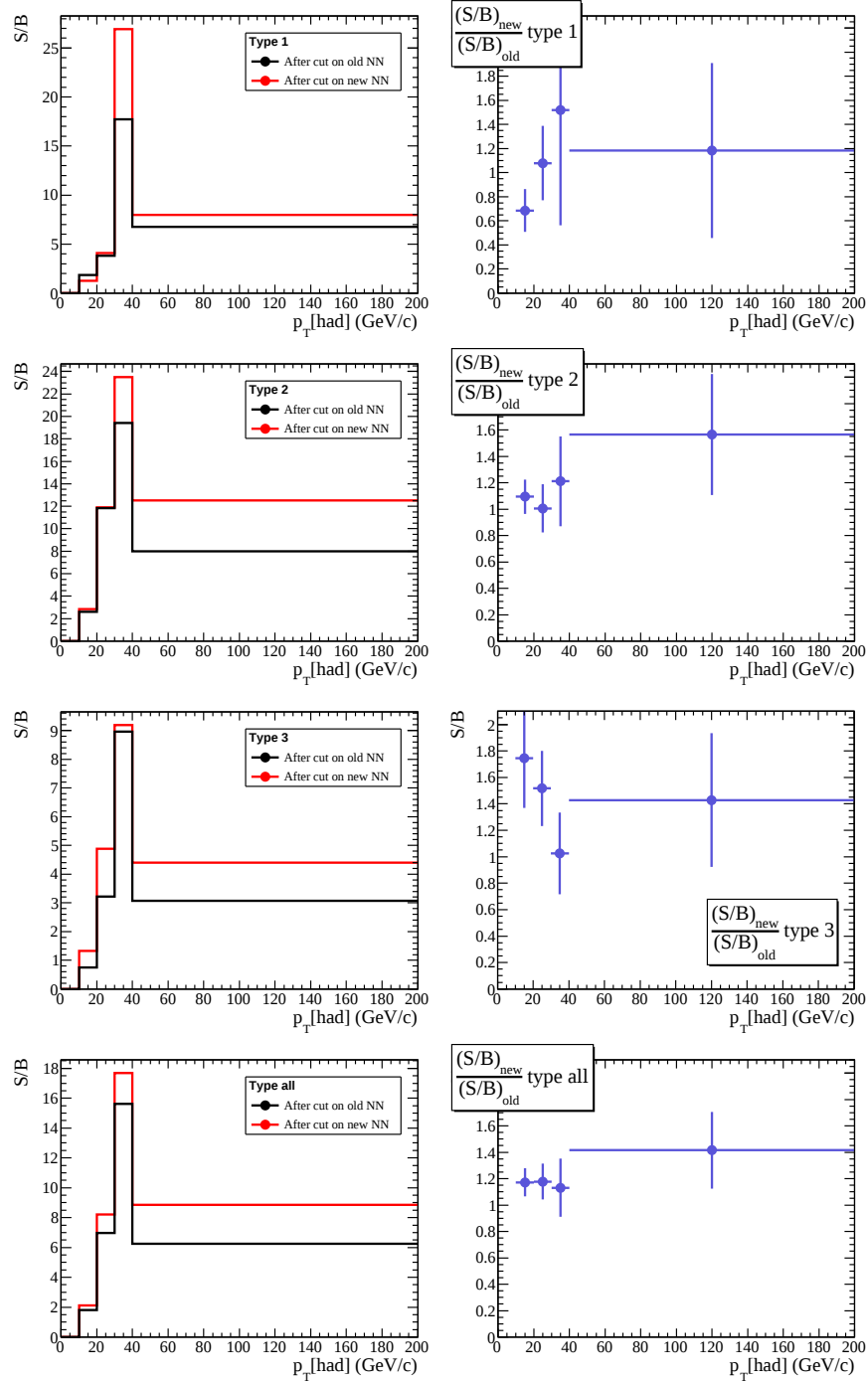


Fig 5.46.: Gauche : rapport signal sur bruit après une sélection sur NN_{old} (noir) et sur NN_{new} (rouge). Droite : rapport $(S/B)_{\text{new}} / (S/B)_{\text{old}}$ en fonction de p_T . Candidat de type 1/2/3 (ligne 1/2/3) et tout type confondu (ligne 4).

5.9 Conclusions

L'identification des leptons τ est difficile dans des collisions hadroniques à l'échelle du TeV. L'expérience DØ a développé une bonne compréhension de ce type d'objets à travers une reconstruction optimisée pour différentes classes de désintégration hadronique et une identification sophistiquée [27]. Le travail effectué dans le cadre de cette thèse a consisté à comprendre les outils et à reproduire les performances de l'identification existante pour pouvoir l'améliorer. Une optimisation des paramètres du réseau de neurones ainsi que la prise en compte de dépendances cinématiques ont été effectuées. De plus, plusieurs approches ont été testées pour inclure les mesures du détecteur de pieds de gerbe dans l'identification des leptons τ mais les améliorations se sont révélées négligeables. L'un des résultats principaux de cette étude est donc que le détecteur de pieds de gerbe n'améliore pas la discrimination entre les τ hadroniques et les jets. Enfin, la distance de vol de quelques millimètres du lepton τ est exploitée grâce aux outils d'identification des quarks b et apporte une amélioration intéressante pour les candidats de type 3, qui sont, par ailleurs, les plus difficiles à identifier.

Le nouvel algorithme ainsi développé a été testé sur différents processus physiques de signal et/ou de bruit de fond et pour différentes sélections afin d'évaluer l'universalité de l'outil d'identification. L'amélioration relative sur le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 15% selon l'énergie transverse et le type du candidat. La mise à disposition de ces développements pour la collaboration est en cours de réalisation. Ce résultat impacte l'ensemble des analyses basées sur les leptons τ [11, 28, 29, 30, 31].

Bibliographie

- [1] M. L. Perl, *et al.*, “Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 35, n° 22, p. 1489–1492, Dec 1975.
- [2] S. W. Herb *et al.*, “Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400 GeV proton - nucleus collisions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 39, p. 252–255, 1977.
- [3] S. *et al.* Abachi, “Search for high mass top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, n° 13, p. 2422–2426, Mar 1995. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/9411001>
- [4] F. Abe, *et al.*, “Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the collider detector at Fermilab,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, n° 14, p. 2626–2631, Apr 1995. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v74/i14/p2626.1>
- [5] K. Kodama, *et al.*, “Observation of tau neutrino interactions,” *Physics Letters B*, vol. 504, n° 3, p. 218 – 224, 2001. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-42NY3K6-15/2/6aade3e03ecc53fcfb8986e79c267b29>
- [6] M. Davier, *et al.*, “The determination of α_s from τ decays revisited,” *Eur. Phys. J.*, vol. C56, p. 305–322, 2008. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0803.0979>
- [7] G. W. Bennett *et al.*, “Final report of the muon E821 anomalous magnetic moment measurement at BNL,” *Phys. Rev.*, vol. D73, p. 072003, 2006. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0602035>
- [8] M. Davier, *et al.*, “Reevaluation of the hadronic contributions to the muon $g - 2$ and to $\alpha(M_Z)$,” *Eur. Phys. J.*, vol. C71, p. 1515, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1010.4180>
- [9] G.-C. Cho, *et al.*, “The MSSM confronts the precision electroweak data and the muon $g - 2$,” 2011. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1104.1769>
- [10] Abazov, V.M. *et al.*, “A Measurement of the $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ production cross-section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, p. 5710–5715, 2000. [En ligne]. Accessible : <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v84/i25/p5710.1>
- [11] Abazov, V.M. *et al.*, “First measurement of $\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z) \times \mathcal{BR}(Z \rightarrow \tau\tau)$ at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,” *Phys. Lett.*, vol. B670, p. 292–299, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0808.1306>
- [12] C. F. Galea, “Measurement of $\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z) \times \mathcal{BR}(Z \rightarrow \tau\tau)$ and search for Higgs bosons decaying to $\tau^+\tau^-$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,” *Thesis*, 2008. [En ligne]. Accessible : http://www-d0.fnal.gov/results/publications_talks/thesis/galea/thesis.pdf
- [13] Abazov, V.M. *et al.*, “Search for charged Higgs bosons in top quark decays,” *Phys. Lett.*, vol. B682, p. 278–286, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0908.1811>

- [14] The DØ Collaboration, “Search for the Standard Model Higgs boson in the $\mu + \tau$ final state with 7.3 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$,” *DØ Note 6135-CONF*, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H100/>
- [15] The DØ Collaboration, “Search for the standard model Higgs boson the $\tau\tau + 2 \text{ jets}$ final state,” *DØ Note 6171-CONF*, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H101/>
- [16] F. Halzen et A. Martin, *Quarks and leptons. Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, 1984.
- [17] E. Busato et B. Andrieu, “Jet algorithms in the DØ Run II Software : description and user’s guide,” *DØ Note 4457*, 2004.
- [18] A. Hoecker, *et al.*, “TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis,” *ArXiv Physics e-prints*, Mar. 2007.
- [19] B. Tuchming, “Recherche de bosons de Higgs supersymétriques dans l’expérience ALEPH,” *Thesis*, 2000.
- [20] Abazov, V.M. *et al.*, “The upgraded DØ detector,” *NIM A*, vol. 565, p. 463–537, Sept. 2006. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/physics/0507191>
- [21] X. Bu, *et al.*, “Artificial neural network using central preshower detector information for electron and photon selection,” *DØ Note 5650*, 2008.
- [22] F. Lacroix et A. Juste, “Study of the jet energy resolution including the central preshower information,” *DØ Note 5673*, 2008.
- [23] D. Buskulic, *et al.*, “A precise measurement of $(\gamma/Z \rightarrow b) / (\gamma/Z \rightarrow \text{hadrons})$,” *Physics Letters B*, vol. 313, n° 3-4, p. 535 – 548, 1993. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-46YD201-9Y/2/f30750928885ae652f82e3d28a7b9135>
- [24] Abazov, V.M. *et al.*, “ b -Jet Identification in the DØ Experiment,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A620, p. 490–517, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1002.4224>
- [25] D. Bloch, *et al.*, “Performance of the JLIP b -tagger in p14,” *DØ Note 4348*, 2004.
- [26] T. Scanlon, “A neural network b -tagging tool,” *DØ Note 4889*, 2005.
- [27] R. Madar for the DZero Collaboration, “Identification of τ leptons at the DØ experiment,” 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1012.5400>
- [28] Abazov, V.M. *et al.*, “Measurement of $t\bar{t}$ production in the τ +jets topology using $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$,” *Phys. Rev. D*, vol. 82, n° 7, p. 071102, Oct 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1008.4284>
- [29] W. Yang, *et al.*, “Search for MSSM Higgs boson production in the decay $h \rightarrow \tau_\mu \tau_{\text{had}}$ using 5.4 fb^{-1} of DØ Run II Data,” *DØ Note 6078*, 2010.
- [30] The DØ Collaboration, “DØ search for neutral Higgs bosons at high $\tan\beta$ in the final state $b\tau\tau$ with 4.3 fb^{-1} of Run 2b data,” *DØ Note 6083-CONF*, 2010.
- [31] Abazov, V.M. *et al.*, “Search for squark production in events with jets, hadronically decaying τ leptons and missing transverse energy at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$,” *Physics Letters B*, vol. 680, n° 1, p. 24 – 33, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0905.4086>

Modèle et estimation du bruit de fond W +jets dans l'état final $\mu + \tau_{\text{had}}$

La production de bosons vecteur W en association avec un ou plusieurs jets lors de collisions $p\bar{p}$ est un processus difficile à comprendre. En effet, dans ce type de processus, les jets proviennent de radiations QCD dont la modélisation fait intervenir certaines hypothèses déjà discutées (cf. chapitre 4). Une étude comparative de différents algorithmes de modélisation de ce bruit de fond ainsi que son impact sur le nombre d'événements attendus pour chaque multiplicité de jets sont décrits dans [1] et illustrent la difficulté rencontrée. La contribution du processus W + jets au nombre d'événements attendus dans l'état final $\mu + \tau$ est déterminé par la section efficace $\sigma(W + \geq 1\text{jets})$ mais dépend également de la probabilité qu'un jet soit faussement reconstruit et identifié comme un lepton τ . Cette probabilité implique l'ensemble des variables d'entrée de NN_τ relatives à la structure interne du jet, dont certaines sont mal décrites par la simulation. Par conséquent, cette étude, visant à contraindre la normalisation et la probabilité de mauvaise identification, impacte l'ensemble des analyses de l'état final $\mu + \tau$ telle que la recherche de bosons de Higgs supersymétriques [2, 3], la recherche de particules supersymétriques [4], la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard [5, 6, 7] ou encore la physique du quark top [8, 9, 10].

Une mesure directe de ce bruit de fond dans les données sans biaiser la recherche d'un signal potentiel est impossible (section 6.1). La modélisation de ce processus nécessite donc une étude dédiée dont ce chapitre est l'objet.

6.1 Motivations

La normalisation et la probabilité qu'un jet soit reconstruit comme un lepton τ interviennent toutes deux dans la prédiction du nombre d'événements W + jets attendus et ne peuvent pas être découplées. Une stratégie serait de mesurer l'effet résultant dans les données sélectionnées dans une région appauvrie en signal. Les approches possibles sont de considérer les événements où $Q_\tau \times Q_\mu > 0$ (SS pour "Same Sign") et/ou les événements où le candidat

τ a un faible NN_τ . Dans chaque cas, la prédiction du nombre d'événements $W + \text{jets}$ dans la région du signal, $Q_\tau \times Q_\mu < 0$ (OS) et haut NN_τ , nécessite l'utilisation de la simulation pour extrapoler la mesure. Cette extrapolation repose en partie sur une bonne modélisation de la fraction d'événements ayant une corrélation de charge électrique entre le muon et le candidat τ . Afin d'estimer cette fraction, on définit l'observable $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$ comme étant le rapport entre la fraction d'événements OS et la fraction d'événements SS nommée corrélation de charge par abus de langage :

$$f_{\text{OS}}^{\text{SS}} = \frac{N_{\text{OS}}}{N_{\text{tot}}} / \frac{N_{\text{SS}}}{N_{\text{tot}}} = \frac{N_{\text{OS}}}{N_{\text{SS}}} \quad (6.1)$$

Une corrélation entre la charge du muon et celle du candidat τ se traduit alors par un écart à l'unité de $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$: $f_{\text{OS}}^{\text{SS}} > 1$ (resp. $f_{\text{OS}}^{\text{SS}} < 1$) signifie que le muon sera préférentiellement de même signe que le (resp. signe opposé à celui du) candidat τ . La figure 6.1 montre le rapport $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$ pour les événements $W + \text{jets}$ dans les données et la simulation, indiquant qu'il existe une corrélation de charge non nulle ($f_{\text{OS}}^{\text{SS}} \gtrsim 1.5$) et que son évolution avec NN_τ , dépendante du type de τ , est mal modélisée.

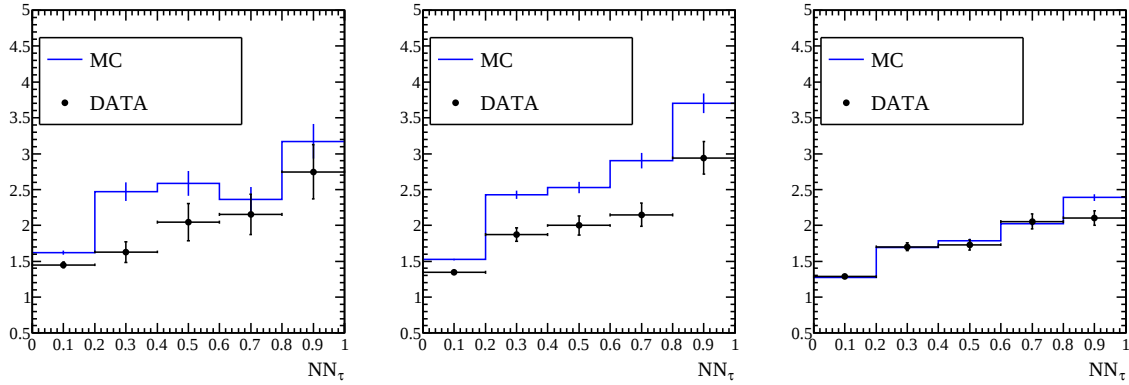


Fig 6.1.: Évolution de la corrélation de charge (rapport $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$) avec NN_τ pour les événements $W + \text{jets}$ (voir section 6.5.1 pour leur sélection) dans les données et la prédiction de la simulation pour les types 1/2/3 (de gauche à droite).

Les deux stratégies possibles pour une mesure directe du bruit de fond $W + \text{jets}$ dans les données sont schématisées figure 6.2 et explicitées ci-dessous. Elles reposent toutes deux sur l'estimation du nombre d'événements $W + \text{jets}$ dans la région du signal à partir d'une région appauvrie en signal.

1. La première méthode considère la région appauvrie en signal dans les événements OS mais à bas NN_τ et la mesure du rapport entre haut et bas NN_τ dans l'échantillon SS (cf. figure 6.2). Le nombre d'événements $W + \text{jets}$ dans la région du signal s'exprime donc par

$$N_{\text{sig region}}^{W \text{ pred}} = N_{\text{OS}}^{W \text{ data}}(\text{NN}_\tau < 0.2) \times \frac{N_{\text{SS}}^{W \text{ data}}(\text{NN}_\tau > 0.9)}{N_{\text{SS}}^{W \text{ data}}(\text{NN}_\tau < 0.2)} \quad (6.2)$$

D'après la figure 6.2, cette relation n'est vraie que si ce rapport est identique dans

l'échantillon OS :

$$\frac{N_{SS}^{W \text{ data}}(NN_\tau > 0.9)}{N_{SS}^{W \text{ data}}(NN_\tau < 0.2)} = \frac{N_{OS}^{W \text{ data}}(NN_\tau > 0.9)}{N_{OS}^{W \text{ data}}(NN_\tau < 0.2)} \quad (6.3)$$

$$f_{SS}^{OS}(NN_\tau < 0.2) = f_{SS}^{OS}(NN_\tau > 0.9) \quad (6.4)$$

où $N_{OS}^{W \text{ data}}(NN_\tau > 0.9)$ contient le signal potentiel. Pour ne pas l'absorber dans la mesure du bruit de fond dû aux événements $W + \text{jets}$, il est nécessaire de croire la prédiction de la simulation pour l'évolution de la corrélation de charge entre le muon et le τ avec NN_τ . La figure 6.1 montre que la simulation ne décrit pas correctement les données dès $NN_\tau > 0.5$.

2. La seconde méthode considère la région appauvrie en signal à haut NN_τ mais dans les événements SS et le rapport f_{SS}^{OS} à haut NN_τ dans les événements simulés (cf. figure 6.2). Mesurer ce rapport dans les données à bas NN_τ serait inutile en raison de l'évolution de f_{SS}^{OS} avec NN_τ . Le nombre d'événements $W + \text{jets}$ dans la région du signal s'exprime alors par

$$N_{\text{sig region}}^{W \text{ pred}} = N_{SS}^{W \text{ data}}(NN_\tau > 0.9) \times \frac{N_{OS}^{W \text{ mc}}(NN_\tau > 0.9)}{N_{SS}^{W \text{ mc}}(NN_\tau > 0.9)} \quad (6.5)$$

Cette relation n'est vraie que si la corrélation de charge de la simulation modélise bien celle des données. La figure 6.1 montre que ce n'est pas le cas dès $NN_\tau > 0.5$.

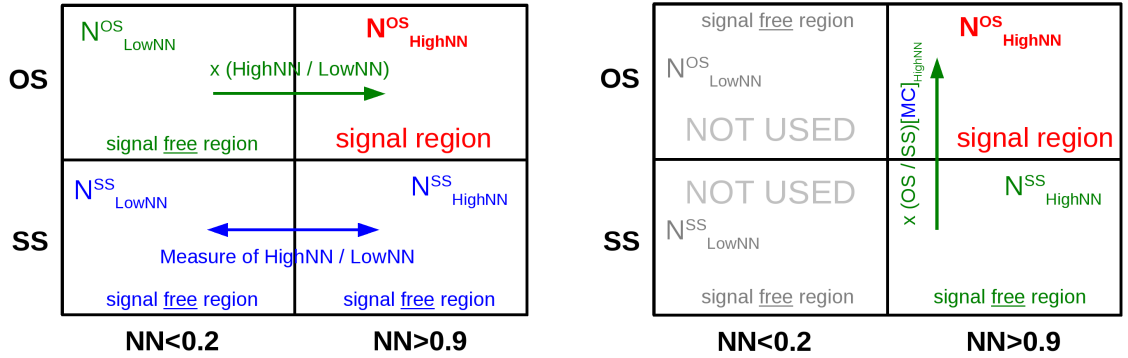


Fig 6.2.: Schéma des deux méthodes permettant de mesurer le nombre d'événements attendus dû au processus $W + \text{jets}$ dans les données. Les quatre régions définies par les critères OS, SS, haut et bas NN_τ sont schématisées et les nombres d'événement sont relatifs au processus $W + \text{jets}$. Le nombre à mesurer est en rouge, la région utilisée pour la mesure est en vert et l'hypothèse sous-jacente est en bleu. Gauche : schéma de la première méthode dont l'hypothèse principale repose sur l'extrapolation de la mesure du rapport haut sur bas NN_τ depuis l'échantillon SS vers l'échantillon OS. Droite : schéma de la seconde méthode dont l'hypothèse principale repose sur la modélisation de f_{SS}^{OS} fournie par la simulation.

La mauvaise compréhension de l'évolution de la corrélation de charge avec NN_τ illustrée par la figure 6.1 rend impossible une mesure directe du bruit de fond $W + \text{jets}$ dans les données. Le but de ce chapitre est donc de comprendre et d'exploiter l'origine physique de cette évolution. Après la description d'une étude basée sur la simulation (section 6.2), la construction d'un

modèle est discutée ainsi qu'une stratégie pour mesurer les paramètres de ce modèle dans les données (section 6.3). Après avoir testé la cohérence du modèle (section 6.4), celui-ci est ajusté aux données, la simulation est alors corrigée et l'accord données/simulation est présenté dans différents échantillons pertinents (section 6.5). Enfin, l'évaluation de l'erreur systématique associée à cette détermination du bruit de fond W + jets est explicitée (section 6.6).

6.2 Origines de la corrélation de charge dans la simulation

Puisqu'une dépendance de la corrélation de charge avec NN_τ est observée dans la simulation, il est possible d'en isoler les origines pour pouvoir les modéliser. L'étude est basée sur le type de particule reconstruite comme un lepton τ , qui sera définie dans ce contexte comme le parton du lepton τ candidat (τ_{cand}). Il est sélectionné comme étant la particule de plus haute impulsion transverse dans un cône en ΔR de 0.5 autour du τ_{cand} . Dans la procédure d'association, les particules considérées sont les quarks, les gluons et les leptons, tandis que les autres particules engendrées seront classées comme "autres". Une fois le parton du τ déterminé, plusieurs variables peuvent être étudiées ainsi que leur dépendance avec NN_τ . En particulier, deux types de corrélation de charges sont étudiées dans les sous sections suivantes : celle entre le W (donc le muon) et le parton et celle entre le parton et le candidat τ reconstruit. Enfin, la convolution de ce des effets est discutée.

6.2.1. Corrélation de charge intrinsèque au processus W +jets

La première origine de l'écart à 1.0 de f_{SS}^{OS} est la corrélation de charge entre le muon (ou le W) et le parton. En effet, cette corrélation est attendue compte tenu des différents processus élémentaires de production de boson W en collisions $p\bar{p}$. La figure 6.3 montre deux amplitudes illustrant la production d'un boson W en association avec un gluon ou un quark dont la charge est corrélée à celle du W .

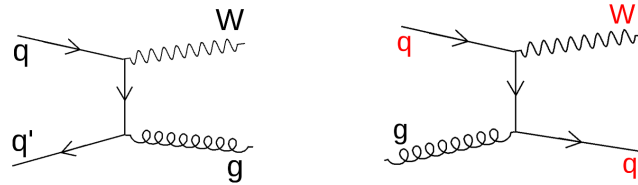


Fig 6.3.: Processus élémentaires typiques conduisant à un état final W + jets lors de collisions $p\bar{p}$ sans (resp. avec) corrélation de charge entre le parton et le W à gauche (resp. droite).

Les événements peuvent alors être classés en trois catégories suivant le produit $Q_\mu \times Q_{parton}$ *i.e.* positif ou négatif pour les quarks et nul pour les gluons. En l'absence d'effet de reconstruction, le rapport f_{SS}^{OS} est parfaitement déterminé pour chaque catégorie et la proportion de chacune d'entre elle impose la corrélation de charge résultante dans les événements W + jets. Cependant, les effets de reconstruction et d'identification jouent un rôle non négligeable discuté dans la sous-section suivante.

6.2.2. Effets de reconstruction : comparaisons entre le parton et le τ reconstruit

La figure 6.4 montre la probabilité que chaque type de parton soit reconstruit comme un lepton τ , ainsi que la corrélation de charge entre le muon et le τ au niveau généré ($\tau = \text{parton}$) et au niveau reconstruit ($\tau = \tau_{\text{cand}}$) pour $NN_\tau < 0.9$. Le processus de reconstruction perd l'information de la charge du parton et cet effet dépend de la région en NN_τ . En effet, la figure 6.5 montre les mêmes distributions pour les candidats ayant une valeur de $NN_\tau > 0.9$: la charge est conservée par la reconstruction avec un taux plus important. Il est également important de noter que la fraction de gluons reconstruits comme lepton τ se concentre à bas NN_τ .

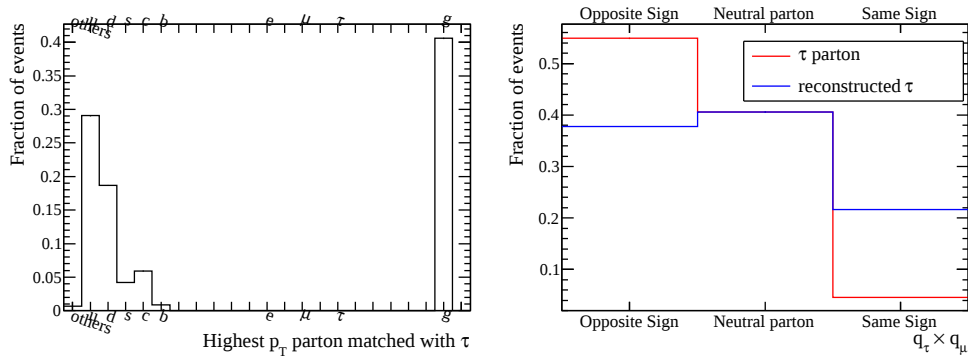


Fig 6.4.: Gauche : composition des partons reconstruits comme des τ_{cand} (40% de gluons contre 60% de quarks). Droite : corrélation de charge au niveau reconstruit (resp. généré) en bleu (resp. rouge). Les deux graphes sont faits sans sélection sur le type de candidat mais pour la région $NN_\tau < 0.9$ uniquement.

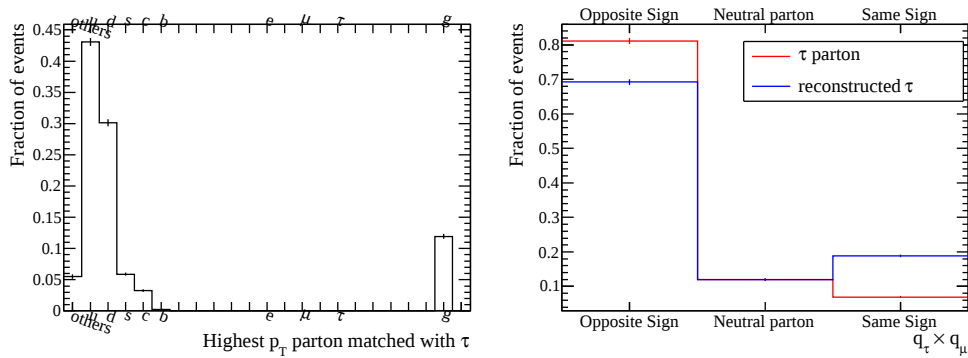


Fig 6.5.: Gauche : composition des partons reconstruits comme des τ_{cand} (40% de gluons contre 60% de quarks). Droite : corrélation de charge au niveau reconstruit (resp. généré) en bleu (resp. rouge). Les deux graphes sont faits sans sélection sur le type de candidat mais pour la région $NN_\tau > 0.9$ uniquement.

La figure 6.6 montre la fraction des événements où la charge reconstruite est identique (resp. opposée) à la charge du parton ainsi que la fraction de gluons reconstruits comme un τ_{cand} , sur l'ensemble du spectre en NN_τ . Plusieurs remarques permettent d'analyser ces distributions :

- Les jets de gluons se concentrent à bas NN_τ signifiant qu'ils sont supprimés efficacement par l'algorithme d'identification des leptons τ . Cette particularité provient du caractère non abélien de $SU(3)_{color}$ induisant des amplitudes $\mathcal{M}(g \rightarrow gg)$ n'ayant pas d'équivalent $\mathcal{M}(q \rightarrow gg)$. Expérimentalement, le développement d'un jet issu d'un gluon est en moyenne plus large que celle d'un quark, et l'identification des leptons τ se base entre autre sur ce critère. La figure 6.7 montre la taille du dépôt calorimétrique pour des candidats τ provenant de quarks et de gluons. Une conséquence directe est que l'utilisation de la région $NN_\tau \lesssim 0.02$ pour extraire le bruit de fond multijets peut introduire un biais car les événements MJ de cette région ont une composition quark/gluon différente que celle de la région $NN_\tau \gtrsim 0.9$.
- La probabilité que la reconstruction change le signe du candidat τ dépend de la région en NN_τ . À bas NN_τ , la corrélation de charge entre le parton et le candidat reconstruit est perdue plus fréquemment qu'à haut NN_τ . Cette propriété est directement liée à l'isolation de la (les) trace(s) du candidat τ : le nombre de traces d'un candidat τ mal isolé peut-être plus grand que deux ou trois et la reconstruction de la charge est incertaine dépendant de la (des) trace(s) associée(s) au candidat. L'isolation est une des observables principales utilisée pour l'identification des leptons τ , expliquant ainsi la corrélation avec NN_τ . Ce point est crucial car il conduit à une dépendance naturelle du rapport $f_{\frac{OS}{SS}}$ avec NN_τ .

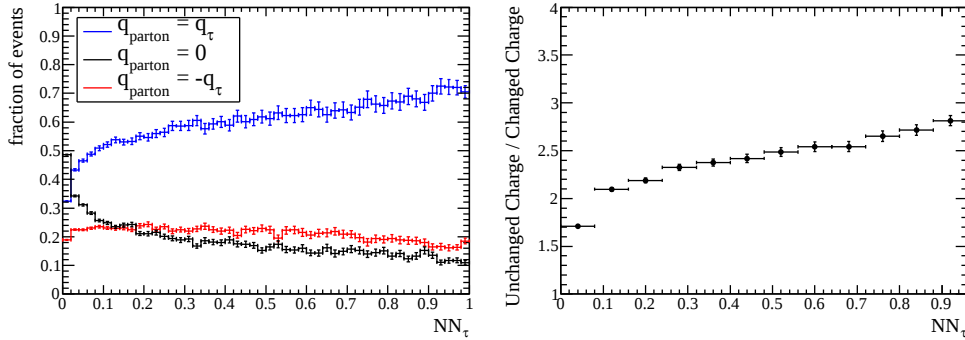


Fig 6.6.: Gauche : Fraction des événements dont la reconstruction conserve le signe du parton (bleu) et inverse le signe du parton (rouge) et la fraction de gluons (noir) en fonction de NN_τ . Ces trois courbes dépendent de la fraction de gluons. Droite : rapport de la probabilité pour que la charge soit conservée sur celle que la charge ne le soit pas (indépendant de la fraction de gluons).

6.2.3. Corrélation de charge résultante : convolution des deux effets

Les deux sections précédentes démontrent que le rapport $f_{\frac{OS}{SS}}$ est affecté par la corrélation de charge entre le muon (ou le W) et le parton d'une part et, par la probabilité que la reconstruction conserve la charge du parton d'autre part. En classant les événements suivant le produit $Q_\mu \times Q_{parton}$ (*i.e.* positif ou négatif pour les quarks et nul pour les gluons), la convolution des deux effets induit une dépendance particulière de $f_{\frac{OS}{SS}}$ avec NN_τ pour chacune des catégories comme illustré sur la figure 6.8. Par conséquent, l'évolution de la corrélation de charge est liée à la fraction de chaque catégorie compte tenu des effets de reconstruction.

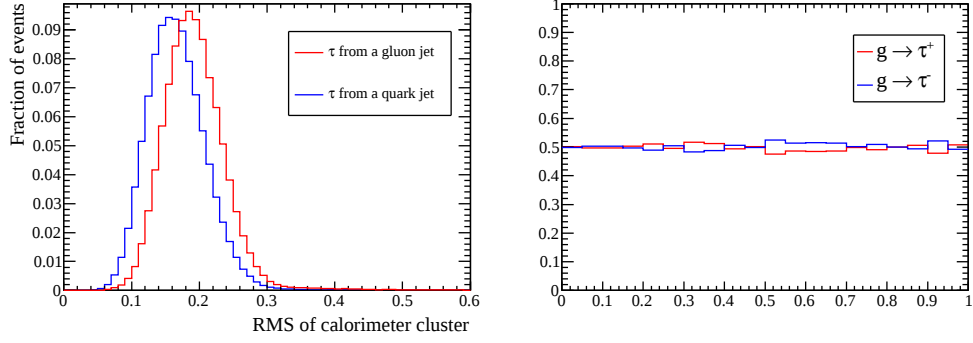


Fig 6.7.: Gauche : RMS du dépôt calorimétrique pour des candidats τ provenant de quarks (bleu) et de gluons (rouge) en fonction de NN_τ . Droite : Fraction de gluon donnant un τ^+ et un τ^- en fonction NN_τ .

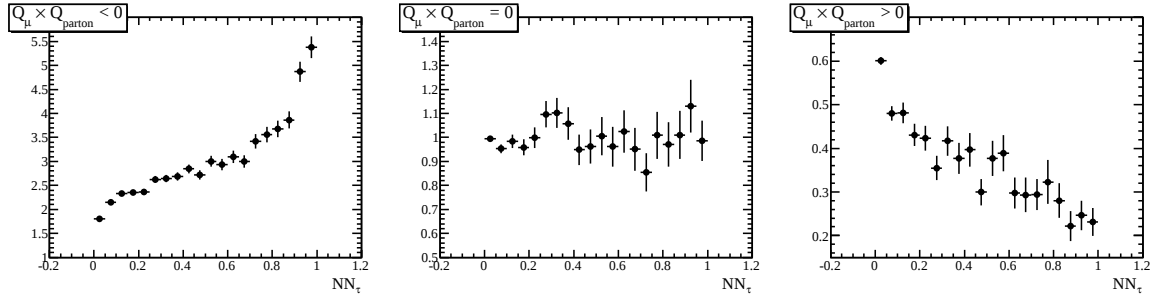


Fig 6.8.: f_{OS}^{SS} (tout type de candidat confondu) pour les trois catégories d'événements $Q_\mu \times Q_{parton} < 0$ (gauche), $Q_\mu \times Q_{parton} = 0$ (milieu) et $Q_\mu \times Q_{parton} > 0$ (droite). La dépendance spécifique de f_{OS}^{SS} avec NN_τ pour chaque catégorie résulte de la convolution des effets de reconstruction discutés à la section 6.2.2 avec la corrélation de charge entre le muon et le parton définissant les catégories. Les gluons engendrent $f_{OS}^{SS} = 1.0$ en accord avec le fait qu'un gluon est reconstruit en τ^+/τ^- avec la même probabilité comme illustré sur la figure 6.7.

6.3 Modélisation et stratégie de mesure dans les données

L'étude décrite en section 6.2 répond au premier objectif annoncé, à savoir comprendre les origines physiques de la dépendance de la corrélation de charge entre le muon et le candidat τ avec NN_τ . La probabilité qu'un parton soit reconstruit comme un τ_{cand} de charge opposée évolue avec NN_τ et ce, différemment de la probabilité que la charge soit conservée. Ces dépendances spécifiques doivent être prises en compte pour comprendre la corrélation de charge électrique observée dans les événements $W + jets$. Le but de la présente section est d'élaborer un modèle basé sur ces conclusions.

6.3.1. Modèle du bruit de fond W+jets

D'un point de vue phénoménologique, la corrélation de charge entre le muon (ou le W) et le parton est attendue compte tenu des différents processus élémentaires de production

de boson W en collisions $p\bar{p}$ (voir la figure 6.3). Quelques notations sont introduites pour la description du modèle. Ce dernier repose en partie sur la classification des événements selon la valeur de $Q_\mu \times Q_{parton}$:

1. le parton et le muon (ou le W) sont de même signe, noté $\tilde{\sigma}_+$,
2. le parton est un gluon, noté $\tilde{\sigma}_0$,
3. le parton et le muon (ou le W) sont de signe opposé, noté $\tilde{\sigma}_-$.

où $\tilde{\sigma} \equiv \mathcal{L} \times \epsilon_{\tau-reco} \times \sigma$ est le nombre d'événements relatif au processus partonique de section efficace σ (la notation N est gardée pour le nombre d'événements dans une région de NN_τ). Ces nombres incluent des effets de détecteur puisque la reconstruction des τ intervient (le facteur $\epsilon_{\tau-reco}$ étant *a priori* différent pour les quarks/gluons et pour chaque type de candidat). Enfin, pour prendre en compte le fait que la reconstruction a une certaine probabilité d'inverser la charge du candidat, différentes grandeurs dépendantes de NN_τ sont introduites :

1. la probabilité qu'un parton chargé soit reconstruit comme un τ_{cand} de même signe est notée $\mathcal{P}_+^{NN_\tau}$ ou simplement $\mathcal{P}_+$,
2. la probabilité qu'un parton neutre (gluon) soit reconstruit comme un τ_{cand} est notée $\mathcal{P}_0^{NN_\tau}$ ou simplement $\mathcal{P}_0$,
3. la probabilité qu'un parton chargé soit reconstruit comme un τ_{cand} de signe opposé est notée $\mathcal{P}_-^{NN_\tau}$ ou simplement $\mathcal{P}_-$.

Les grandeurs ainsi introduites permettent d'écrire le nombre d'événements OS et SS attendus dans chaque région en NN_τ . Par exemple, un événement du type $\tilde{\sigma}_-$ contribuera aux événements OS si la charge du τ_{cand} n'est pas inversée par la reconstruction, ce qui se produit avec une probabilité $\mathcal{P}_+$, dépendante de la région en NN_τ considérée. Cet événement peut également contribuer aux événements SS si la charge du τ_{cand} est inversée par la reconstruction, ce qui se produit avec une probabilité $\mathcal{P}_-$, dépendante de la région en NN_τ considérée. Le gluon d'un événement de type $\tilde{\sigma}_0$ est reconstruit de manière équiprobable en τ_{cand} de charge positive ou négative (cf. figure 6.7). En répétant le raisonnement pour les événements $\tilde{\sigma}_+$, on obtient :

$$N_{OS} = \mathcal{P}_+ \tilde{\sigma}_- + \frac{1}{2} \mathcal{P}_0 \tilde{\sigma}_0 + \mathcal{P}_- \tilde{\sigma}_+ \quad (6.6)$$

$$N_{SS} = \mathcal{P}_- \tilde{\sigma}_- + \frac{1}{2} \mathcal{P}_0 \tilde{\sigma}_0 + \mathcal{P}_+ \tilde{\sigma}_+ \quad (6.7)$$

Comme mentionné à la section 6.1, deux facteurs sont mal connus dans la simulation des événements W + jets : la normalisation et la probabilité qu'un jet soit reconstruit comme un τ_{cand} . Cependant, le rapport $f_{\frac{OS}{SS}}$ ne dépend pas de ces facteurs. Il est pourtant mal décrit par la simulation comme le montre la figure 6.1. L'évolution de ce rapport étant déterminée par la fraction de chaque classes d'événement $\tilde{\sigma}_i$ (cf. figure 6.8), cette observation semble indiquer que cette fraction est différente dans les données et dans la simulation. Afin de découpler les problèmes, les différents effets impliqués peuvent être factorisés en réécrivant les équations (6.6) et (6.7) de la manière suivante :

$$N_{OS} = F (1 + \rho_0 R_0 + \rho_- R_+) \quad (6.8)$$

$$N_{SS} = F (\rho_- + \rho_0 R_0 + R_+) \quad (6.9)$$

avec

- $F = \mathcal{P}_+ \tilde{\sigma}_-$ contenant la probabilité qu'un jet soit reconstruit et identifié comme τ dans le cas de figure le plus fréquent, ainsi que la normalisation du processus partonique le plus fréquent. En effet, d'après les figures 6.4 et 6.5, la fraction d'événement $\tilde{\sigma}_-$ est dominante et la figure 6.6 montre que la probabilité de conserver le signe du parton est également plus grande que la probabilité de l'inverser. Le facteur F , dépendant de NN_τ via $\mathcal{P}_+$, est commun aux événements OS et SS et n'intervient pas dans $f_{\text{SS}}^{\text{OS}}$.
- $\rho_0 = \frac{(1/2)\mathcal{P}_0}{\mathcal{P}_+}$, $\rho_- = \frac{\mathcal{P}_-}{\mathcal{P}_+}$ étant des rapports de probabilité. Ces paramètres sont dépendants de NN_τ et prennent en compte l'évolution différente de la corrélation de charge entre le parton et le τ_{cand} avec NN_τ (cf. figure 6.6). Ces distributions peuvent être extraites de la simulation.
- $R_+ = \frac{\tilde{\sigma}_+}{\tilde{\sigma}_-}$, $R_0 = \frac{\tilde{\sigma}_0}{\tilde{\sigma}_-}$ étant les fractions relatives de chaque classe d'événements. Connaissant les $\rho_i(NN_\tau)$, ces deux paramètres suffisent à déterminer complètement l'évolution de $f_{\text{SS}}^{\text{OS}}$ avec NN_τ :

$$f_{\text{SS}}^{\text{OS}} = \frac{1 + \rho_0 R_0 + \rho_- R_+}{\rho_- + \rho_0 R_0 + R_+} \quad (6.10)$$

6.3.2. Stratégie pour ajuster le modèle aux données

Dans cette démarche, le désaccord entre données et simulation provient de valeurs différentes des paramètres du modèle dans les données et la simulation. Il est donc nécessaire d'extraire la valeur des paramètres du modèle dans les données afin de corriger ceux de la simulation et prétendre à une modélisation satisfaisante des événements $W + \text{jets}$ dans l'état final $\mu + \tau$. La stratégie adoptée est de procéder à un ajustement global des distributions de NN_τ des événements OS et SS pour trouver le meilleur jeu de paramètres décrivant simultanément ces distributions. Un comptage des degrés de liberté indique que le système est sur-contraint signifiant que l'ajustement ne converge pas nécessairement. En effet, en considérant dix régions de NN_τ , il y a $10(\text{OS}) + 10(\text{SS})$ équations et $10(F) + 2(R_i)$ degrés de liberté puisque les paramètres $\{F\}$ sont identiques pour les distributions OS et SS.

Lors de cette procédure, les paramètres $(\{F\}, R_0, R_+)$ sont ajustés pour que la probabilité d'observer N_i^{obs} compte tenu du nombre prédit par le modèle $N_i^{\text{exp}}(\{F\}, R_0, R_+)$ soit maximale, avec $i = \text{OS}, \text{SS}$ et la prédiction étant donnée par les équations (6.8) et (6.9). Cette probabilité¹ ainsi définie constitue une fonction de vraisemblance, notée $\mathcal{L}(\{F\}, R_0, R_+)$. En considérant les différentes régions de NN_τ (indiquées par j) indépendantes, la fonction de vraisemblance des distributions OS et SS sur tout le spectre en NN_τ s'écrit :

$$\mathcal{L}(\{F\}, R_0, R_+) = \prod_j \mathcal{L}_{\text{OS}}^j \times \mathcal{L}_{\text{SS}}^j \quad (6.11)$$

Pour des raisons liées à l'estimation des erreurs sur $\{F\}, R_0, R_+$, le logarithme de la fonction de vraisemblance, noté $\mathcal{LL}$, est considéré :

$$\mathcal{LL}(\{F\}, R_0, R_+) = -2 \sum_j \left(\ln \mathcal{L}_{\text{OS}}^j + \ln \mathcal{L}_{\text{SS}}^j \right) \quad (6.12)$$

1. Plus précisément, c'est la probabilité bayésienne d'observer N_i^{obs} sachant N_i^{exp} .

Selon le nombre d'événements mis en jeu, la probabilité d'observer N^{obs} compte tenu de la prédiction N^{exp} sera gaussienne ou poissonnienne

$$\mathcal{L} \equiv \text{Prob}(N^{obs}, N^{exp}) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma}} e^{-\frac{(N^{obs}-N^{exp})^2}{2\sigma^2}} \quad (6.13)$$

$$\mathcal{L} \equiv \text{Prob}(N^{obs}, N^{exp}) = \frac{e^{-N^{exp}} (N^{exp})^{N^{obs}}}{N^{obs}!} \quad (6.14)$$

En ne gardant que les termes dépendant de $(\{F\}, R_0, R_+)$, ces deux probabilités conduisent alors aux deux $\mathcal{LL}$ utilisés dans cette étude (dans le cas gaussien, l'usage est de noter le logarithme de la fonction de vraisemblance χ^2) :

$$\mathcal{LL}(\{F\}, R_0, R_+) = -2 \sum_j \left(N_{OS}^{exp} - N_{OS}^{obs} \ln N_{OS}^{exp} + N_{SS}^{exp} - N_{SS}^{obs} \ln N_{SS}^{exp} \right) \quad (6.15)$$

$$\chi^2(\{F\}, R_0, R_+) = \sum_j \frac{(N_{OS}^{exp} - N_{OS}^{obs})^2}{\sigma_{N_{OS}^{exp}}^2} + \sum_j \frac{(N_{SS}^{exp} - N_{SS}^{obs})^2}{\sigma_{N_{SS}^{exp}}^2} \quad (6.16)$$

La probabilité poissonnienne tend vers le cas gaussien dans la limite des grands nombres, par conséquent il peut paraître artificiel de considérer explicitement une probabilité gaussienne. Cependant l'erreur statistique sur une prédiction de la simulation n'est pas directement donnée par $\sqrt{N}$ à cause des différentes corrections appliquées (cf. chapitre 4) sous forme de pondération des événements. Les différents poids doivent être pris en compte dans le calcul de l'erreur qui doit être spécifiée correctement, ce qui justifie la formulation explicite de la probabilité gaussienne qui sera alors utilisée pour la simulation Monte Carlo.

Cette approche nécessite de connaître les distributions $\rho_i(NN_\tau)$ puisqu'elles ne sont pas mesurables dans les données. L'hypothèse principale de cette étude est de supposer que ces distributions sont bien décrites par la simulation. La figure 6.9 montre les distributions des ρ_i en fonction de NN_τ extraites de la simulation pour chaque type de candidat. La justification de cette hypothèse consiste à dire que ces rapports de probabilité sont moins sensibles à des biais de modélisation que les probabilités $\mathcal{P}_i$ elles-mêmes. Néanmoins, l'estimation de l'erreur systématique sur la prédiction des événements W + jets due à cette hypothèse doit être étudiée, ce qui est l'objet de la section 6.6.1.

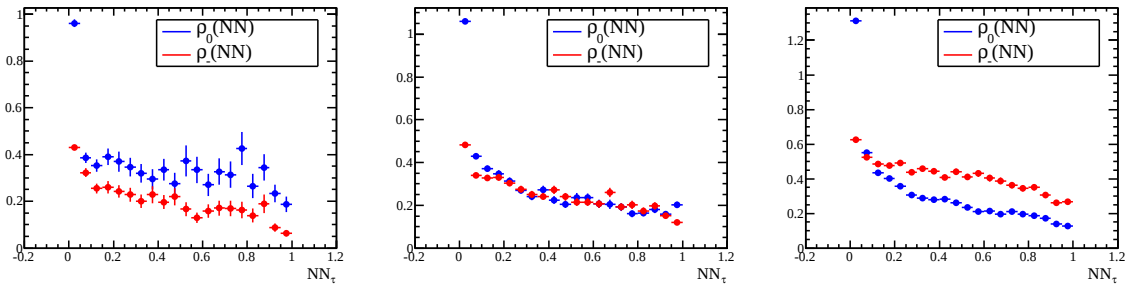


Fig 6.9.: Distribution des $\rho_i(NN_\tau)$ extraites des événements W + jets simulés pour chaque type de candidat τ .

Enfin, une des difficultés mentionnée à la section 6.1 est de mesurer ce bruit de fond dans une région appauvrie en signal. Le modèle élaboré permet de respecter cette contrainte en

excluant la région haute de NN_τ pour les événements OS dans les équations (6.15) et (6.16). D'un point de vue technique, la minimisation de $\mathcal{LL}$ ou de χ^2 en fonction des paramètres $(\{F\}, R_0, R_+)$ est effectuée avec le programme MINUIT [11].

6.4 Cohérence de la stratégie et du modèle

Avant d'appliquer cette procédure d'ajustement aux données, différents tests peuvent être élaborés dans la simulation afin de vérifier la cohérence du modèle. En effet, certaines hypothèses sous-jacentes sont faites dans la description du modèle de la section 6.3.1 et peuvent être explicitement testées dans la simulation. Enfin, il faut s'assurer que la procédure d'ajustement permette effectivement d'extraire les paramètres du modèle, ce qui est là encore, directement réalisable dans la simulation.

Quelques notations spécifiques sont introduites pour cette section : la probabilité qu'un parton de charge Q (noté p^Q) soit reconstruit comme un lepton τ de charge Q' noté $(\tau^{Q'})$ mesuré dans l'échantillon $W^{Q_1} + p^{Q_2}$ s'écrit

$$\mathcal{P}_{w^{Q_1}p^{Q_2}}(p^Q \rightarrow \tau^{Q'}) \quad (6.17)$$

et de manière équivalente, le nombre d'événements dans l'échantillon $W^{Q_1} + p^{Q_2}$ est noté $\sigma_{w^{Q_1}p^{Q_2}}$. Dans cette section, le critère OS ou SS se réfère systématiquement au produit $Q_\tau \times Q_\mu$ au niveau reconstruit.

6.4.1. Hypothèses sous-jacentes et amélioration du modèle

Événements du type $Q_\mu \times Q_{\text{parton}} = 0$ (gluons)

En ne faisant aucune approximation, la contribution des gluons aux événements OS et SS s'écrit (puisque le gluon est neutre, l'indice 0 de g^0 est omis) :

$$N_{\text{OS}} = \mathcal{P}_{w^-g}(g \rightarrow \tau^+) \sigma_{w^-g} + \mathcal{P}_{w^+g}(g \rightarrow \tau^-) \sigma_{w^+g} \quad (6.18)$$

$$N_{\text{SS}} = \mathcal{P}_{w^-g}(g \rightarrow \tau^-) \sigma_{w^-g} + \mathcal{P}_{w^+g}(g \rightarrow \tau^+) \sigma_{w^+g} \quad (6.19)$$

La figure 6.7 montre que $\mathcal{P}_{w^-g}(g \rightarrow \tau^+) = \mathcal{P}_{w^-g}(g \rightarrow \tau^-)$, signifiant que le candidat τ reconstruit à partir d'un gluon n'a pas de charge privilégiée. De même, il est assez naturel de supposer que cette propriété est indépendante de la charge du boson W . La figure 6.10 montre les quatre probabilités des équations (6.18) et (6.19) rapportées à $\mathcal{P}_{w^-g}(g \rightarrow \tau^+)$ pour chaque type de candidat, indiquant que ces hypothèses sont justifiées. En notant wg l'échantillon $w^+g + w^-g$, la contribution des gluons devient :

$$\begin{aligned} N_{\text{OS}} &= \frac{1}{2} \mathcal{P}_{wg}(g \rightarrow \tau) \sigma_{wg} \\ N_{\text{SS}} &= \frac{1}{2} \mathcal{P}_{wg}(g \rightarrow \tau) \sigma_{wg} \end{aligned} \quad (6.20)$$

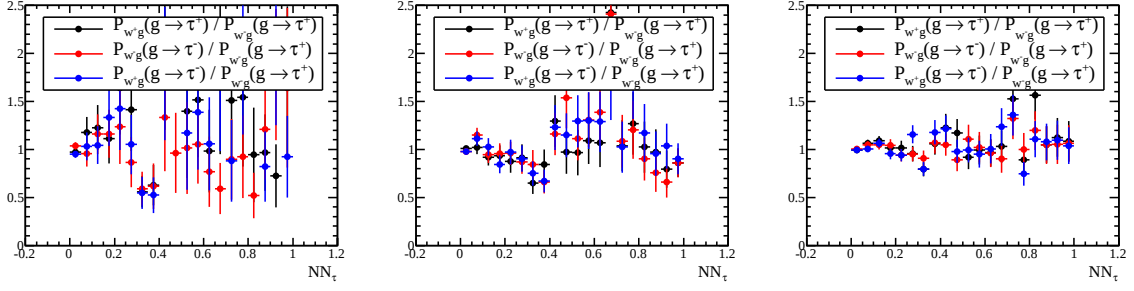


Fig 6.10.: Rapport de probabilités qu'un gluon soit reconstruit comme un τ^+/τ^- dans les échantillons W^+g et W^-g en fonction de NN_τ pour les types 1/2/3 (de gauche à droite). La référence est prise à $\mathcal{P}_{w^-g}(g \rightarrow \tau^+)$. En dépit des fluctuations statistiques, ces courbes sont compatibles avec 1 sur tout le spectre en NN_τ .

Événements du type $Q_\mu \times Q_{\text{parton}} < 0$ (quarks)

En ne faisant aucune approximation, la contribution de cette catégorie d'événement aux événements OS et SS est donnée par

$$\begin{aligned} N_{OS} &= \mathcal{P}_{w^+q^-}(q^- \rightarrow \tau^-) \sigma_{w^+q^-} + \mathcal{P}_{w^-q^+}(q^+ \rightarrow \tau^+) \sigma_{w^-q^+} \\ N_{SS} &= \mathcal{P}_{w^+q^-}(q^- \rightarrow \tau^+) \sigma_{w^+q^-} + \mathcal{P}_{w^-q^+}(q^+ \rightarrow \tau^-) \sigma_{w^-q^+} \end{aligned} \quad (6.21)$$

Il est relativement naturel de supposer que la probabilité que la reconstruction change (resp. conserve) la charge du τ_{cand} ne dépend pas de la charge du quark. Cependant, l'hypothèse que cette probabilité ne dépende pas de la charge du W est également nécessaire et doit être vérifiée en raison de l'asymétrie avant-arrière de la production de boson W en collision $p\bar{p}$ [12]. La figure 6.11 montre le rapport des probabilités "charge changée dans W^+ " sur "charge changée dans W^- " ainsi que le même rapport pour une charge conservée. Ces deux rapports sont compatibles avec l'unité sur tout le spectre en NN_τ aux fluctuations statistiques près, validant ainsi les deux hypothèses discutées. En notant $wq < 0$ l'échantillon $w^+q^- + w^-q^+$, la contribution aux événements OS et SS est réduite à :

$$\begin{aligned} N_{OS} &= \mathcal{P}_{wq<0}(q^Q \rightarrow \tau^Q) \sigma_{wq<0} \\ N_{SS} &= \mathcal{P}_{wq<0}(q^Q \rightarrow \tau^{-Q}) \sigma_{wq<0} \end{aligned} \quad (6.22)$$

Événements du type $Q_\mu \times Q_{\text{parton}} > 0$ (quarks)

En ne faisant aucune approximation, la contribution de cette catégorie d'événement aux événements OS et SS est donnée par

$$\begin{aligned} N_{OS} &= \mathcal{P}_{w^+q^+}(q^+ \rightarrow \tau^-) \sigma_{w^+q^+} + \mathcal{P}_{w^-q^-}(q^- \rightarrow \tau^+) \sigma_{w^-q^-} \\ N_{SS} &= \mathcal{P}_{w^+q^+}(q^+ \rightarrow \tau^+) \sigma_{w^+q^+} + \mathcal{P}_{w^-q^-}(q^- \rightarrow \tau^-) \sigma_{w^-q^-} \end{aligned} \quad (6.23)$$

De nouveau, le fait que la reconstruction change ou non la charge du τ_{cand} ne doit pas dépendre de la charge du quark initial. Il se trouve également que cette probabilité est la

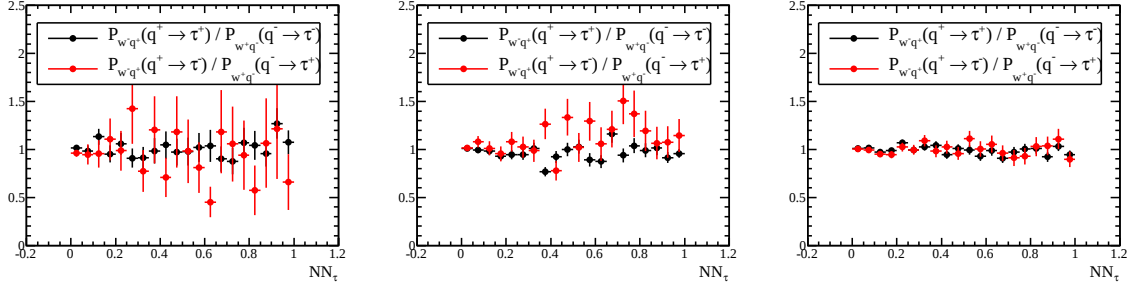


Fig 6.11.: Rapport de probabilité pour les candidats de types 1/2/3 (de gauche à droite) pour les échantillons W^+q^- et W^-q^+ . Aucun écart significatif à 1 n'est observé.

même pour les événements W^+ et W^- comme le montre la figure 6.12. En notant $wq > 0$ l'échantillon $w^+q^+ + w^-q^-$, la contribution aux événements OS et SS est réduite à

$$\begin{aligned} N_{\text{OS}} &= \mathcal{P}_{wq>0}(q^Q \rightarrow \tau^-Q) \sigma_{wq>0} \\ N_{\text{SS}} &= \mathcal{P}_{wq>0}(q^Q \rightarrow \tau^Q) \sigma_{wq>0} \end{aligned} \quad (6.24)$$

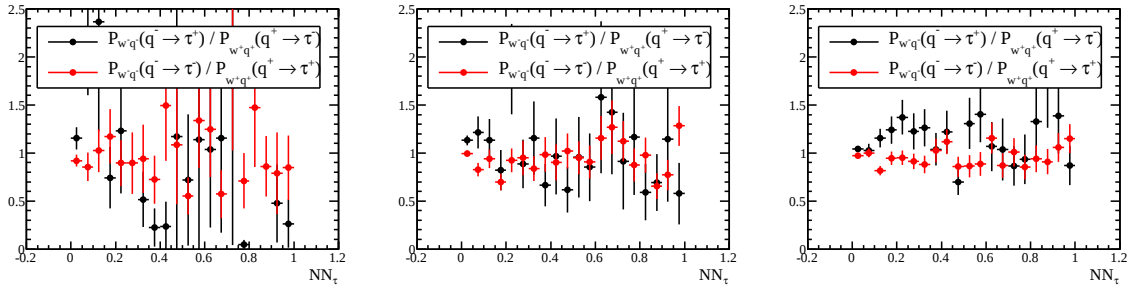


Fig 6.12.: Rapport de probabilité pour les candidats de type 1/2/3 (de gauche à droite) dans les échantillons W^+q^+ et W^-q^- .

Comparaison des événements $Q_\mu \times Q_{\text{parton}} < 0$ et $Q_\mu \times Q_{\text{parton}} > 0$

Il semble naturel de moyenner les probabilités que la reconstruction conserve/inverse la charge du candidat sur l'ensemble des événements où le parton est un quark, $Q_W \times Q_p > 0$ (noté $\tilde{\sigma}_+$) et $Q_W \times Q_p < 0$ (noté $\tilde{\sigma}_-$). En procédant ainsi, on retrouve le modèle présenté à la section 6.3.1 :

$$N_{\text{OS}} = \mathcal{P}_+ \tilde{\sigma}_- + \frac{1}{2} \mathcal{P}_0 \tilde{\sigma}_0 + \mathcal{P}_- \tilde{\sigma}_+ \quad (6.25)$$

$$N_{\text{SS}} = \mathcal{P}_- \tilde{\sigma}_- + \frac{1}{2} \mathcal{P}_0 \tilde{\sigma}_0 + \mathcal{P}_+ \tilde{\sigma}_+ \quad (6.26)$$

Cependant, l'évaluation de cette hypothèse dans la simulation montre que les probabilités $\mathcal{P}_+$ (“+” pour conserver le signe) et $\mathcal{P}_-$ (“-” pour inverser le signe) sont légèrement différentes pour les événements $\tilde{\sigma}_+$ et $\tilde{\sigma}_-$. En d'autres termes, il est question de tester les

relations suivantes :

$$\frac{\mathcal{P}_{wq>0}(q^Q \rightarrow \tau^Q)}{\mathcal{P}_{wq<0}(q^Q \rightarrow \tau^Q)} = 1 \quad \text{et} \quad \frac{\mathcal{P}_{wq>0}(q^Q \rightarrow \tau^{-Q})}{\mathcal{P}_{wq<0}(q^Q \rightarrow \tau^{-Q})} = 1 \quad (6.27)$$

La figure 6.13 montre les deux rapports de l'équation (6.27) en fonction de NN_τ . L'écart à l'unité est significatif en particulier à bas NN_τ et/ou pour les candidats de type 2. La comparaison peut être faite avec la figure 6.11 où le rapport étudié est proche de l'unité sur tout le spectre en NN_τ .

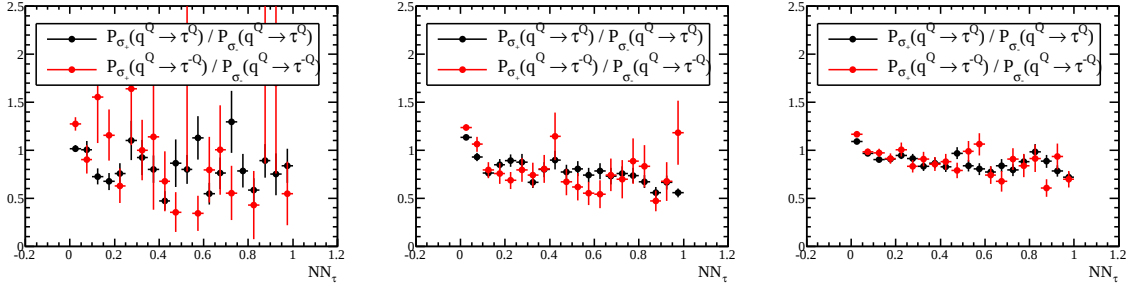


Fig 6.13.: Comparaison des probabilités que la reconstruction conserve (resp. change) la charge partonique pour les événements $\tilde{\sigma}_+$ et $\tilde{\sigma}_-$ en noir (reps. rouge) pour les types 1/2/3 (voir l'équation (6.27)). Un écart à l'unité significatif est observé en particulier à bas NN_τ .

La corrélation entre cette probabilité et le produit $Q_\mu \times Q_{parton}$ peut sembler surprenante. En effet, il s'agit d'une propriété de la reconstruction du lepton τ elle-même et non du processus partonique. Après une étude plus approfondie, la plupart des variables cinématiques du candidat τ sont significativement différentes pour les deux échantillons $\tilde{\sigma}_+$ et $\tilde{\sigma}_-$, signifiant que les deux types d'événements sont différents. À titre d'exemple, la figure 6.14 montre la distribution de l'isolation calorimétrique du candidat τ pour les deux échantillons ainsi que leur rapport en fonction de NN_τ : les candidats des événements $\tilde{\sigma}_+$ sont en moyenne moins isolés. Il a été vérifié que cette dépendance est effectivement l'une des origines de l'écart à 1 des rapports de l'équation (6.27). Cet effet peut être exploité pour évaluer l'incertitude systématique liée à la modélisation, ce qui est l'objet de la section 6.6.1.

Modèle final

Les sous-sections précédentes discutent des hypothèses sous jacentes au premier modèle explicité à la section 6.3.1. Il s'est avéré que les événements $\tilde{\sigma}_+$ et $\tilde{\sigma}_-$ ont des distributions différentes et moyenner les probabilités sur ces deux échantillons conduit à un biais. Pour cette raison, le modèle est modifié dans le but de prendre en compte ces différences et devient :

$$N_{OS} = \mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_-}(q^Q \rightarrow \tau^Q) \tilde{\sigma}_- + \frac{1}{2} \mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_0}(g \rightarrow \tau) \tilde{\sigma}_0 + \mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_+}(q^Q \rightarrow \tau^{-Q}) \tilde{\sigma}_+ \quad (6.28)$$

$$N_{SS} = \mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_-}(q^Q \rightarrow \tau^{-Q}) \tilde{\sigma}_- + \frac{1}{2} \mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_0}(g \rightarrow \tau) \tilde{\sigma}_0 + \mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_+}(q^Q \rightarrow \tau^Q) \tilde{\sigma}_+ \quad (6.29)$$

Après une factorisation des différents effets similaire à celle de la section 6.3.1, les équations

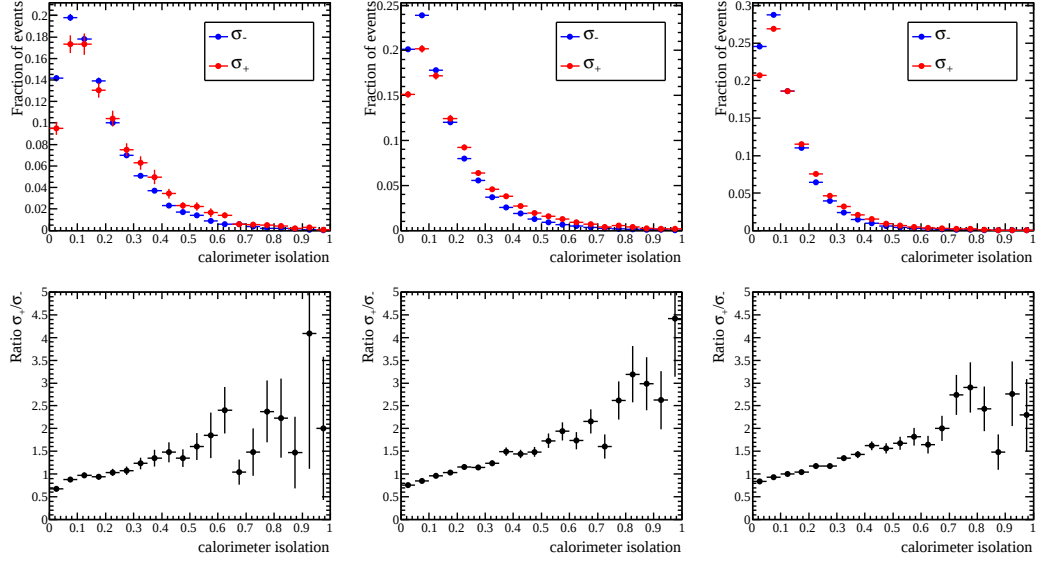


Fig 6.14.: Isolation calorimétrique du candidat τ pour les événements $\tilde{\sigma}_+$ (rouge) et $\tilde{\sigma}_-$ (bleu). Les candidats de l'échantillon $\tilde{\sigma}_+$ semble être moins isolés que ceux de l'échantillon $\tilde{\sigma}_-$. Cette différence est l'une des origines de la dépendance avec NN_τ observée dans la figure 6.11.

suivantes constituent le modèle final utilisé pour la description du bruit de fond $W + \text{jets}$:

$$\begin{aligned} N_{\text{os}} &= F \left(1 + \rho_0 R_0 + \rho_{+}^{-\sigma_+} R_+ \right) \\ N_{\text{ss}} &= F \left(\rho_{+}^{-\sigma_-} + \rho_0 R_0 + \rho_{+}^{+\sigma_+} R_+ \right) \end{aligned} \quad (6.30)$$

avec

- $F = \mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_-}(q^Q \rightarrow \tau^Q) \tilde{\sigma}_-$;
- $\rho_{+}^{-\sigma_+} = \frac{\mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_+}(q^Q \rightarrow \tau^{-Q})}{\mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_-}(q^Q \rightarrow \tau^Q)}$; $\rho_{+}^{-\sigma_-} = \frac{\mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_-}(q^Q \rightarrow \tau^{-Q})}{\mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_-}(q^Q \rightarrow \tau^Q)}$; $\rho_{+}^{+\sigma_+} = \frac{\mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_+}(q^Q \rightarrow \tau^Q)}{\mathcal{P}_{\tilde{\sigma}_-}(q^Q \rightarrow \tau^Q)}$ (le premier modèle élaboré se retrouve en prenant $\rho_{+}^{+\sigma_+} = 1$ et la figure 6.13 montre que ce n'est pas le cas). Toutes ces distributions sont extraites de la simulation et sont montrées à la figure 6.15.
- ρ_0, R_0, R_+ ont le même définition qu'à la section 6.3.1.

6.4.2. Test de la procédure d'ajustement du modèle

Comme mentionné à la section 6.3.2, l'objectif de cette étude est de corriger les paramètres du modèle $(\{F\}, R_0, R_+)$ dans la simulation par ceux mesurés dans les données par une procédure d'ajustement. Il convient de vérifier que cette procédure permet effectivement de mesurer les valeurs de R_0 et R_+ de la simulation, accessible par ailleurs directement. Cependant, les paramètres $\{F\}$ ne sont pas accessibles dans la simulation. Puisque que le rapport $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$ est indépendant de $\{F\}$, le χ^2 basé sur cette observable peut être calculé en fonction de (R_0, R_+) et sera minimum pour les valeurs de (R_0, R_+) du modèle. La figure 6.16 montre la valeur de χ^2 (sous la forme des contours à $1/2/3\sigma$) dans le plan (R_0, R_+) ainsi que leur valeur vraie extraite de la simulation. L'accord entre les valeurs de (R_0, R_+) minimisant χ^2 et celles

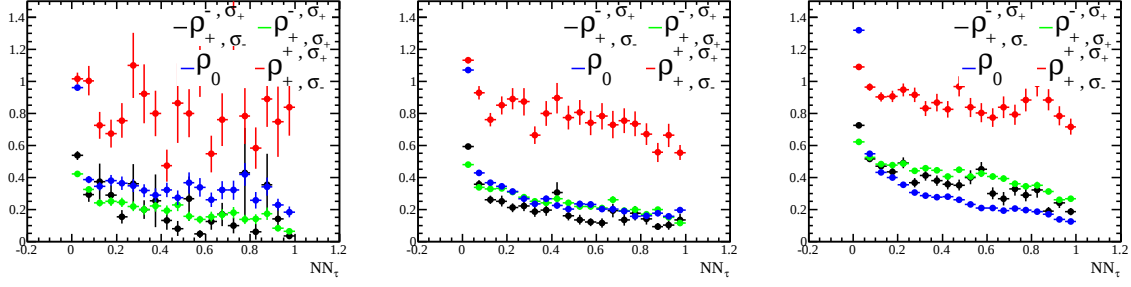


Fig 6.15.: Distribution des ρ_i en prenant en compte la différence entre les événements $\tilde{\sigma}_+$ et $\tilde{\sigma}_-$. Dans le modèle plus simple élaboré à la section 6.3.1, les points rouges sont à 1 par construction. La différence entre les points verts et les points noirs est également une conséquence de la différences entre les échantillons $\tilde{\sigma}_+$ et $\tilde{\sigma}_-$, qui est non négligeable en particulier à bas NN_τ .

de la simulation montre que la procédure d'ajustement fonctionne et peut être appliquée dans les données. La figure 6.17 montre le rapport $f_{\frac{OS}{SS}}$ en fonction de NN_τ dans différents cas : la distribution observée dans le MC, la distribution prédite par le modèle avec les vraies valeurs de (R_0, R_+) et la distribution prédite par le modèle avec les valeurs minimisant le χ^2 de l'équation (6.16). Le modèle permet de décrire convenablement la distribution observée. L'erreur sur le nombre d'événements prédits (bande bleue) dans chaque région de NN_τ , notée δN , est calculée en prenant en compte les corrélations entre les erreurs sur les paramètres obtenus :

$$(\delta N)^2 = \left(\frac{\partial N}{\partial F} \right)^2 (\delta F)^2 + \left(\frac{\partial N}{\partial R_0} \right)^2 (\delta R_0)^2 + \left(\frac{\partial N}{\partial R_+} \right)^2 (\delta R_+)^2 \quad (6.31)$$

$$+ 2 \frac{\partial N}{\partial F} \frac{\partial N}{\partial R_0} \text{cov}(F, R_0) + 2 \frac{\partial N}{\partial R_0} \frac{\partial N}{\partial R_+} \text{cov}(R_0, R_+) \quad (6.32)$$

où $\text{cov}(i, j)$ est la covariance entre les paramètres i et j du modèle.

Il est important de remarquer que la détermination simultanée de R_+ et de R_0 n'est pas aisée. En effet, la figure 6.16 montre clairement que ces deux paramètres sont corrélés et que l'ajustement ne peut les contraindre simultanément. En effet, le minimum de $\chi^2(R_0, R_+)$ est le long d'une diagonale et le modèle contraint alors principalement la direction orthogonale. Ceci s'explique par le fait que les distributions ρ_i sont significativement différentes pour les faibles valeurs de NN_τ , la sensibilité aux deux composantes $\tilde{\sigma}_+$ et $\tilde{\sigma}_-$ n'étant pas égale sur tout le spectre en NN_τ . En d'autres termes, cette corrélation implique qu'il existe plusieurs jeux de paramètres minimisant le χ^2 global et l'ajustement est, dans une certaine mesure, dégénéré.

Dans le but de tester le sens physique du modèle, les partons de type quark $q = u, d, s, c, b$ et gluons uniquement sont inclus dans l'ajustement des figures 6.16 et 6.17. En effet, la construction du modèle est exclusivement basée sur ces partons. Néanmoins, certains événements ont un candidat τ ne provenant ni de quark ni de gluons correspondant alors à un parton de type "autre" de la figure 6.5. Ces événements ne peuvent *a priori* pas être supprimés sans l'information générée de la simulation et il est nécessaire d'évaluer leur impact sur la façon dont le modèle décrit l'ensemble des distributions. Les figures 6.18 et 6.19 montre la

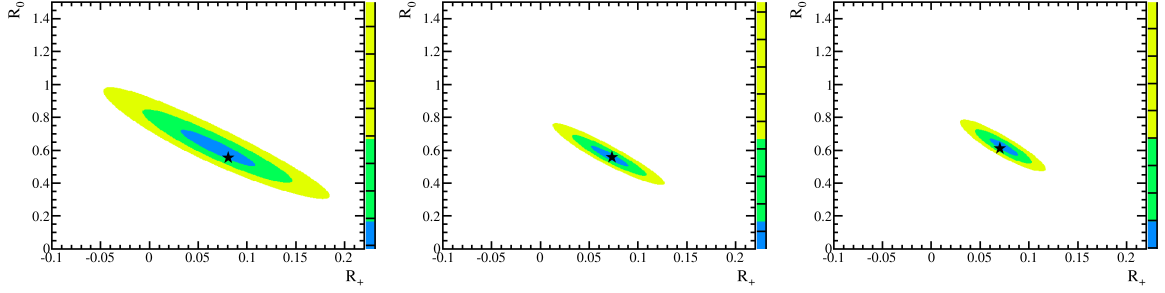


Fig 6.16.: Distribution de $\chi^2(R_0, R_+)$ calculée sur le rapport $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$. L'étoile noire est la vraie valeur des paramètres extraite de la simulation et l'ellipse est la valeur obtenue par l'ajustement. Les contours bleu, vert et jaune sont respectivement les contours à $1/2/3\sigma$.

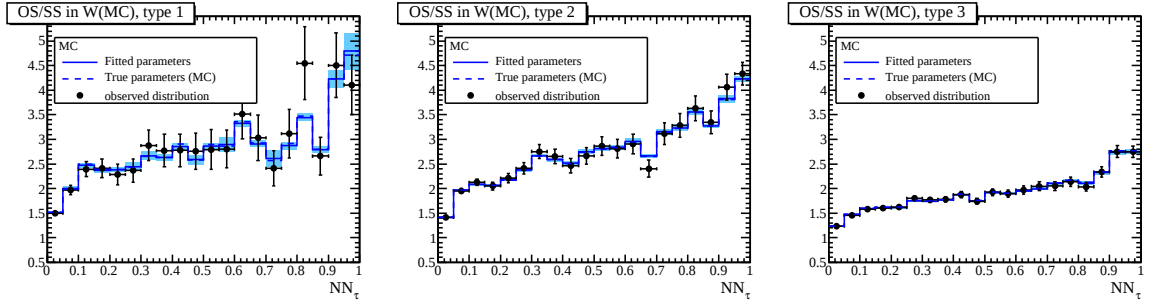


Fig 6.17.: Distribution de $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$ pour chaque type de candidat τ . Les points noirs sont la distribution observée dans la simulation, la ligne pleine bleue est la prédiction du modèle avec les paramètres minimisant le χ^2 de l'équation (6.16) (l'erreur étant la bande bleue), et la ligne pointillée est la prédiction du modèle avec les vraies valeurs (*i.e.* extraites de la simulation).

distribution de $\chi^2(R_0, R_+)$ ainsi que le facteur $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$ en fonction de NN_τ après un ajustement du modèle sur les événements contenant les partons de type “autre”. Un désaccord d'environ 3σ apparaît entre les vraies valeurs et les valeurs ajustées (R_0, R_+) pour les candidats τ de type 1. De plus, la région des hauts NN_τ pour les candidats τ de type 2 est mal décrite par le modèle. Ce dernier effet semble provenir de candidats à haut NN_τ et bas $\text{NN}_{\tau/e}$. La figure 6.20 compare la proportion de chaque parton reconstruit comme un τ de $\text{NN}_\tau > 0.9$ pour les événements ayant $\text{NN}_{\tau/e} < 0.9$ et pour ceux ayant $\text{NN}_{\tau/e} > 0.9$, illustrant le fait que les partons de type “autre” sont supprimés par une sélection sur $\text{NN}_{\tau/e}$.

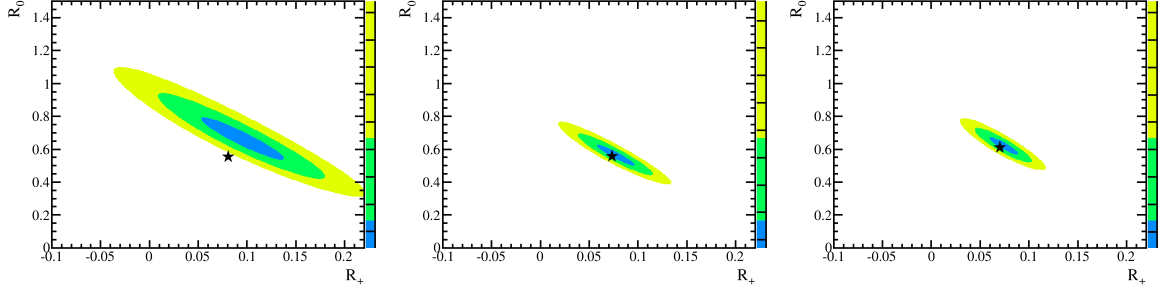


Fig 6.18.: Distribution de $\chi^2(R_0, R_+)$ calculée sur le rapport $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$. L'étoile noire est la vraie valeur des paramètres extraite de la simulation et l'ellipse est la valeur obtenue par l'ajustement sur les événements incluant les partons type "autre". Les contours bleu, vert et jaune sont respectivement les contours à $1/2/3\sigma$.

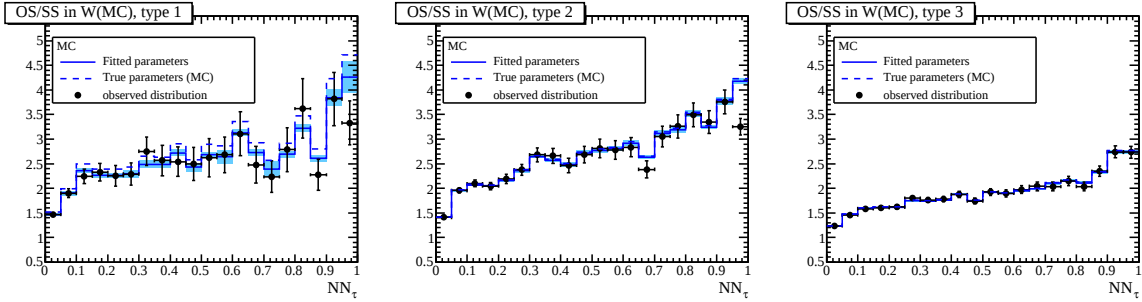


Fig 6.19.: Distribution de $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$ pour chaque type de candidat τ . Les points noirs sont la distribution observée dans la simulation, la ligne pleine bleue est la prédiction du modèle avec les paramètres minimisant le χ^2 de l'équation (6.16) (l'erreur étant la bande bleue), et la ligne pointillée est la prédiction du modèle avec les vraies valeurs extraites de la simulation. Les partons de type "autre" sont inclus. La différence entre le modèle et la distribution observée dans la simulation pour les τ types 2 à haut NN_τ provient des partons "autres" à bas $NN_{\tau/e}$ et peut être supprimée par une sélection sur cette variable.

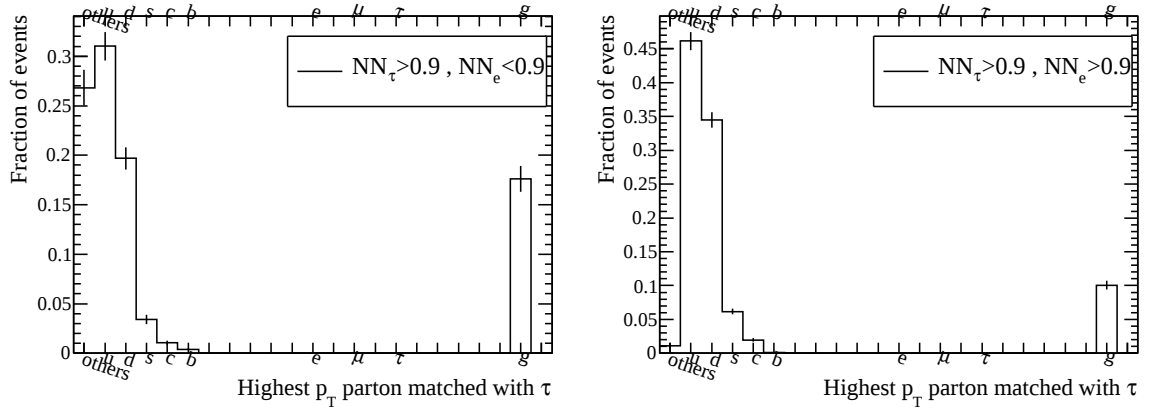


Fig 6.20.: Fraction de chaque type de parton reconstruit comme un candidat τ de haut NN_{τ} pour $NN_{\tau/e} < 0.9$ donc pour candidat ressemblant à un électron (gauche) et pour $NN_{\tau/e} > 0.9$ donc pour des candidats de type τ_{had} (droite).

6.5 Mesure dans les données et correction de la simulation

Une fois que le modèle et la procédure d'ajustement sont testés dans la simulation, l'extraction des paramètres du modèle dans les données peut s'effectuer. Cette détermination permettra alors de corriger la simulation pour avoir une description correcte de ce bruit de fond. Dans un premier temps, la sélection permettant d'avoir un échantillon relativement pur d'événements W + jets est décrite. Puis le résultat de l'ajustement du modèle sur les données ainsi que les corrections de la simulation seront montrées. Enfin, l'effet de cette correction sur différentes distributions est discuté.

6.5.1. Sélection d'un échantillon de W +jets

Le modèle est élaboré pour les événements W +jets, il convient donc d'ajuster ses paramètres sur un échantillon de données contenant principalement ce type d'événements. Pour sélectionner un tel échantillon, les critères suivants sont appliqués :

- $p_T^\tau \geq 12.5 / 12.5 / 15$ GeV/c pour les candidats τ de type 1/2/3,
- $p_T^\mu \geq 20$ GeV/c, $m_T(W) \geq 40$ GeV/c et $\cancel{E}_T \geq 20$ GeV/c pour supprimer le fond QCD,
- $M_T^{\min} \geq 20$ GeV/c² où $M_T^{\min}$ est le minimum entre $M_T(\tau, \cancel{E}_T)$ et $M_T(\mu, \cancel{E}_T)$,
- $\Delta R(\mu, \tau) \geq 0.6$ pour supprimer les événements où le muon est reconstruit comme le τ ,
- $NN_{\tau/e} \geq 0.9$ pour supprimer les partons de type "autre" pour les candidats τ de type 2.

Les figures 6.21 et 6.22 et le tableau 6.1 montrent respectivement la distribution de l'impulsion transverse du muon et le nombre d'événements attendus et observés dans l'échantillon sélectionné. La sélection adoptée permet effectivement de ne garder principalement des événements W + jets et on constate également la mauvaise modélisation de la simulation.

	τ_{had} type 1	τ_{had} type 2	τ_{had} type 3	all types
$Z(\rightarrow \tau\tau)$	14.3 ± 1.3	48.9 ± 2.6	102.0 ± 3.3	165.2 ± 4.4
$Z(\rightarrow \mu\mu/ee)$	239.0 ± 4.1	1318.3 ± 8.8	3175.8 ± 12.7	4733.0 ± 16.0
$W(\rightarrow \mu\nu)$	3021.4 ± 25.9	15670.4 ± 55.9	36554.2 ± 79.6	55246.0 ± 100.6
$t\bar{t}$	35.0 ± 0.4	192.9 ± 1.1	550.0 ± 1.8	777.8 ± 2.1
diboson	54.2 ± 1.0	222.5 ± 2.0	548.7 ± 3.0	825.4 ± 3.8
MJ	111.7 ± 6.3	339.9 ± 8.1	473.0 ± 7.8	924.6 ± 12.9
Exp. bkg	3476 ± 27.0	17793 ± 57.3	414034 ± 81.1	62672 ± 103
DATA	4706	20329	33998	59033

TABLE 6.1.: Nombre d'événements observés et attendus pour chaque type de candidat τ pour la sélection décrite dans le texte pour les événements OS.

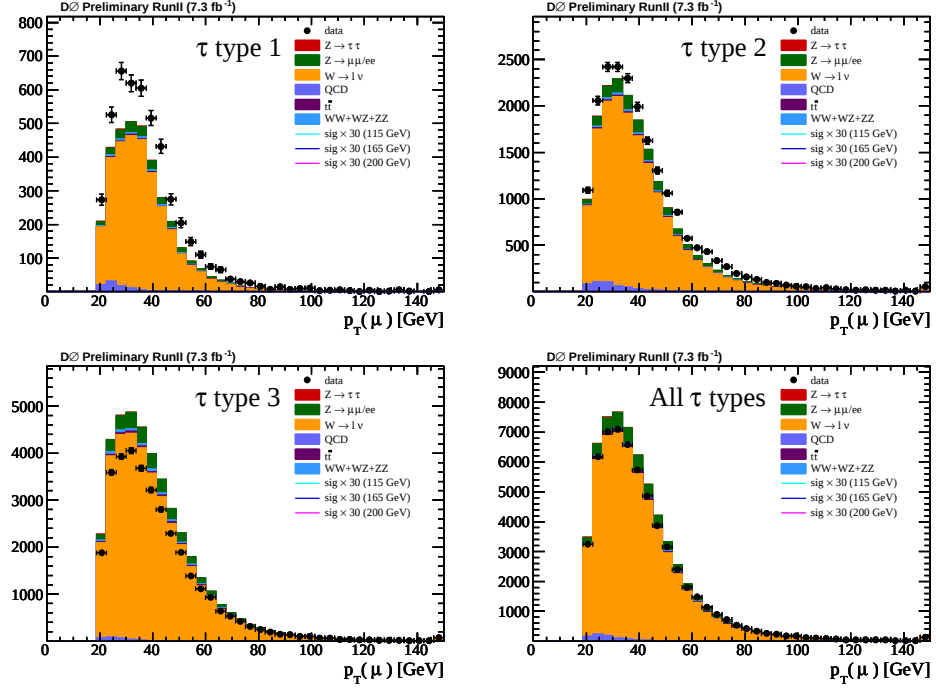


Fig 6.21.: Distribution de p_T^μ pour chaque type de candidat τ pour la sélection décrite dans le texte pour les événements OS. La fraction de $W + \text{jets}$ est d'environ 90%.

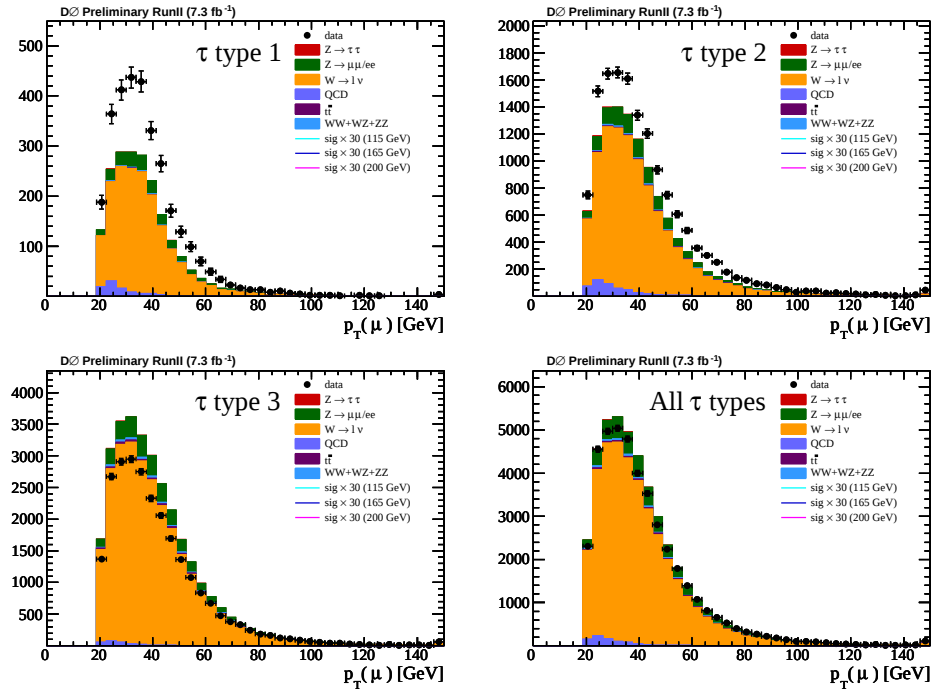


Fig 6.22.: Distribution de p_T^μ pour chaque type de candidat τ pour la sélection décrite dans le texte pour les événements SS. La fraction de $W + \text{jets}$ est d'environ 90%.

6.5.2. Ajustement du modèle aux données

La procédure d'ajustement est appliquée aux événements W + jets sélectionnés dans les données pour extraire les valeurs des paramètres (R_0, R_+) . La figure 6.23 montre la distribution de $\chi^2(R_0, R_+)$ calculé dans les données ainsi que les vraies valeurs de (R_0, R_+) de la simulation. Pour les candidats τ de type 3, données et simulation ont des paramètres proches, ce qui est cohérent avec le fait que la simulation soit déjà satisfaisante pour ce type de (cf. figure 6.1). Les candidats τ de type 1 et 2 exhibent la plus grande différence entre le modèle ajusté sur les données et la simulation. La figure 6.24 montre que le rapport f_{OS}^{SS} est bien décrit par le modèle dans chaque cas, renforçant alors la robustesse de cette étude.

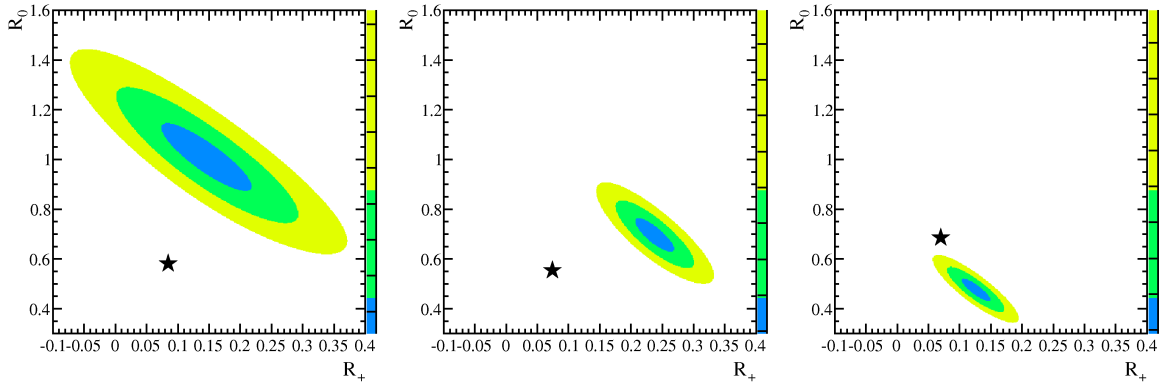


Fig 6.23.: Distribution de $\chi^2(R_0, R_+)$ calculé sur le rapport f_{OS}^{SS} dans les données. L'étoile noire est la vraie valeur des paramètres extraite de la simulation et l'ellipse est la valeur obtenue par l'ajustement de $\mathcal{LL}$ sur les événements sélectionnés dans les données. Les contours bleu, vert et jaune sont respectivement les contours à $1/2/3\sigma$.

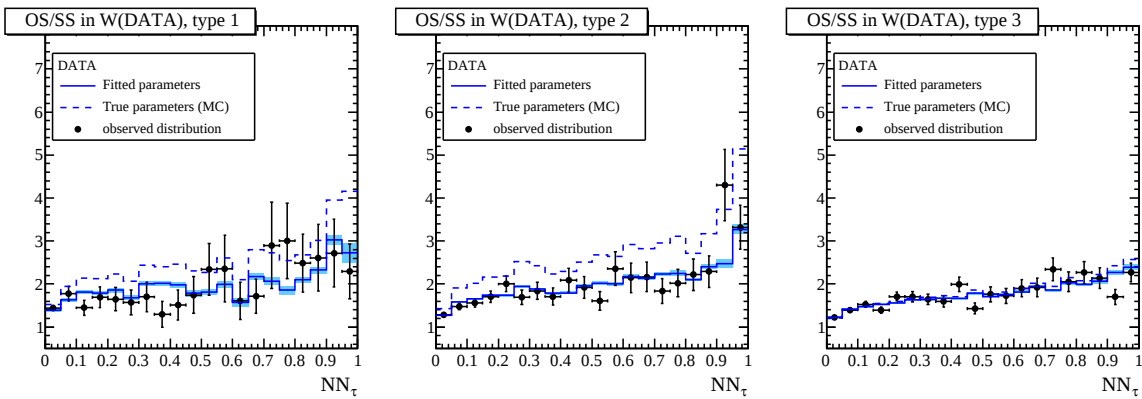


Fig 6.24.: Distribution de f_{OS}^{SS} pour chaque type de candidat τ . Les points noirs sont la distribution observée dans les données, la ligne pleine bleue est la prédiction du modèle avec les paramètres minimisant le $\mathcal{LL}$ de l'équation (6.15) sur les données, et la ligne pointillée est la prédiction du modèle avec les valeurs vraies de la simulation.

6.5.3. Correction de la simulation

Après la détermination de chaque paramètre du modèle dans les données et la simulation, une correction peut être appliquée événement par événement. En effet, la correction se fait par une repondération de l'événement qui dépend de sa catégorie. Plus précisément, les poids suivants sont appliqués :

- si $Q_\mu \times Q_{\text{parton}} > 0$, alors le poids $R_+^{\text{data}}/R_+^{\text{mc}}$ est appliqué ;
- si $Q_\mu \times Q_{\text{parton}} = 0$, alors le poids $R_0^{\text{data}}/R_0^{\text{mc}}$ est appliqué ;
- tous les événements sont pondérés par $F^{\text{data}}/F^{\text{mc}}$ incluant la dépendance avec NN_τ .

La figure 6.25 montre les différents facteurs de correction utilisés pour corriger la simulation. La dépendance avec NN_τ du rapport des paramètres $\{F\}$ entre les données est ajustée par une droite pour $0.5 \leq \text{NN}_\tau \leq 1.0$. La limite inférieure est considérée pour limiter l'impact des fluctuations à bas NN_τ sur la région du signal. La limite supérieure inclue la région du signal car la prise en compte de l'échantillon $\text{SS } \text{NN}_\tau > 0.9$ apporte une information sur la mesure de F . D'autre part, les facteurs correctifs des paramètres (R_0, R_+) sont compatibles entre les trois types de candidats compte tenu de l'erreur statistique (exceptés pour R_0 des types 3), indiquant alors l'existence d'un biais réel à ce niveau de la simulation. La figure 6.26 montre le résultat de cette correction sur le rapport $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$ en fonction de NN_τ . Cette modélisation permet de décrire convenablement cette observable, contrairement à la simulation par défaut.

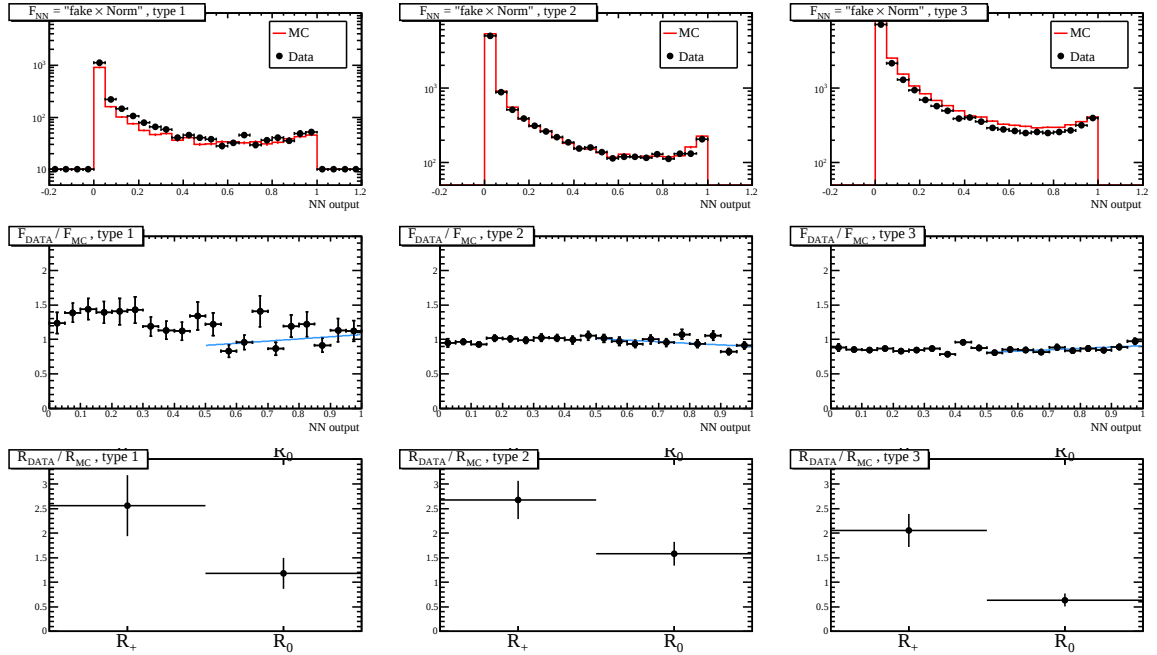


Fig 6.25.: Facteur de correction appliqué à la simulation. La première rangée de figures contient les distributions de F pour les données (noir) et la simulation (rouge). La seconde rangée montre le rapport des F et la troisième montre le rapport des (R_0, R_+) entre donnée et simulation.

La correction appliquée à la simulation n'est pas un simple facteur multiplicatif puisque chacune des composantes $\tilde{\sigma}_+$ et $\tilde{\sigma}_-$ est affectée différemment. Afin d'illustrer l'effet de la correc-

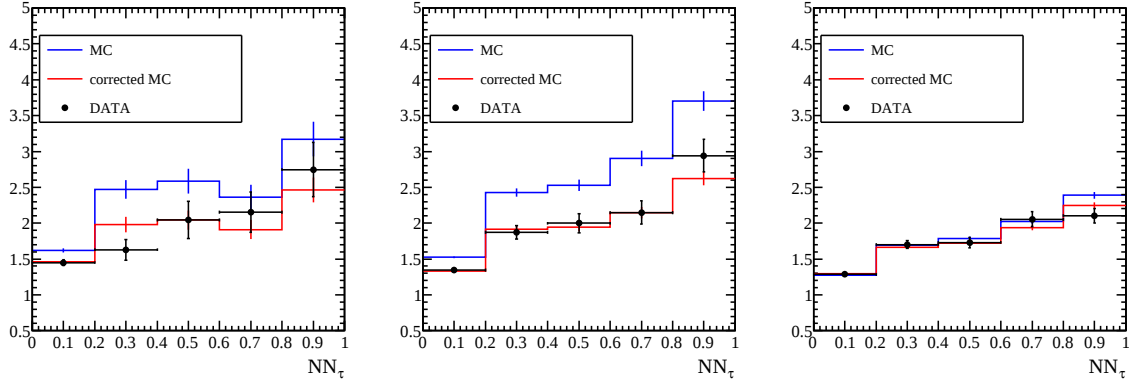


Fig 6.26.: Distribution de $f_{OS_{SS}}$ dans les événements W + jets pour chaque type de candidat τ . Les points noirs sont la distribution observée dans les données, la ligne bleue (resp. rouge) représente la simulation avant (resp. après) correction.

tion sur la prédiction finale, la figure 6.27 montre la variation relative du nombre d'événements dus au processus W + jets due à la correction dans chaque région en NN_τ .

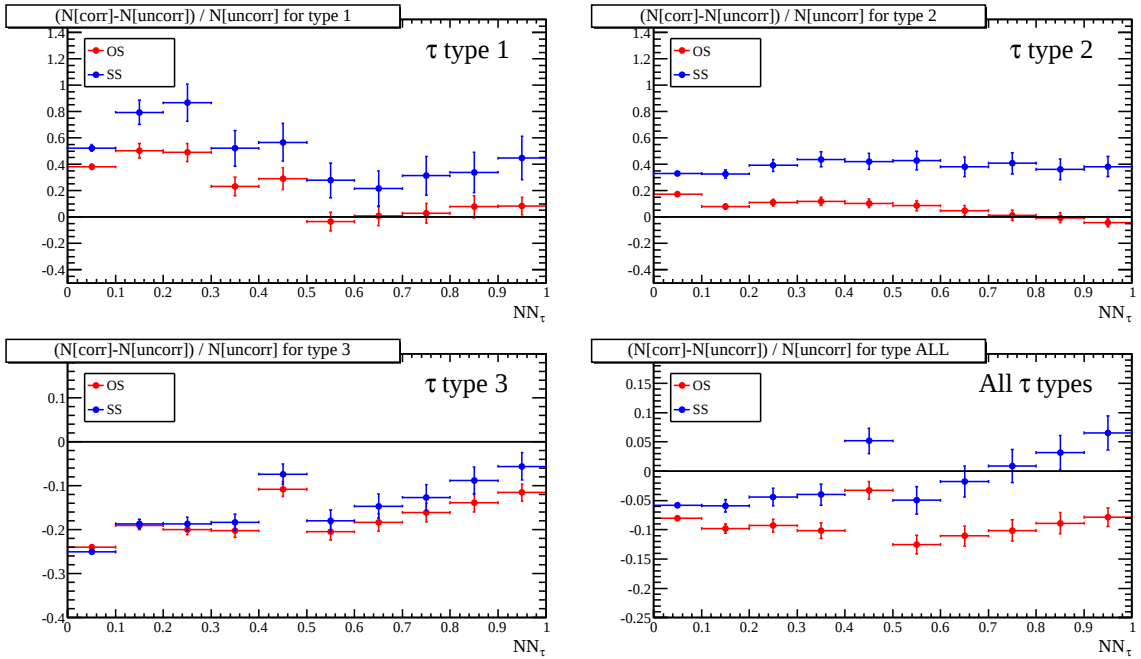


Fig 6.27.: Effet de la correction sur le nombre d'événements W + jets dans chaque région en NN_τ pour les événements SS (rouge) et OS (bleu) pour chaque type de candidat τ . Les types 2 montrent un comportement différent pour les événements OS et SS qui est pris en compte dans le modèle présenté.

6.5.4. Effet de la correction sur l'accord entre données et simulation

Cette section décrit l'impact de cette correction sur la masse transverse du candidat W , notée $m_T(W)$, dans les échantillons OS et SS ainsi que pour deux sélections différentes enrichies en événement $W + \text{jets}$. Le premier échantillon est celui décrit à la section 6.5.1 utilisé pour ajuster le modèle et le deuxième est enrichi en événements $W + \text{jets}$ où le jet est reconstruit comme un τ de bonne qualité donc avec $\text{NN}_\tau > 0.9/0.9/0.95$ pour les types 1/2/3. Ces événements, appelé $W + \text{jets}$ à haut NN_τ , sont sélectionnés de la manière suivante :

- $p_T^\mu > 20 \text{ GeV/c}$, $p_T^\tau > 12.5 / 12.5 / 15 \text{ GeV/c}$,
- $m_T(W) > 40 \text{ GeV/c}^2$, $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$,
- $\text{NN}_\tau > 0.9 / 0.9 / 0.95$.

Les figures de 6.28 à 6.31 montrent la distribution de $m_T(W)$ dans les échantillons OS et SS utilisés pour ajuster le modèle avant et après correction. La correction améliore nettement la description type par type que ce soit pour les événements OS et SS. Les distributions avant correction montrent que le désaccord entre données et simulation est différent pour les événements OS et SS. Pourtant, la compréhension des différents phénomènes impliqués ainsi que le modèle élaboré permettent de décrire les deux types d'événements simultanément avec un seul jeu de paramètres.

Les figures de 6.32 à 6.35 montrent la distribution de $m_T(W)$ dans les échantillons OS et SS enrichi en $W + \text{jets}$ à haut NN_τ avant et après correction. L'impact de cette correction dans la région des hauts NN_τ est moindre mais la description de l'échantillon SS est meilleure après correction, particulièrement pour les candidats de type 2. Cependant, la correction accentue le déficit de la simulation observé pour les candidats de type 3 et semble donc dégrader l'accord entre les données et la simulation. Pourtant, cette modélisation reste nécessaire : la simulation par défaut fournit une description erronée du processus $W + \text{jets}$ à bas NN_τ et n'est donc pas en mesure de prédire ce bruit de fond la région du signal. Cette étude a l'avantage de fournir une description convenable sur tout le spectre en NN_τ ainsi que sur les événements OS et SS simultanément, rendant la modélisation de ce bruit de fond dans la région de signal plus fiable.

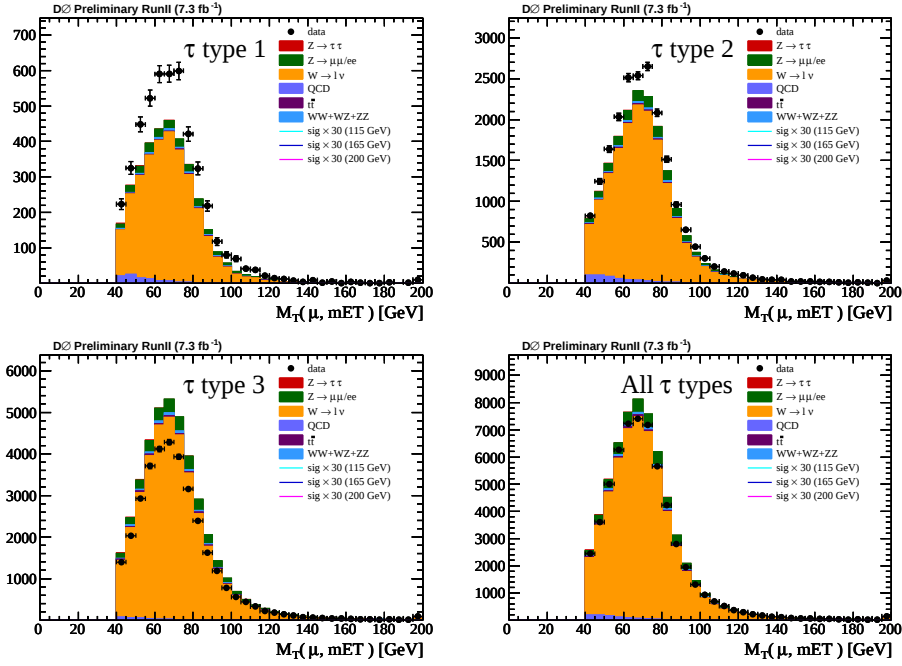


Fig 6.28.: Distribution de $m_T(W)$ dans l'échantillon OS utilisé pour ajuster le modèle, avant correction.

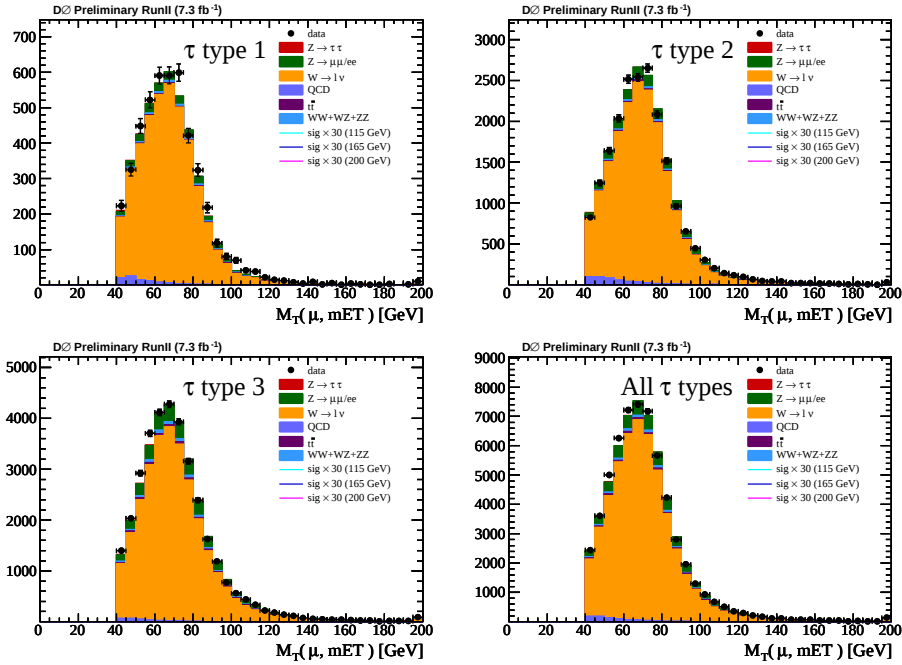


Fig 6.29.: Distribution de $m_T(W)$ dans l'échantillon OS utilisé pour ajuster le modèle, après correction.

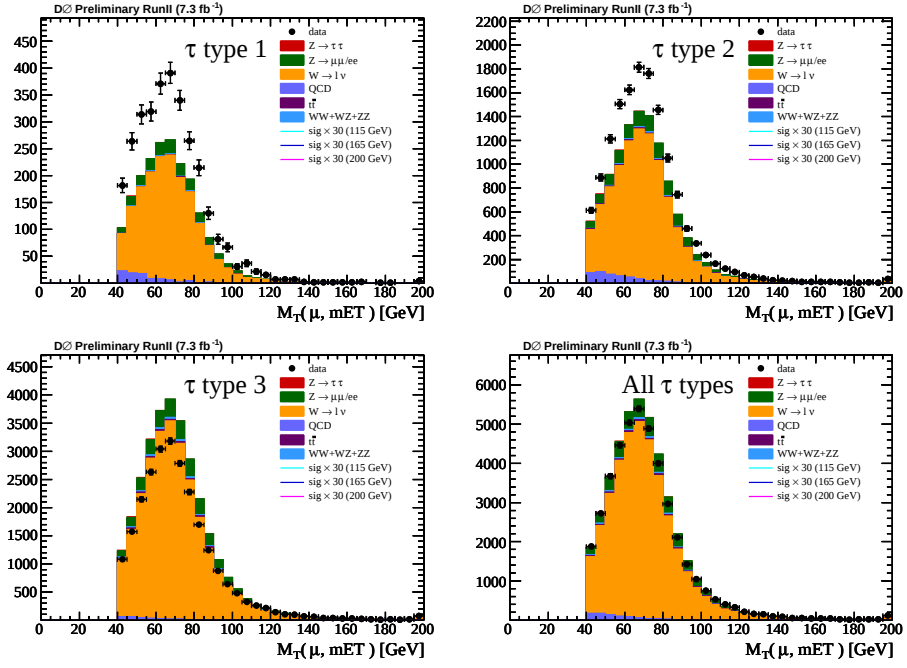


Fig 6.30.: Distribution de $m_T(W)$ dans l'échantillon SS utilisé pour ajuster le modèle, avant correction.

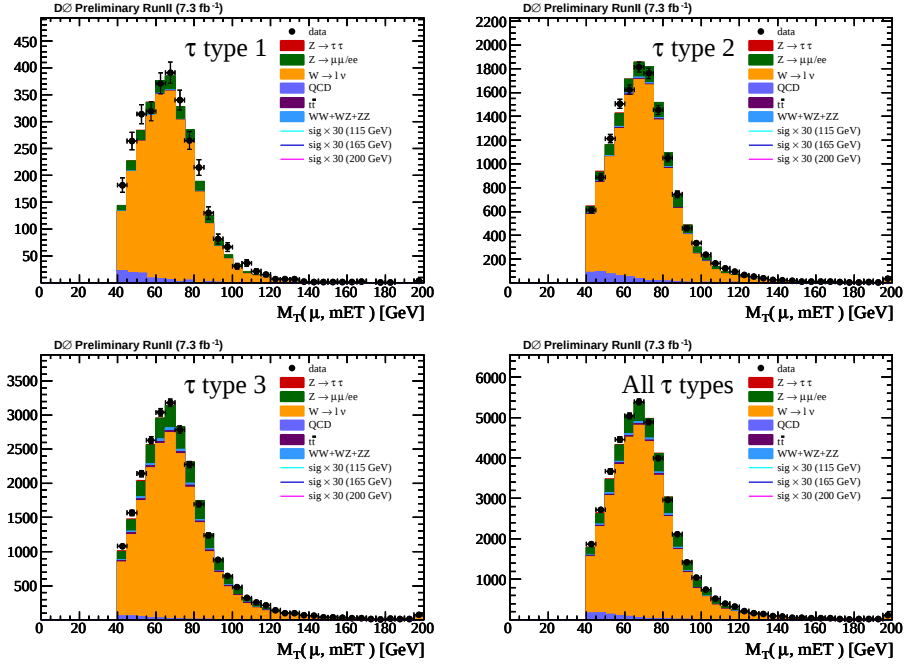


Fig 6.31.: Distribution de $m_T(W)$ dans l'échantillon SS utilisé pour ajuster le modèle, après correction.

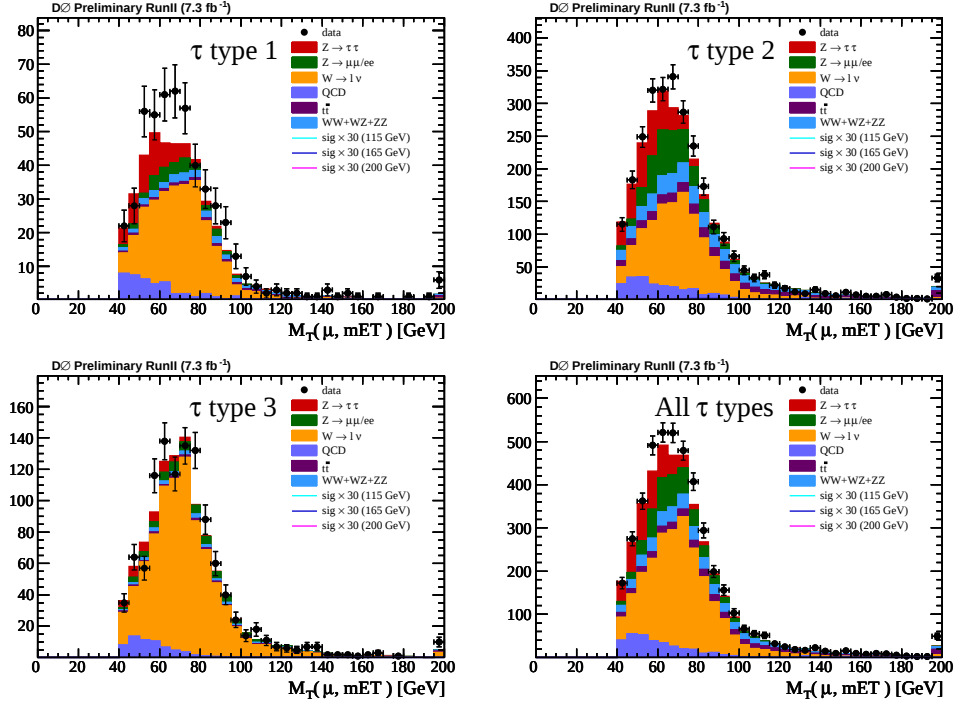


Fig 6.32.: Distribution de $m_T(W)$ dans l'échantillon OS W + jets à haut NN_τ , avant correction.

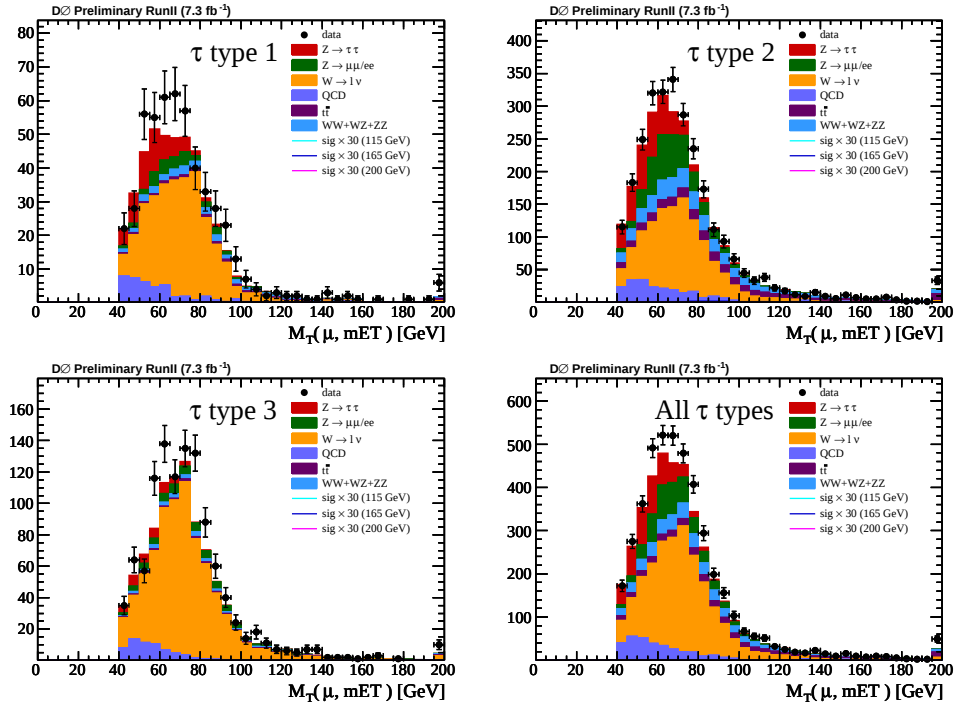
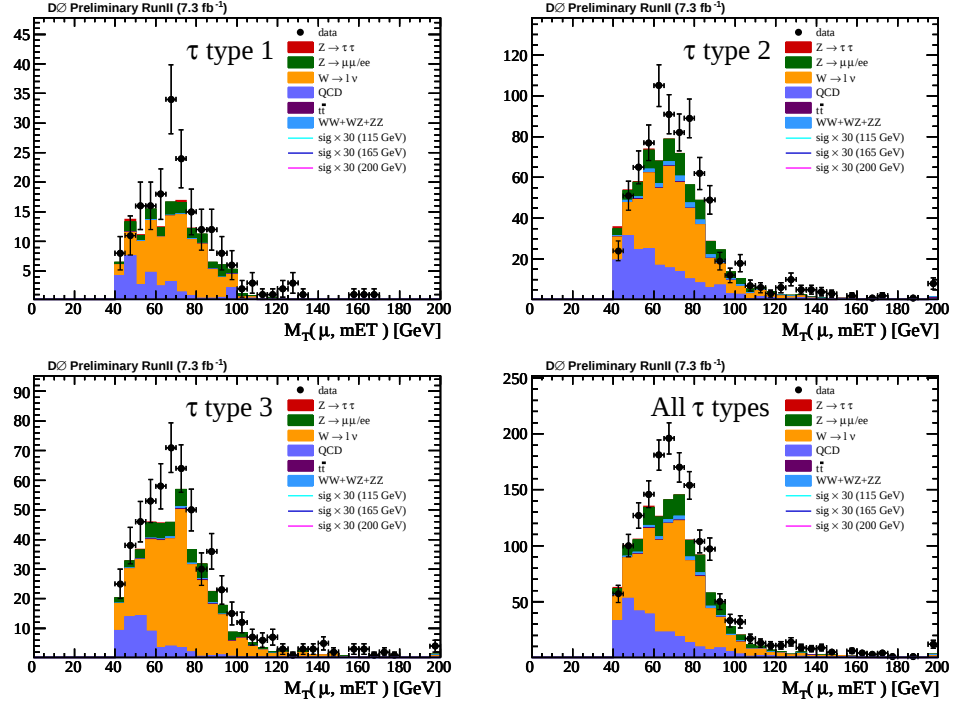
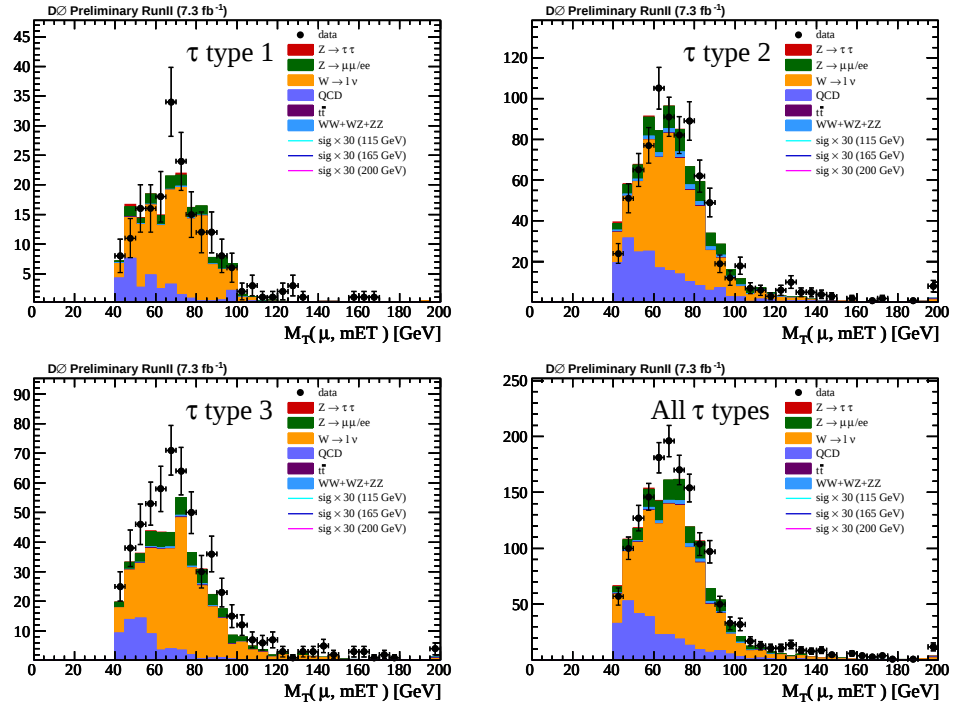


Fig 6.33.: Distribution de $m_T(W)$ dans l'échantillon OS W +jets à haut NN_τ , après correction.


 Fig 6.34.: Distribution de $m_T(W)$ dans l'échantillon SS W +jets à haut NN_τ , avant correction.

 Fig 6.35.: Distribution de $m_T(W)$ dans l'échantillon SS W +jets à haut NN_τ , après correction.

6.6 Incertitudes systématiques sur le processus W +jets

Les incertitudes systématiques sur la prédiction des événements W + jets sont évaluées en prenant en compte deux origines possibles : l'incertitude sur le modèle venant de la connaissance des distributions ρ_i et l'incertitude sur la procédure d'ajustement venant de la dégénérescence des paramètres minimisant $\mathcal{LL}$ et/ou χ^2 . L'impact de ces biais éventuels sur la prédiction est une évaluation de l'incertitude systématique sur la prédiction de ce bruit de fond. En outre, l'incertitude statistique de l'ajustement est également incluse. La première sous-section décrit l'incertitude associée au modèle et la deuxième, celle associée à la procédure d'ajustement. L'échantillon OS seulement est considéré puisqu'il constitue l'échantillon contenant un signal potentiel.

6.6.1. Incertitude due au modèle

Pour estimer l'incertitude due au modèle, une des différentes hypothèses testée à la section 6.4.1 est relâchée. En effet, une différence significative est observée entre les probabilités mesurées dans les échantillons $\tilde{\sigma}_+$ et $\tilde{\sigma}_-$. La prédiction obtenue en moyennant la mesure des probabilités sur les événements $\tilde{\sigma}_+$ et $\tilde{\sigma}_-$ est comparée à la prédiction nominale de la section 6.5. La différence est prise comme incertitude systématique due au modèle. Le modèle ajusté décrit correctement les données. La figure 6.36 montre la différence relative entre la prédiction nominale et la prédiction du “modèle moyenné” en fonction de NN_τ prouvant ainsi que la prédiction finale est stable vis-à-vis d'un changement d'hypothèse sur la modélisation à mieux que 7% près.

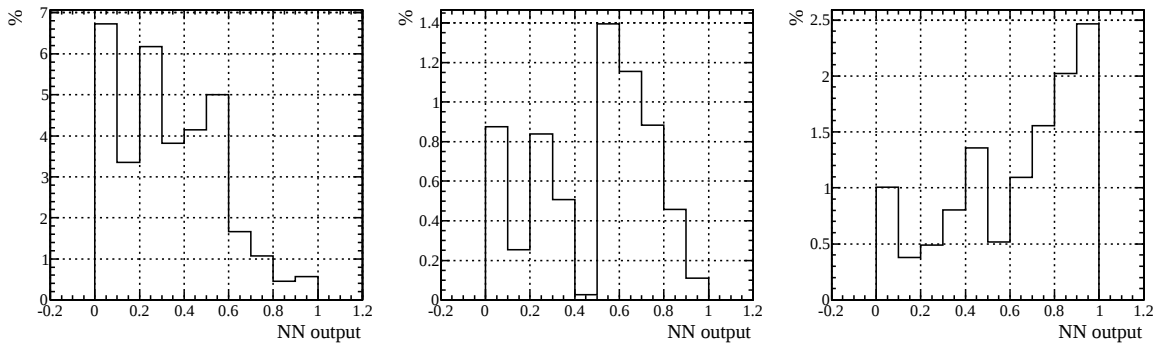


Fig 6.36.: Incertitude relative sur le nombre d'événements W + jets prédit par le modèle. L'incertitude due au modèle est estimée à 6.8 / 1.4 / 2.5 % pour les types 1/2/3.

6.6.2. Incertitude due à la procédure d'ajustement

Comme expliqué à la section 6.4.2, le modèle n'est pas sensible aux deux paramètres R_i simultanément mais plutôt à une combinaison, ou de manière équivalente, à une direction dans le plan (R_0, R_+) . De plus, l'ordre de grandeur des facteurs correctifs de la figure 6.25 peut susciter quelques doutes sur la validité du modèle. La procédure d'ajustement pâtit d'une incertitude systématique provenant de cette dégénérescence qui nécessite d'être étudiée. Ce biais potentiel est estimé en comparant les deux prédictions suivantes :

- la prédiction du modèle nominal de la section 6.5,
- la prédiction du modèle ajusté en fixant l'un des deux paramètres à sa vraie valeur.

Le modèle ainsi ajusté permet une bonne modélisation de la variable $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$ et la prédiction finale sur le nombre d'événements OS attendus varie d'environ 10% par rapport à la prédiction nominale à haut NN_τ . La figure 6.37 montre les facteurs de correction obtenus après ajustement en fixant R_+ : le facteur correctif de R_+ est à 1 par construction induisant un changement important des autres facteurs de correction en comparaison avec ceux du modèle nominal de la figure 6.25.

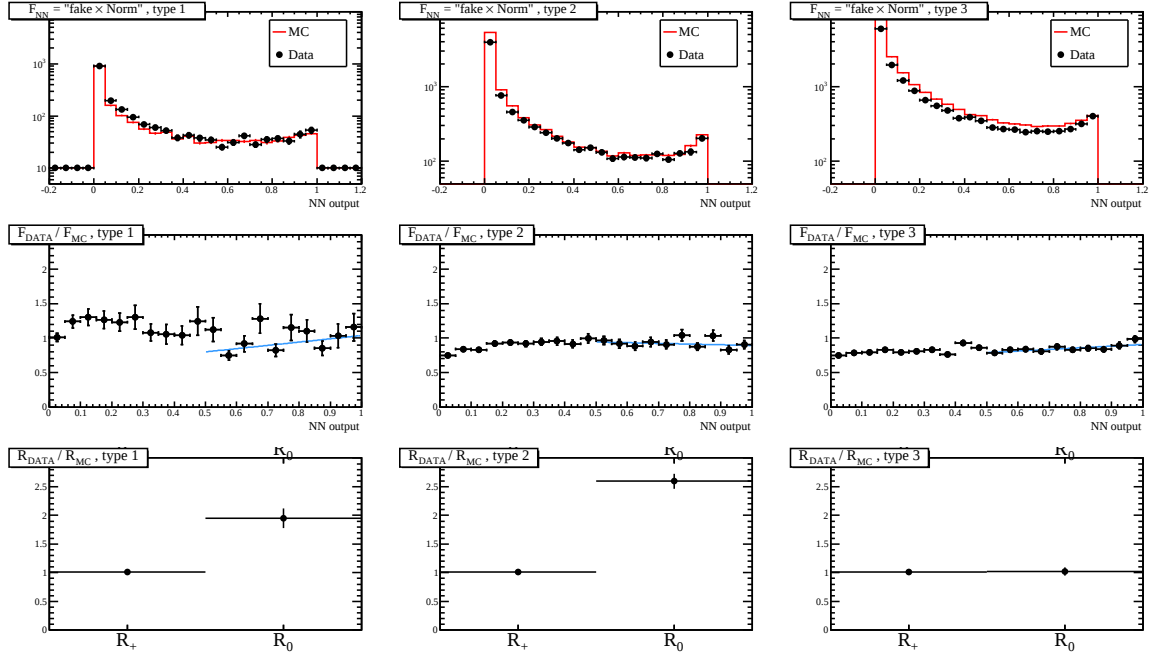


Fig 6.37.: Facteurs de correction obtenus après ajustement en fixant R_+ à sa valeur vraie extraite de la simulation.

Le fait que la valeur ajustée de (R_0, R_+) soit très différente entre la figure 6.37 et la figure 6.25, et que la prédiction finale reste stable à 5% près est une indication que le modèle n'est pas assez contraint pour prétendre mesurer les R_i dans les données. Les corrélations entre les R_i et les $\{F\}$ engendrent des compensations entre ces paramètres lors de la minimisation de χ^2 . Cependant, il est clair que la prédiction finale reste stable d'une part, et que les données ne peuvent pas être décrites par les valeurs de R_i de la simulation imposant la dépendance de $f_{\text{OS}}^{\text{SS}}$ d'autre part.

6.6.3. Incertitude totale

Les deux sources d'erreur discutées sont considérées comme indépendantes et sont donc sommées en quadrature. En tenant compte de l'erreur statistique introduite par l'ajustement, l'incertitude systématique totale sur la prédiction du nombre d'événements attendus dus au processus $W + \text{jets}$ est estimée à 10% / 11% / 10% pour les candidats de type 1/2/3.

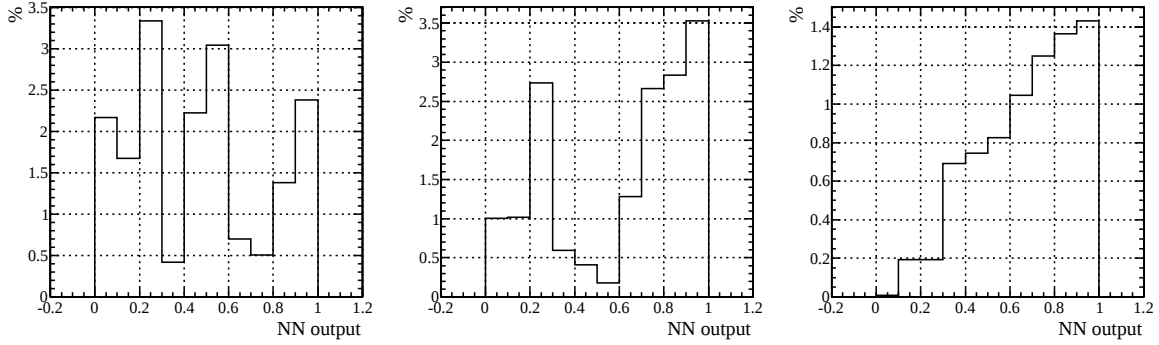


Fig 6.38.: Incertitude relative sur le nombre d'événements W + jets prédit par le modèle. L'incertitude due à la procédure d'ajustement est estimée à 3.4 / 3.5 / 1.4 % pour les types 1/2/3.

6.7 Conclusions

La bonne compréhension du processus W + jets est au cœur de la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal $H \rightarrow WW \rightarrow \tau\nu_\tau\mu\nu_\mu$, présentée au chapitre 7. La modélisation éronnée fournie par la simulation rend la prédiction des événements W + jets peu fiable. Une mesure directe de ce processus dans un échantillon de données appauvri en signal nécessite une bonne description de la corrélation de charge entre le muon et le candidat τ (et son évolution avec NN_τ) afin de pouvoir extrapoler la mesure à la région contenant le signal potentiel. Après avoir montré que cette corrélation de charge est mal modélisée, une étude visant à identifier les origines physiques de son évolution avec NN_τ a été menée.

À la lumière des résultats obtenus, un modèle à trois paramètres a été construit et testé dans la simulation. Enfin, l'ajustement des paramètres du modèle dans les événements W + jets sélectionnés dans les données a permis de corriger la simulation et d'obtenir une description convenable de ce bruit de fond. Cette étude est alors mise à profit dans la recherche d'un excès d'événements $\mu + \tau$ compte tenu de la prédiction du Modèle Standard, potentiellement du à la production de bosons de Higgs.

Bibliographie

- [1] J. Alwall *et al.*, “Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions,” *Eur. Phys. J.*, vol. C53, p. 473–500, 2008. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0706.2569>
- [2] The DØ Collaboration, “DØ search for neutral Higgs bosons at high $\tan\beta$ in the final state $b\tau\tau$ with 4.3 fb^{-1} of Run 2b data,” *DØ Note 6083-CONF*, 2010.
- [3] W. Yang, *et al.*, “Search for MSSM Higgs boson production in the decay $h \rightarrow \tau_\mu\tau_{\text{had}}$ using 5.4 fb^{-1} of DØ Run II Data,” *DØ Note 6078*, 2010.
- [4] Abazov, V.M. *et al.*, “Search for squark production in events with jets, hadronically decaying τ leptons and missing transverse energy at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$,” *Physics Letters B*, vol. 680, n° 1, p. 24 – 33, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0905.4086>
- [5] Abazov, V.M. *et al.*, “Search for the standard model higgs Boson in τ final states,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, n° 25, p. 251801, Jun 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0901.2137>
- [6] S. Chakrabarti, *et al.*, “Search for the standard model Higgs boson with $\tau(\mu/e)\tau(\text{had}) + 2\text{jets}$ Final States with Run2b,” *DØ Note 6019*, 2009.
- [7] The DØ Collaboration, “Search for the Standard Model Higgs boson in the $\mu + \tau$ final state with 7.3 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$,” *DØ Note 6135-CONF*, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H100/>
- [8] Abazov, V.M. *et al.*, “Search for single top quarks in the τ +jets channel using 4.8 fb^{-1} of collision data,” *Physics Letters B*, vol. 690, n° 1, p. 5 – 14, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-5017HFJ-1/2/ed0635304b49d5d1075fdc4ed0725c24>
- [9] Hoho, “Measurement of $t\bar{t}$ production in the τ +jets topology using $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$,” *Phys. Rev. D*, vol. 82, n° 7, p. 071102, Oct 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1008.4284>
- [10] The DØ Collaboration, “Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the lepton+ τ + b -jet(s)+met channel using 1.2 fb^{-1} of run iib data,” *DØ Note 5607-CONF*, 2008.
- [11] Minuit, 2000. [En ligne]. Accessible : <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>
- [12] The DØ Collaboration, “Measurement of the muon charge asymmetry in $p\bar{p} \rightarrow W + X \rightarrow \mu\nu + X$ events using the DØ detector,” *DØ Note 5976-CONF*, 2009.

Recherche du boson de Higgs dans les événements $\mu + \tau_{\text{had}}$

Ce chapitre présente la recherche du boson de Higgs dans les événements avec un muon et un lepton τ de haute impulsion transverse. La contribution principale d'un boson de Higgs à cet état final est due au processus $gg \rightarrow H \rightarrow WW$ d'une section efficace de 0.37 pb dans des collisions $p\bar{p}$ à 1.96 TeV pour une masse $m_H = 165 \text{ GeV}/c^2$. Malgré la complexité de ces événements due à la présence d'un lepton τ se désintégrant en hadrons, ce canal permet de compléter les autres recherches faites à DØ comme l'état final $XH \rightarrow \tau\tau jj$ [1] ou les canaux dileptoniques $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ [2] qui dominent la recherche du boson de Higgs au Tevatron. Pour la première fois, l'analyse de l'état final $\mu + \tau$ est incluse dans la combinaison de l'ensemble des recherches du boson de Higgs effectuées à DØ [3] et au Tevatron [4].

7.1 Introduction

La stratégie générale de la recherche est d'identifier dans les données un excès d'événements par rapport au bruit de fond du Modèle Standard attendu. Pour ce faire, on procède d'abord à une présélection des événements où un muon et un lepton τ se désintégrant en hadrons ont été reconstruits (section 7.4). À ce niveau, l'échantillon sélectionné est dominé par la production de bosons Z se désintégrant en une paire de leptons τ . Cependant, une fraction non négligeable d'événements est issue de la production de bosons W en association avec un ou plusieurs jets (dont l'un d'entre eux est reconstruit comme un τ) ou encore de processus QCD conduisant à un état final multijets où un jet est reconstruit comme un muon faussement isolé et un autre, comme un τ hadronique. La modélisation de ces deux processus fait l'objet d'études dédiées respectivement décrites au chapitre 6 et à la section 7.5 de ce chapitre. Afin d'améliorer la sensibilité de l'analyse, toutes les conditions de déclenchement de l'enregistrement des événements ont été considérées permettant ainsi d'augmenter l'efficacité d'acquisition des événements de signal. Il est alors nécessaire de mesurer l'efficacité de déclenchement correspondante en se basant sur l'efficacité du déclenchement relative aux muons (section 7.6).

Une étape importante de l'analyse consiste alors à valider la modélisation de chaque bruit de fond en comparant les données à la prédiction théorique dans plusieurs régions de l'espace des phases, chacune enrichie en un processus particulier et appelées régions de contrôle (section 7.7). Une fois la prédiction des bruits de fond validée, la recherche d'un signal potentiel peut commencer (section 7.8) : une sélection cinématique est mise en place pour supprimer l'ensemble du bruit $Z \rightarrow \tau\tau$ en gardant une fraction importante du signal (section 7.8.1). L'échantillon est alors dominé par le bruit de fond $W + \text{jets}$, ce qui nécessite une modélisation précise de ce processus fournie par l'étude approfondie du chapitre 6. Pour augmenter la sensibilité de l'analyse, on exploite certaines propriétés physiques du boson de Higgs et/ou du processus $W + \text{jets}$ ayant des conséquences observables. En effet, certaines variables discriminent le signal du bruit de fond et peuvent être combinées dans un réseau de neurones. L'observable construite, notée NN_H , est donc particulièrement sensible à la présence d'un signal (section 7.8.2). Les incertitudes systématiques sur les nombres d'événements attendus sont discutées (section 7.9) puis, une limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur le taux de production de bosons de Higgs contribuant à l'état final étudié *i.e.* $\sigma(p\bar{p} \rightarrow HX) \times \mathcal{BR}(HX \rightarrow \mu\tau)$ est déterminée. Enfin, le résultat obtenu est interprété dans le cadre du Modèle Standard (section 7.10) ainsi que dans une de ses extensions à quatre familles de fermions (section 7.11).

7.2 Définition de variables cinématiques

Afin de définir des régions de l'espace des phases enrichies en différents processus, plusieurs variables cinématiques sont utilisées. On introduit les masses invariantes suivantes :

- $M_{\text{vis}} \equiv M_{\text{inv}}(\mu, \tau, \cancel{E}_T)$
- $M_{\text{tot}} \equiv M_{\text{inv}}(\mu, \tau, \cancel{E}_T, \{\text{jets}\})$
- $M_T^{\text{min}}(\ell, \cancel{E}_T) \equiv \text{Min}[M_T(e, \cancel{E}_T) M_T(\mu, \cancel{E}_T)]$

La masse invariante (M_{inv}) et la masse transverse (M_T) d'un ensemble de n objets $\mathcal{O}_i$ d'impulsion $\vec{p}_i$, d'énergie E_i et de masse m_i est définie par

$$M_{\text{inv}}^2 \equiv \left(\sum_{i=1}^{i=N} E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{i=N} \vec{p}_i \right)^2 \xrightarrow{m_i \ll E_i} \sum_{i,j} p_i p_j (1 - \cos(\Delta\Phi_{ij})) \quad (7.1)$$

$$M_T^2 \xrightarrow{m_i \ll E_i} \sum_{i,j} p_{Ti} p_{Tj} (1 - \cos(\Delta\phi_{ij})) \quad (7.2)$$

où $\Delta\Phi_{ij}$ ($\Delta\phi_{ij}$) est l'angle (dans le plan transverse) entre les objets $\mathcal{O}_i$ et $\mathcal{O}_j$.

De plus, une variable permettant de relier l'énergie dans le centre de masse partonique et les grandeurs expérimentalement mesurables, notée $\sqrt{\hat{s}_{\text{min}}}$ a été construite [5]. Cette observable deviendra pertinente pour séparer le signal des bruits de fond électrofaibles. En notant $p_L^{\mathcal{O}}$ le composante longitudinale de l'objet $\mathcal{O}$, le carré de l'énergie minimale partonique pour produire l'événement s'écrit :

$$\hat{s}_{\text{min}} = \left(\sqrt{(E^\mu + E^\tau)^2 - (p_L^\mu + p_L^\tau)^2} + \cancel{E}_T \right)^2 - (p_T^\mu + p_T^\tau + \cancel{E}_T)^2 \quad (7.3)$$

7.3 Données et simulation du signal

7.3.1. Données analysées

Les données analysées ont été enregistrées entre Avril 2002 et Août 2010 correspondant à une luminosité intégrée de 7.3 fb^{-1} . Les événements effectivement enregistrés sont sélectionnés par le système de déclenchement de l'expérience (cf. chapitre 3). Dans cette analyse, toutes les conditions de déclenchement de $D\bar{O}$ sont considérées et l'efficacité associée est mesurée par rapport aux conditions relatives aux muons de haute impulsion transverse (voir section 7.6).

7.3.2. Simulation des événements de signal

PYTHIA (cf. chapitre 4) est utilisé pour engendrer les événements de signal. Plusieurs combinaisons de mode de production et de désintégration conduisent à l'état final $\mu + \tau$ et sont donc susceptibles de passer les sélections d'analyse. Le processus élémentaire majoritaire est la fusion de gluons (GGF) avec la désintégration du boson de Higgs en deux bosons W , $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, où $\ell = (e, \mu, \tau)$. Les processus secondaires tels que la fusion de bosons vecteurs (VBF) ou la production associée avec un boson W ou Z (VH) contribuent à environ 10% du signal total pour un boson de Higgs de masse égale à $165 \text{ GeV}/c^2$. L'ensemble des processus inclus dans cette recherche sont simulés pour des masses de boson de Higgs comprises entre $115 \text{ GeV}/c^2$ et $200 \text{ GeV}/c^2$ par pas de $5 \text{ GeV}/c^2$ et peuvent être résumés ainsi :

- | | |
|--|--|
| <ol style="list-style-type: none"> 1. Fusion de gluons $gg \rightarrow H$: <ul style="list-style-type: none"> • $H \rightarrow \tau\tau$ ($m_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$) • $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ • $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu / \ell\ell qq / \ell\ell\ell\ell$ 2. Fusion de bosons vecteurs $qq' \rightarrow qq'H$: <ul style="list-style-type: none"> • $H \rightarrow \tau\tau$ ($m_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$) • $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ | <ol style="list-style-type: none"> 3. Production associée $qq' \rightarrow WH$: <ul style="list-style-type: none"> • $H \rightarrow \tau\tau, W \rightarrow qq$ ($m_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$) • $H \rightarrow WW \rightarrow \text{incl}, W \rightarrow \text{incl}$ 4. Production associée $q\bar{q} \rightarrow ZH$: <ul style="list-style-type: none"> • $H \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow \tau\tau$ ($m_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$) • $H \rightarrow \tau\tau, Z \rightarrow qq$ ($m_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$) • $H \rightarrow WW \rightarrow \text{incl}, Z \rightarrow \text{incl}$ |
|--|--|

7.4 Présélections des événements

7.4.1. Le candidat muon

Les candidats muons considérés sont définis à la section 4.2.2. Dans le but de réduire le bruit de fond important présent à basse impulsion transverse, seuls les muons ayant une impulsion transverse plus grande que $15 \text{ GeV}/c$ sont sélectionnés. De plus, les conditions de déclenchement basées sur les muons n'étant définies que dans la région $\eta_d^\mu < 1.6$, cette sélection est appliquée au candidat. Enfin, seuls les événements ayant un et un seul muon candidat passant l'ensemble des sélections décrites ci-dessus sont analysés. Par ailleurs, un échantillon de données contenant un muon non isolé est sélectionné pour l'estimation du bruit de fond multijets (section 7.5). La sélection détaillée de ce lot de données est faite au chapitre 4.

Certains candidats muons ont une trace centrale mal reconstruite pouvant conduire à une impulsion transverse mesurée artificiellement élevée. Un tel événement possède une énergie transverse manquante très importante et ressemble alors à la signature d'un boson de Higgs

lourd. Néanmoins, ces événements sont facilement identifiables grâce à leur topologie particulière : l'énergie transverse manquante étant essentiellement due au muon, les deux impulsions sont dos à dos (*i.e.* $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) \approx \pi$) avec des normes du même ordre de grandeur (*i.e.* $p_T^\mu \approx \cancel{E}_T$). Une variable pertinente pour isoler ces événements est donc le rapport entre la masse transverse du candidat W et l'énergie transverse manquante comme le montre l'équation suivante :

$$\frac{\cancel{E}_T}{m_T(W)} = \frac{\cancel{E}_T}{\sqrt{2 p_T^\mu \cancel{E}_T (1 - \cos \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T))}} \approx \frac{\cancel{E}_T}{2\cancel{E}_T} = 0.5 \quad (7.4)$$

Une façon de supprimer ces événements tout en gardant une grande efficacité pour le signal est de considérer une sélection dite rectangulaire au voisinage de $\cancel{E}_T/m_T(W) \sim 0.5$ pour les muons de haut p_T dos à dos avec $\cancel{E}_T$. Plus précisément, l'événement est rejeté si $0.35 < \frac{\cancel{E}_T}{m_T(W)} < 0.55$, et si le muon vérifie $p_T > 50$ GeV/c avec $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) > 3.0$. La figure 7.1 montre la distribution des événements vérifiant $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) > 3.0$ dans le plan $(\cancel{E}_T/m_T(W), p_T^\mu)$ pour les événements de bruit de fond sélectionnés dans les données et pour des bosons de Higgs avec trois masses typiques. Les événements de bruit de fond sont sélectionnés en demandant $Q_\tau \times Q_\mu > 0$. Ces trois variables sont corrélées par construction mais ce jeu de sélections ne supprime que très peu le signal : 2.9/1.1/1.0% pour des bosons de Higgs de 200/165/115 GeV/c² respectivement. Cette approche est par conséquent choisie pour supprimer ces événements de bruit de fond instrumental.

7.4.2. Le lepton τ

Les algorithmes de reconstruction et d'identification des leptons τ présentés au chapitre 5 sont utilisés pour sélectionner le candidat τ (noté τ_{cand}) de l'analyse. Pour des raisons techniques, les améliorations sur l'identification des leptons τ développées au chapitre 5 n'ont pas été exploitées pour l'analyse décrite dans ce chapitre. Un lepton τ se désintégrant en hadrons se caractérise expérimentalement par un dépôt calorimétrique associé à un ensemble de traces. Les candidats dits de type 1/2/3 passant les critères de reconstruction détaillés au chapitre 5 sont sélectionnés en imposant :

- $NN_\tau \geq 0.90 / 0.90 / 0.95$
- $p_T^{\text{trk}} \geq 7 / 5 / 7$ GeV/c, $p_T^\tau \geq 12.5 / 12.5 / 15$ GeV/c, $|\eta_a^\tau| < 2.0$,
- $E^{\text{cal}}/p^{\text{trk}} \geq 0.65 / 0.50 / 0.50$ ($E^{\text{cal}}/\sum_{\text{trk}} p^{\text{trk}}$ for type 3),
- $\sum_{\text{trk}} p_T^{\text{trk}} \geq 10$ GeV/c (pour les candidats de types 3 uniquement),
- un et un seul candidat vérifiant les conditions précédentes est sélectionné (si plusieurs candidats sont sélectionnés, celui ayant le plus grand NN_τ est choisi).

De plus, l'événement est rejeté si $\Delta R(\tau, \mu) \leq 0.5$ afin de ne garder que les événements où le τ reconstruit n'est pas le muon. Ceci assure également l'orthogonalité avec la recherche du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\mu$.

7.4.3. Les jets et les électrons

Les jets sont des objets complexes et ne sont pas au cœur de cette analyse. Ils sont cependant considérés pour établir l'orthogonalité avec l'analyse de l'état final $XH \rightarrow \tau\tau jj$. Leur reconstruction et identification est décrite à la section 4.2.4. Parmi les candidats reconstruits, seuls les jets vérifiant $p_T > 15$ GeV/c sont sélectionnés. Cependant, du à un problème connu

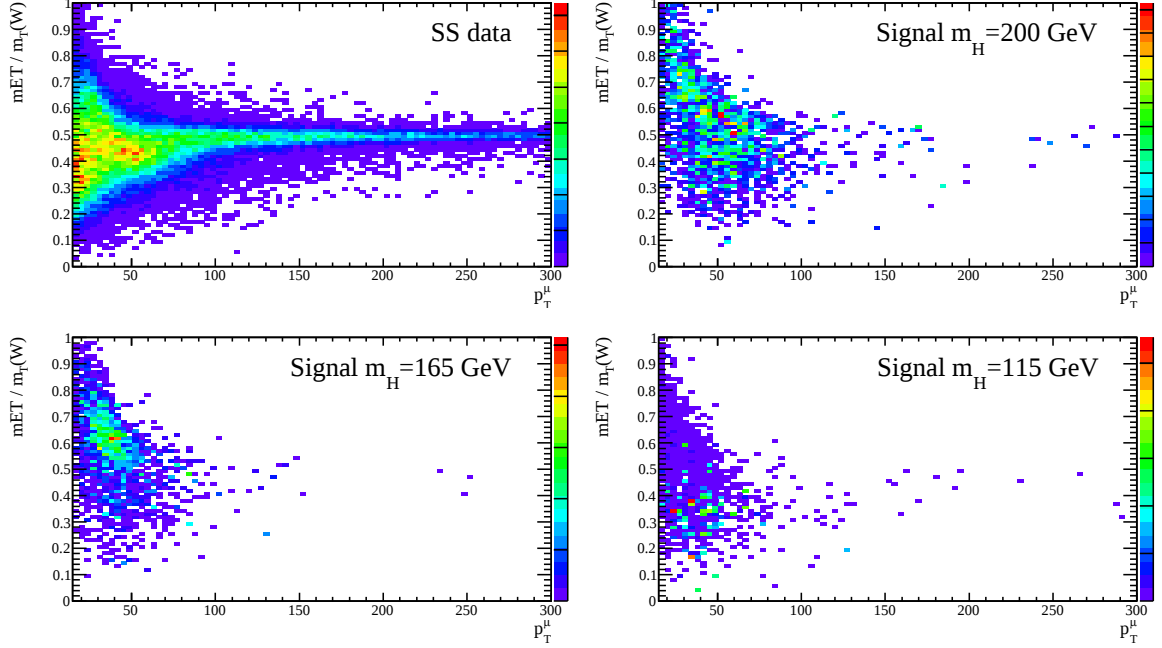


Fig 7.1.: Distribution des événements vérifiant $\Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) > 3.0$ dans le plan $(\cancel{E}_T/m_T(W), p_T^\mu)$ pour les données où le muon et le τ sont de même charge (*i.e.* de bruit de fond uniquement), pour un boson de Higgs de 200 GeV/c², de 165 GeV/c² et de 115 GeV/c². Les données exhibent une importante composante au voisinage de $\cancel{E}_T/m_T(W) \sim 0.5$ correspondant aux muons faussement isolés. Ces événements sont rejetés par un jeu de sélections permettant de garder 97.1/98.9/99.0% de signal pour des masses de 200/165/115 GeV/c² respectivement.

dans la correction de résolution des jets [6], une sélection à 25 GeV/c est appliquée sur l'impulsion transverse des jets pour l'échantillon d'analyse finale : un événement où $p_T^{\text{jet}} < 25$ GeV/c devient un événement à 0 jet. La section 7.8 décrit le veto sur les événements de l'analyse $XH \rightarrow \tau\tau jj$ en détail.

L'état final analysé ne possède pas d'électron mais les candidats τ de type 2 ont une importante contamination provenant des électrons. Par conséquent, certains événements de l'analyse $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu$ peuvent passer les sélections et doivent être supprimés. La sélection du candidat électron est décrite à la section 4.2.4 tandis que le veto appliqué est décrit à la section 7.8. La sélection du candidat est identique à celle de l'analyse $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu$ afin d'y être orthogonal, soit avec une sélection sur son impulsion transverse de 15 GeV/c.

Dans le contexte de cette analyse, l'efficacité d'identification et de reconstruction des électrons va fixer le nombre d'événements qui passent la sélection de l'analyse $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu$ et donc le nombre d'événements à rejeter. Il est donc nécessaire d'avoir une simulation précise de la probabilité qu'un électron *ne soit pas* identifié puisque ce sont précisément ces événements qui sont considérés dans cette analyse. En notant ϵ_{data} (resp. ϵ_{mc}) l'efficacité mesurée dans les données (resp. la simulation), le facteur de correction à appliquer à la simulation pour avoir le même nombre d'électrons non reconstruits (noté $\overline{\text{ID}}$) que dans les données

est donc :

$$f_{corr}^{emID} = \frac{1 - \epsilon_{data}}{1 - \epsilon_{mc}} \quad (7.5)$$

où l'efficacité ϵ_{data} est mesurée dans les événements $Z \rightarrow ee$ grâce à la méthode Tag and Probe (cf. chapitre 4). Le fait de s'intéresser à des candidats électrons qui soient également des candidats τ pose un problème pour la mesure des corrections de reconstruction et d'identification. En effet, certains éléments de la reconstruction/identification, comme par exemple la trace, sont communs aux deux objets et appliquer la correction des électrons après avoir appliqué celle des τ conduit à une sur-correction. La stratégie adoptée pour contourner ce problème est de mesurer une différence entre données et simulation dans les événements $Z \rightarrow \tau_\mu \tau_e$ induite par la réjection d'événements où un électron a été reconstruit. Les événements $Z \rightarrow \tau_\mu \tau_e$ sont sélectionnés sur la variable discriminante entre les candidats τ de type 2 et les électrons (voir au chapitre 4). Plus précisément, on impose $NN_{\tau/e} < 0.02$ en plus des sélections cinématiques pour ne garder que les candidats τ étant des électrons. Cet échantillon est alors séparé en deux échantillons orthogonaux selon qu'un électron ait été reconstruit proche du candidat τ ou non. Finalement, trois échantillons sont construits :

1. échantillon (1) : le candidat τ étant un électron reconstruit ou non reconstruit,
2. échantillon (2) : le candidat τ n'est pas associé à un électron reconstruit,
3. échantillon (3) : le candidat τ est associé à un électron reconstruit ($\Delta R < 0.2$).

Si la réjection des électrons reconstruits affecte différemment les données et la simulation, un biais apparaissant dans l'échantillon (2) devrait être mesurable et constituera alors la correction à appliquer. Les rapports du nombre d'événements observés dans les données et prédit par la simulation dans chaque échantillon sont compatibles avec l'unité et valent :

1. N_{data}/N_{mc} pour l'échantillon (1) : 1.01 ± 0.02
2. N_{data}/N_{mc} pour l'échantillon (2) : 0.97 ± 0.05
3. N_{data}/N_{mc} pour l'échantillon (3) : 1.03 ± 0.03

En notant N_i le nombre d'événements observés dans l'échantillon (i), la facteur correctif f_{corr}^{emID} à appliquer s'exprime ainsi :

$$f_{corr}^{emID} = \left(\frac{N_2}{N_1} \right)_{data} / \left(\frac{N_2}{N_1} \right)_{mc} = 0.95 \pm 0.05 \quad (7.6)$$

Aucun biais significatif n'est mesurable compte tenu de l'incertitude statistique obtenue. Par conséquent, aucune correction n'est appliquée mais une incertitude systématique de 5% (correspondant à l'incertitude statistique sur f_{corr}^{emID}) est assignée à la modélisation de l'efficacité d'identification des électrons.

7.4.4. Résumé de la présélection des événements

Les événements présélectionnés dans le cadre de la recherche du boson de Higgs dans l'état final $\mu + \tau$ contiennent donc :

- un et un seul lepton τ hadronique reconstruit,
- un et un seul muon reconstruit,
- zéro ou plusieurs jets reconstruits,
- zéro ou plusieurs électrons reconstruits.

La figure 7.2 montre la distribution de la masse visible pour chaque type de candidat τ séparément ainsi que pour tous les types confondus. L'échantillon est dominé par la production de bosons Z se désintégrant en une paire de leptons τ bien que les bruits de fond multijets et $W + \text{jets}$ représentent une fraction non négligeable des événements sélectionnés. La modélisation du bruit de fond $W + \text{jets}$ est décrite au chapitre 6 et celle du bruit de fond multijets à la section suivante. Les données sont en accord avec la prédiction du Modèle Standard à 3% près, démontrant une bonne compréhension de l'échantillon compte tenu des incertitudes systématiques (cf. section 7.9).

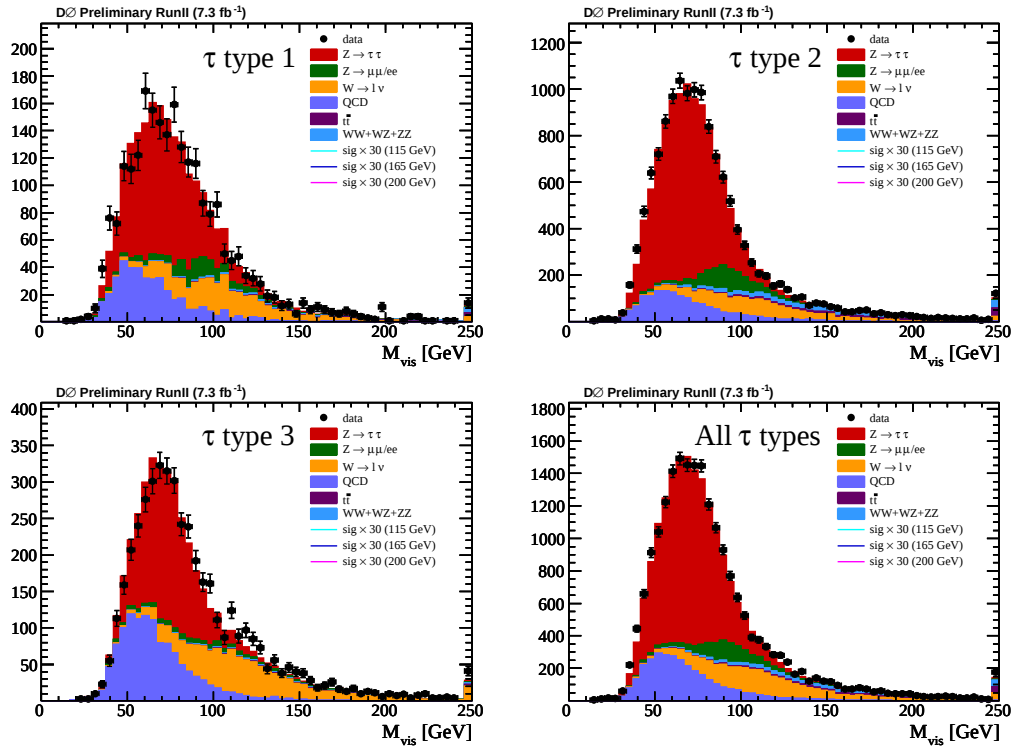


Fig 7.2.: Distribution de M_{vis} pour chaque type de candidat τ à la présélection. À ce stade, l'échantillon est dominé par les événements $Z \rightarrow \tau\tau$, $W + \text{jets}$ et multijets.

7.5 Estimation du bruit de fond multijets

Le bruit de fond multijets (MJ), *i.e.* issu de processus QCD, ne peut pas être prédit par simulation Monte Carlo pour deux raisons principales. Premièrement, le nombre de processus élémentaires de QCD contribuant aux événements multijets est trop important pour envisager une prédiction à partir de calculs analytiques. Enfin, les événements multijets passant les présélections de cette analyse sont relativement spécifiques : d’une part, l’un des jets est reconstruit comme un lepton τ et possède donc (entre autre) une faible multiplicité de traces, d’autre part un autre jet est reconstruit comme un muon et possède donc des caractéristiques particulières (comme une trace relativement isolée associée à un muon). Il est difficile de fournir une simulation précise de cette fraction très spécifique d’événements multijets. Par conséquent, une estimation de ce bruit de fond à partir des données est développée. Deux méthodes différentes basées sur des échantillons dédiés sont utilisées.

1. Une méthode basée sur les événements ayant un muon et un lepton τ de même signe (SS pour “Same Sign”). Cette méthode est la plus intuitive et la plus précise mais elle pâtit d’une trop faible statistique des événements SS dans l’échantillon final. Cette méthode sera appelée *méthode des leptons de même signe*.
2. Une méthode basée sur les événements ayant un muon non isolé. Cette méthode donne des résultats comparables à la précédente et résout le problème de la statistique à la sélection finale. Cette méthode sera appelée *méthode des muons non isolés*.

Dans chaque cas, la stratégie de base est la même : prédire les distributions des événements multijets dans la région du signal à partir de celles obtenues dans une région enrichie en multijets grâce à un “facteur de conversion” permettant de passer d’une région à l’autre. Ce facteur de conversion est mesuré dans une région d’espace des phases et/ou un échantillon dédié. L’espace des phases pertinent pour cette étude possède trois dimensions : l’isolation du muon, NN_τ (contenant l’isolation du lepton τ , parmi d’autres variables) et le produit des charges du muon et du lepton τ .

7.5.1. Méthode des leptons de même signe

Cette méthode repose sur l’hypothèse qu’il n’existe pas de corrélation de charge entre le muon et le lepton τ pour les événements multijets. En d’autres termes, il y a autant d’événements multijets avec $Q_\mu \times Q_\tau > 0$ (SS pour “Same Sign”) que d’événements multijets avec $Q_\mu \times Q_\tau < 0$ (OS pour “Opposite Sign”). Par conséquent, le bruit de fond multijets peut être estimé à partir des distributions SS où les composantes électrofaibles restantes (principalement le W +jets), estimées par la simulation, ont été soustraites. Cependant, la corrélation de charge *i.e.* le rapport des fractions d’événements OS et SS (noté $f_{\frac{OS}{SS}}$) des événements multijets, peut se mesurer dans un échantillon de données enrichi en événements multijets. Le résultat se trouve être légèrement différent de l’unité signifiant que les événements multijets dans l’échantillon SS sont différents de ceux de l’échantillon OS. Ce faible effet conduit à une

correction appliquée comme suit :

$$N_{\text{MJ}} = \left(N_{\text{SS}}^{\text{data}} - \sum_{\text{bkg}} N_{\text{SS}}^{\text{mc}} \right) \times f_{\text{SS}}^{\text{OS}} \quad (7.7)$$

$$f_{\text{SS}}^{\text{OS}} = \left(\frac{N_{\text{OS}}^{\text{data}} - N_{\text{OS}}^{\text{mc}}}{N_{\text{SS}}^{\text{mc}} - N_{\text{SS}}^{\text{mc}}} \right)_{\text{MJ region}} \quad (7.8)$$

L'échantillon enrichi en événements multijets est obtenu en ne considérant que les candidats τ étant des jets ($\text{NN}_{\tau} < 0.2$) et en supprimant les événements $W + \text{jets}$ restant en imposant $m_T(W) < 30 \text{ GeV}/c^2$. La mesure de la corrélation de charge dans cet échantillon donne les valeurs suivantes :

- candidats de type 1 : 1.10 ± 0.02
- candidats de type 2 : 1.08 ± 0.01
- candidats de type 3 : 1.08 ± 0.01

Comme mentionné précédemment, les événements SS ont une composante de $W + \text{jets}$ qui est soustraite en utilisant la prédiction de la simulation. Cependant, la statistique de l'échantillon SS à la sélection finale n'est pas suffisante pour obtenir une prédiction de la forme des distributions. Une méthode alternative a donc été développée.

7.5.2. Méthode des muons non isolés

L'objectif de cette méthode est d'avoir une statistique suffisante pour prédire la forme des distributions cinématiques dans l'échantillon final d'analyse. Les collisions protons-antiprotons sont dominées par les processus QCD par cinq ordres de grandeur par rapport aux productions de bosons électrofaibles. Inverser la sélection sur l'isolation du candidat muon permet alors de sélectionner un échantillon important d'événements multijets dans les données (cf. chapitre 4).

Cette méthode d'estimation du bruit de fond multijets consiste à prédire les distributions de ces événements dans la région du signal (*i.e.* avec un muon isolé) à partir de celles dans l'échantillon où le muon n'est pas isolé. Cependant, certaines distributions cinématiques sont différentes. Afin d'avoir une description correcte du bruit de fond multijets, le "facteur de conversion" doit tenir compte des dépendances avec les variables cinématiques pertinentes, collectivement notées $\vec{\kappa}$. Ce facteur de conversion $f_{\text{NoIso}}^{\text{Iso}}$ permet de prédire le bruit de fond multijets dans la région du signal de la manière suivante :

$$N_{\text{QCD}}(\vec{\kappa}) = N_{\text{NoIso}}(\vec{\kappa}) \times f_{\text{NoIso}}^{\text{Iso}}(\vec{\kappa}) \quad (7.9)$$

Le rapport $f_{\text{NoIso}}^{\text{Iso}}$ est mesuré grâce aux deux échantillons orthogonaux suivant :

1. un lot de données multijets où le candidat muon n'est pas isolé,
2. un lot de données multijets où le candidat muon est isolé.

Dans ce contexte, le "facteur de conversion" s'interprète alors comme le rapport de la probabilité qu'un muon reconstruit dans un événement multijets apparaisse isolé sur la probabilité qu'un muon non isolé soit reconstruit dans un événement multijets :

$$f_{\text{NoIso}}^{\text{Iso}} = \frac{\mathcal{P}(\mu_{\text{iso}}|\text{MJ})}{\mathcal{P}(\mu_{\text{iso}}|\text{MJ})} \quad (7.10)$$

Les sélections utilisées pour enrichir l'échantillon contenant un muon isolé en événements multijets sont : $NN_\tau < 0.2$ pour ne garder que les candidats τ qui sont des jets et $m_T(W) < 30 \text{ GeV}/c^2$ pour supprimer le bruit de fond $W + \text{jets}$. Ces sélections sont également appliquées à l'échantillon ayant un muon non isolé. Les variables cinématiques qui se sont révélées pertinentes pour la mesure du facteur de conversion sont p_T^τ , p_T^μ , E_T , la multiplicité de jets (n_{jets}) et le produit des charge $Q_\tau \times Q_\mu$. Une approche itérative a été adoptée pour déterminer la dépendance du rapport $f_{\frac{Iso}{NoIso}}$ avec ces observables.

1. Dans un premier temps, la dépendance en p_T^τ , n_{jets} et $Q_\tau \times Q_\mu$ est mesurée de la manière suivante, avec $\vec{k} \equiv (p_T^\tau, n_{jets}, Q_\tau \times Q_\mu)$:

$$f'_{\frac{Iso}{NoIso}}(\vec{k}) = \left(\frac{N_{Iso}(\vec{k}) - N_{mc}(\vec{k})}{N_{NoIso}(\vec{k})} \right)_{\text{MJ region}} \quad (7.11)$$

2. Dans un deuxième temps, la dépendance en fonction de E_T est incluse dans un facteur $f''_{\frac{Iso}{NoIso}}$. Ce dernier est mesuré en utilisant les distributions de l'échantillon non isolé corrigées du facteur $f_{\frac{Iso}{NoIso}}(\vec{k})$:

$$f''_{\frac{Iso}{NoIso}}(E_T) = \left(\frac{N_{Iso}(E_T) - N_{mc}(E_T)}{f_{\frac{Iso}{NoIso}}(\vec{k}) \times N_{NoIso}(\vec{k}, E_T)} \right)_{\text{MJ region}} \quad (7.12)$$

3. La dernière étape consiste à mesurer la dépendance en fonction de p_T^μ . Un dernier coefficient $f'''_{\frac{Iso}{NoIso}}(p_T^\mu)$ est donc mesuré partir des distributions de l'échantillon non isolé corrigées des facteurs précédents $f_{\frac{Iso}{NoIso}}(\vec{k}) \times f''_{\frac{Iso}{NoIso}}(E_T)$:

$$f'''_{\frac{Iso}{NoIso}}(p_T^\mu) = \left(\frac{N_{Iso}(p_T^\mu) - N_{mc}(p_T^\mu)}{f''_{\frac{Iso}{NoIso}}(E_T) \times f'_{\frac{Iso}{NoIso}}(\vec{k}) \times N_{NoIso}(\vec{k}, E_T, p_T^\mu)} \right)_{\text{MJ region}} \quad (7.13)$$

La normalisation (*i.e.* le nombre d'événements total) du bruit de fond multijets est mesurée par la méthode des leptons de même signe tandis que la forme des distributions est prédite grâce à l'équation (7.9) où

$$f_{\frac{Iso}{NoIso}}(\vec{\kappa}) = f'_{\frac{Iso}{NoIso}}(\vec{k}) \times f''_{\frac{Iso}{NoIso}}(E_T) \times f'''_{\frac{Iso}{NoIso}}(p_T^\mu) \quad (7.14)$$

Les figures 7.3 à 7.6 montrent les dépendances cinématiques des différents coefficients utilisés dans cette analyse.

7.5.3. Comparaison des deux méthodes

Afin de valider la méthode des muons non isolés, il faut s'assurer qu'elle est en mesure de prédire les distributions cinématiques dans un échantillon enrichi en bruit de fond multi-jet orthogonal à celui utilisé pour déterminer $f_{\frac{Iso}{NoIso}}(\vec{\kappa})$. Cet échantillon est obtenu par une sélection haute en NN_τ *i.e.* $NN_\tau > 0.90/0.90/0.95$ pour les leptons τ de type 1/2/3 (donc une sélection plus proche de celle de l'analyse), $m_T(W) \leq 40 \text{ GeV}/c^2$ est demandé pour supprimer

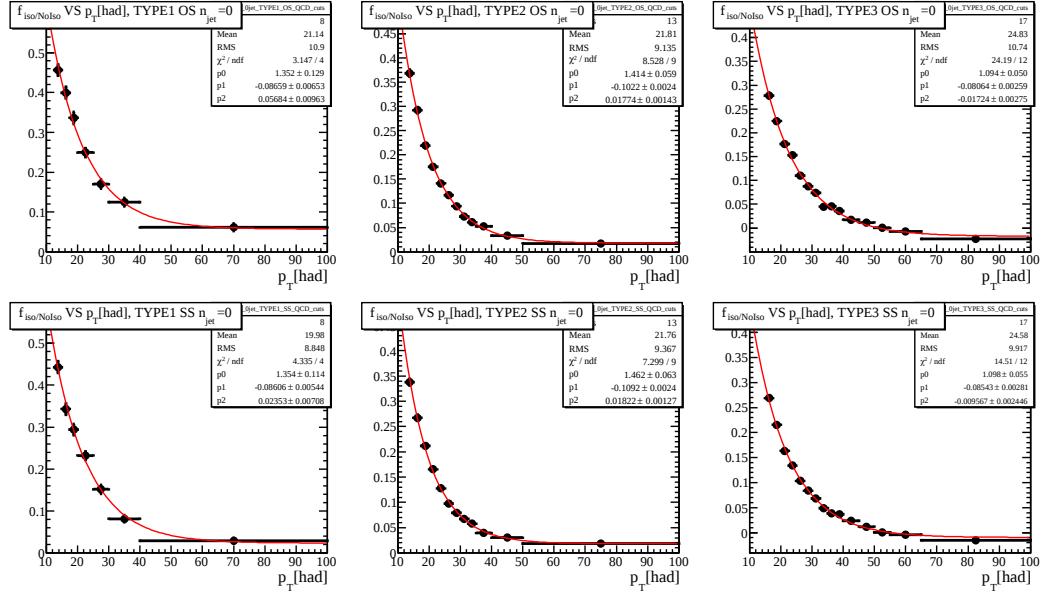


Fig 7.3.: $f'_{\text{Iso/NoIso}}(p_T^\tau, n_{\text{jets}} = 0, Q_\tau \times Q_\mu)$ pour chaque type de τ et pour les événements OS (première ligne) et SS (deuxième ligne) avec zéro jet reconstruit. p_T^τ est exprimé en GeV/c.

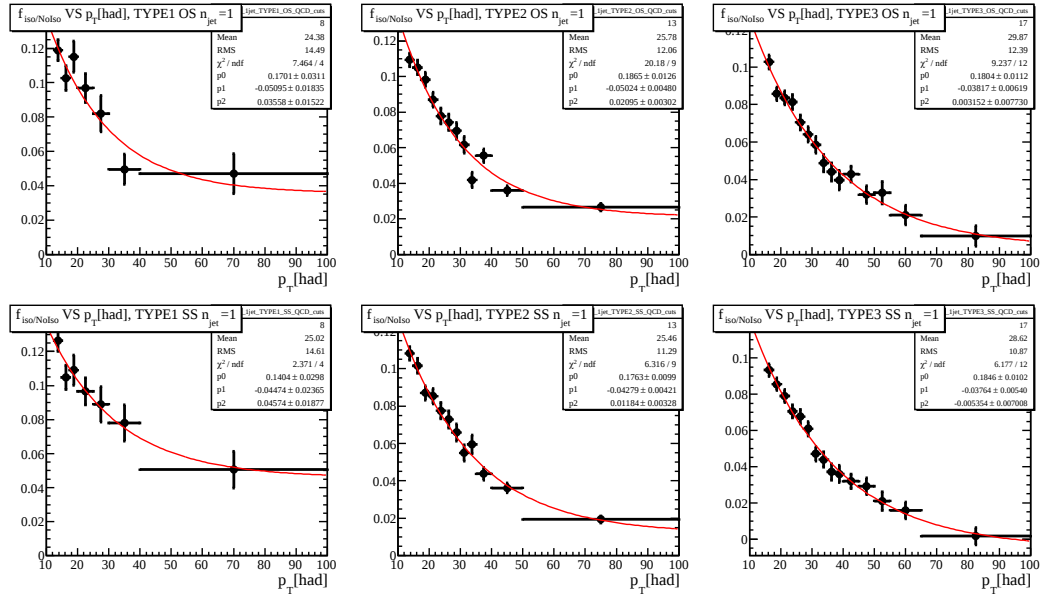


Fig 7.4.: $f'_{\text{Iso/NoIso}}(p_T^\tau, n_{\text{jets}} = 1, Q_\tau \times Q_\mu)$ pour chaque type de τ et pour les événements OS (première ligne) et SS (deuxième ligne) avec un jet reconstruit. p_T^τ est exprimé en GeV/c.

les événements $W + \text{jets}$ et $Q_\tau \times Q_\mu > 0$ est imposé pour supprimer les événements $Z \rightarrow \tau\tau$. La figure 7.7 montre différentes distributions pour cet échantillon. Certaines observables sont

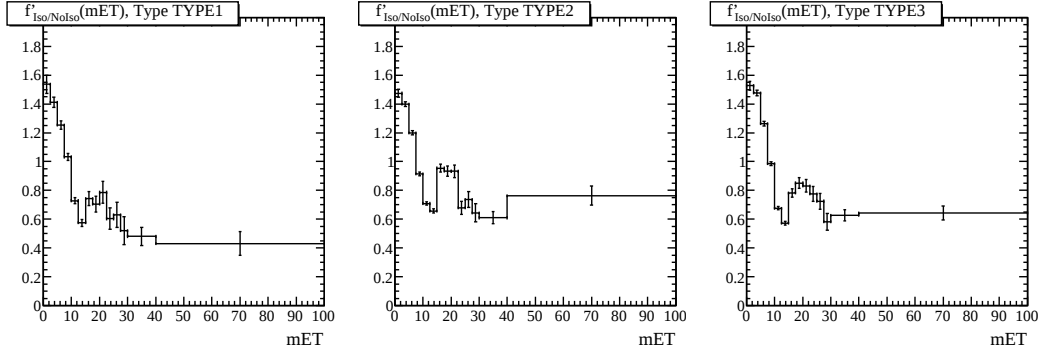


Fig 7.5.: $f''_{\frac{Iso}{NoIso}}(\cancel{E}_T)$ pour chaque type de τ . $\cancel{E}_T$ est exprimé en GeV/c^2 .

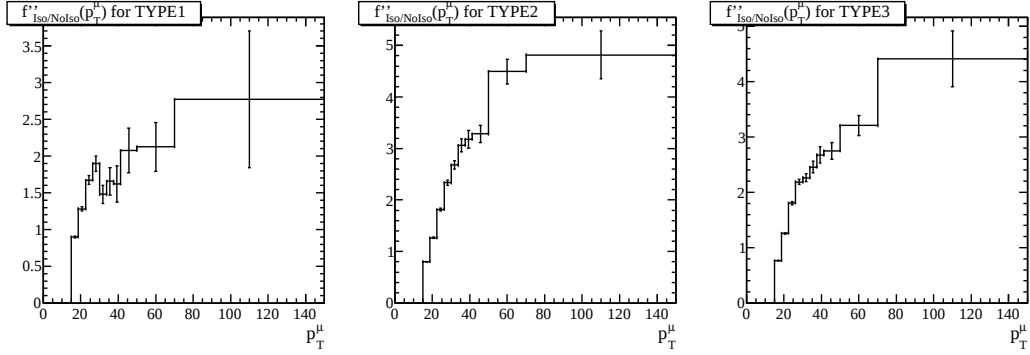


Fig 7.6.: $f'''_{\frac{Iso}{NoIso}}(p_T^\mu)$ pour chaque type de τ . p_T^μ est exprimé en GeV/c .

raisonnablement bien modélisées alors que $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \mu)$ et $m_T(W)$ sont mal décrites par cette méthode. Ces biais sont propagés à la variable finale effectivement utilisée pour rechercher la présence d'un signal et permettant ainsi d'estimer l'incertitude systématique sur la prédiction du bruit de fond multijets.

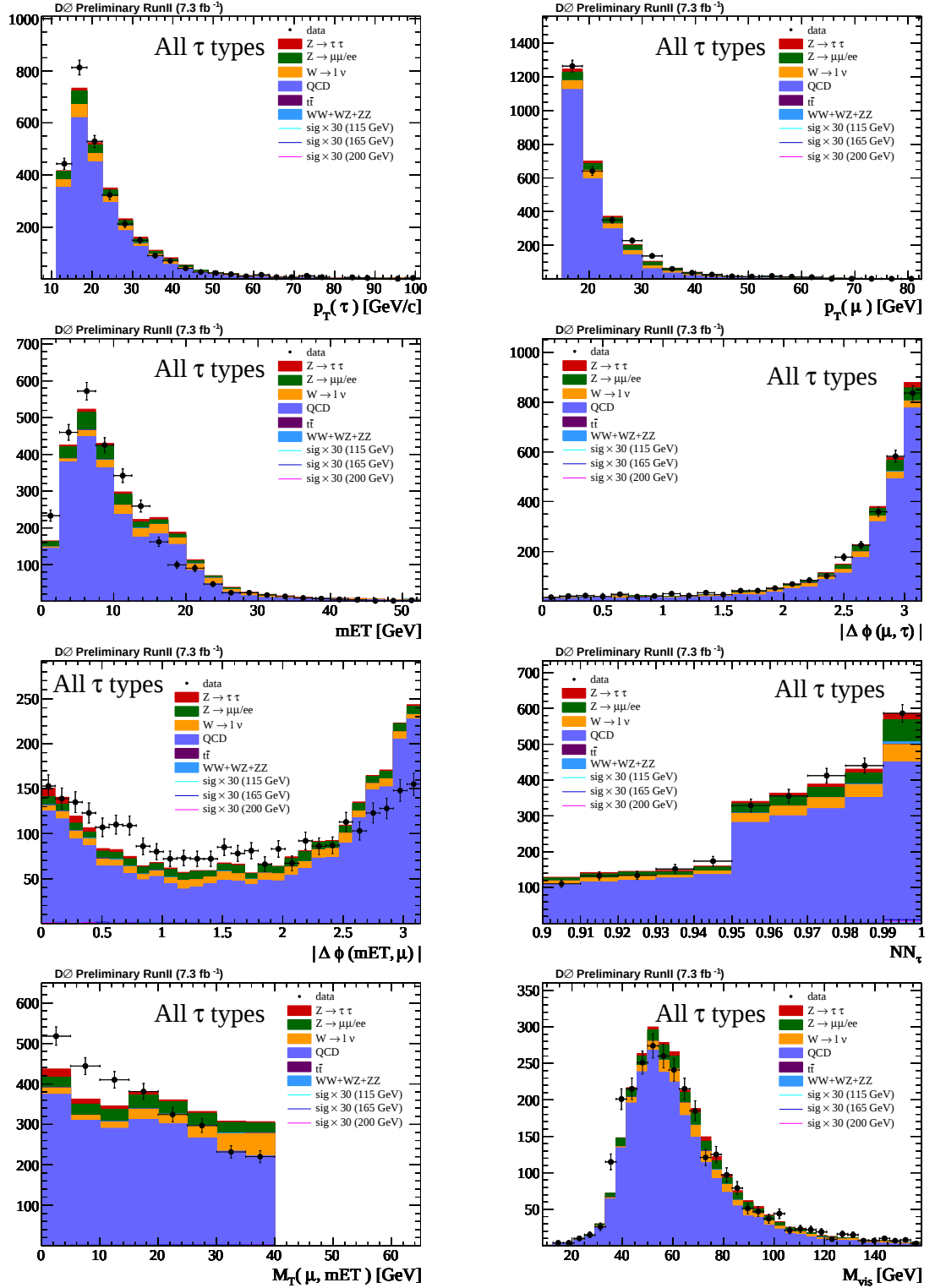


Fig 7.7.: Comparaison entre les données SS et la prédiction du bruit de fond multijet donnée par la méthode des muons non isolés pour différentes variables cinématiques. De haut en bas et de gauche à droite : p_T^τ , p_T^μ , E_T , $\Delta\phi(\mu, \tau)$, $\Delta\phi(E_T, \mu)$, NN_τ , $M_{inv}(\mu, \tau)$, $m_T(W)$, M_{vis} .

7.5.4. Incertitude systématique sur la prédiction du bruit de fond multijets

Comme indiqué précédemment, certaines observables sont mal décrites par la méthode des muons non isolés. Pour estimer l'incertitude associée, on considère la différence relative δQCD entre les deux méthodes en fonction de la variable finale NN_H (cf. section 7.8.2) définie par :

$$\delta QCD (NN_H) = \frac{N_{\mu \text{ non iso}}^{QCD} - N_{SS}^{QCD}}{N_{\mu \text{ non iso}}^{QCD}} (NN_H) \quad (7.15)$$

Cette variable est calculée dans l'échantillon enrichi en multijets à haut NN_τ considéré à la section 7.5.3. La figure 7.8 montre la distribution de NN_H optimisé pour $m_H = 165 \text{ GeV}/c^2$ par type de candidat τ . De plus, afin de prendre en compte un éventuel biais dans le nombre total d'événements QCD, cette incertitude est calculée avant que la prédiction de la méthode des muons non isolés soit normalisée à celle de la méthode des leptons de même signe. La figure 7.9 montre les distributions de δQCD pour les trois types de candidat τ séparément ainsi que pour trois variables finales associées à trois masses typiques (*i.e.* 115/165/200 GeV/c^2) du boson de Higgs. L'évolution de δQCD avec NN_H est ajustée de manière linéaire dans le but de diminuer l'effet des fluctuations statistiques de l'incertitude ainsi estimée. L'impact de l'incertitude sur la prédiction du fond QCD lors de la recherche du boson de Higgs est discuté à la section 7.9.

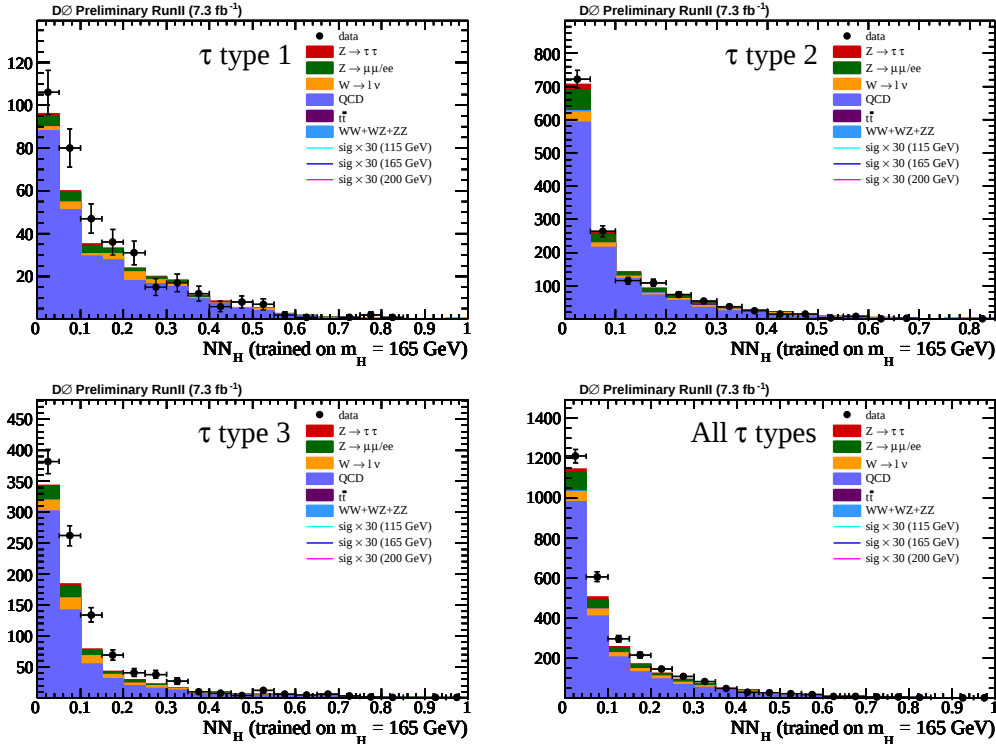


Fig 7.8.: Distribution de NN_H optimisé pour 165 GeV/c^2 pour chaque type de candidat τ séparément. La prédiction multijets n'est pas normalisée aux données (*i.e.* à la prédiction de la méthode des leptons de même signe, puisque seuls les événements vérifiant $Q_\tau \times Q_\mu > 0$ sont considérés).

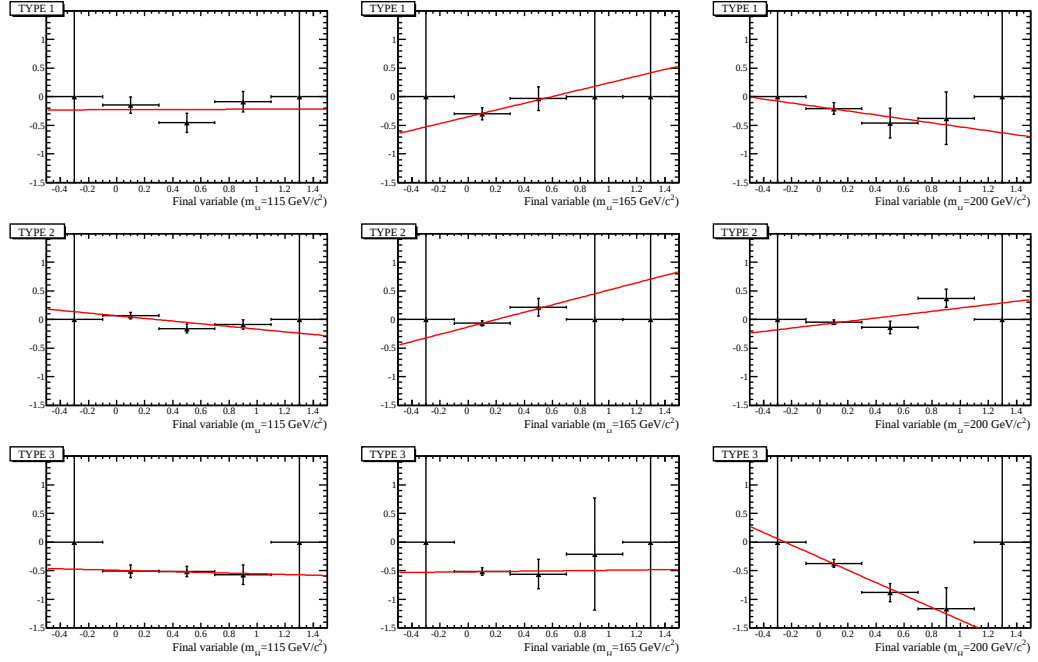


Fig 7.9.: Distribution de $\delta\text{QCD}(\text{NN}_H)$ pour les candidats τ de type 1/2/3 (ligne 1/2/3) pour trois variables finales respectivement optimisées pour un boson de Higgs de 115 GeV/c^2 (colonne 1), 165 GeV/c^2 (colonne 2), 200 GeV/c^2 (colonne 3). Ces distributions sont ajustées par des droites.

7.6 Mesure des efficacités de déclenchement

Dans le but de maximiser le nombre d'événements de signal collectés, toutes les conditions d'enregistrement de l'expérience $D\emptyset$ sont exploitées. Celles impliquées dans l'enregistrement des événements $\mu + \tau$ sont principalement basées sur les trois topologies suivantes :

1. un muon isolé de haute impulsion transverse (noté MuOR),
2. un muon isolé et un lepton τ de haut p_T (noté MuTau),
3. un muon isolé et un ou plusieurs jets de haut p_T (noté MuJets), l'un d'entre eux étant reconstruit comme un lepton τ .

Afin de connaître le nombre d'événements de signal attendus, il est nécessaire de mesurer l'efficacité de déclenchement associée, notée ϵ_{All} , en tenant compte de toutes les corrélations entre les différentes conditions et/ou objets de l'état final. Une telle mesure est difficile à mettre en oeuvre et n'est pas fournie par la collaboration : une approche alternative est donc adoptée. Elle consiste à mesurer ϵ_{All} relativement à l'efficacité de déclenchement basé sur les muons isolés de haut p_T notée ϵ_{MuOR} , par ailleurs mesurée par la collaboration dans les événements $Z \rightarrow \mu\mu$ sélectionnés dans les données (cf. chapitre 4). Après avoir analysé les dépendances de ϵ_{All} en fonction des variables cinématiques principales, la seule dépendance pertinente est celle de p_T^τ . L'efficacité ϵ_{All} est donc mesurée ainsi :

$$\epsilon_{\text{All}}(p_T^\tau) = \frac{\epsilon_{\text{All}}}{\epsilon_{\text{MuOR}}}(p_T^\tau) \times \epsilon_{\text{MuOR}} = \frac{N_{\text{All}}^{\text{data}}}{N_{\text{MuOR}}^{\text{data}}}(p_T^\tau) \times \epsilon_{\text{MuOR}} \quad (7.16)$$

Le gain dû à l'approche inclusive $N_{All}^{data}/N_{MuOR}^{data}$ est mesuré dans plusieurs échantillons enrichis en différents bruits de fond. La différence principale apparaît entre l'échantillon enrichi en $Z \rightarrow \tau\tau$ (où un vrai muon et un vrai lepton τ déclenchent l'enregistrement de l'événement) et l'échantillon enrichi en $W + \text{jets}$ (où un vrai muon et un jet reconstruit comme un candidat τ déclenchent l'enregistrement de l'événement). La figure 7.10 montre ϵ_{All} en fonction de p_T^τ pour chaque type de candidats, qui est ajusté par la fonction suivante :

$$\epsilon(p_T) = \begin{cases} a(p_T - p_T^0)^2 + b & \text{if } p_T \leq p_T^0 \\ \epsilon_{max} & \text{if } p_T > p_T^0 \end{cases} \quad (7.17)$$

La figure 7.10 démontre ainsi que l'efficacité de déclenchement approche 100% en considérant toutes les conditions de déclenchement de l'expérience.

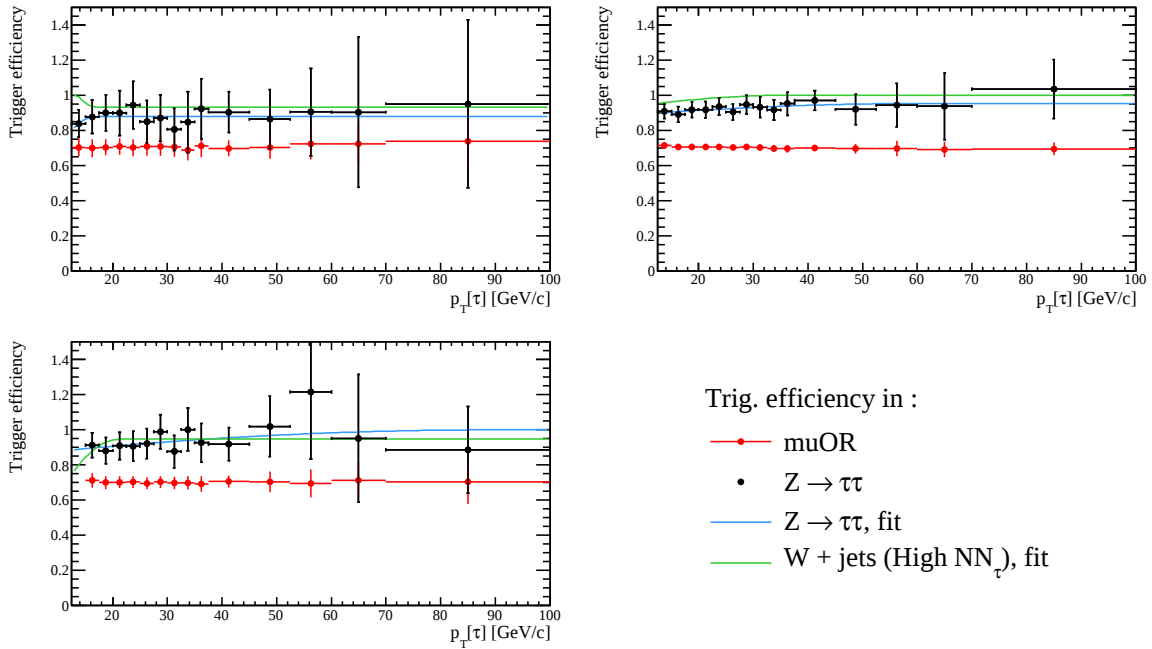


Fig 7.10.: Efficacité pour le déclenchement basé sur les muons de haut p_T (en rouge) et celles pour l'approche inclusive pour différentes sélections (types 1/2/3). Les points noirs correspondent à $N_{All}^{data}/N_{MuOR}^{data}$ dans un échantillon enrichi en $Z \rightarrow \tau\tau$ (cf. section 7.7.1) et l'ajustement associé est en bleu. La courbe verte représente l'ajustement de la mesure faite dans un échantillon enrichi en $W + \text{jets}$ où le jet est reconstruit comme un lepton τ de haut NN_τ (cf. section 7.7.2).

La figure 7.11 montre la distribution de l'impulsion transverse du candidat τ en supposant 100% d'efficacité de déclenchement et appliquant les efficacités mesurées pour tous les types de candidat τ . Pour les événements issus de $Z \rightarrow \tau\tau$ et du signal (état final $\mu + \tau_{had}$), on utilise l'efficacité mesurée dans l'échantillon enrichi en bosons Z et pour les événements $W + \text{jets}$ (état final $\mu + \text{jet}$), on applique l'efficacité mesurée dans l'échantillon $W + \text{jets}$ à haut NN_τ . De plus, l'influence des événements multijets sur la mesure d'efficacité de déclenchement dans les événements $Z \rightarrow \tau\tau$ a été analysée et se trouve être négligeable. Enfin, l'incertitude systématique sur l'efficacité ainsi mesurée est estimée à 5%, correspondant à la différence

d'efficacité entre le lot d'événements $Z \rightarrow \tau\tau$ et $W + \text{jets}$ à un p_T de 25 GeV/c.

Cette approche inclusive de l'enregistrement des événements permet un gain en acceptance d'environ $\sim 25/40/40\%$ pour les types 1/2/3 par rapport au déclenchement basé sur les muons uniquement.

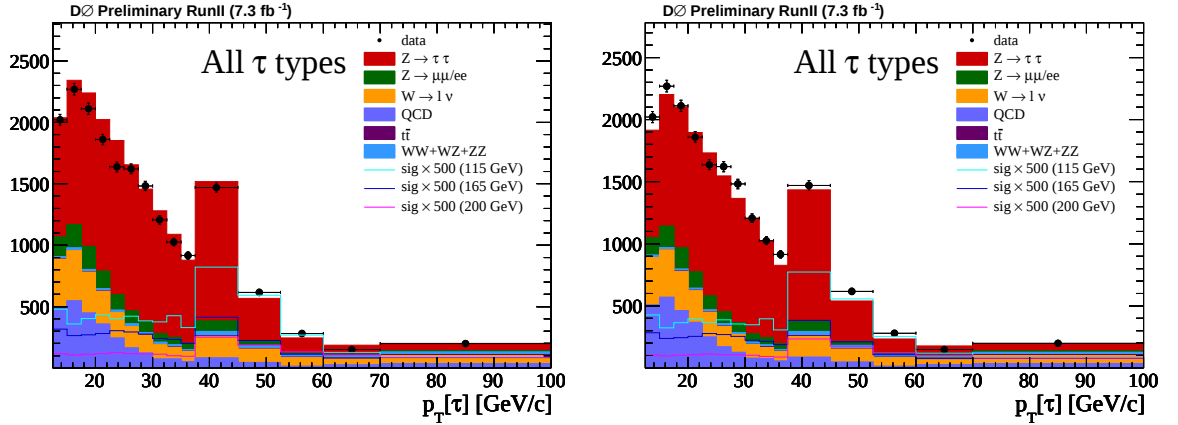


Fig 7.11.: Distribution de p_T^τ pour les sélections inclusives + EMveto + $n_{\text{jets}} \leq 1$ (correspondant à la préselection de l'analyse, voir section 7.8) en supposant 100% d'efficacité de déclenchement (gauche) et en corrigeant la simulation avec les efficacités mesurées (droite).

7.7 Échantillons de contrôle électrofaibles

La stratégie de recherche du boson de Higgs est d'identifier dans les données un excès par rapport au bruit de fond du Modèle Standard attendu. Une bonne description du bruit de fond est donc essentielle. La modélisation du bruit de fond est testée dans plusieurs régions de l'espace des phases, chacune enrichie d'un bruit de fond donné (cf. section 7.5.3 pour le fond multijets) : le fond $W + \text{jets}$ est mesuré grâce au modèle décrit au chapitre 6, le bruit de fond multijet est prédit par la méthode des muons non isolés et les efficacités de déclenchement appliquées à la simulation sont celles de la section 7.6.

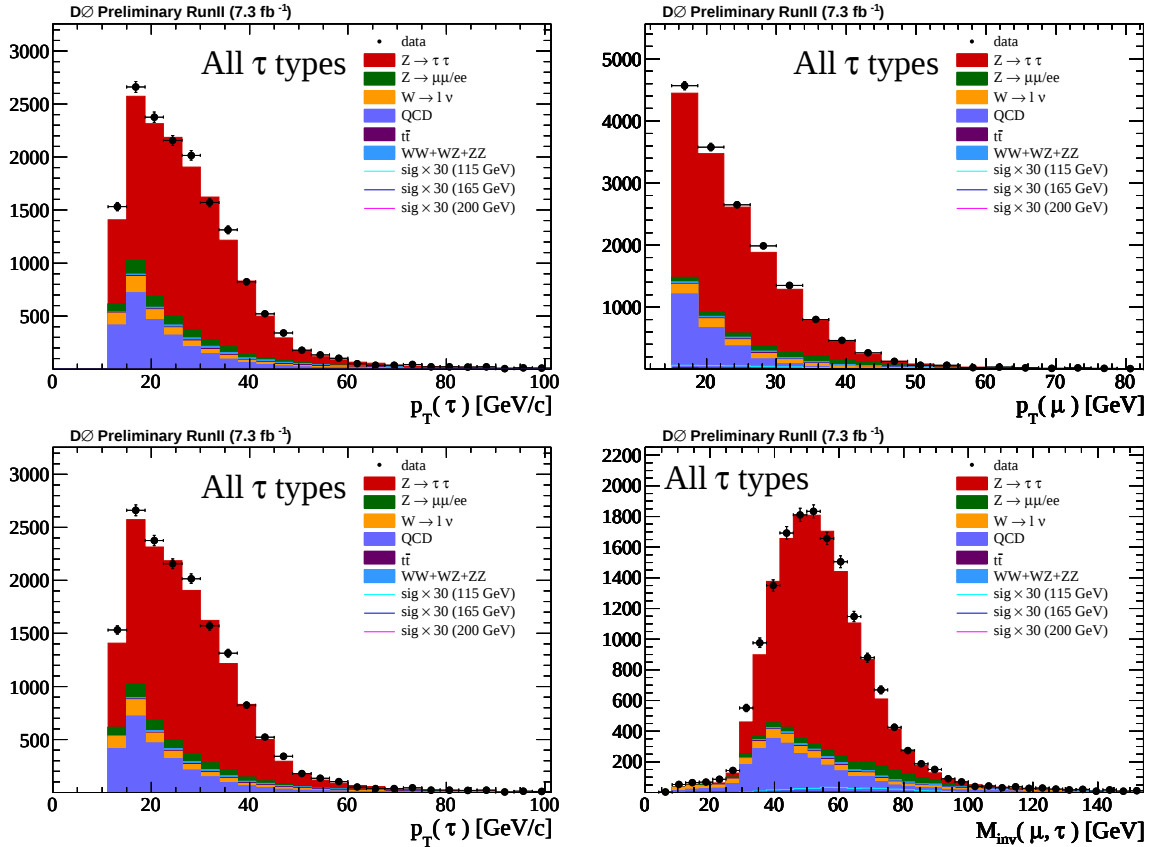
7.7.1. Échantillon enrichi en bosons Z

Les événements $Z \rightarrow \tau\tau$ sont sélectionnés en appliquant :

- les présélections : section 7.4,
- $m_T(W) \equiv \sqrt{2 E_T^\mu E_T (1 - \cos \Delta\phi(E_T^\mu, \mu))} \leq 50/50/40 \text{ GeV}/c^2$ pour les leptons τ de types 1/2/3 afin de supprimer les événements relatifs à la production de bosons W .

La figure 7.12 montre la distribution de quelques variables cinématiques dans les données et la prédiction du Modèle Standard. Le tableau 7.1 donne les nombres d'événements prédits pour chaque bruit de fond et observés dans les données par type de τ . La simulation fournie une compréhension satisfaisante dans cette région de l'espace des phases. Plus de dix milles bosons Z se désintégrant en une paire de leptons τ sont reconstruits.

	τ_{had} type 1	τ_{had} type 2	τ_{had} type 3	all types
$Z(\rightarrow \tau\tau)$	1198.1 ± 15.0	8178.4 ± 37.3	1859.2 ± 17.4	11235.6 ± 43.8
$Z(\rightarrow \mu\mu/ee)$	123.9 ± 4.1	489.5 ± 8.9	80.7 ± 3.1	694.1 ± 10.2
$W(\rightarrow \mu\nu)$	111.9 ± 7.5	420.4 ± 11.0	166.4 ± 5.2	698.7 ± 14.3
$t\bar{t}$	6.5 ± 0.2	107.7 ± 0.8	6.0 ± 0.2	120.2 ± 0.8
dibosons	14.1 ± 0.5	203.2 ± 2.0	9.6 ± 0.4	226.9 ± 2.2
MJ	374.6 ± 14.2	1316.5 ± 20.9	925.1 ± 18.3	2616.2 ± 31.2
Exp. bkg	1829.0 ± 22.4	10715.7 ± 45.0	3047.0 ± 26.0	15591.7 ± 56.6
DATA	1840	11099	3139	16078

 TABLE 7.1.: Nombre d'événements attendus et observés pour l'échantillon enrichi en $Z \rightarrow \tau\tau$.

 Fig 7.12.: Distribution de p_T^τ , p_T^μ , η_d^τ et $M_{inv}(\mu, \tau)$ pour des événements $Z \rightarrow \tau\tau$

7.7.2. Échantillon enrichi en W +jets

Les événements W + jets avec un candidat τ de haut NN_τ sont sélectionnés en appliquant :

- les présélections : section 7.4,
- $p_T^\mu \geq 20$ GeV/c,
- $E_T \geq 20$ GeV,
- $m_T(W) \equiv \sqrt{2 E_T^\mu E_T (1 - \cos \Delta\phi(E_T, \mu))} \geq 40$ GeV/c² pour supprimer les événements dus à la production de bosons Z .

Les figures 7.13 montrent les distributions de p_T^τ , $\Delta\phi(\mu, \tau)$, E_T et $m_T(W)$ pour l'échantillon sélectionné. La table 7.2 donne le nombre d'événements attendus pour chaque bruit de fond et observés dans les données. Ces nombres sont en bon accord compte tenu de l'incertitude systématique sur l'estimation du processus W + jets.

	τ_{had} type 1	τ_{had} type 2	τ_{had} type 3	all types
$Z(\rightarrow \tau\tau)$	60.9 ± 3.0	382.2 ± 7.4	41.6 ± 2.4	484.6 ± 8.4
$Z(\rightarrow \mu\mu/ee)$	30.4 ± 1.6	385.7 ± 6.2	61.6 ± 2.0	477.6 ± 6.8
$W(\rightarrow \mu\nu)$	272.5 ± 8.8	1009.2 ± 16.4	727.1 ± 11.4	2008.9 ± 21.8
$t\bar{t}$	14.7 ± 0.3	243.1 ± 1.2	18.7 ± 0.4	276.5 ± 1.3
dibosons	27.2 ± 0.8	349.8 ± 2.7	27.1 ± 0.8	404.2 ± 2.9
MJ	58.5 ± 5.5	268.6 ± 12.2	236.1 ± 12.2	563.1 ± 18.1
Exp. bkg	464.1 ± 11.0	2638.7 ± 22.8	1112.2 ± 17.0	4215.0 ± 30.5
DATA	516	2779	1104	4399

TABLE 7.2.: Nombre d'événements attendus et observés pour l'échantillon enrichi en W + jets avec un candidat τ de haut NN_τ .

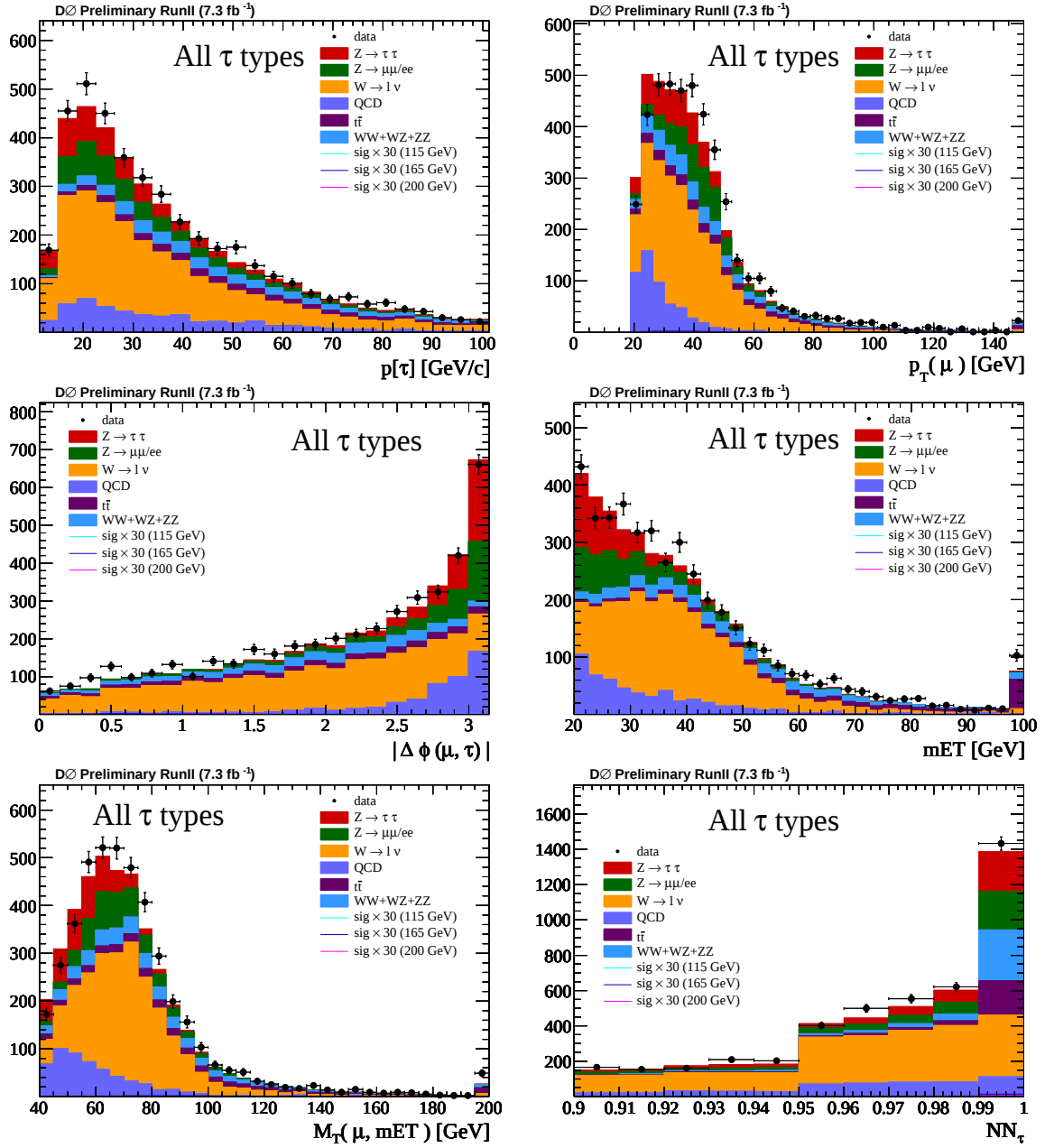


Fig 7.13.: Distribution de p_T^τ , p_T^μ , $\Delta\phi(\mu, \tau)$, E_T^{miss} , $m_T(W)$ et NN_τ pour des événements $W + \text{jets}$ à haut NN_τ .

7.7.3. Échantillon enrichi en quark top

Les événements W + jets avec un candidat τ de haut NN_τ sont sélectionnés en appliquant, en plus des sélections inclusives, les critères suivants :

- $p_T^\mu \geq 20$ GeV/c et $p_T^\tau \geq 20$ GeV/c,
- $E_T \geq 20$ GeV,
- au moins un jet reconstruit avec :
 - $p_T^{\text{jet}} > 15$ GeV/c,
 - identifié comme provenant d'un quark b [7].

Les figures 7.14 montrent quelques distributions cinématiques dans cet échantillon pour la prédiction du Modèle Standard et pour les données. La table 7.3 donne les nombres attendus et observés d'événements et montre un excès de données. Les distributions de $M_{\text{inv}}(\mu, \tau)$, $\sqrt{\hat{s}_{\text{min}}}$ et $m_T(W)$ suggèrent que cet écart provient en partie du $Z \rightarrow \tau\tau$. En effet, le nombre de jets reconstruits est une observable très dépendante de la modélisation du spectre en p_T du boson Z pour les faibles p_T . Cette modélisation est délicate comme expliqué dans la section 4.3.3 et peut donc conduire à une différence entre données et simulation pour les événements avec au moins un jet reconstruit. D'autre part, les distributions de $M_{\text{inv}}(\mu, \tau)$, $\sqrt{\hat{s}_{\text{min}}}$ et $m_T(W)$ semblent également indiquer un écart entre les données et la prédiction pour les événements top eux-mêmes. La valeur centrale de la section efficace de production $t\bar{t}$ mesurée dans l'état final $e + \mu$ (similaire aux événements analysés ici) est de 8.9 fb [8] qui est en accord, aux erreurs systématiques près, à la prédiction théorique de 7.4 fb. Par conséquent, le déficit du nombre d'événements de quark top prédits reste en accord avec les données en prenant en compte les incertitudes systématiques.

	τ_{had} type 1	τ_{had} type 2	τ_{had} type 3	all types
$Z(\rightarrow \tau\tau)$	6.1 ± 0.6	48.3 ± 1.9	11.8 ± 0.9	66.2 ± 2.2
$Z(\rightarrow \mu\mu/ee)$	1.3 ± 0.4	7.3 ± 0.5	2.0 ± 0.2	10.6 ± 0.7
$W(\rightarrow \mu\nu)$	3.1 ± 0.6	21.3 ± 1.3	18.1 ± 1.0	42.5 ± 1.8
$t\bar{t}$	12.2 ± 0.3	222.4 ± 1.1	16.8 ± 0.4	251.5 ± 1.2
dibosons	1.0 ± 0.1	11.0 ± 0.5	1.9 ± 0.2	13.8 ± 0.5
MJ	6.2 ± 1.7	16.5 ± 1.7	19.1 ± 2.0	41.8 ± 3.1
Exp. bkg	29.7 ± 1.9	326.9 ± 3.1	69.8 ± 2.5	426.4 ± 4.5
DATA	28	404	88	520

TABLE 7.3.: Nombre d'événements attendus et observés pour l'échantillon de quarks top.

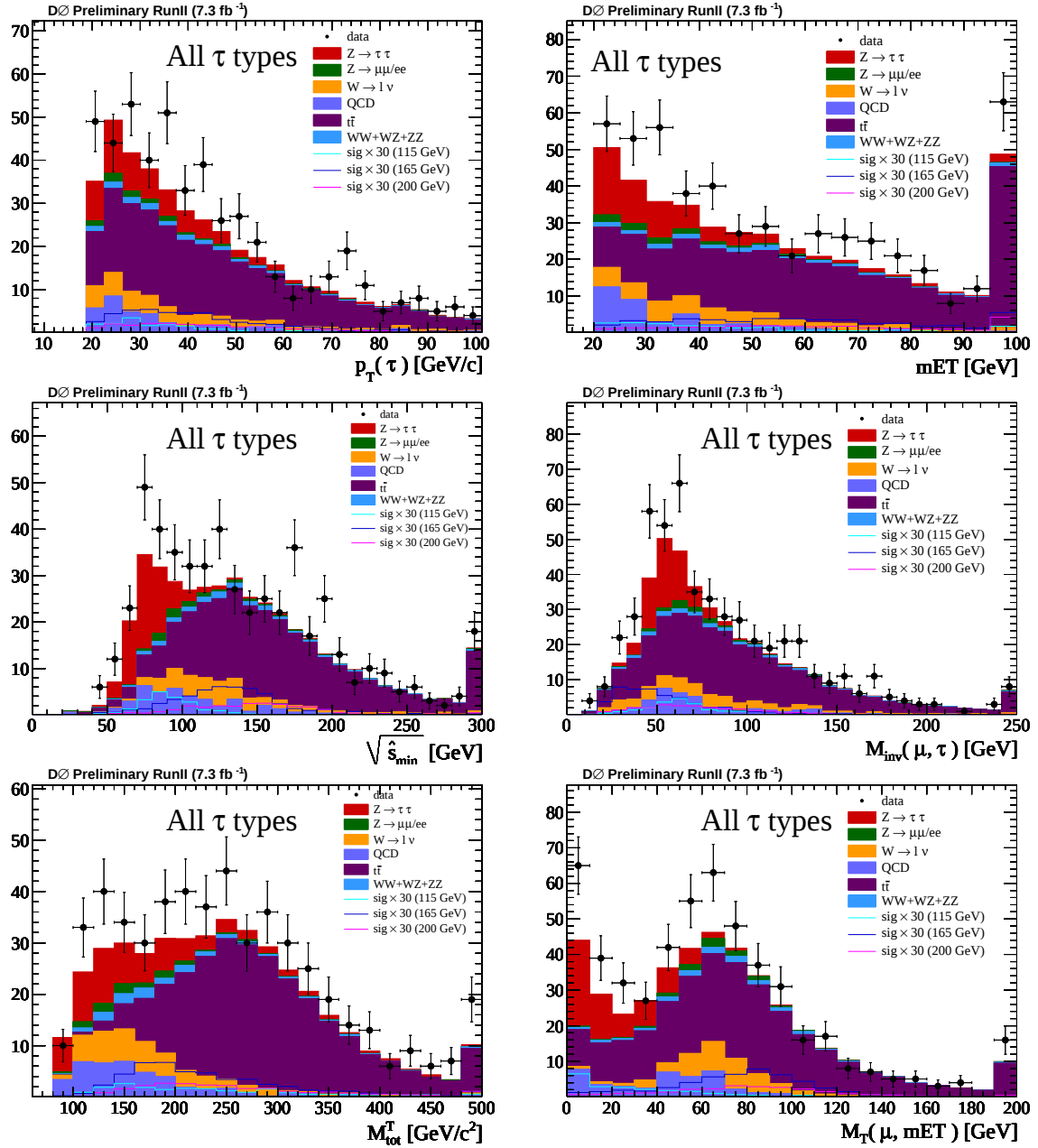


Fig 7.14.: Comparaison entre les données et la simulation pour un échantillon enrichi en quarks top. Dans l'ordre : p_T^τ , E_T , $\sqrt{\hat{s}_{min}}$, $M_{inv}(\mu, \tau)$, M_{tot}^T , $m_T(W)$.

7.7.4. Échantillon dans la région cinématique du signal

Le dernier échantillon de contrôle considéré permet de vérifier la modélisation du bruit de fond dans la même région cinématique que le signal. Pour ce faire, la sélection d'analyse finale est appliquée et $Q_\tau \times Q_\mu > 0$ est imposé pour supprimer les événements de signal et rester parfaitement orthogonal à l'échantillon d'analyse. De plus, la composition du bruit de fond dans cet échantillon est proche de celle de l'échantillon final : ce dernier contrôle valide donc la modélisation de l'ensemble des bruits de fond du Modèle Standard dans la région cinématique du signal. Il est obtenu en appliquant :

- les présélections : section 7.4,
- le veto sur les électrons et le nombre de jets reconstruits (cf. section 7.8)
- $M_T^{\min} \geq 25 \text{ GeV}/c^2$ pour supprimer $Z \rightarrow \tau\tau$ (cf. section 7.8),
- $Q_\tau \times Q_\mu > 0$ pour supprimer le signal.

La figure 7.16 montre que les distributions cinématiques sont bien modélisées dans cet échantillon. Le tableau 7.4 donne les nombres d'événements attendus et observés après cette sélection et démontre que les données sont bien modélisées par la simulation.

	τ_{had} type 1	τ_{had} type 2	τ_{had} type 3	all types
$Z(\rightarrow \tau\tau)$	1.0 ± 0.4	3.9 ± 0.8	3.4 ± 0.6	8.3 ± 1.1
$Z(\rightarrow \mu\mu/ee)$	15.9 ± 1.0	85.2 ± 3.0	48.6 ± 1.7	149.7 ± 3.5
$W(\rightarrow \mu\nu)$	104.9 ± 7.5	356.6 ± 11.9	276.0 ± 7.0	737.5 ± 15.8
$t\bar{t}$	0.1 ± 0.0	0.7 ± 0.1	0.5 ± 0.1	1.3 ± 0.1
dibosons	1.6 ± 0.1	8.0 ± 0.3	4.3 ± 0.3	13.8 ± 0.4
MJ	26.1 ± 3.3	103.5 ± 7.4	66.6 ± 6.0	196.1 ± 10.1
Exp. bkg	149.6 ± 8.3	558.0 ± 14.4	399.3 ± 9.4	1106.8 ± 19.1
DATA	148	550	395	1093

TABLE 7.4.: Nombre d'événements attendus et observés pour un échantillon décrit dans le texte.

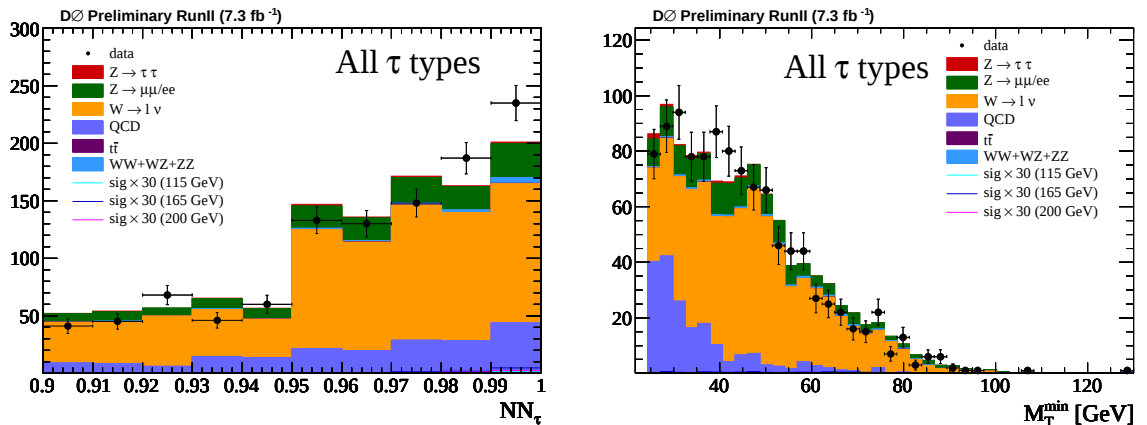


Fig 7.15.: Comparaison entre les données et la simulation de NN_τ (à gauche) et $M_T^{\min}$ (à droite) pour un échantillon cinématique similaire à celui de l'analyse.

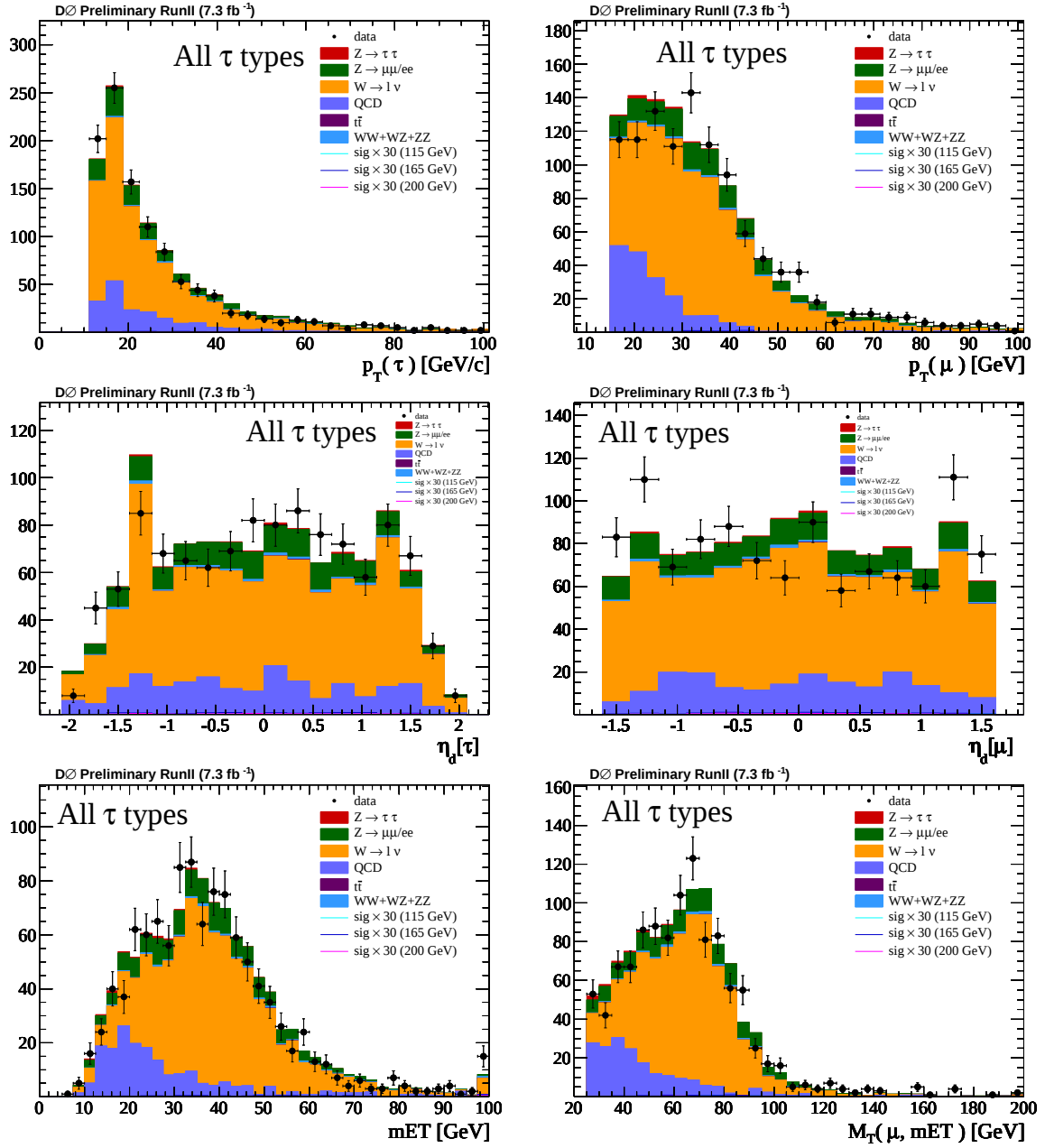


Fig 7.16.: Comparaison entre les données et la simulation pour un échantillon cinématique similaire à celui de l'analyse. Dans l'ordre : p_T^τ , p_T^μ , η_d^τ , η_d^μ , E_T et $m_T(W)$.

7.8 Recherche du boson de Higgs : extraction du signal

Après avoir présélectionné les données (cf. section 7.4) et validé la modélisation de chaque bruit de fond du Modèle Standard (cf. section 7.7), la recherche du boson de Higgs peut être optimisée. Pour ce faire, on procède en deux étapes : une sélection cinématique est mise au point pour supprimer le bruit de fond principal $Z \rightarrow \tau\tau$, puis une méthode multivariée est développée pour améliorer la discrimination entre le signal et le bruit de fond $W + \text{jets}$, principale composante à ce stade.

7.8.1. Extraction cinématique du signal : sélection finale

La figure 7.17 montre la distribution de $M_T^{\min}$ en échelle logarithmique. La normalisation du signal est fixée à 500 fois la section efficace du Modèle Standard et permet de voir que les événements issus de la production de bosons Z sont efficacement séparés des événements de signal. Par conséquent, la sélection cinématique choisie considère les événements vérifiant $M_T^{\min} \geq 25 \text{ GeV}/c^2$. Cette sélection a une efficacité de 80% sur le signal et une réjection de 99% sur le bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau$.

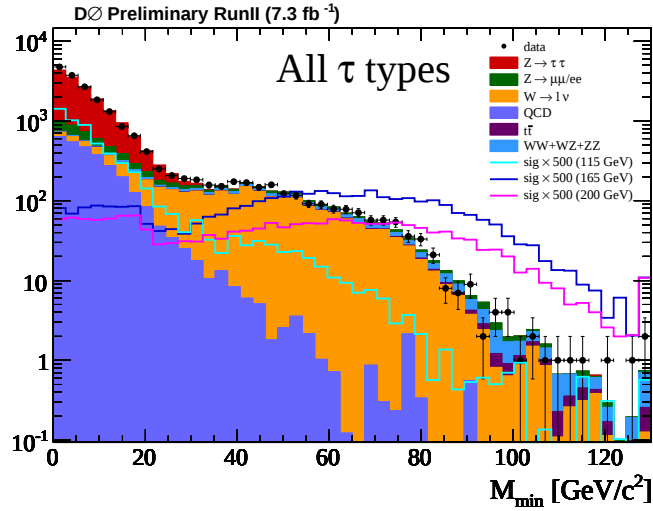


Fig 7.17.: Distribution de $M_T^{\min}$ des événements présélectionnés à la section 7.4 en échelle logarithmique. Le bruit de fond principal $Z \rightarrow \tau\tau$ se concentre dans la partie basse du spectre, contrairement au signal. Une sélection à 25 GeV supprime 99% des événements $Z \rightarrow \tau\tau$ et seulement 20% de signal.

Par ailleurs, il faut assurer l'orthogonalité avec les autres canaux de recherche du boson de Higgs explorés à DØ dans l'optique de combiner les recherches. Les deux canaux ayant un recouvrement avec cette analyse sont $XH \rightarrow \tau\tau jj$ et $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu$. Les critères suivant sont donc imposés :

- si un candidat électron est reconstruit et vérifie $M_T^{\min}(\ell, \cancel{E}_T) > 20 \text{ GeV}/c^2$ avec $\ell = (e, \mu)$, alors l'événement est rejeté car déjà inclus dans l'analyse $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu$.
- si un jet est reconstruit avec une impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c et que le deuxième jet a une impulsion transverse plus grande que 15 GeV/c , alors l'événement est rejeté car déjà inclus dans l'analyse $XH \rightarrow \tau\tau jj$.

L'application des deux véto et du critère $M_T^{\min} \geq 25 \text{ GeV}/c^2$ constituent la sélection finale d'analyse. La figure 7.17 montre la distribution de p_T^τ , p_T^μ , M_{vis} et $M_T^{\min}$ pour l'échantillon final. Le tableau 7.5 donne le nombre d'événements prédits par le Modèle Standard et le nombre d'événements attendus pour cette sélection, dominée par le processus $W + \text{jets}$.

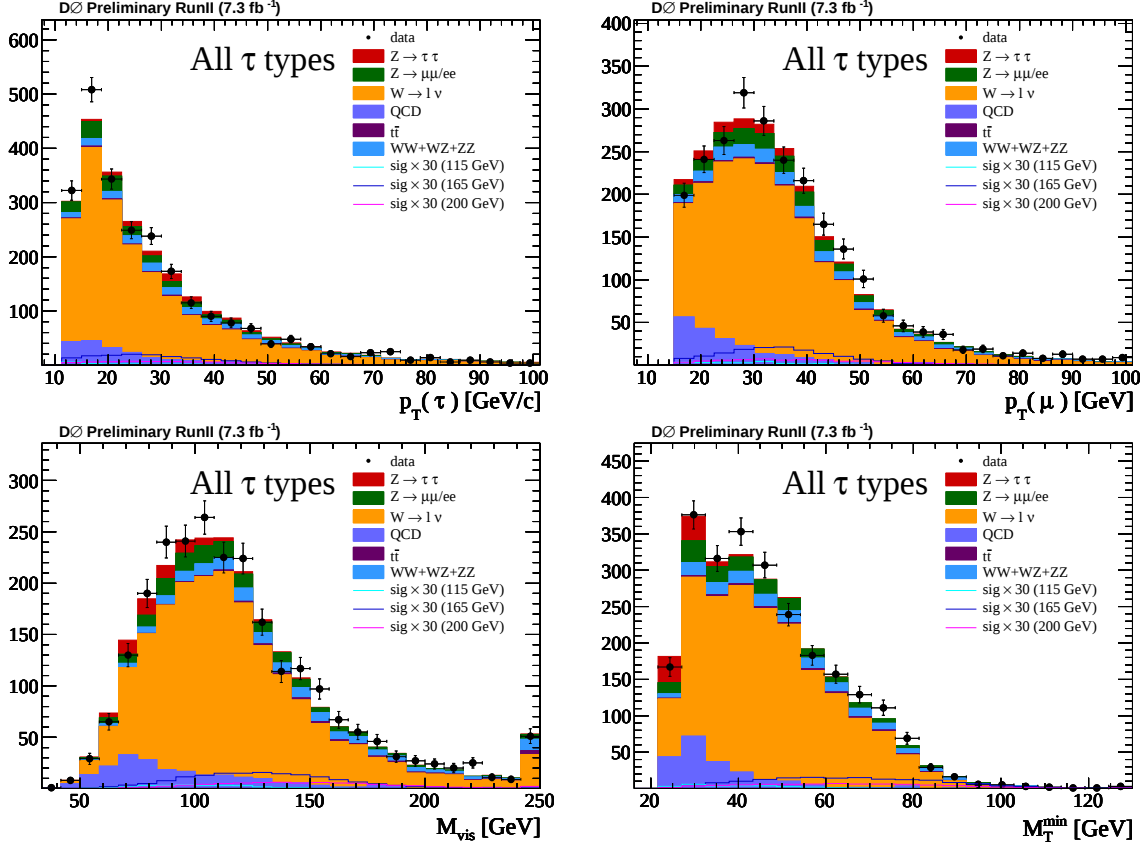


Fig 7.18.: Comparaison entre les données et la simulation à la sélection finale : p_T^τ , p_T^μ , M_{vis} et $M_T^{\min}$.

	τ_{had} type 1	τ_{had} type 2	τ_{had} type 3	all types
$Z(\rightarrow \tau\tau)$	10.1 ± 1.1	54.8 ± 2.7	18.9 ± 1.6	83.7 ± 3.4
$Z(\rightarrow \mu\mu/ee)$	21.0 ± 1.3	91.8 ± 2.7	55.9 ± 2.0	168.6 ± 3.6
$W(\rightarrow \mu\nu)$	241.6 ± 9.8	863.5 ± 15.4	668.3 ± 11.0	1773.5 ± 21.3
$t\bar{t}$	4.3 ± 0.2	20.5 ± 0.3	4.1 ± 0.2	28.9 ± 0.4
dibosons	28.7 ± 0.8	106.5 ± 1.5	25.5 ± 0.7	160.7 ± 1.9
MJ	28.7 ± 3.6	111.9 ± 7.7	72.0 ± 6.1	212.6 ± 10.5
Exp. bkg	334.4 ± 10.6	1249.0 ± 17.7	844.6 ± 12.8	2428.1 ± 24.3
DATA	340	1294	839	2473
Higgs 165 GeV/c^2	0.8 ± 0.0	3.8 ± 0.1	0.6 ± 0.0	5.3 ± 0.1

TABLE 7.5.: Nombre d'événements attendus et observés à la sélection finale.

7.8.2. Discrimination entre les événements W+jets et le signal

Comme le montre la figure 7.18, l'échantillon est dominé par le bruit de fond $W + \text{jets}$. Une stratégie est donc nécessaire afin d'améliorer la sensibilité de l'analyse à la présence d'un éventuel signal. Une analyse multivariée a été choisie : un réseau de neurones est entraîné à séparer les événements de signal et les événements de bruit de fond grâce à un ensemble d'observables discriminantes. La mise en place du réseau de neurones a été faite avec le logiciel TMVA [9]. La liste des observables discriminantes retenues est donnée dans le tableau 7.6 et leur signification physique est discutée dans la suite.

Variables d'entrée du réseau de neurones	
Variables associées aux objets	
p_T du muon	p_T^μ
p_T du candidat τ	p_T^τ
pseudo-rapacité du muon signée par sa charge	$Q_\mu \times \eta^\mu$
pseudo-rapacité du candidat τ	η_d^τ
Qualité du candidat τ	NN_τ
p_T du jet le plus dur	p_T^{jet}
Multiplicité de jets	n_{jets}
Variables cinématiques associées à l'événement	
masse invariante du système dileptonique	$M_{\text{inv}}(\mu, \tau)$
masse transverse minimum	M_T^{min}
énergie transverse manquante	$\cancel{E}_T$
masse visible	M_{vis}
énergie minimale partonique	$\sqrt{\hat{s}_{\text{min}}}$
Variables topologiques	
angle azimutal entre les leptons	$\Delta\phi(\mu, \tau)$
angle entre le candidat τ et le muon	$\Delta\Phi(\mu, \tau)$
angle azimutal entre le τ et l'énergie manquante	$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \tau)$
angle azimutal entre le μ et l'énergie manquante	$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \mu)$
angle entre le muon and l'axe du faisceau	$\cos(\theta^*)$

TABLE 7.6.: Variables considérées pour discriminer la signature d'un boson de Higgs de celle des bruits de fonds.

Chaque observable du tableau 7.6 possède une distribution différente pour le signal et le bruit de fond en raison d'une propriété physique précise, que l'on souhaite discuter ici.

1. Un des points clé de cette recherche est la nature scalaire du champ de Higgs conduisant à une résonance de spin 0. Autour de $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$, l'espace des phases disponible permet alors tout juste la création de deux bosons W réels, faisant de ce canal le mode de désintégration largement majoritaire à cette masse. Les W sont ainsi produits au repos et la distribution angulaire des leptons dans le référentiel du laboratoire coïncide avec celle dans le référentiel du (des) W . La nature scalaire du boson de Higgs et la conservation du moment cinétique imposent l'état de spin des deux bosons W sur

l'axe défini par l'impulsion relative des deux bosons W ¹ (choisi comme étant z pour le raisonnement) : $S_z^{W^+} = -S_z^{W^-}$. Enfin, la structure du couplage $V - A$ entre le W et le doublet (ℓ, ν_ℓ) d'une part, et l'absence de neutrino droit d'autre part, déterminent la direction relative préférentielle des deux leptons, comme illustré sur la figure 7.19. Expérimentalement, la résolution du détecteur se convole à cet effet et la distribution mesurée exhibe toutefois une séparation importante, comme l'indique la figure 7.19.

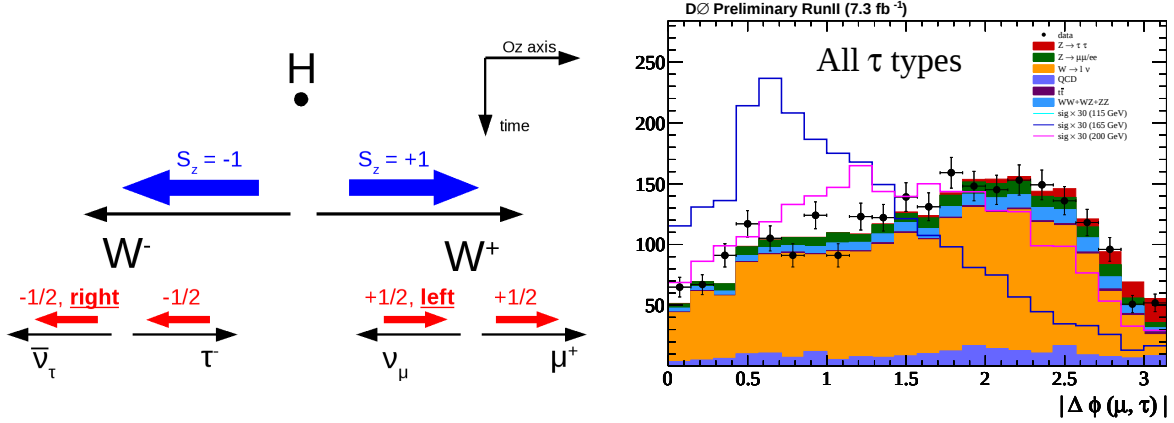


Fig 7.19.: Schéma illustrant la corrélation entre le spin du boson de Higgs et la direction relative des leptons (gauche). La distribution de l'angle azimutal entre le muon et le candidat τ (droite) pour les données, le bruit de fond attendu et un signal normalisé au bruit de fond total pour 115/165/200 GeV/c^2 .

D'autres observables sont affectées par cette propriété. Le faible angle d'ouverture entre les leptons engendre une concentration des événements de signal à basse masse invariante $M_{inv}(\mu, \tau)$. De plus, l'énergie transverse manquante et $M_T^{\min}$ sont plus importantes pour le signal que pour le bruit de fond du fait que les deux neutrinos provenant des W soient également colinéaires. La figure 7.20 montre la distribution d'angle entre les deux leptons $\Delta\Phi(\mu, \tau)$, de $M_{inv}(\mu, \tau)$ et celle de l'énergie transverse manquante.

2. L'énergie dans le centre de masse partonique doit être suffisante pour produire un boson de Higgs. Un événement $W + \text{jets}$ ne requiert pas de seuil particulier en dehors de ceux imposés par les sélections cinématiques sur le candidat τ . Cette propriété peut être exploitée à travers plusieurs observables sondant l'énergie globale de l'événement telle que M_{vis} ou $\sqrt{s_{min}}$. La figure 7.21 montre la distribution de ces deux variables et indique clairement que cette propriété discrimine d'autant plus le bruit de fond que le boson de Higgs cherché est lourd.
3. Il existe également des propriétés spécifiques au bruit de fond $W + \text{jets}$ propre à cette analyse. En premier lieu, les candidats τ des événements $W + \text{jets}$ sont des jets reconstruits comme des leptons τ contrairement au signal, ce qui fait de la variable NN_τ une observable discriminante. De plus, les bosons W produits dans des collisions $p\bar{p}$ ont une distribution angulaire corrélée à leur charge. Cette propriété, appelée asymétrie avant-arrière, permet d'aider à discriminer la signature d'un boson de Higgs et celle d'un événement $W + \text{jets}$ par l'intermédiaire de la rapidité du muon η^μ signée par sa charge Q_μ . Enfin, les amplitudes de la production de bosons W en voie t favorisent la

1. Ce choix permet de s'affranchir d'un éventuel moment orbital du système (W^+, W^-).

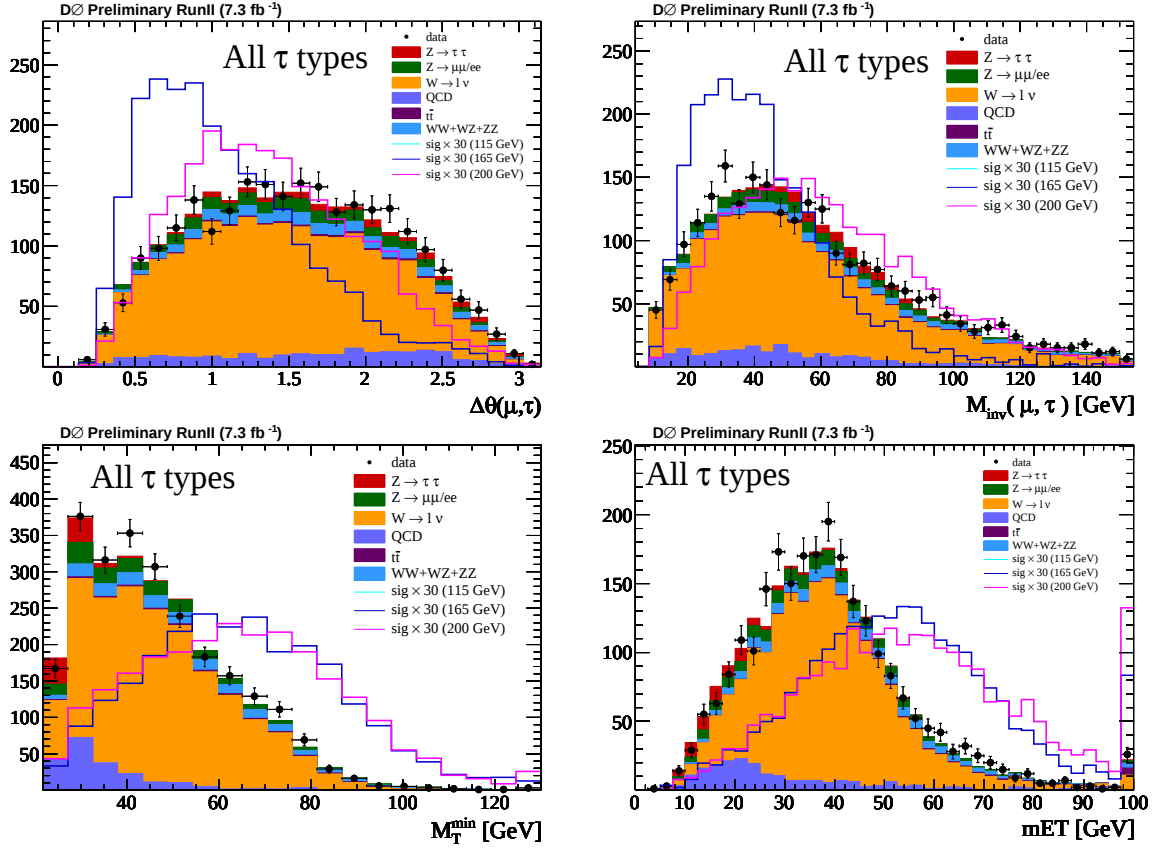


Fig 7.20.: Distribution de $\Delta\Phi(\mu, \tau)$ (noté $\Delta\theta(\mu, \tau)$ sur la légende), $M_{\text{inv}}(\mu, \tau)$, M_T^{min} et E_T à la sélection finale. Le signal est normalisé au bruit de fond total.

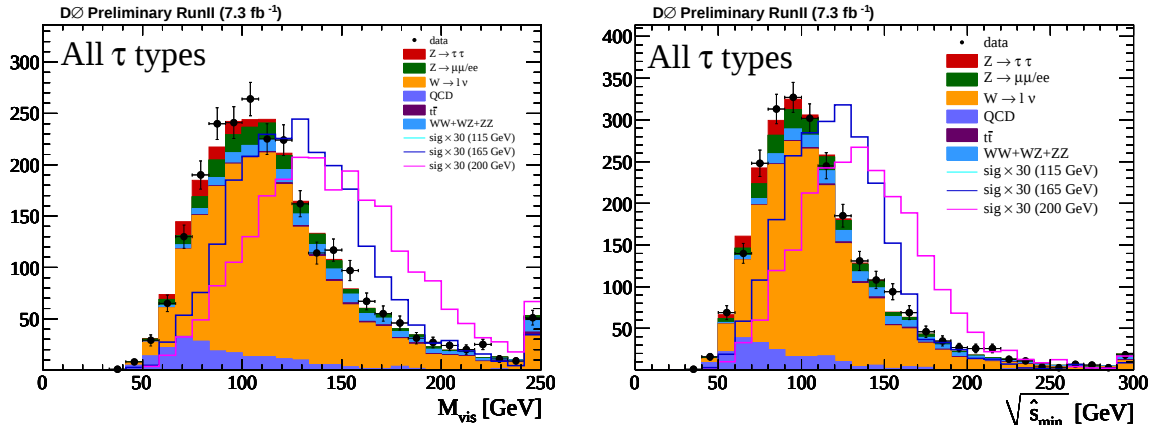


Fig 7.21.: Distribution de M_{vis} et $\sqrt{\hat{s}_{\text{min}}}$ à la sélection finale. Le signal est normalisé au bruit de fond total.

production du W dans les régions avant et arrière du détecteur. Ces propriétés peuvent être sondées grâce à l'angle entre le muon et l'axe du faisceau, noté $\theta(\mu, Oz)$. Pour des

raisons historiques¹, l'observable considérée est le cosinus de l'angle entre le muon et l'axe du faisceau dans le référentiel défini par $\vec{p}_\mu + \vec{p}_\tau + \vec{E}_T = \vec{0}$, notée alors $\cos(\theta^*)$. La figure 7.23 montre la distribution de NN_τ et celles de $Q_\mu \times \eta^\mu$ et $\cos(\theta^*)$ à la sélection finale.

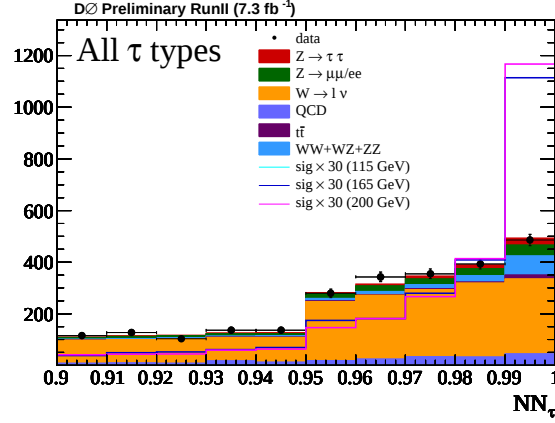


Fig 7.22.: Distribution de NN_τ à la sélection finale. Le signal est normalisé au bruit de fond total.

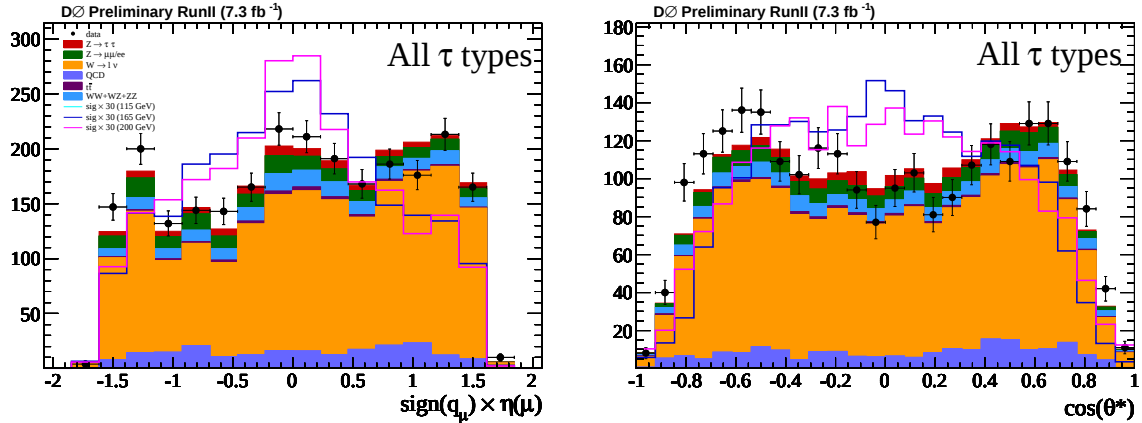


Fig 7.23.: Distribution de $Q_\mu \times \eta^\mu$ et $\cos(\theta^*)$ à la sélection finale. Le signal est normalisé au bruit de fond total.

- Un aspect instrumental important est également à prendre en compte pour améliorer la sensibilité à un éventuel signal. Comme mentionné précédemment, cette analyse bénéficie des électrons non reconstruits, particulièrement fréquents dans la région inter cryostat puisque l'analyse $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu$ ne considère pas les candidats électrons de cette région. Une trace et un dépôt d'énergie dans le calorimètre hadronique définissent ces objets, faisant d'eux des candidats τ de type 1. La figure 7.24 montre la distribution de η_d^τ pour chaque type de candidat séparément.

1. Le but était initialement d'exploiter le caractère scalaire du boson de Higgs pour discriminer les événements $Z \rightarrow \tau\tau$ et $H \rightarrow \tau\tau$, grâce à la distribution angulaire des leptons dans le référentiel du boson Z [10].

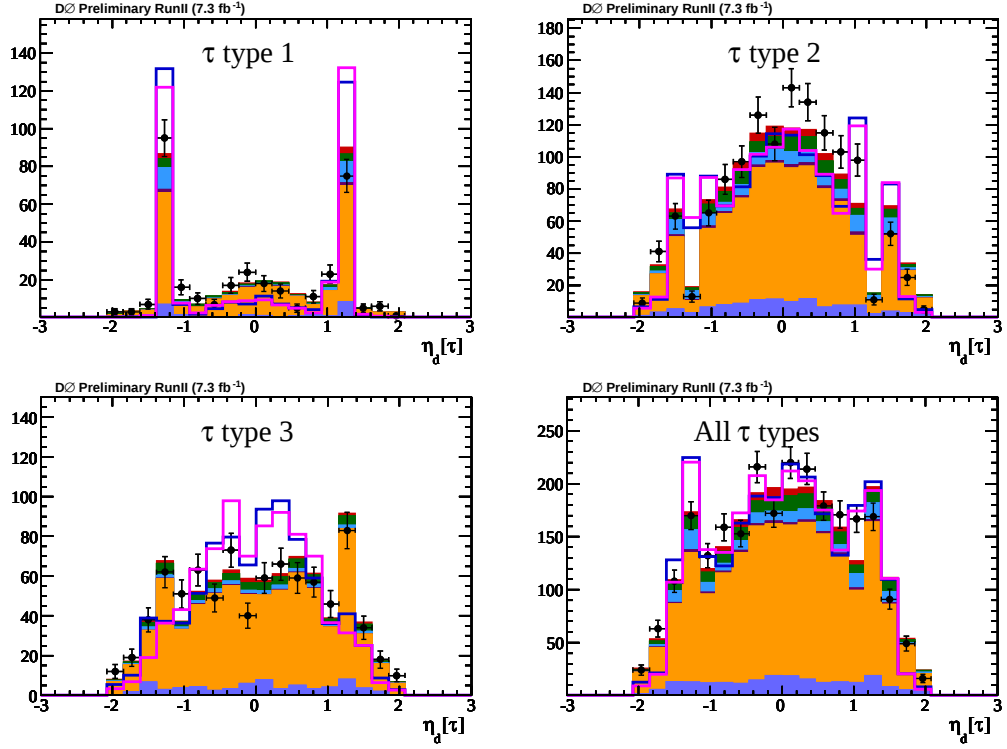


Fig 7.24.: Distribution de η_d^τ à la sélection finale pour chaque type de candidat séparément. La concentration du signal dans la région inter cryostat ($1.1 \leq |\eta| \leq 1.5$) est clairement visible pour les types 1. Le signal est normalisé au bruit de fond total.

Bien que le choix des variables d'entrée du NN soit orienté pour la discrimination du signal et du bruit de fond $W + \text{jets}$, l'entraînement a été effectué sur l'ensemble des bruits de fond. La procédure d'entraînement du réseau de neurones doit être effectuée sur des événements différents de ceux utilisés pour l'analyse. Les échantillons simulés sont alors séparés en deux : 1/3 est utilisé pour entraîner le réseau de neurones et 2/3 permet de prédire le bruit de fond. De plus, afin d'augmenter la statistique des échantillons d'entraînement, les événements de bruit de fond ayant des leptons de même signe sont inclus dans l'entraînement. Ceci ne détériore pas la discrimination dans la mesure où les distributions des événements OS et SS sont similaires. Enfin, il est important de vérifier que le réseau de neurones ne soit pas surentraîné. Dans ce cas, les fluctuations statistiques de l'échantillon d'entraînement sont considérées comme des différences significatives entre signal et bruit de fond et peuvent donc rendre la discrimination sous optimale. Un moyen de vérifier que le réseau de neurones ne soit pas surentraîné est de comparer la distribution de la sortie du NN pour les événements d'entraînement et ceux de l'analyse. La figure 7.25 montre cette comparaison pour des signaux de masse 115/165/200 GeV/c^2 pour les candidats de type 2 seulement : aucun surentraînement n'est observé. La figure 7.26 montre que la distribution de la variable ainsi construite est bien décrite par la simulation à la présélection et à la sélection finale.

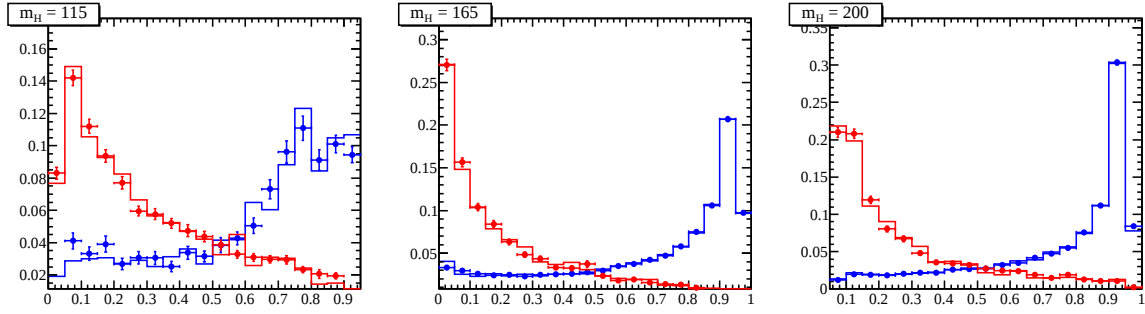


Fig 7.25.: Comparaison de la distribution de NN_H des candidats de type 2 pour le signal (rouge) et bruit de fond $W + \text{jets}$ (bleu) de l'échantillon d'entraînement (lignes) et d'analyse (points). Discriminants optimisés pour 115/165/200 GeV/c^2 .

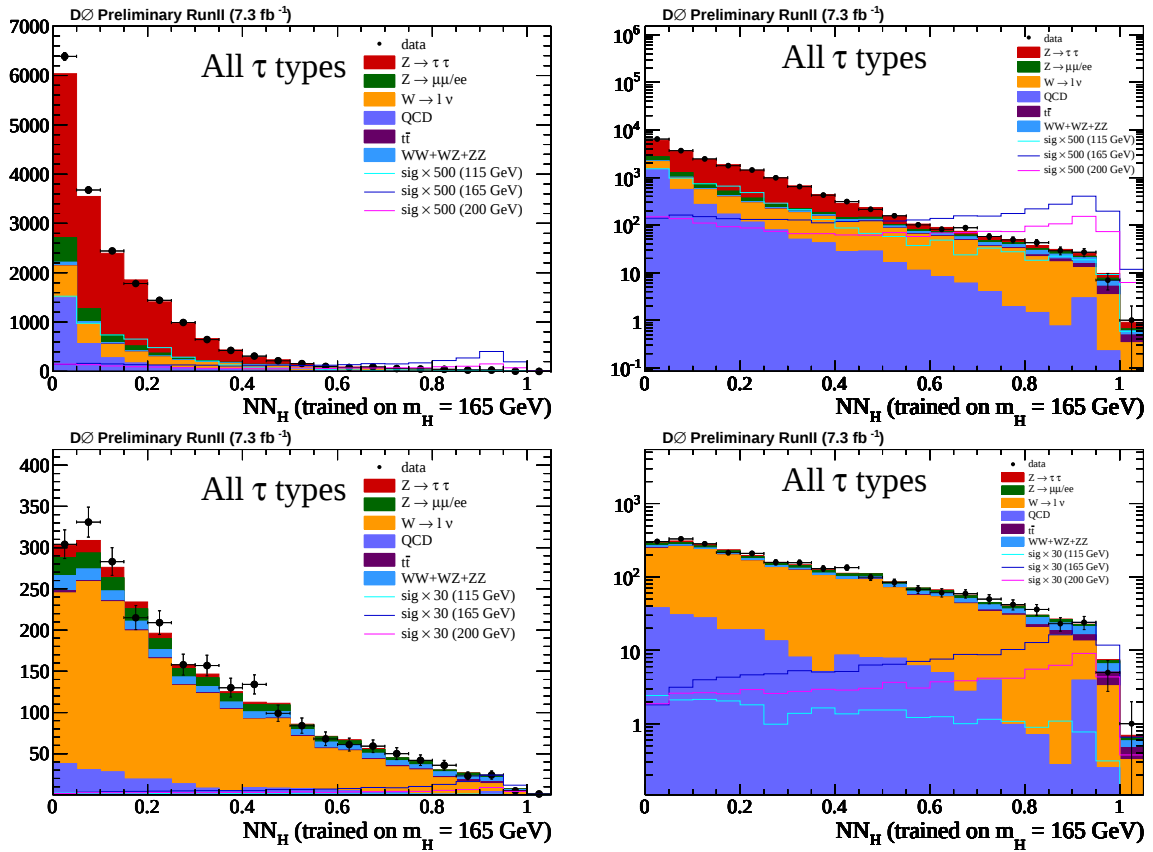


Fig 7.26.: Comparaison entre les données et la simulation du discriminant final (optimisé pour un boson de Higgs de 165 GeV/c^2) à la présélection (haut) et à la sélection finale (bas).

7.9 Incertitudes systématiques

L'ensemble des prédictions théoriques et des mesures expérimentales mises en jeu dans cette recherche ne sont pas connues de manière infiniment précise. Afin d'introduire la notion d'incertitude systématique, considérons l'exemple de la mesure de l'énergie des leptons τ . Pour N leptons τ d'énergie visible vraie E_{vrai}^τ , la mesure fournie par le calorimère E_{reco}^τ est une variable aléatoire qui se distribue suivant une loi gaussienne pour N suffisamment grand (théorème de la limite centrale) de valeur moyenne $\langle E_{\text{reco}}^\tau \rangle$ et d'écart quadratique moyen σ_E , également appelée résolution dans ce contexte. La différence entre $\langle E_{\text{reco}}^\tau \rangle$ et E_{vrai}^τ définit l'erreur systématique. En pratique, E_{vrai}^τ est inconnue et on travaille donc avec une estimation de l'erreur, appelée incertitude systématique et notée δE^τ . Elle est définie pour que l'énergie vraie soit dans l'intervalle suivant avec une certaine probabilité :

$$E_{\text{vrai}}^\tau \in [\langle E_{\text{reco}}^\tau \rangle - \delta E^\tau, \langle E_{\text{reco}}^\tau \rangle + \delta E^\tau] \quad (7.18)$$

L'hypothèse d'une distribution gaussienne de la variable aléatoire $\langle E_{\text{reco}}^\tau \rangle$ est également justifiée par le théorème de la limite centrale, ainsi δE^τ devient l'écart type de cette distribution et la probabilité de contenir la vraie valeur est de 68%. Dans cet exemple, l'erreur systématique possède donc une nature statistique car elle diminue avec la luminosité intégrée. En effet, le théorème de la limite centrale stipule que l'écart type de la distribution de $\langle E_{\text{reco}}^\tau \rangle$ varie comme $\sigma_E/\sqrt{N}$. Physiquement, cela revient à dire que ce type d'incertitude systématique réside dans la précision avec laquelle on peut mesurer et corriger un biais. En outre, il existe des incertitudes systématiques n'ayant pas de lien directe avec la statistique comme des incertitudes provenant de calculs théoriques où aucune mesure n'est possible pour contraindre un éventuel biais.

La manifestation d'un signal étant un excès d'événements par rapport au bruit de fond du Modèle Standard, l'incertitude pertinente pour cette recherche porte sur la prédiction du nombre d'événements. Il est clair que l'étude des incertitudes est cruciale car elle fixe la significativité qu'il faut attacher à un désaccord entre la prédiction et l'observation. Cette étude consiste à analyser et à évaluer les différentes sources d'incertitude expérimentales et théoriques pouvant se propager à la variable finale. Selon l'origine physique de l'incertitude, cette dernière peut avoir un impact différent selon la valeur de NN_H ou bien affecter l'ensemble du spectre de la même manière. L'évaluation de l'incertitude relative de NN_H due à celle sur un paramètre $\mathcal{P}$ (notée $\delta\mathcal{P}$) se fait en quatre étapes :

1. le paramètre $\mathcal{P}$ est remplacé par $\mathcal{P} \pm \delta\mathcal{P}$,
2. la chaîne d'analyse est appliquée,
3. la nouvelle distribution de la variable finale obtenue est notée $NN_H^\pm$,
4. l'incertitude relative sur la variable finale due au paramètre $\mathcal{P}$, notée $\delta_{\mathcal{P}}NN_H^\pm$, s'obtient suivant les équations :

$$\delta_{\mathcal{P}}NN_H^+ = \frac{(+NN_H^+) - NN_H}{NN_H} \quad (7.19)$$

$$\delta_{\mathcal{P}}NN_H^- = \frac{NN_H - (-NN_H^-)}{NN_H} \quad (7.20)$$

Les sections suivantes explicitent quelles incertitudes sont prises en compte ainsi que leur estimation.

7.9.1. Incertitudes expérimentales

Les leptons τ

La reconstruction et l'identification des leptons τ sont des sources d'incertitude importantes dans cette analyse. Celles-ci proviennent de la reconstruction des traces d'une part et de la sélection basée sur la distribution en NN_τ d'autre part. La contribution due à la reconstruction des traces est mesurée sur les muons. Comme mentionné au chapitre 4, l'efficacité d'identification est mesurée dans un échantillon enrichi en $Z \rightarrow \tau\tau$ sélectionné dans les données. L'incertitude sur cette mesure est estimée en variant la prédiction du bruit fond multijets dans cette sélection ainsi qu'en considérant deux régions cinématiques différentes. L'incertitude totale sur la reconstruction et l'identification des τ est alors estimée à 10/4.0/5.0% pour les candidats de type 1/2/3 [11].

La mesure d'énergie est également entachée d'une incertitude. Celle-ci est estimée comme provenant de la précision statistique sur l'ajustement du facteur correctif donnée/simulation de E_{calo}/p_{trk} en fonction de la fraction électromagnétique du candidat (cf. chapitre 4). Cette incertitude affecte la forme de la distribution du discriminant final avec une amplitude de l'ordre de 1% [12]. La figure 7.27 montre l'incertitude relative dues à la mesure d'énergie des τ_{had} en fonction de NN_H pour le signal.

Les muons

Les incertitudes sur l'efficacité de la reconstruction et de l'identification des muons sont mesurée dans les événements $Z \rightarrow \mu\mu$ sélectionnés dans les données. Les incertitudes prises en compte dans la mesure des efficacités correspondantes proviennent des biais de la méthode Tag and Probe, de l'estimation du bruit de fond dans la région du pic de masse du Z ainsi que la précision statistique sur la mesure. Les estimations ainsi faites conduisent à une erreur de 1% due à l'isolation, de 0.6% due à la reconstruction de la trace et de 2% due à la qualité du muon. Il vient alors une incertitude systématique totale de 2.3% [13].

Les jets

Les incertitudes dues aux jets sont de trois types : l'efficacité d'identification et de reconstruction, l'étalonnage en énergie et la résolution en énergie. Chaque incertitude est mesurée dans des échantillons de contrôle [14, 15, 16, 17] et propagée au discriminant final. L'estimation de l'incertitude relative sur NN_H varie ainsi de 1% à 10% selon le processus considéré. La figure 7.27 montre les incertitudes relatives dues aux jets en fonction de NN_H pour le signal.

Les électrons

Les électrons sont impliqués dans cette analyse via le veto des événements de l'analyse $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu$ et l'incertitude systématique associée est de 5% (cf. section 7.4).

Efficacité de déclenchement

L'incertitude systématique sur l'efficacité de déclenchement est estimée comme la différence entre l'efficacité mesurée dans un échantillon $W + \text{jets}$ et celle mesurée dans un échantillon $Z \rightarrow \tau\tau$ pour $p_T^\tau = 25 \text{ GeV}/c$. Cette estimation conduit à une erreur de 5% (cf. section 7.6).

Luminosité intégrée

La luminosité intégrée intervenant dans la normalisation des distributions est estimée connue à $4.6 \oplus 4.1 = 6.1\%$ près. La première composante de 4.6% provient de l'incertitude théorique sur la section efficace inélastique $p\bar{p}$ [18] étant 100% corrélée avec l'expérience CDF. Cette corrélation doit être prise en compte lors des combinaisons DØ-CDF. La deuxième composante de 4.1% provient de la mesure du nombre d'interactions fournie par le luminomètre de DØ [18] (cf. section 3.2.5).

7.9.2. Incertitudes relatives à la modélisation des processus

Sections efficaces théoriques

Les calculs théoriques de sections efficaces totales impliquent des erreurs systématiques sur la normalisation des distributions. Ces incertitudes proviennent, en partie du caractère perturbatif des calculs (estimée par l'échelle de renormalisation μ_R) ainsi que de la mesure des fonctions de densité de partons (PDF) du proton et de l'antiproton (estimée par CTEQ et l'échelle de factorisation μ_F). Les sections efficaces de production de $Z \rightarrow \ell\ell$ sont estimées et connues à 4% près tandis que celles des processus dibosons et $t\bar{t}$ sont estimées connues à 7% et 10% près respectivement. La production de boson de Higgs dans des collisions $p\bar{p}$ a été discutée au chapitre 2. L'incertitude sur le taux de production de boson de Higgs est de 4.9% pour la fusion de bosons vecteurs, 6.2% pour la production associée avec un boson vecteur et $7.0 \oplus 7.6 = 10.3\%$ pour les variations d'échelles (μ_F, μ_R) et les PDF de la fusion de gluons.

Modélisations cinématiques

Le calcul de la normalisation est important mais n'est pas suffisant pour une description complète des distributions : la modélisation de la cinématique des événements est cruciale. Comme indiquée à la section 4.3.3, la distribution de l'impulsion transverse du Z est mal modélisée par ALPGEN et est donc corrigée à partir des données. L'incertitude associée est de l'ordre de 1% et concerne uniquement les bruits de fond $Z \rightarrow \tau\tau$ et $Z \rightarrow \mu\mu$ donc une très faible fraction du bruit de fond. Son impact sur l'analyse est par conséquent mineur.

La modélisation du signal, en particulier le processus de fusion de gluons, nécessite également des corrections. En effet, la boucle de quarks lourds intervenant dans le processus $gg \rightarrow H$ est sujette à des radiations QCD qui vont déterminer la distribution en impulsion transverse du boson de Higgs. Le générateur PYTHIA ne prend pas en compte de manière satisfaisante ces effets, et un autre générateur, HqT [19], est utilisé pour corriger la distribution du p_T du boson de Higgs (cf. chapitre 2). Cependant, pour des raisons techniques, cette correction n'est pas appliquée dans cette analyse. Néanmoins, convolué à la réponse du détecteur, cet effet est faible et conduit à une incertitude due à la modélisation du p_T du boson de Higgs de 3%.

De la même manière, la génération des événements dibosons WW souffre d'une description peu précise de la distribution d'impulsion transverse de la paire WW . De plus, certains diagrammes non pris en compte dans PYTHIA ont une signature similaire à celle du boson de Higgs en ce qui concerne l'angle d'ouverture entre les deux leptons (cf. section 7.8.2). Cet effet doit de nouveau être convolué à la réponse du détecteur ce qui conduit à une incertitude systématique de 1% due à la modélisation de la cinématique de la production de paires WW .

Estimation du bruit de fond multijets et W+jets

Ces estimations et leurs incertitudes sont discutées à la section 7.5 et au chapitre 6. L'incertitude sur l'estimation du bruit de fond multijets est estimée à partir de la comparaison entre deux méthodes indépendantes donnant 10 – 100%. Celle du bruit de fond $W + jets$ est estimée à partir des différentes hypothèses sous-jacentes au modèle utilisé, de la procédure d'ajustement (dégénérescence des paramètres ajustables) et d'une incertitude statistique sur l'ajustement des données fournissant une estimation de 10/11.0/10% pour les leptons τ de types 1/2/3.

7.9.3. Résumé des incertitudes systématiques

Le tableau 7.7 résume l'ensemble des incertitudes systématiques prises en compte dans cette recherche (pour les candidats de type 2). Les incertitudes modifiant la forme de la distribution de NN_H sont indiquées par un (S) (pour “shape”) dans le tableau 7.7. La figure 7.27 montre l'incertitude relative sur le signal en fonction de NN_H .

Contribution	Diboson	$Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$	$W + jets$	$t\bar{t}$	MJ	signal
Luminosité 1 ($\sigma_{inel}(p\bar{p})$)	4.6	4.6	-	4.6	-	4.6
Luminosité 2 (détecteur)	4.1	4.1	-	4.1	-	4.1
Déclenchement	5.0	5.0	-	5.0	-	5.0
Identification des leptons	4.7	4.7	-	4.7	-	4.7
veto sur les électrons	5.0	-	-	5.0	-	5.0
Energies des τ_{had} (S)	1.0	1.1	-	<1	-	<1
Energies des jets (S)	8.0	<1	-	1.8	-	2.5
Identification des jets (S)	<1	<1	-	7.5	-	5.0
Multijets (S)	-	-	-	-	20-50	-
Sections efficaces	7.0	4.0	-	10	-	10
Modélisations	1.0	1.0	10	-	-	3.0

TABLE 7.7.: Incertitudes systématiques relatives (exprimées en %) prises en compte pour chaque processus. Les nombres sont donnés pour les candidats de type 2 et la variable NN_H optimisée pour un signal de 165 GeV/c².

7.10 Résultat dans le cadre du Modèle Standard

L'analyse statistique de l'échantillon final se fait à l'aide du programme COLLIE [20] fonctionnant sur le principe décrit en détails dans l'appendice B. Le processus est répété pour chaque masse de boson de Higgs entre 115 GeV/c² et 200 GeV/c², chacune ayant un discriminant final dédié et des erreurs systématiques associées. La figure 7.28 montre le rapport $\sigma(p\bar{p} \rightarrow HX) \times \mathcal{BR}(HX \rightarrow \mu\tau)$ à la prédiction du Modèle Standard exclu à 95% de niveau de confiance par la combinaison des trois types de candidat τ ainsi que la valeur du $\mathcal{LLR}$ dans l'hypothèse $H_{bkg+sig}$ et H_{bkg} pour chaque point de masse. Le tableau 7.8 donne les valeurs de r_{lim} pour chaque sous canal et pour la combinaison, où r_{lim} est défini par :

$$[\sigma(p\bar{p} \rightarrow HX) \times \mathcal{BR}(HX \rightarrow \mu\tau)]_{excl} = r_{lim} \times [\sigma(p\bar{p} \rightarrow HX) \times \mathcal{BR}(HX \rightarrow \mu\tau)]_M \quad (7.21)$$

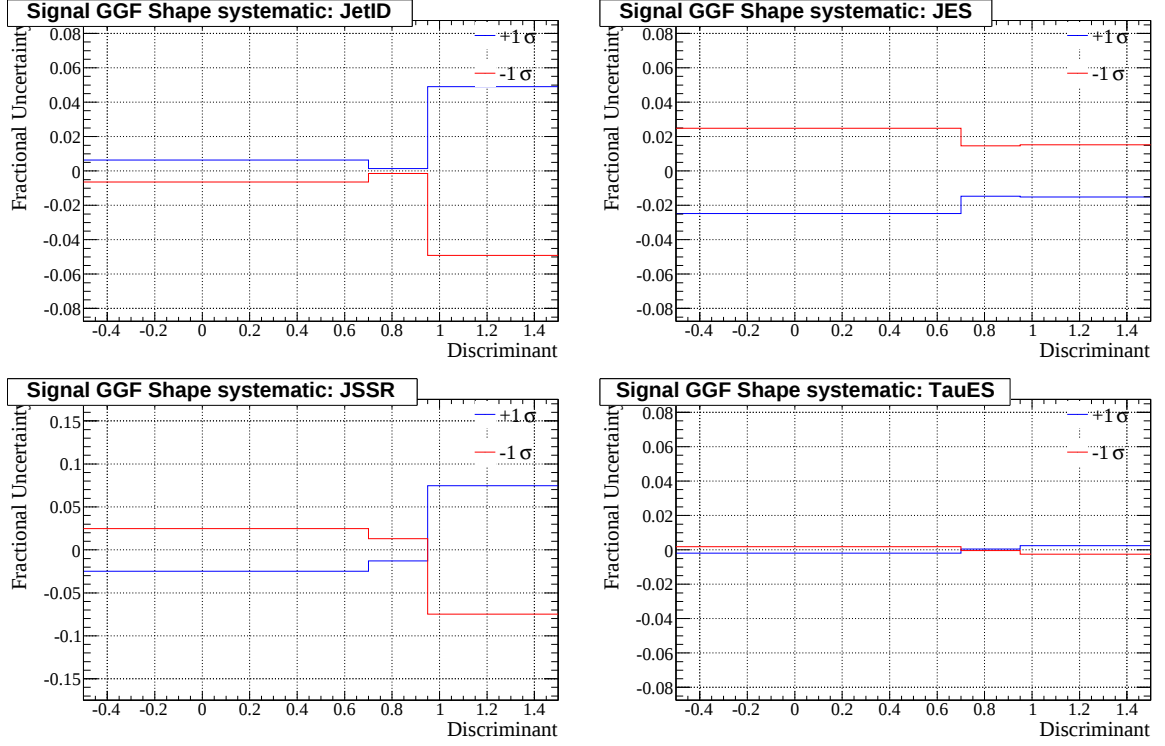


Fig 7.27.: Incertitude relative sur le signal (tous modes de production inclus) due à l'identification des jets, l'étalonnage de l'énergie des jets, la résolution en énergie des jets et due à l'étalonnage d'énergie des τ_{had} . Variable discriminante NN_H optimisée pour $m_H = 165 \text{ GeV}/c^2$, candidats de type 2.

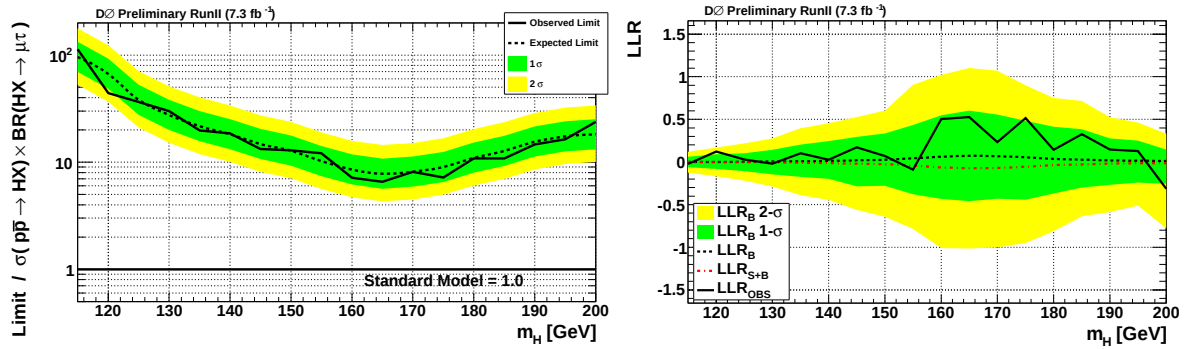


Fig 7.28.: Valeurs de $\sigma(p\bar{p} \rightarrow HX) \times \mathcal{BR}(HX \rightarrow \mu\tau)$ exclues à 95% de niveau de confiance rapporté à la prédiction du Modèle Standard en fonction de la masse du boson de Higgs recherché (gauche). Valeurs centrales du $\mathcal{LLR}$ pour $H_{\text{bkg+sig}}$ (rouge pointillé), H_{bkg} (noir pointillé) et les données (noir) ainsi que la largeur à 1σ (resp. 2σ) du $\mathcal{LLR}$ pour l'hypothèse H_{bkg} en vert (resp. jaune) en fonction de la masse du boson de Higgs recherché (droite).

En raison de l'important rapport d'embranchement de $H \rightarrow WW$ et de la corrélation de spin se produisant autour de $165 \text{ GeV}/c^2$, l'analyse est plus sensible à un boson de Higgs

m_H (GeV/c)	types 1		types 2		types 3		Comb.	
	exp.	obs.	exp.	obs.	exp.	obs.	exp.	obs.
115	356.8	553	98.65	96.28	496.9	651.7	95.8	113.5
120	208.4	242	74.46	43.13	265	293.6	66.68	44.25
125	177.8	255.1	42.52	35.82	309.2	397	38.15	36.4
130	129	169.7	30.51	30.19	285.2	427.1	27.51	30.06
135	86.73	127	24.15	17.45	256.4	365.5	21.64	19.77
140	43.13	56.35	21.01	19	180	199.8	18.22	18.58
145	56.56	68.84	16.42	12.32	178.2	213.3	14.75	13.3
150	32.18	45.34	14.4	11.67	117.6	163.3	12.81	12.91
155	29.42	40.7	11.02	11.18	122.9	279.8	10.21	12.09
160	23.75	29.35	9.428	7.272	69.35	102.7	8.53	7.168
165	20.32	28.63	8.851	7.21	63.18	79.9	7.791	6.554
170	20.03	27.22	9.428	9.209	58.9	86.35	8.132	8.11
175	21.88	26.65	10.47	8.422	76.7	97.49	8.999	7.178
180	26.48	38.82	12.91	11.76	81.83	103	10.98	10.82
185	44.57	59.05	14.64	11.26	100.7	161.7	12.72	10.85
190	54.19	58.81	17.45	16.9	121.8	195.6	15.54	14.63
195	59.06	71.09	19.84	17.44	138.4	228.5	17.39	16.38
200	66.35	90.66	20.55	27.48	129.7	224.1	18.23	23.82

 TABLE 7.8.: Facteur r_{lim} exclu à 95% de niveau de confiance pour chaque masse et chaque type de candidat τ ainsi que pour la combinaison des trois types.

de cette masse et exclue une section efficace de 6.6 fois la prédiction du Modèle Standard. L'exclusion attendue à cette masse est de 7.8 ± 1.6 et confirme que les données favorisent l'hypothèse H_{bkg} . À titre de comparaison, la recherche du boson de Higgs dans la combinaison des canaux $H \rightarrow WW \rightarrow \ell \nu_\ell q q'$, avec $\ell = (e, \mu)$, atteint une sensibilité attendue de 5.1 ± 1.4 et une sensibilité observée de 5.2 avec une luminosité intégrée de 5.4 fb^{-1} [21].

Cette analyse s'inscrit dans deux perspectives. La première est la combinaison globale de $D\bar{O}$ et de $D\bar{O}$ -CDF pour la recherche du boson de Higgs. Même si la sensibilité de l'analyse présentée n'est pas dominante, elle reste nécessaire dans l'optique d'atteindre la meilleure sensibilité possible. Les deux combinaisons incluent ce canal analysé à $D\bar{O}$ pour la première fois [3, 4]. La figure 7.29 montrent les courbes d'exclusion après combinaison des analyses de $D\bar{O}$ et de $D\bar{O}$ -CDF, incluant l'ensemble des canaux analysés.

Enfin, la deuxième perspective est une combinaison incluant uniquement des états finals contenant des leptons τ . Cette démarche consiste à sonder plus particulièrement les données dans ce type d'état final. En effet, le secteur des leptons τ est sensible à différentes extensions du Modèle Standard. Les deux canaux considérés dans cette combinaison sont $XH \rightarrow \tau\tau jj$ et $H \rightarrow WW \rightarrow \tau\nu_\tau\mu\nu_\mu$. Ces deux canaux sont complémentaires de part leur état final mais également de par leur sensibilité pour différente m_H , comme l'indique la figure 7.30 comparant la courbe d'exclusion pour les deux analyses.

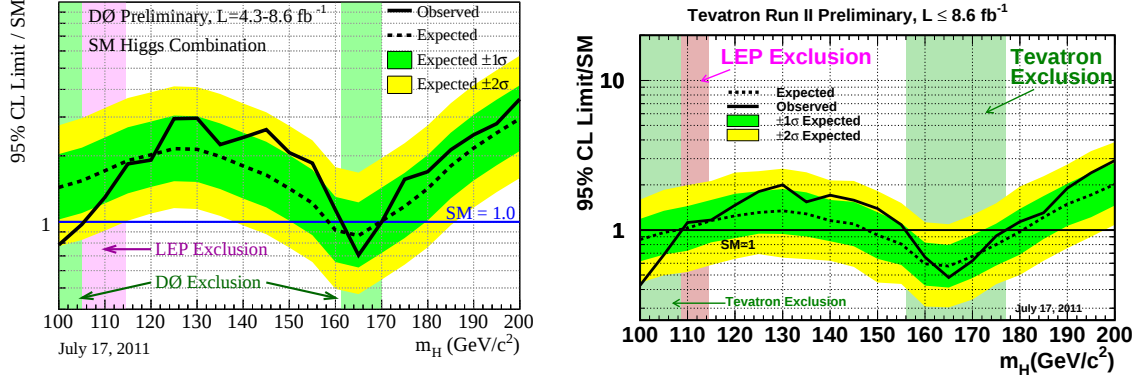


Fig 7.29.: Courbe d'exclusion à 95% de niveau de confiance du taux de production du boson de Higgs (rapporté à la prédiction du Modèle Standard) entre 130 et 200 GeV/c^2 lors de collisions protons-antiprotons à 1.96 TeV. La combinaison inclut l'expérience DØ seulement (gauche), et les deux expériences DØ-CDF (droite).

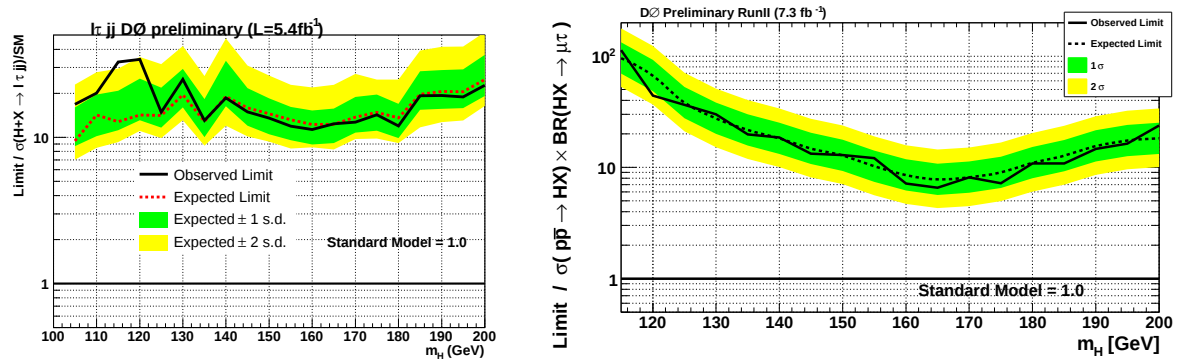


Fig 7.30.: Courbe d'exclusion à 95% de niveau de confiance basée sur la signature d'un boson de Higgs en état finals tauiques entre 130 et 200 GeV/c^2 pour le canal $XH \rightarrow \tau\tau jj$ (à gauche) et pour $H \rightarrow WW \rightarrow \tau\nu_\tau \mu\nu_\mu$ (à droite).

7.11 Résultat dans le cadre d'un modèle de quatrième famille

7.11.1. Contexte général

Bien que le Modèle Standard repose sur trois familles de fermions, il est naturel d'envisager des extensions avec une quatrième famille de fermions. Dans ce type de scénario, sont ajoutés un doublet de quarks (u_4, d_4) de masse (m_{u_4}, m_{d_4}) et de leptons (ℓ_4, ν_4) de masse (m_{ℓ_4}, m_{ν_4}) ayant les mêmes propriétés sous le groupe de jauge $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ que les familles existantes. De plus, ce type de scénario peut être testé avec les collisions fournies par le Tevatron [22].

La confrontation entre les mesures actuelles et l'hypothèse d'une quatrième famille limite le champ de recherche. Dans un premier temps, la mesure de LEP de la largeur de désintégration du Z en neutrinos légers exclut une quatrième famille avec un neutrino trop léger $m_{\nu_4} < m_Z/2$ [23]. D'autre part, l'ensemble des mesures de précision électrofaibles autorise un quatrième neutrino plus lourd que $m_Z/2$ de quelque GeV/c^2 et devient compatible à 68% de niveau de confiance avec un boson de Higgs lourd $m_H \approx 300 \text{ GeV}/c^2$ [24]. Enfin, les contraintes expérimentales directes du LEP ont permis d'exclure à 95% de niveau de confiance l'existence de leptons exotiques neutres et chargés de masse $m_{\nu_4} \lesssim 80 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{\ell_4} \lesssim 100 \text{ GeV}/c^2$ [25].

Une recherche directe de quatrième famille a déjà été menée à DØ dans le secteur du quark top [26]. En effet, les quarks u_4 peuvent être produits par paire via l'interaction forte, ce qui peut conduire à un excès d'événements à haute masse invariante du système top-antitop reconstruit, noté $m_{t\bar{t}}$. La figure 7.31 montre la distribution de $m_{t\bar{t}}$ dans les événements avec un lepton et au moins quatre jets de haute impulsion transverse pour la prédiction du Modèle Standard, un éventuel signal et les données ainsi que l'exclusion d'un signal à 95% de niveau de confiance en fonction de m_{u_4} (noté $m_{t'}$ sur les figures). Cette analyse exclue l'existence d'un quark lourd exotique de masse inférieure à $296 \text{ GeV}/c^2$. Une analyse similaire de CDF avec 5.6 fb^{-1} exclue les masses inférieures à $358 \text{ GeV}/c^2$ [27].

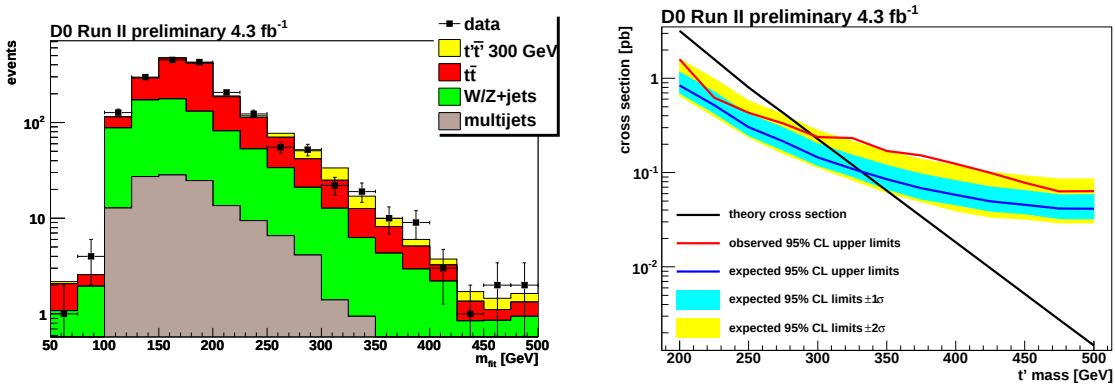


Fig 7.31.: Distribution de la masse invariante des quarks top reconstruits m_{fit} après un ajustement cinématique de l'événement décrit dans [26] (gauche). Limite à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production de paire $t'\bar{t}'$ en fonction de $m_{t'}$.

7.11.2. Le boson de Higgs dans un scénario de quatrième famille

L'intérêt de ce type de modèle est double. D'abord, l'ensemble des mesures électrofaibles deviennent compatibles avec un boson de Higgs lourd, ce qui relâche la tension existante entre les données et un boson de Higgs léger et laisse alors plus de "place" au mécanisme de Higgs. Enfin, la section efficace de production de boson de Higgs par fusion de gluons bénéficie des boucles de quark u_4 et d_4 en plus de celle de quark top [24]. On peut montrer que si la quatrième génération est suffisamment lourde $m_{u_4} \gg m_H$, alors l'amplitude ne dépend plus de la masse du quark impliqué [23, 28, 29], comme discuté au chapitre 2. En d'autres termes, dans cette limite chaque quark contribue de manière égale et l'hypothèse d'une quatrième famille multiplie alors l'amplitude de transition $\mathcal{M}(gg \rightarrow H)$ par un facteur 3, rendant le taux de production du boson de Higgs environ $3^2 = 9$ fois supérieur à la prédiction du Modèle Standard. L'analyse présentée ici est sensible à un taux de production 7.8 fois plus grand que celui du Modèle Standard et devient donc sensible au scénario de quatrième génération dans l'hypothèse $m_{u_4} \gg m_H$.

Le scénario testé dans cette analyse est une quatrième famille vérifiant $m_{d_4} = 300 \text{ GeV}/c^2$, $m_{l_4} = 100 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{\nu_4} = 80 \text{ GeV}/c^2$ dans le but de se rapprocher de l'hypothèse $m_{u_4} \gg m_H$ d'une part, et d'être hors des contraintes expérimentales directes de LEP d'autre part. De plus, les modes de production du boson de Higgs autres que la fusion de gluons sont négligés, car ce dernier devient dominant dans un tel scénario. Enfin, la fenêtre en masse du boson de Higgs cherché est étendue à $300 \text{ GeV}/c^2$ en conformité avec les mesures de précision électrofaibles. La figure 7.32 montre la courbe d'exclusion à 95% de niveau de confiance ainsi que la valeur de $\mathcal{LLR}$ dans les deux hypothèses $H_{\text{bkg+sig}}$, H_{bkg} et pour les données. Cette analyse exclut une section efficace de 1.0 fois la prédiction du modèle à quatre familles pour un boson de Higgs de $165 \text{ GeV}/c^2$ pour une exclusion attendue de 1.2 ± 0.3 . Ce résultat est inclu pour la première fois dans la combinaison DØ-CDF [30].

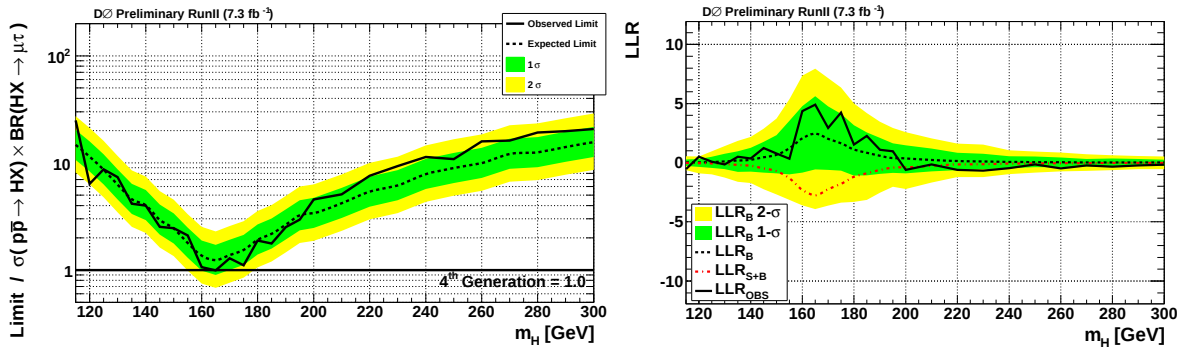


Fig 7.32.: Valeurs de $\sigma(p\bar{p} \rightarrow HX) \times \mathcal{BR}(HX \rightarrow \mu\tau)$ exclues à 95% de niveau de confiance rapportées à la prédiction du scénario à quatre familles de fermions en fonction de la masse du boson de Higgs recherché (gauche). Valeur centrale du $\mathcal{LLR}$ pour $H_{\text{bkg+sig}}$ (rouge pointillé), H_{bkg} (noir pointillé) et les données (noir) ainsi que la largeur à 1σ (resp. 2σ) du $\mathcal{LLR}$ pour l'hypothèse H_{bkg} en vert (resp. jaune) en fonction de la masse du boson de Higgs recherché (droite).

Bibliographie

- [1] The DØ Collaboration, “Search for the standard model Higgs boson the $\tau\tau + 2$ jets final state,” *DØ Note 6171-CONF*, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H101/>
- [2] The DØ Collaboration, “Search for Higgs boson production in dilepton plus missing transverse energy final states with 8.1 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$,” *DØ Note 6182-CONF*, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H102/>
- [3] The DØ Collaboration, “Combined upper limits on standard model Higgs boson production from the DØ experiment in up to 8.6 fb^{-1} of data,” *DØ Note 6229-CONF*, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H112/>
- [4] Tevatron New Phenomena & Higgs Working Group, “Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.6 fb^{-1} of Data,” 2011. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1107.5518>
- [5] P. Konar, *et al.*, “RECO level $\sqrt{s}_{\text{min}}$ and subsystem $\sqrt{s}_{\text{min}}$: improved global inclusive variables for measuring the new physics mass scale in missing energy events at hadron colliders,” 2010.
- [6] F. Couderc. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.hef.ru.nl//askArchive.php?base=agenda&categ=a11137&id=%a11137s1t24/transparencies>
- [7] Abazov, V.M. *et al.*, “ b -Jet Identification in the DØ Experiment,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A620, p. 490–517, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1002.4224>
- [8] M. Besancon, *et al.*, “Measurement of $R_b = \mathcal{BR}(t \rightarrow Wb) / \mathcal{BR}(t \rightarrow Wq)$ and of the $t\bar{t}$ production cross-section in dilepton final state,” *DØ Note 6153*, 2011.
- [9] A. Hoecker, *et al.*, “TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis,” *ArXiv Physics e-prints*, Mar. 2007.
- [10] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, “Precision electroweak measurements on the Z resonance,” *Phys. Rept.*, vol. 427, p. 257, 2006. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008>
- [11] TauID. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.hef.ru.nl//fullAgenda.php?id=a101997#2010-12-08>
- [12] TauID. [En ligne]. Accessible : <http://www-d0.hef.kun.nl//fullAgenda.php?id=a092001&fid=57>
- [13] O. Brandt, *et al.*, “Muon identification certification for the summer 2009 extended dataset (Run IIB-1 and -2),” *DØ Note 6025*, 2010.

- [14] JES Group, “Jet Energy Scale Determination at DØ Run II,” *DØ Note 5382*, 2007.
- [15] N. Makovec et J.-F. Grivaz, “Shifting, smearing and removing simulated Jets,” *DØ Note 4914*, 2005.
- [16] C. Ochando et J.-F. Grivaz, “SSR for p17,” *DØ Note 5609*, 2008.
- [17] B. Casey, *et al.*, “Jet ID/VC efficiencies and scale factors using dijet events,” *DØ Note 6058*, 2010.
- [18] B. Casey, *et al.*, “The DØ run 2b luminosity constant,” *DØ Note 5945*.
- [19] G. Bozzi, *et al.*, “The $q(T)$ spectrum of the Higgs boson at the LHC in QCD perturbation theory,” *Phys. Lett.*, vol. B564, p. 65–72, 2003. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0302104>
- [20] W. Fisher, “Collie : A COnfidence Level LImit Evaluator,” *Collie documentation*, 2009.
- [21] Abazov, V.M. *et al.*, “Search for the standard model higgs boson in the $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu qq'$ decay channel,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 171802, 2011. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1101.6079>
- [22] B. Holdom *et al.*, “Four Statements about the Fourth Generation,” *PMC Phys.*, vol. A3, p. 4, 2009. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/0904.4698>
- [23] J. Alcaraz *et al.*, “A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model,” 2006.
- [24] G. D. Kribs, *et al.*, “Four generations and Higgs physics,” *Phys. Rev.*, vol. D76, p. 075016, 2007. [En ligne]. Accessible : <http://prd.aps.org/abstract/PRD/v76/i7/e075016>
- [25] P. Achard, *et al.*, “Search for heavy neutral and charged leptons in e^+e^- annihilation at LEP,” *Physics Letters B*, vol. 517, n° 1-2, p. 75 – 85, 2001. [En ligne]. Accessible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-43TG572-8/2/708df9ee6a7cd2b66b8fd5e09cccc6586>
- [26] The DØ Collaboration, “Search for a fourth generation t' quark that decays to W boson + jets,” *DØ Note 5892-CONF*, 2011.
- [27] The CDF Collaboration, “Search for heavy top quark $t' \rightarrow Wb$ in lepton + jets events in 5.6 fb^{-1} ,” *CDF Note 10395-CONF*, 2011.
- [28] E. Arik et S. Sultansoy, “Comments on the possible discovery of the Higgs boson with mass approx. 160 GeV at the Tevatron,” 2005. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0508089>
- [29] C. Anastasiou, *et al.*, “The NNLO gluon fusion Higgs production cross-section with many heavy quarks,” *JHEP*, vol. 06, p. 101, 2010. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1003.4677>
- [30] The CDF and DØ Collaboration, “Combined CDF and DØ upper limits on $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$ and constraints on the Higgs boson mass in fourth-generation fermion models with up to 8.2 fb^{-1} of data,” 2011. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/1108.3331>

Conclusions et perspectives

Au cours de la première partie de cette thèse, l'identification des leptons τ se désintégrant en hadrons a été étudiée. Ce travail a permis d'améliorer l'efficacité d'identification de ces particules d'environ 15% grâce à plusieurs idées : les paramètres du réseau de neurones utilisés pour l'identification ont été ajustés, la dépendance cinématique des performances de l'algorithme a été exploitée et l'information du temps de vie du lepton τ est maintenant prise en compte. De plus, la possibilité d'inclure les mesures du détecteur de pieds de gerbes dans l'identification des leptons τ a été pleinement explorée grâce à l'élaboration d'une reconstruction spécifique des dépôts d'énergie électromagnétique dans ce sous-détecteur.

La seconde partie de cette thèse était consacrée à l'analyse de 7.3 fb^{-1} de collisions protons-antiprotons en vue de la recherche du boson de Higgs dans l'état final $\mu + \tau$. Après sélection des événements, le bruit de fond principal provient de la production de bosons W en association avec un jet, reconstruit alors comme le lepton τ de l'événement. Bien que la compréhension de ces événements soit particulièrement difficile, une modélisation fiable de ce bruit de fond a été obtenue grâce à l'élaboration d'une méthode de mesure dans les données. Une extraction sophistiquée du signal basée sur les différences de topologie et/ou de cinématique entre les événements de signal et de bruit de fond a permis d'atteindre une sensibilité de 7.8 fois la prédiction du Modèle Standard pour un boson de Higgs d'une masse de $165 \text{ GeV}/c^2$. Enfin, l'interprétation des données dans une extension du Modèle Standard avec quatre générations de fermion est également effectuée. Pour la première fois, l'analyse de l'état final $\mu + \tau$ est incluse dans la combinaison du Tevatron, que ce soit dans le cadre du scénario de quatrième famille ou celui du Modèle Standard. Celle-ci exclut un boson de Higgs vérifiant $m_H < 107 \text{ GeV}/c^2$ et $156 < m_H < 177 \text{ GeV}/c^2$.

Les premiers résultats sur la recherche du boson de Higgs obtenus par les expériences ATLAS et CMS au LHC excluent dorénavant et déjà une région en masse plus étendue que celle du Tevatron, comme le montre la figure 7.33. Parmi l'ensemble des régions non exclues expérimentalement, les contraintes issues des mesures électrofaibles de précision indiquent que la masse du boson de Higgs se situe préférentiellement entre 115 et $150 \text{ GeV}/c^2$. Par ailleurs, un excès d'événements d'environ 2σ est observé dans les données entre 130 et $150 \text{ GeV}/c^2$ par chaque expérience. Une statistique plus importante sera disponible pour les conférences d'hiver 2012 et permettra de déterminer la nature de cet excès, si ce dernier subsiste.

Concernant le futur des analyses basées sur les leptons τ au LHC, plusieurs scénarios peuvent être envisagés. Dans le cas où le boson de Higgs serait exclu pour une masse supérieure à $130 \text{ GeV}/c^2$, l'état final $\tau\tau q\bar{q}$ permettra de compléter la recherche dans la région de basse masse grâce au mécanisme de production par fusion de bosons vecteurs, celle-ci étant dominée par l'état final $\gamma\gamma$. Si le boson de Higgs est découvert à une masse comprise entre 130 et $150 \text{ GeV}/c^2$, alors l'étape suivante sera de mesurer ces propriétés physiques (spin, parité, masse, couplages aux bosons et aux fermions) afin de tester la cohérence du secteur du

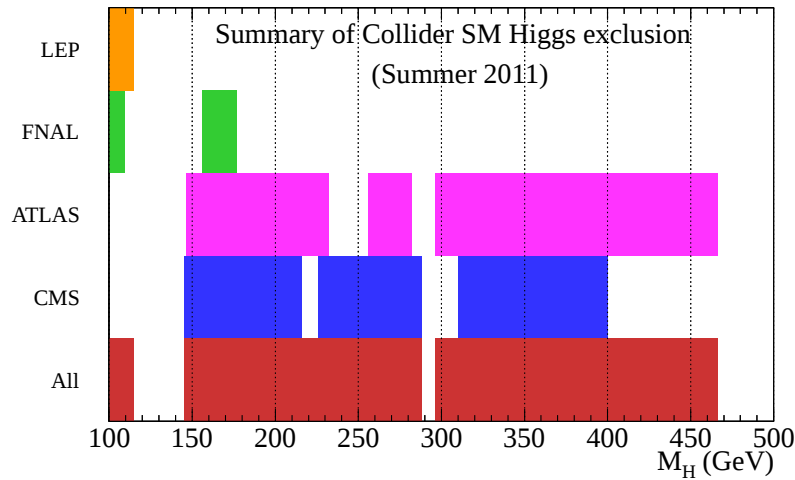


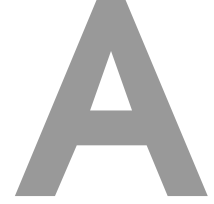
Fig 7.33.: Résumé de l'ensemble des intervalles de masse du boson de Higgs exclus par les recherches directes sur collisionneur (Lepton-photon, août 2011).

Higgs et par conséquent, la véracité du mécanisme de Higgs. Une vérification importante est d'établir la proportionnalité entre la masse de la particule impliquée et son couplage au boson de Higgs, en particulier dans le secteur fermionique dont la structure de type Yukawa ne découle pas de la symétrie de jauge. Pour ce faire, il est nécessaire de considérer au moins deux fermions : le quark b et le lepton τ sont les deux candidats potentiels. Enfin, dans le cas de figure où le boson de Higgs serait exclu sur tout l'intervalle de masse, les leptons τ représentent un secteur favorable à la recherche de physique au delà du Modèle Standard.

En conclusion, l'enjeu de la découverte du boson de Higgs est de comprendre le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. Si le boson de Higgs existe, l'instabilité de sa masse sous les corrections quantiques indiquent la nécessité d'avoir de nouveaux degrés de liberté dans la théorie, dont les propriétés seraient éventuellement accessibles grâce aux mesures effectuées dans le secteur du Higgs. Par ailleurs, même dans le cas où le mécanisme de Higgs ne serait pas réalisé dans la Nature, les calculs de diffusion $WW \rightarrow WW$ démontrent que le Modèle Standard (sans boson de Higgs) est une théorie effective valide jusqu'à des énergies de l'ordre de 1 TeV. Au delà, la description théorique doit être complétée, donc là encore, de la nouvelle physique est attendue. Pour la première fois, les techniques expérimentales permettent d'accéder à ces énergies et les possibles découvertes déboucheront certainement sur une compréhension nouvelle du monde subatomique.

Quatrième partie .

Annexes



Éléments de calcul sur la diffusion de bosons W dans le Modèle Standard

Le processus $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ permet de mettre en évidence la violation de l'unitarité dans le Modèle Standard (cf. chapitre 2) par un calcul explicite. Par ailleurs, l'introduction du mécanisme de Higgs restaure l'unitarité grâce aux transitions supplémentaires induites par les couplages entre le boson de Higgs et les bosons de jauge. Cette annexe se propose de détailler le calcul de chaque diagramme de Feynman ainsi que la décomposition en onde partielle utilisés au chapitre 2 pour contraindre la masse du boson de Higgs.

A.1 Généralités et notations

On considère la réaction $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ dans le référentiel du centre de masse. L'état initial du système, noté $|W^+(p_1)W^-(p_2)\rangle$, se compose de deux bosons W ultrarelativiste d'impulsion opposées et de même norme dirigées suivant l'axe Oz . En raison des processus de la figure A.1, le système peut évoluer vers l'état $|W^+(k_1)W^-(k_2)\rangle$ constitué de deux bosons W se déplaçant suivant un axe tourné d'un angle θ par rapport à l'axe Oz (angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse). La conservation d'énergie-impulsion permet d'écrire les quadrvecteurs initiaux et finaux de la manière suivante :

$$p_1 = (E; 0, 0, p) \quad ; \quad k_1 = (E; 0, p \sin \theta, p \cos \theta) \quad (\text{A.1})$$

$$p_2 = (E; 0, 0, -p) \quad ; \quad k_2 = (E; 0, -p \sin \theta, -p \cos \theta) \quad (\text{A.2})$$

De plus, afin de complètement spécifier l'état initial et final, il est nécessaire de préciser l'état de polarisation de chaque boson W . On note λ_i (resp. ξ_i), l'état de polarisation des bosons W dans l'état initial (resp. final), comme illustré figure A.2. On définit par ailleurs trois invariants

relativistes¹ (variables de Mandelstam) pour décrire la cinématique de la réaction :

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (2E)^2 \quad (\text{A.3})$$

$$t = (p_1 - k_1)^2 = -s/2 (1 - \cos \theta) \quad (\text{A.4})$$

$$u = (p_1 - k_2)^2 = -s/2 (1 + \cos \theta) \quad (\text{A.5})$$

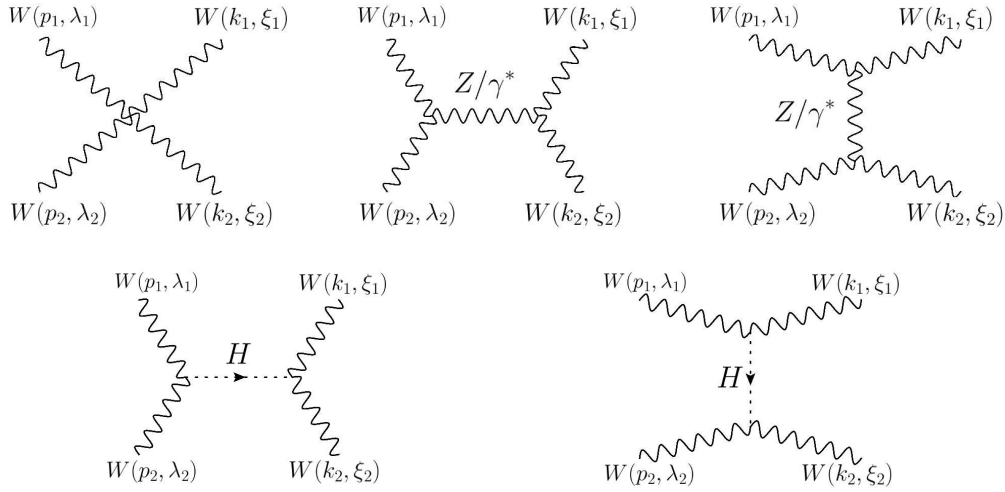


Fig A.1.: Les processus du Modèle Standard responsables de la diffusion $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$.

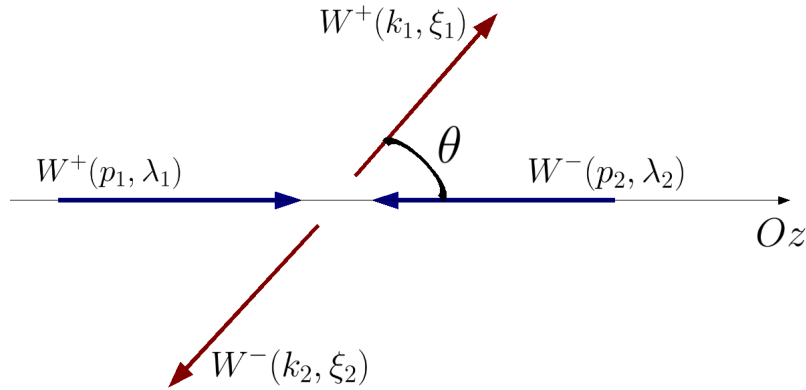


Fig A.2.: Géométrie de la diffusion $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$. L'état initial (resp. final) est représenté en bleu (resp. rouge).

1. L'angle θ intervenant dans les équations (A.4) et (A.5) est défini dans le référentiel du centre de masse et ne remet donc pas en cause l'invariance relativiste de t et u .

Par ailleurs, le calcul des amplitudes fait intervenir les produits scalaires entre les quadrivecteurs entrants et sortants. Les relations entre les variables de Mandelstam et les différents produits scalaires utilisés dans la suite sont :

$$p_1 \cdot p_2 = k_1 \cdot k_2 = -m_W^2 + \frac{s}{2} \quad (\text{A.6})$$

$$p_1 \cdot k_1 = p_2 \cdot k_2 = m_W^2 - \frac{t}{2} \quad (\text{A.7})$$

$$p_1 \cdot k_2 = p_2 \cdot k_1 = m_W^2 - \frac{u}{2} \quad (\text{A.8})$$

A.1.1. État de polarisation dans la limite des hautes énergies

Dans l'approximation des hautes énergies $\sqrt{s} \gg m_W$, la composante longitudinale du champ vectoriel massif est dominante. En effet, en notant $\epsilon^\mu(k, \lambda)$ le vecteur polarisation d'une excitation vectorielle d'impulsion k^μ et de polarisation $\lambda = (+, -, L)$ (pour dextrogyre, levogyre et longitudinale), on a pour $\vec{k} = \vec{0}$:

$$\epsilon^\mu(0, +) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0; 1, i, 0) \ ; \ \epsilon^\mu(0, -) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0; 1, -i, 0) \ ; \ \epsilon^\mu(0, L) = (0; 0, 0, 1) \quad (\text{A.9})$$

Si l'excitation possède une quadri-impulsion $k^\mu = (E_k; 0, 0, k)$, les nouveaux vecteurs polarisations s'obtiennent par transformation de Lorentz : les polarisations transverses ne sont pas modifiées alors que la polarisation longitudinale devient :

$$\epsilon^\mu(k, L) = \left(\frac{k}{m}; 0, 0, \frac{E_k}{m} \right) \xrightarrow{E \gg m} \frac{k^\mu}{m} \quad (\text{A.10})$$

Le rapport de la composante longitudinale et de chaque composante transverse est directement donné par le boost de Lorentz : à haute énergie, les composantes transverses sont négligeables. L'expression approchée des vecteurs polarisation $\epsilon^\mu \sim k^\mu/m_W$ sera donc utilisée dans la suite des calculs.

A.1.2. Propagateurs et structure des vertex impliqués

La forme du propagateur des champs de jauge Z_μ et A_μ (noté génériquement V_μ) n'est pas unique en raison de l'invariance de jauge de la théorie. En paramétrisant la liberté de jauge par ξ , on obtient le propagateur suivant :

$$G_V^{\mu\nu}(q) = \frac{-i}{q^2 - m_V^2} \left(g^{\mu\nu} + (\xi - 1) \frac{q^\mu q^\nu}{q^2 - \xi m_V^2} \right) \quad (\text{A.11})$$

Dans cette annexe comme dans l'ensemble du manuscrit, on travaille dans la jauge unitaire $\xi \rightarrow \infty$ car elle permet d'absorber les degrés de liberté associés aux bosons de Goldstone dans les champs de jauge massif, comme mentionné au chapitre 1. Dans le cas du photon ($m_A = 0$), la propagation des composantes longitudinales du type $q^\mu q^\nu$ diverge d'après l'équation (A.11). Cependant, en raison de la conservation du courant électromagnétique $q^\mu j_\mu = 0$, ce terme ne contribue pas aux amplitudes de probabilité et sera donc ignoré. Finalement, les propagateurs utilisés sont :

$$G_Z^{\mu\nu}(q) = \frac{-i}{q^2 - m_Z^2} \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{m_Z^2} \right) \ ; \ G_A^{\mu\nu}(q) = \frac{-i g^{\mu\nu}}{q^2} \ ; \ G_H(q) = \frac{-i}{m_H^2 - q^2} \quad (\text{A.12})$$

La figure A.3 donne l'expression de l'ensemble des vertex nécessaires au calcul des diagrammes de feynman mis en jeu. On note G_V la constante de couplage générique au champ vectoriel V_μ avec $G_Z = g_2 \cos \theta_W$ et $G_A = e$, g_2 étant la constante de couplage du groupe $SU(2)_L$ (cf. chapitre 1).

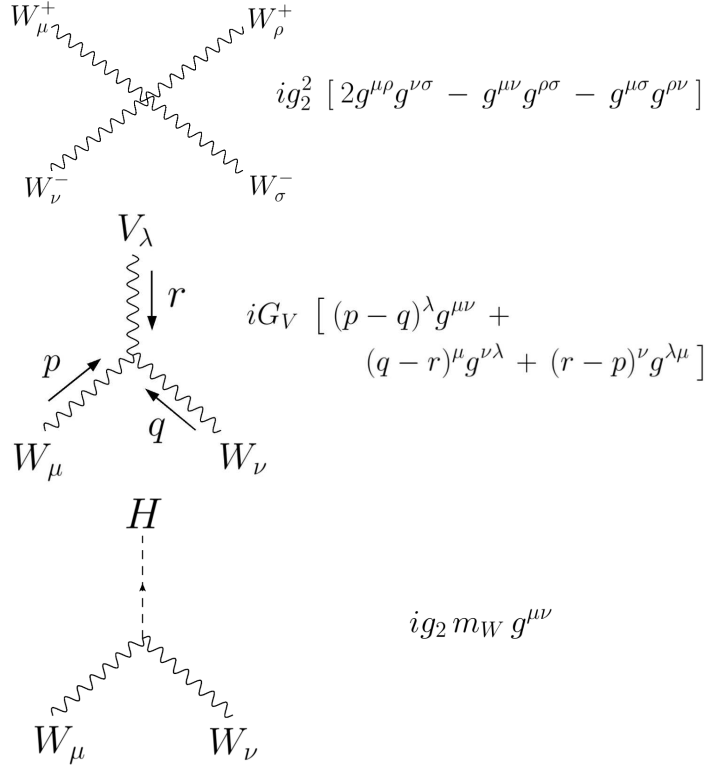


Fig A.3.: Vertex impliqués dans les processus de la figure A.1. Les impulsions intervenant dans le vertex WWV sont toutes entrantes.

A.1.3. Décomposition en onde partielle

La contrainte d'unitarité s'exprime naturellement dans l'amplitudes de transition entre état propre de moment cinétique, appelées ondes partielles et notées a_l . Celles-ci s'obtiennent à partir d'une projection de $\mathcal{M}(s, t, u)$ sur les polynômes de Legendre P_l :

$$a_l = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^{+1} P_l(\cos \theta) \mathcal{M}(s, t, u) d(\cos \theta) \quad (\text{A.13})$$

Dans le cas où l'amplitude $\mathcal{M}$ ne dépend pas de u , on peut écrire l'amplitude de l'onde s (*i.e.* $J = 0$) de la manière suivante (sachant que $P_0(X) = 1$) :

$$a_0 = \frac{1}{32\pi} \int_{-1}^{+1} \mathcal{M}(s, t) d(\cos \theta) = \frac{1}{16\pi s} \int_{-s}^0 \mathcal{M}(s, t) dt \quad (\text{A.14})$$

où la deuxième égalité résulte du changement de variable $\cos \theta \rightarrow t$ réalisé à l'aide de l'équation (A.4).

A.2 Amplitude sans boson de Higgs

A.2.1. Couplage ponctuel

On calcule l'amplitude de transition correspondant au vertex ponctuel entre quatre bosons W correspondant au premier diagramme de la figure A.1. Les règles de Feynman donnent :

$$i\mathcal{M}_{\text{ponct}} = \epsilon_\mu(p_1, \lambda_1) \epsilon_\nu(p_2, \lambda_2) (i g_2^2 S^{\mu\nu\rho\sigma}) \epsilon_\rho^*(k_1, \xi_1) \epsilon_\sigma^*(k_2, \xi_2) \quad (\text{A.15})$$

$$S^{\mu\nu\rho\sigma} = 2g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma} - g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma}g^{\rho\nu} \quad (\text{A.16})$$

En ne considérant que la polarisation longitudinale et l'expression approchée de $\epsilon_\alpha(q, L)$ donnée par l'équation (A.10), on obtient :

$$i\mathcal{M}_{\text{ponct}} = i \frac{g_2^2}{m_W^4} [2(p_1 \cdot k_1)(p_2 \cdot k_2) - (p_1 \cdot p_2)(k_1 \cdot k_2) - (p_1 \cdot k_2)(p_2 \cdot k_1)] \quad (\text{A.17})$$

$$\mathcal{M}_{\text{ponct}} = g_2^2 \left[\frac{1}{m_W^4} (2t^2 - s^2 - u^2) + \frac{1}{m_W^2} (-2t + s + u) \right] \quad (\text{A.18})$$

$$\mathcal{M}_{\text{ponct}} = g_2^2 \left[\left(\frac{p}{m_W} \right)^4 (-3 - 6 \cos \theta + \cos^2 \theta) + \left(\frac{p}{m_W} \right)^2 (3 - 6 \cos \theta) \right] \quad (\text{A.19})$$

où la deuxième égalité provient des équations (A.6) à (A.8) et la troisième égalité provient des équations (A.3) à (A.5) ainsi que de la relation $s = 4E^2 \approx 4p^2$.

A.2.2. Échange d'un boson Z en voie s

En notant $q = p_1 + p_2 = k_1 + k_2$ le quadri-vecteur du boson intermédiaire Z , l'amplitude de probabilité associée à ce processus s'écrit :

$$i\mathcal{M}_Z^s = \epsilon_\mu(p_1, \lambda_1) \epsilon_\nu(p_2, \lambda_2) (S_V^{\mu\nu\rho\sigma}) \epsilon_\rho^*(k_1, \xi_1) \epsilon_\sigma^*(k_2, \xi_2) \quad (\text{A.20})$$

$$S_Z^{\mu\nu\rho\sigma} = (-iG_Z) T^{\mu\nu\lambda} \left[\frac{-i}{q^2 - m_Z^2} \left(g_{\lambda\kappa} - \frac{q_\lambda q_\kappa}{m_Z^2} \right) \right] (-iG_Z) T^{\rho\sigma\kappa} \quad (\text{A.21})$$

$$T^{\mu\nu\lambda} = (p_1 - p_2)^\lambda g^{\mu\nu} + (p_2 - q)^\mu g^{\nu\lambda} + (-q - p_1)^\nu g^{\lambda\mu} \quad (\text{A.22})$$

$$T^{\rho\sigma\kappa} = (-k_1 + k_2)^\kappa g^{\rho\sigma} + (-k_2 - q)^\rho g^{\sigma\kappa} + (q + k_1)^\sigma g^{\kappa\rho} \quad (\text{A.23})$$

où les signes “-” devant certaines impulsions apparaissant dans les tenseurs $\mathcal{T}$ proviennent de la différence de configuration entre le vertex de la figure A.3 (où toutes les impulsions sont entrantes) et le diagramme étudié ici. En utilisant l'expression approchée des vecteurs polarisation et en factorisant les quantités scalaires, on obtient :

$$\mathcal{M}_Z^s = \left(\frac{G_Z^2/m_W^4}{q^2 - m_Z^2} \right) p_{1\mu} p_{2\nu} \left[T^{\mu\nu\lambda} \left(g_{\lambda\kappa} - \frac{q_\lambda q_\kappa}{m_Z^2} \right) T^{\rho\sigma\kappa} \right] k_{1\rho} k_{2\sigma} \quad (\text{A.24})$$

Calculons d'abord le tenseur $\hat{T} \equiv T^{\mu\nu\lambda} g_{\lambda\kappa} T^{\rho\sigma\kappa}$:

$$\hat{T}^{\mu\nu\rho\sigma} = g^{\mu\nu} [(p_1 - p_2) \cdot (k_1 - k_2) g^{\rho\sigma} - (p_1 - p_2)^\sigma k_1^\rho + (p_1 - p_2)^\rho (2k_1 + k_2)^\sigma] \quad (\text{A.25})$$

$$- g^{\rho\sigma} [p_1^\mu (k_2 - k_1)^\nu + (2p_1 + p_2)^\nu (k_2 - k_1)^\mu] \quad (\text{A.26})$$

$$+ g^{\nu\sigma} p_1^\mu k_1^\rho - g^{\nu\rho} p_1^\mu (2k_1 + k_2)^\sigma + g^{\sigma\mu} (2p_1 + p_2)^\nu k_1^\rho \quad (\text{A.27})$$

$$- g^{\mu\rho} (2p_1 + p_2)^\nu (2k_1 + k_2)^\sigma \quad (\text{A.28})$$

Calculons ensuite la seconde partie du tenseur $\hat{Q} \equiv (T^{\mu\nu\lambda} q_\lambda) (q_\kappa T^{\rho\sigma\kappa})$ correspondant à la propagation des composantes longitudinales du boson Z intermédiaire :

$$\hat{Q}^{\mu\nu\rho\sigma} = ([(p_1 - p_2) \cdot q] g^{\mu\nu} - p_1^\mu q^\nu - (2p_1 + p_2)^\nu q^\mu) \quad (\text{A.29})$$

$$\times ([(k_1 - k_2) \cdot q] g^{\rho\sigma} - k_1^\rho q^\sigma + (2k_1 + k_2)^\sigma q^\rho) \quad (\text{A.30})$$

Chacun de ces tenseurs se contracte avec les impulsions entrantes et sortantes conduisant à une expression fonction des produits scalaires $(p_i \cdot p_j)$, $(p_i \cdot k_j)$ et $(k_i \cdot k_j)$.

A.2.3. Échange d'un boson Z en voie t

La symétrie de croisement $s \leftrightarrow t$ change l'état initial et l'état final de la réaction. Elle ne peut donc pas être utilisée ici. Cependant, on obtient l'amplitude de la voie t à partir de la voie s en opérant les changements suivants (notés $s \rightarrow t$) :

$$p_1 \rightarrow p_1 \quad \mu \rightarrow \mu \quad (\text{A.31})$$

$$p_2 \rightarrow -k_1 \quad \nu \rightarrow \rho \quad (\text{A.32})$$

$$k_1 \rightarrow k_2 \quad \rho \rightarrow \sigma \quad (\text{A.33})$$

$$k_2 \rightarrow -p_2 \quad \sigma \rightarrow \nu \quad (\text{A.34})$$

où les changements de signe ne s'appliquent pas dans l'expression des vecteurs polarisation p^μ/m . Par exemple, la variable $s = (p_1 + p_2)^2$ se transforme en $t = (p_1 - k_1)^2$, ce qui est bien l'effet recherché. L'expression de l'amplitude de transition s'obtient directement à partir des équations (A.20) à (A.23) en faisant les changements ci-dessus (on note $r = p_1 - k_1$) :

$$\mathcal{M}_Z^t = \left(\frac{G_Z^2/m_W^4}{r^2 - m_Z^2} \right) p_{1\mu} k_{1\rho} \left[T^{\mu\rho\lambda} \left(g_{\lambda\kappa} - \frac{r_\lambda r_\kappa}{m_Z^2} \right) T^{\sigma\nu\kappa} \right] k_{2\sigma} p_{2\nu} \quad (\text{A.35})$$

On peut directement calculer l'amplitude due à la propagation des composantes transverse du boson intermédiaire Z en partant des équations (A.25) à (A.28) en faisant la transformation $s \rightarrow t$. Le tenseur $\hat{T} = T^{\mu\rho\lambda} g_{\lambda\kappa} T^{\sigma\nu\kappa}$ s'écrit :

$$\hat{T}^{\mu\rho\sigma\nu} = g^{\mu\rho} [(p_1 + k_1) \cdot (k_2 + p_2) g^{\sigma\nu} - (p_1 + k_1)^\nu k_1^\sigma + (p_1 + k_2)^\sigma (2k_2 - p_2)^\nu] \quad (\text{A.36})$$

$$- g^{\sigma\nu} [p_1^\mu (-p_2 - k_2)^\rho + (2p_1 - k_1)^\rho (-p_2 - k_2)^\mu] \quad (\text{A.37})$$

$$+ g^{\rho\nu} p_1^\mu k_2^\sigma - g^{\rho\sigma} p_1^\mu (2k_2 - p_2)^\nu + g^{\nu\mu} (2p_1 - k_1)^\rho k_2^\sigma \quad (\text{A.38})$$

$$- g^{\mu\sigma} (2p_1 - k_1)^\rho (2k_2 - p_2)^\nu \quad (\text{A.39})$$

L'amplitude due à la propagation des composantes longitudinale du boson intermédiaire Z , noté $\hat{Q} \equiv (T^{\mu\rho\lambda} r_\lambda) (r_\kappa T^{\sigma\nu\kappa})$, se calcule en repartant des équations (A.40) et (A.41). En les transformant suivant $s \rightarrow t$, on obtient :

$$\hat{Q}^{\mu\nu\rho\sigma} = ([(p_1 + k_2) \cdot r] g^{\mu\rho} - p_1^\mu r^\rho - (2p_1 - k_1)^\rho r^\mu) \quad (\text{A.40})$$

$$\times ([(k_2 + p_2) \cdot r] g^{\rho\sigma} - k_2^\sigma r^\nu + (2k_2 - p_2)^\nu r^\sigma) \quad (\text{A.41})$$

A.2.4. Amplitude de l'onde s

Les amplitudes associées à l'échange d'un boson Z possèdent deux termes : l'un est associé à la propagation des composantes transverses (tenseurs $\hat{T}$) et l'autre correspond à la propagation des composantes longitudinales (tenseurs $\hat{Q}$). L'échange d'un photon ne contribue

que à l'amplitude due aux composantes transverses. Par ailleurs, du fait de l'approximation $\sqrt{s} \gg m_W$, la structure du propagateur est identique pour l'échange d'un photon et pour l'échange d'un Z (pour la composante en $g^{\mu\nu}$ seulement). Enfin, l'expression $G_Z^2 + G_A^2 = g_2^2$ ainsi que la contraction des tenseurs $\hat{T}$ et $\hat{Q}$ avec les impulsion entrantes et sortantes permettent de montrer que l'amplitude totale $Z + \gamma$ en voie s et t s'écrit (résultat admis) :

$$\mathcal{M}_{Z+\gamma}^{s+t}(s, t) = \frac{g_2^2}{4m_W^2} (s + t) \quad (\text{A.42})$$

La décomposition en onde partielle donnée par l'équation (A.14) permet de calculer l'amplitude a_0 de l'onde s associée à l'élément de matrice (A.42) :

$$a_0(s) = \frac{g_2^2}{64\pi m_W^2 s} \int_{-s}^0 (s + t) dt \quad (\text{A.43})$$

$$= \frac{g_2^2}{64\pi m_W^2 s} \left(-s^2 + \frac{1}{2}s^2 \right) = -\frac{g_2^2}{128\pi m_W^2} s \quad (\text{A.44})$$

$$= -\frac{g_2^2 E^2}{16\pi m_W^2} \quad (\text{A.45})$$

où la relation $s = 4E^2$ a été utilisée à la dernière égalité. L'équation (A.45) est en accord avec l'équation (2.21) discutée au chapitre 2 et conduit à une violation de l'unitarité pour $\sqrt{s} \sim 1.7 \text{ TeV}$.

A.3 Amplitude avec boson de Higgs

A.3.1. Contribution des échanges de boson de Higgs

Les deux derniers diagrammes de la figure A.1 se calculent avec les règles de Feynman de la figure A.3. Concernant la voie s , on obtient :

$$i\mathcal{M}_H^s = \epsilon_\mu \epsilon_\nu (ig_2 m_W g^{\mu\nu}) \left(\frac{-i}{s - m_H^2} \right) (ig_2 m_W g^{\mu\nu}) \epsilon_\rho^* \epsilon_\sigma^* \quad (\text{A.46})$$

Soit, avec les expressions simplifiées des vecteurs polarisation à haute énergie :

$$\mathcal{M}_H^s = \frac{g_2^2}{m_W^4} \frac{-1}{s - m_H^2} (p_1 \cdot p_2) (k_1 \cdot k_2) \quad (\text{A.47})$$

$$= \frac{g_2^2}{m_W^4} \frac{-1}{s - m_H^2} \left(\frac{s^2}{4} - m_W^2 s + m_W^4 \right) \quad (\text{A.48})$$

$$= \frac{g_2^2}{4m_W^4} \frac{-s^2}{s - m_H^2} \quad (\text{A.49})$$

où seuls les termes dominant en s/m_W^2 ont été gardés. Concernant le calcul de l'amplitude en voie t , le résultat est identique :

$$\mathcal{M}_H^s = \frac{g_2^2}{4m_W^4} \frac{-t^2}{t - m_H^2} \quad (\text{A.50})$$

A.3.2. Amplitude totale

L'amplitude de transition totale s'obtient en sommant les équations (A.42), (A.49) et (A.50) :

$$\mathcal{M}(s, t) = \frac{g_2^2}{4m_W^4} \left(s + t - \frac{s^2}{s - m_H^2} - \frac{t^2}{t - m_H^2} \right) \quad (\text{A.51})$$

$$= -\frac{g_2^2}{4m_W^4} \left(\frac{m_H^2 s}{s - m_H^2} + \frac{m_H^2 t}{t - m_H^2} \right) \quad (\text{A.52})$$

$$= -g_2^2 \left(\frac{m_H}{2m_W} \right)^2 \left(\frac{s}{s - m_H^2} + \frac{t}{t - m_H^2} \right) \quad (\text{A.53})$$

résultat en accord avec l'équation (2.22) discutée au chapitre 2.

A.3.3. Amplitude de l'onde s

En partant de l'expression de l'amplitude $\mathcal{M}$:

$$\mathcal{M}(s, t) = -g_2^2 \left(\frac{m_H}{2m_W} \right)^2 \left(\frac{s}{s - m_H^2} + \frac{t}{t - m_H^2} \right) \quad (\text{A.54})$$

$$= -g_2^2 \left(\frac{m_H}{2m_W} \right)^2 \left(\frac{s - m_H^2 + m_H^2}{s - m_H^2} + \frac{t - m_H^2 + m_H^2}{t - m_H^2} \right) \quad (\text{A.55})$$

$$= -g_2^2 \left(\frac{m_H}{2m_W} \right)^2 \left(2 + \frac{m_H^2}{s - m_H^2} + \frac{m_H^2}{t - m_H^2} \right) \quad (\text{A.56})$$

Le calcul de a_0 conduit donc à :

$$a_0(s) = -\frac{g_2^2 m_H^2}{64\pi m_W^2} \frac{1}{s} \left\{ \left(2 + \frac{m_H^2}{s - m_H^2} \right) \cdot s + m_H^2 \left[\ln \left(\left| \frac{t}{m_H^2} - 1 \right| \right) \right]_{-s}^0 \right\} \quad (\text{A.57})$$

$$= -\frac{g_2^2 m_H^2}{64\pi m_W^2} \left[2 + \frac{m_H^2}{s - m_H^2} - \frac{m_H^2}{s} \ln \left(1 + \frac{s}{m_H^2} \right) \right] \quad (\text{A.58})$$

B

Analyse statistique et calcul de limite

Dans le but de saisir le sens physique de la procédure statistique utilisée pour interpréter les résultats de la recherche du boson de Higgs dans les événement $\mu + \tau$, cette annexe se propose d'étudier "à la main" un cas d'école ayant un seul bruit de fond. Voici la situation considérée :

- 1000 événements de bruit sont attendus avec une incertitude systématique de 5%,
- 25 événements de signal sont attendus avec une incertitude systématique de 10%,
- 1010 événements de données sont observés.

Dans un souci de simplicité, le raisonnement ne se fait pas sur la distribution d'une variable discriminante mais simplement sur le nombre total d'événements. C'est donc une expérience de comptage. La généralisation au traitement statistique effectivement utilisé dans cette analyse est rapidement discutée à la fin de cette annexe.

B.1 Génération de pseudo-expériences

Comme pour toute mesure, le nombre d'événements mesurés dans les données est une réalisation particulière d'un ensemble de possibilités compte tenu des fluctuations statistiques (incertitude dite statistique) et des différentes corrections mesurées (incertitude dite systématique). Dans le but d'extraire de l'information à partir de cette réalisation particulière, il est nécessaire de reproduire l'ensemble des réalisations possibles en faisant des pseudo-expériences. Pour ce faire, le nombre d'événements d'une pseudo-expérience i est obtenu en ajoutant une fluctuation prenant en compte chaque type d'erreur :

$$N_i = \bar{N} + \delta^{\text{stat}} N_i + \delta^{\text{syst}} N_i \quad (\text{B.1})$$

où $\delta^{\text{stat}} N_i$ (resp. $\delta^{\text{syst}} N_i$) est la fluctuation du nombre d'événements due à l'erreur statistique (resp. systématique). Par hypothèse, la prédiction nominale $\bar{N}$ est la valeur centrale donnée par la simulation.

Pour calculer $\delta^{\text{syst}} N_i$, supposons qu'un paramètre mesuré à p avec une erreur σ_p soit en fait mesuré à $p + \delta p$ dans la pseudo-expérience i ($\delta p \lesssim \sigma_p$), le nombre d'événements N_i est

affecté et devient :

$$N_i(p + \delta p) = N_i + \frac{\partial N_i}{\partial p} \delta p \quad (\text{B.2})$$

$$= N_i \left(1 + \frac{\partial N_i / \partial p}{N_i} \delta p \right) \quad (\text{B.3})$$

$$= N_i \left(1 + \left[\frac{\partial N_i / \partial p}{N_i} \sigma_p \right] \frac{\delta p}{\sigma_p} \right) \quad (\text{B.4})$$

En remarquant que $\left[\frac{\partial N_i / \partial p}{N_i} \sigma_p \right]$ est l'incertitude relative discutée à la section 7.9, la fluctuation $\delta^{\text{syst}} N_i$ se calcule à partir d'un nombre aléatoire tiré suivant une gaussienne de moyenne nulle et de largeur 1 pour $\delta p / \sigma_p$, de l'incertitude systématique relative et de la valeur nominale du nombre d'événements.

Le calcul de $\delta^{\text{stat}} N_i$ se fait par un tirage aléatoire suivant une distribution gaussienne de moyenne nulle et de largeur σ_{stat} . Le nombre N_i ainsi obtenu est alors une autre réalisation de la mesure avec des fluctuations différentes et sera associé à ce qui est appelé pseudo-données. Dans une recherche d'un éventuel signal, deux cas de figure sont possibles : la présence où l'absence d'un signal. Le but de l'analyse est alors de trancher entre ces deux scénarios grâce à la mesure dans les données réelles. La figure B.1 montre un ensemble de 200 pseudo-expériences dans chaque cas de figure ainsi que la réalisation observée dans les données réelles. Une légère différence existe entre les deux hypothèses compte tenu de l'erreur statistique. Cependant, la prise en compte des erreurs systématiques dégrade clairement cette séparation. La section suivante décrit l'élaboration d'un test quantitatif permettant d'évaluer quelle hypothèse est favorisée par les données observées.

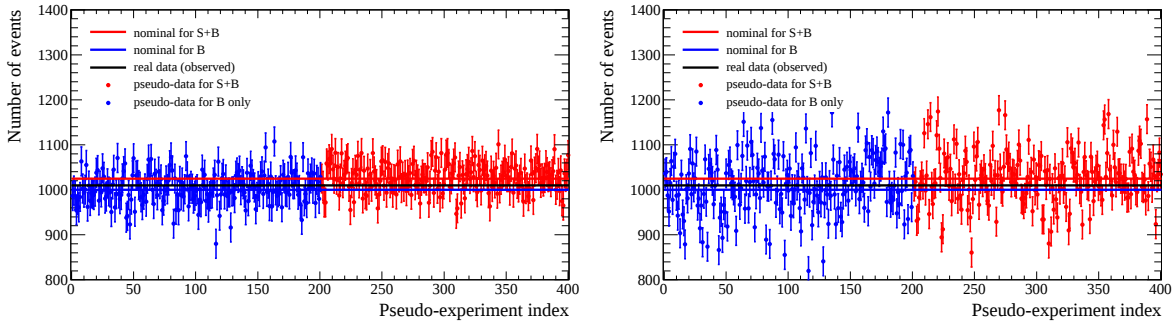


Fig B.1.: Nombre d'événements obtenu pour différentes pseudo-expériences dans l'hypothèse du bruit de fond seulement (bleu) et dans l'hypothèse d'un signal (rouge). Les lignes sont les valeurs nominales dans chaque hypothèse (bleu et rouge) ainsi que les données réelles (noir). La détermination des pseudo-expérience prend en compte l'erreur statistique seulement (gauche) et l'ensemble des erreurs statistiques et systématiques (droite).

B.2 Test statistique d'hypothèse

Compte tenu d'un nombre d'événements observé dans une pseudo-expérience, noté d , une fonction de vraisemblance, notée $\mathcal{L}$ (pour "Likelihood"), est construite comme la probabilité

d'observer le nombre d compte tenu d'une prédiction donnée. Cette prédiction peut être donnée par le bruit de fond seul ou par la présence d'un signal. Avec une densité de probabilité poissonnienne, et en notant $\bar{b}$ (resp. $\bar{s}$) le nombre nominal d'événements de bruit de fond (resp. de signal), il vient :

$$\mathcal{L}(\bar{s} + \bar{b}, d) = \frac{e^{-(\bar{s} + \bar{b})} (\bar{s} + \bar{b})^d}{d!} \quad (\text{B.5})$$

$$\mathcal{L}(\bar{b}, d) = \frac{e^{-\bar{b}} \bar{b}^d}{d!} \quad (\text{B.6})$$

$$(\text{B.7})$$

L'idée étant d'estimer quelle hypothèse est favorisée, il est naturel de former le rapport de ces deux quantités noté $Q(d) = \mathcal{L}(\bar{s} + \bar{b}, d) / \mathcal{L}(\bar{b}, d)$. Enfin, pour des raisons pratiques¹, c'est le logarithme de ce rapport, noté $\mathcal{LLR}(d)$ (pour "Log Likelihood Ratio") qui est considéré :

$$\mathcal{LLR}(d) \equiv -2 \ln Q(d) = 2 \left(\bar{s} - d \ln \left(1 + \frac{\bar{s}}{\bar{b}} \right) \right) \quad (\text{B.8})$$

De manière intuitive, $\mathcal{LLR}(d) < 0$ signifie que les pseudo-données favorisent plutôt la présence d'un signal, par opposition à $\mathcal{LLR}(d) > 0$. Puisque l'observable sensible à un signal est le nombre d'événements observés d , la performance de l'analyse réside dans la différence entre le $\mathcal{LLR}$ évalué pour des pseudo-données contenant uniquement le bruit de fond (b), dite hypothèse de bruit de fond ou hypothèse nulle $d = b$ (noté H_{bkg}) et le $\mathcal{LLR}$ évalué pour des pseudo-données contenant également un signal (s), dite hypothèse de signal ou hypothèse de test $d = s + b$ (noté $H_{\text{bkg} + \text{sig}}$). En notant $\Delta \mathcal{LLR}$ cette différence et en négligeant les incertitudes systématiques et en moyennant les fluctuations statistiques sur les pseudo-expériences ($b = \bar{b}$, $s = \bar{s}$), il vient :

$$\langle \Delta \mathcal{LLR} \rangle = -2s \ln \left(1 + \frac{s}{b} \right) \stackrel{s/b \ll 1}{\approx} -2 \frac{s^2}{b} \quad (\text{B.9})$$

Ce résultat montre que la sensibilité de l'analyse varie comme $s/\sqrt{b}$. Une interprétation naturelle de cette dépendance est de dire que la grandeur pertinente est le nombre d'événements de signal attendus s compté en unité de fluctuation du bruit de fond $\sqrt{b}$.

B.3 Définition des niveaux de confiance

Pour être en mesure de tester si les données réelles favorisent ou pas la présence d'un signal, il est nécessaire de savoir comment le $\mathcal{LLR}$ se distribue à travers l'ensemble des réalisations possibles pour chacune des deux hypothèses $H_{\text{bkg} + \text{sig}}$ et H_{bkg} . Plus précisément, pour chaque pseudo-expérience les nombres d'événements de signal et de bruit de fond sont fluctués autour de leur valeur nominale selon leurs incertitudes respectives et le $\mathcal{LLR}$ est calculé pour l'hypothèse $H_{\text{bkg} + \text{sig}}$ ($d = (s + b)_{\text{fluct.}}$) et l'hypothèse H_{bkg} ($d = b_{\text{fluct.}}$). Après un grand nombre de pseudo-expériences, les distributions de $\mathcal{LLR}$ dans chaque hypothèse sont montrées sur la figure B.2. Là encore, l'impact de l'incertitude systématique est visible sur la largeur des distributions. Le $\mathcal{LLR}$ attendu est défini comme la médiane de la distribution du

1. L'erreur correspondant à 68% de niveau de confiance s'obtient en faisant varier le logarithme d'une unité.

$\mathcal{LLR}$ dans l'hypothèse H_{bkg} , donc donnée par la simulation et le $\mathcal{LLR}$ observé est celui évalué pour les données réelles. Le position relative du $\mathcal{LLR}$ observé par rapport aux distributions de H_{bkg} et $H_{\text{bkg}+\text{sig}}$ est reliée à la présence d'un signal dans les données.

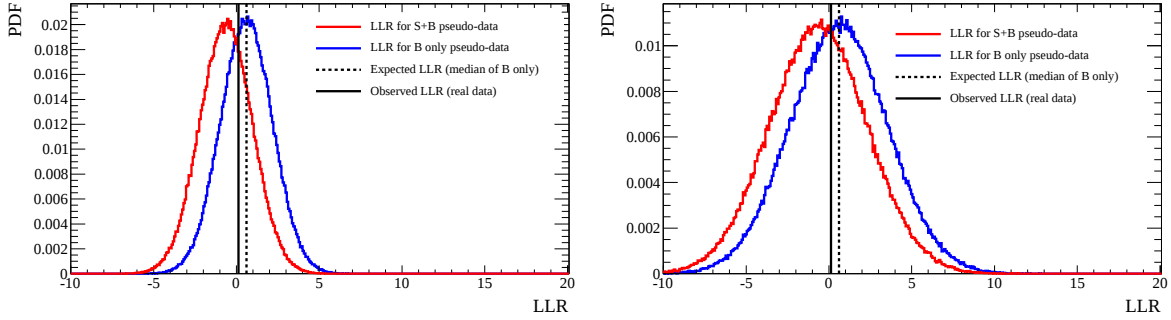


Fig B.2.: Distribution du $\mathcal{LLR}$ pour l'ensemble des réalisations possibles dans chaque hypothèse sans (gauche) et avec (droite) incertitudes systématiques. La valeur attendue (resp. observée) du $\mathcal{LLR}$ est donnée par la ligne noir pointillée (resp. pleine) noir. Le nombre de pseudo-expériences produite est $3 \cdot 10^5$.

Connaissant ces distributions, recouvrant l'ensemble des réalisations possibles, le niveau de confiance associé à chaque hypothèse permet de quantifier le lien entre le $\mathcal{LLR}$ observé et les distributions dans chaque hypothèse. En notant $\text{Prob}_H(\mathcal{LLR})$ la densité de probabilité du $\mathcal{LLR}$ dans l'hypothèse H , les définitions suivantes sont données :

- le niveau de confiance de l'hypothèse nulle (noté CL_b) est défini comme la fraction de pseudo-expériences étant plus compatibles avec l'hypothèse H_{bkg} que l'expérience réelle :

$$CL_b = \int_{\mathcal{LLR}_{\text{réel}}}^{+\infty} \text{Prob}_{H_{\text{bkg}}}(\mathcal{LLR}) d\mathcal{LLR} \quad (\text{B.10})$$

- le niveau de confiance de l'hypothèse de test (noté CL_{s+b}) est défini comme la fraction de pseudo-expériences étant plus compatibles avec l'hypothèse $H_{\text{bkg}+\text{sig}}$ que l'expérience réelle :

$$CL_{s+b} = \int_{\mathcal{LLR}_{\text{réel}}}^{+\infty} \text{Prob}_{H_{\text{bkg}+\text{sig}}}(\mathcal{LLR}) d\mathcal{LLR} \quad (\text{B.11})$$

- dans le but de s'affranchir des fluctuations du bruit de fond, un "niveau de confiance modifié" de l'hypothèse de test (noté CL_s) est défini comme le rapport de CL_{s+b} et CL_b . La région pertinente concerne les petites valeurs de CL_s : $CL_s = 0.05$ signifie que le nombre de pseudo-expériences de type H_{bkg} est 20 fois supérieure à celui de type $H_{\text{bkg}+\text{sig}}$. Numériquement, le niveau de confiance à $\alpha\%$ tel qu'utilisé dans cette analyse est défini par :

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \leq \frac{\alpha}{100} \quad (\text{B.12})$$

B.4 Limite sur le rapport à une prédiction théorique

Le cas d'école discuté ici ne permet pas d'exclure le signal à 95% de niveau de confiance. En d'autres termes, les distributions de $\mathcal{LLR}$ des deux hypothèses n'ont pas une séparation

suffisante comparée à leur largeur pour permettre d'affirmer que les données favorisent plus l'une ou l'autre hypothèse au sens de l'équation (B.12). Dans cette situation, le nombre d'événements de signal est multiplié par un facteur r . La limite attendue (resp. observée) est alors la valeur de r (notée r_{lim}) qui permet de séparer suffisamment les distributions de $\mathcal{LLR}$ de chaque hypothèse pour que la valeur du $\mathcal{LLR}$ attendu (resp. observé) vérifie la condition de l'équation (B.12). La figure B.3 illustre ce processus en montrant la distribution des différents $\mathcal{LLR}$ pour trois valeurs de r ainsi que la fonction $CL_s(r)$ dans le cas attendu et observé. Dans le cas d'école traité ici, un signal $r_{\text{lim}} \approx 5$ fois plus grand que la prédiction théorique conduit à seulement 5% de réalisations étant plus compatible avec le bruit de fond que l'observation. Ce signal $r_{\text{lim}} \approx 5$ fois plus grand que la prédiction théorique est alors exclu à 95% de niveau de confiance.

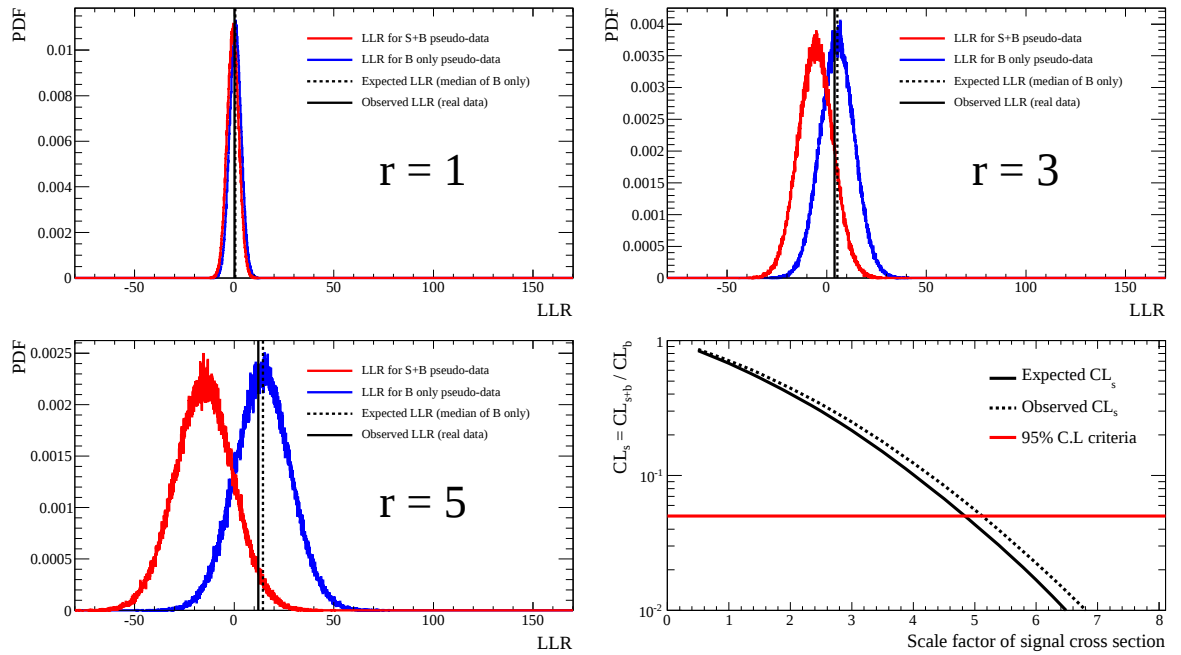


Fig B.3.: Distribution des différents $\mathcal{LLR}$ pour $r = 1/3/5$ et évolution de CL_s avec r (échelle logarithmique). Dans ce cas d'école, le paramètre $r_{\text{lim}} \approx 5$ est exclu à 95% de niveau de confiance, représenté par la ligne rouge.

La présente analyse est interprétée dans deux scénarios théoriques différents, ce qui nécessite de relier r_{lim} au paramètre théorique de manière générique. Pour un modèle M , la valeur exclue à 95% de niveau de confiance s'exprime par

$$[\sigma(p\bar{p} \rightarrow HX) \times \mathcal{BR}(HX \rightarrow \mu\tau)]_{\text{excl}} = r_{\text{lim}} \times [\sigma(p\bar{p} \rightarrow HX) \times \mathcal{BR}(HX \rightarrow \mu\tau)]_M \quad (\text{B.13})$$

B.5 Procédure d'ajustement des systématiques

Comme montré que les figures B.1 et B.2, les incertitudes systématiques ont un effet important sur la limite obtenue. Si la procédure illustrée en figure B.3 est répétée en négligeant ces incertitudes, un signal ≈ 2.5 plus important que la prédiction théorique est exclu (à comparé

à $r_{\text{lim}} \approx 5$). Dans le but de réduire l'impact des erreurs systématiques, celles-ci sont ajustées pour donner la meilleur description possible des données dans les deux hypothèses. Concernant un paramètre p connu à σ_p près, l'idée de cette technique est de déterminer quelle est la valeur de p effectivement réalisée dans l'expérience réelle. Après l'ajustement, le paramètre devient p' connu à σ'_p avec $\sigma'_p < \sigma_p$. L'incertitude systématique est donc réduite et l'analyse gagne en sensibilité.

B.6 Généralisation de la procédure de limite

Le cas d'école traité ici ne contient qu'un seul bruit de fond et ne considère que le nombre total d'événements. La généralisation à plusieurs bruits de fond est assez naturelle et ne sera pas détaillée. La section 7.8.2 décrit la construction d'une variable discriminante exhibant une région de s/b important. Il faut donc être capable de combiner les différentes régions de cette distribution, chacune se comportant comme une expérience de comptage. Le choix du logarithme du rapport des fonctions de vraisemblance permet une combinaison aisée. Considérons N_{region} régions supposées indépendantes, chaque région ayant un nombre d'événements observés (resp. prédits) d_i (resp. $\bar{b}_i$ ou $\bar{s}_i + \bar{b}_i$) que l'on regroupe dans un vecteur $\vec{d}$ (resp. $\vec{b}$ ou $\vec{s} + \vec{b}$). Puisque chaque région est indépendante, la probabilité d'observer $\vec{d}$ compte tenu de la prédiction $\vec{b}$ s'écrit comme le produit des probabilités sur chaque région :

$$\mathcal{L}((\vec{s} + \vec{b}), \vec{d}) = \prod_{i=0}^{N_{\text{region}}} \mathcal{L}((\bar{s}_i + \bar{b}_i), d_i) \quad (\text{B.14})$$

Le test statistique adopté étant le logarithme du rapport entre les deux prédictions, la combinaisons des différentes régions se fait par une simple somme :

$$\mathcal{LLR}(\vec{d}) = \sum_{i=0}^{N_{\text{region}}} 2 \left(\bar{s}_i - d_i \ln \left(1 + \frac{\bar{s}_i}{\bar{b}_i} \right) \right) \quad (\text{B.15})$$

La combinaison des sous canaux se fait de la même manière : le $\mathcal{LLR}$ combiné est la somme de celui de chaque canal. Dans le cadre de cette analyse, la recherche de signal se fait séparément pour chaque type de candidat τ et la combinaison de ces trois recherches se fait donc de cette manière.

Résumé

La notion de symétrie de jauge est au cœur de notre compréhension de l'interaction électrofaible et permet d'expliquer l'ensemble des observations expérimentales actuelles. Pourtant, l'incompatibilité intrinsèque entre l'invariance de jauge et la masse des particules nécessite d'introduire une nouvelle particule, le boson de Higgs, toujours non observée à ce jour. Cette thèse présente l'analyse de 7.3 fb^{-1} de collisions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ enregistrées par le détecteur DØ au Tevatron en vue de la recherche du boson de Higgs dans l'état final $\mu + \tau$. Cette analyse vient compléter les canaux principaux dimuons, électron-muon et diélectrons en exploitant également la désintégration $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, majoritaire dans la fenêtre de masse accessible au Tevatron. L'état final contenant un lepton τ , leur identification parmi les jets a été améliorée d'environ 15% grâce au développement de plusieurs idées : l'ajustement des paramètres du réseau de neurones d'identification, la prise en compte de certaines dépendances cinématiques des performances de l'algorithme, l'exploitation du temps de vie du lepton τ et une étude exhaustive visant à inclure la mesure du détecteur de pieds de gerbe dans le processus d'identification. Dans un second temps, la recherche du boson de Higgs dans l'état final $\mu + \tau$ étant dominée par le bruit de fond W +jets (où un jet est faussement identifié comme un lepton τ), une méthode a été élaborée pour obtenir une modélisation convenable de ce bruit de fond, non fournie par la simulation par défaut. Cette méthode est basée, entre autres, sur l'étude de la corrélation de charge entre le muon et le candidat τ qui permet de mesurer ce bruit de fond dans les données en excluant la région du signal. Ensuite, l'exploitation des cinématiques et/ou topologies différentes du signal et du bruit de fond a permis d'optimiser cette recherche atteignant alors une sensibilité attendue (observée) de 7.8 (6.6) fois le Modèle Standard pour une masse de $165 \text{ GeV}/c^2$. Enfin, l'interprétation de l'analyse dans un scénario à quatre familles de fermions a été effectuée. Pour la première fois, cette analyse est incluse dans les combinaisons DØ et Tevatron présentées à Moriond EW et EPS 2011.

Mots clés : Modèle Standard, brisure spontanée de symétrie, symétrie de jauge électrofaible, mécanisme de Higgs, boson de Higgs, Tevatron, DØ, lepton τ , identification.

Abstract

The gauge symmetry is the heart of our understanding of the electroweak interaction and describes all the current experimental results. However, the intrinsic incompatibility between the gauge invariance and the mass of particles leads to the introduction of a new particle, the Higgs boson, for which we have no experimental evidence as of today. This thesis describes the Higgs boson search in the $\mu + \tau$ final state in 7.3 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ collected by the DØ detector at the Tevatron. This analysis completes the golden channels (dimuons, electron-muon, dielectrons) exploiting the decay chain $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, which is the main Higgs boson decay mode in the mass window accessible to the Tevatron. Since the final state includes a τ lepton, work was done to improve their identification among jets. An increase of 15% was achieved thanks to the following : changing tuning parameters for the τ identification neural network, use of the kinematical dependence of the algorithm performances, incorporation of the τ lepton life time information and full study of the additional information coming from the central preshower measurements. Then, since the dominant background of the $\mu + \tau$ Higgs boson search is W +jets (where one jet fakes a τ), a method was developed to obtain good modeling of this background, not provided by the default simulation. This method is based, among other things, on the charge correlation between the muon and the τ candidate which allows for calibration of this background in the data excluding the signal region. Finally, all the kinematic and/or topological differences between the signal and the background were exploited to optimize this search, reaching an (observed) expected sensitivity of 7.8 (6.6) times the Standard Model for $m_H = 165 \text{ GeV}/c^2$. In addition, this result was also interpreted in a fourth fermion generation scenario. For the first time, this analysis is included in the DØ and Tevatron combinations, both presented at Moriond EW and EPS 2011.

Key words : Standard Model, spontaneous symmetry breaking, electroweak gauge symmetry, Higgs mechanism, Higgs boson, DØ, τ lepton, identification.