

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT
(PARIS 7)

École Doctorale : Particules, Noyaux et Cosmos (ED 517)

Spécialité : Physique

par

Antoine CHAPELAIN

Mesure de l'asymétrie de charge des paires de
quarks top-antitop dans les états finals
dileptoniques auprès des détecteurs D0 et ATLAS

Sera soutenue le 20 juin 2014 devant la commission d'examen composée de :

M.	Juan-Antonio	Aguilar-Saavedra	examineur
M.	Roberto	Chierici	rapporteur
M.	Frédéric	Déliot	directeur de thèse
Mme.	Alison	Lister	examineur
M.	Arnaud	Lucotte	rapporteur
M.	Christian	Schwanenberger	examineur
M.	Philippe	Schwemling	président du jury

Thèse préparée au
Commissariat à l'énergie atomique
et aux énergies alternatives
IRFU/S.P.P., bât 141
CEA Saclay
91191 GIF-SUR-YVETTE

Table des matières

I	Éléments d’histoire et de théorie	1
1	Le modèle standard de la physique des particules	3
1.1	Introduction historique	3
1.2	Le modèle standard : une théorie de jauge	8
1.2.1	Formalisme lagrangien et symétries	8
1.2.2	Électrodynamique quantique (QED)	11
1.2.3	Chromodynamique quantique (QCD)	12
1.2.4	Interaction électrofaible (EW)	13
1.2.5	Le mécanisme de Higgs	14
1.3	Le modèle standard aujourd’hui	17
	Bibliographie	19
2	Le quark top et l’asymétrie de charge	25
2.1	Le quark top	25
2.1.1	Un quark spécial	25
2.1.2	Production du quark top	26
2.1.3	Désintégration du quark top	29
2.2	Asymétrie de charge	30
2.2.1	Théorie de l’asymétrie de charge	30
2.2.2	Mesure de l’asymétrie de charge	36
2.2.3	Modèles de nouvelles physiques pouvant influencer l’asymétrie de charge	41
	Bibliographie	43
II	Dispositifs expérimentaux	49
3	Les collisionneurs Tevatron et LHC	51
3.1	Le collisionneur Tevatron au Fermilab	51
3.1.1	Le Tevatron en quelques chiffres	51
3.1.2	La chaîne d’accélération	52
3.2	Le collisionneur LHC au CERN	54
3.2.1	Le LHC en quelques chiffres	54
3.2.2	La chaîne d’accélération	55
3.3	Le Tevatron et le LHC	56
	Bibliographie	57
4	Les détecteurs D0 et ATLAS	59
4.1	Généralités	59
4.1.1	Éléments de géométrie	59
4.1.2	Plan transverse	60
4.1.3	Interaction particule-matière	60
4.2	Le détecteur D0	62
4.2.1	Le détecteur de traces interne (trajectographe)	62
4.2.2	Les détecteurs de pieds de gerbe	66
4.2.3	Le calorimètre	67

TABLE DES MATIÈRES

4.2.4	Le système à muons	70
4.2.5	Mesure de la luminosité	74
4.2.6	Le système de déclenchement	75
4.3	Le détecteur ATLAS	79
4.3.1	Le détecteur de traces interne	79
4.3.2	Le calorimètre	81
4.3.3	Le système à muons	84
4.3.4	Mesure de la luminosité	86
4.3.5	Le système de déclenchement	87
	Bibliographie	88
 III Mesure de l'asymétrie de charge auprès du détecteur D0.		91
 5 Reconstruction et identification des objets dans D0		93
5.1	Chaîne de reconstruction et de simulation	93
5.2	Reconstruction des objets	93
5.2.1	Traces des particules chargées	93
5.2.2	Vertex primaire	94
5.2.3	Reconstruction et identification des jets	95
5.2.4	Reconstruction et identification des électrons	104
5.2.5	Reconstruction et identification des muons	107
5.2.6	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	109
	Bibliographie	110
 6 Mesure de l'asymétrie de charge dans D0		113
6.1	Sélection des événements	114
6.1.1	Stratégie globale	114
6.1.2	Lot de données	115
6.1.3	Sélection des événements	116
6.1.4	Estimation du signal et du bruit de fond	117
6.1.5	Distributions de contrôle	122
6.2	Mesure de l'asymétrie des paires de leptons	126
6.2.1	Corrections apportées aux événements simulés	126
6.2.2	Méthode de la mesure	128
6.2.3	Incertitudes systématiques	138
6.2.4	Résultats et discussion	143
6.3	Combinaison des mesures	147
6.3.1	Combinaison des mesures de D0	147
6.3.2	Vers une combinaison des mesures de CDF et D0.	149
	Bibliographie	152
 IV Mesure de l'asymétrie de charge auprès du détecteur ATLAS.		155
 7 Reconstruction et identification des objets dans ATLAS		157
7.1	Reconstruction et identification des traces et des vertex	157
7.2	Reconstruction et identification des électrons	158
7.2.1	Reconstruction des électrons	158

7.2.2	Identification des électrons	159
7.2.3	Corrections et performances	160
7.3	Reconstruction et identification des muons	161
7.3.1	Reconstruction des muons	161
7.3.2	Identification des muons	161
7.3.3	Corrections et performances	161
7.4	Reconstruction et identification des jets	162
7.4.1	Reconstruction des jets	162
7.4.2	Identification des jets	163
7.4.3	Corrections et performances	164
7.5	Énergie transverse manquante	164
	Bibliographie	166
8	Mesure de l'asymétrie de charge $t\bar{t}$ dans ATLAS	169
8.1	Sélection des événements	169
8.1.1	Sélection des événements	169
8.1.2	Estimation du signal et du bruit de fond	171
8.2	Reconstruction du système $t\bar{t}$	178
8.2.1	Méthode de l'élément de matrice (ME)	179
8.2.2	Méthode de pondération des neutrinos (NW)	179
8.2.3	Méthode cinématique (KIN)	180
8.2.4	Performances des méthodes de reconstruction	181
8.2.5	Performances générales	181
8.2.6	Performances spécifiques	182
8.3	Mesure de l'asymétrie de charge $t\bar{t}$	184
8.3.1	Asymétrie reconstruite	184
8.3.2	Asymétrie corrigée des effets de détecteurs	187
8.3.3	Estimation des incertitudes systématiques	195
8.3.4	Résultats	198
	Bibliographie	198
	Conclusion générale	201
	Bibliographie	203

TABLE DES MATIÈRES

Première partie

Le modèle standard de la physique
des particules et le quark top :
éléments d'histoire et de théorie.

1

Le modèle standard de la physique des particules

Sommaire

1.1	Introduction historique	3
1.2	Le modèle standard : une théorie de jauge	8
1.2.1	Formalisme lagrangien et symétries	8
1.2.2	Électrodynamique quantique (QED)	11
1.2.3	Chromodynamique quantique (QCD)	12
1.2.4	Interaction électrofaible (EW)	13
1.2.5	Le mécanisme de Higgs	14
1.3	Le modèle standard aujourd’hui	17
	Bibliographie	19

Nous allons consacrer ce premier chapitre à décrire le modèle standard de la physique des particules qui représente l’état de l’art de nos connaissances en physique des particules. Nous allons dans un premier temps faire une introduction historique sélective en se concentrant sur les particules élémentaires. Les théories élaborées pour décrire le comportement de ces particules seront présentées, avec le formalisme mathématique, dans la partie suivante. La dernière partie présentera les limites du modèle à l’heure actuelle.

1.1 Introduction historique

Le début de la physique des particules remonte à plus d’un siècle [1]. Nous pouvons la situer en 1899, année où Thomson [2, 3] découvrit la première particule subatomique : l’électron. Pressentant que l’électron est un constituant élémentaire des atomes, Thomson imagina l’atome comme une sorte de *plum – pudding* où les électrons seraient les pruneaux figés au sein d’une pâte chargée électriquement. Cette vision appétissante de l’atome fut réfutée en 1909 par Rutherford [4] qui montra que la charge positive au sein de l’atome est confinée à un cœur très petit appelé par la suite noyau. En 1914, Bohr [5] proposa un modèle de l’atome d’hydrogène au sein duquel l’électron “orbite” autour du noyau avec lequel il interagit électriquement. Le bon accord observé entre les prédictions faites à l’aide du modèle de Bohr et les mesures pouvait laisser penser que les atomes plus lourds seraient des multiples de l’atome d’hydrogène avec x électrons et protons. Il n’en est rien en réalité car l’atome suivant l’hydrogène dans le tableau périodique est l’hélium qui certes possède deux électrons mais pèse quatre fois plus lourd que l’atome d’hydrogène. L’explication fut donnée en 1932 avec la découverte du neutron par Chadwick [6]. L’hélium contient en effet deux protons et deux neutrons, le neutron ayant une masse très proche de celle du proton et une charge électrique nulle. La zoologie des particules subatomiques se révélait simple

CHAPITRE 1. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

en 1932 : des neutrons et protons constituant le noyau et des électrons orbitant autour du noyau afin de former l'atome.

Parallèlement aux découvertes des briques de la matière, la première particule à caractère quantique a été introduite : le photon. En 1900, Planck [7] proposa la quantification du rayonnement électromagnétique afin de résoudre la “catastrophe ultraviolette” issue de l'étude du rayonnement du corps noir. C'est la première ouverture vers le monde des quanta avec la célèbre formule $E = h\nu$ où h représente la quantité minimale du rayonnement électromagnétique ou de manière plus moderne : un quantum. Planck ne tenta pas d'expliquer cette quantification, il supposa que c'était là une caractéristique du processus d'émission. Einstein [8] fit une suggestion plus audacieuse en 1905 en supposant que cette quantification est une propriété intrinsèque du rayonnement électromagnétique. À partir de cette hypothèse, Einstein fut capable d'expliquer l'effet photoélectrique dont les prédictions furent vérifiées par Millikan [9] en 1916. L'hypothèse d'Einstein constitua à l'époque une révolution qui remit à l'ordre du jour une théorie corpusculaire de la lumière, idée qui avait été enterrée au XIX^{ème} siècle au profit de l'idée que la lumière est une onde. En 1923, après dix-huit ans de scepticisme au sujet de la théorie d'Einstein, l'idée que la lumière se comporte aussi comme une particule s'est imposée grâce en particulier à l'expérience de diffusion de la lumière de Compton [10].

Après la découverte de la composition du noyau des atomes, une question se posa : qu'est ce qui fait tenir les nucléons ensemble ? Les neutrons étant neutres et les protons chargés positivement, on s'attendrait à ce que les nucléons ne puissent être unis au sein du noyau. Yukawa [11] proposa en 1934 que les neutrons et proton sont attirés les uns par les autres par une nouvelle force (autre que la gravitation et la force électromagnétique) qui fut appelé force forte car d'intensité supérieure à celle des deux autres. Yukawa calcula que la particule vecteur de cette interaction devait être environ 300 fois plus lourde que l'électron et fut appelée méson ¹. Le méson de Yukawa cru être découvert en 1937 [12, 13] dans les rayons cosmiques par Anderson et Needermeier d'une part et Street et Steveson d'autre part. Il s'avéra que la particule découverte étant en fait le muon qui ne correspond pas au méson de Yukawa. Ce dernier fut finalement découvert en 1947 [14, 15] et fut nommée pion (π).

La description du comportement des particules nécessite l'élaboration de la mécanique quantique. La version non-relativiste, qui ne peut rendre compte correctement du comportement des particules du fait de leur caractère relativiste, fut finalisée en 1926 [16, 17, 18, 19, 20]. L'étape suivante consista à bâtir une version relativiste. C'est dans cette optique que Dirac [21] établit l'équation portant son nom (voir section 1.2.1). Cette équation admet deux types de solutions, une solution avec une énergie positive et une solution avec une énergie négative. Stuckelberg et Feynman ont donné une interprétation des solutions avec une énergie négative : elles représentent des antiparticules d'énergie positive. L'exemple historique est celui de l'électron. Les équations de Dirac prédisent l'existence du positron, particule en tout point semblable à l'électron à l'exception de la charge électrique qui est positive. Ce positron fut effectivement découvert par Anderson en 1932 [22]. L'existence des antiparticules est une prédiction de la théorie quantique des champs (théorie associant mécanique quantique et relativité restreinte). L'antiproton fut à son tour découvert en 1955 au Bevatron à Berkeley [23].

Revenons aux années 1930 pour s'intéresser aux désintégrations nucléaires β où un noyau se transforme en un autre noyau en émettant un électron ou un positron. Ce type de réaction produit un électron et un noyau. L'énergie cinétique de l'électron produit est fixée connaissant l'énergie des noyaux pères et fils du fait de la conservation de l'énergie. Cependant, les

1. Méson signifie “poids-moyen” en grec, lepton “poids-léger” et baryon “poids-lourd”.

1.1. INTRODUCTION HISTORIQUE

mesures montrèrent que l'énergie de l'électron est distribuée sur tout un intervalle en énergie. La conclusion pouvait être que soit la loi conservation de l'énergie était à remettre en cause (Bohr fut prêt à le faire) ou soit qu'il existait une particule supplémentaire dans l'état final. Ce fut Pauli [24] qui émit l'idée d'un neutrino produit en même temps que l'électron. Les années suivantes, Fermi [25] élaborait sa théorie de la désintégration β en incorporant l'idée du neutrino de Pauli. Sa théorie fonctionna si bien que l'idée du neutrino fut prise au sérieux, notamment grâce à l'étude des rayons cosmiques réalisées à l'aide de chambres à brouillards. Les observations réalisées mettaient par exemple en évidence la désintégration du μ en e et en une particule ne laissant aucune trace pouvant être le neutrino. Le neutrino fut finalement découvert en 1956 par Cowan et Reines [26] à l'aide d'un immense réservoir d'eau situé à proximité d'un réacteur nucléaire. On noterait aujourd'hui :

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+, \quad (1.1)$$

la réaction inverse de la désintégration β que cherchaient à observer Cowan et Reines. Cette équation reflète la règle de Konopinski et Mahmoud [27] qui assigne aux leptons et antileptons les nombres leptoniques respectifs $L = +1$ et $L = -1$ et impose la conservation de L lors des réactions. Par la suite, le nombre leptonique fut raffiné et attribué séparément à l'électron et au muon du fait de la non-observation de la réaction $\mu \rightarrow e + \gamma$. En 1962, la famille des leptons comportait quatre membres : l'électron et son neutrino, le muon et son neutrino. Les leptons sont caractérisés par le fait qu'ils ne sont pas sensibles à l'interaction forte. L'histoire des leptons se fait discrète pendant les quatorze années suivantes, au contraire de celles des hadrons.

En 1947, la découverte par Rochester et Butler [28] du kaon neutre K^0 relança la course en avant des découvertes. Les années suivantes virent la découverte de nombreux autres mésons : η , ϕ , ω ... [29] Les baryons ne furent pas en reste avec la découverte en 1950 par Anderson du Λ et par la suite du Σ , Ξ , Δ ... [30, 31]. Il est à noter que l'on observe dans les réactions la conservation du nombre baryonique (introduite par Stueckelberg pour expliquer que la réaction $p^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ n'est pas observée) alors que le nombre mésonique n'est lui pas conservé. Les nouveaux hadrons et mésons furent appelés "étranges" du fait que ces particules sont produites en 10^{-23} s mais se désintègrent bien plus lentement (10^{-10} s). Pais [32] suggéra alors que le mécanisme de production devait être différent du mécanisme de désintégration : on sait aujourd'hui que c'est l'interaction forte qui gouverne leur production mais l'interaction faible qui gouverne leur désintégration. Le schéma de Pais nécessitait que les particules étranges soient produites par paire. Afin d'expliquer cette caractéristique et le fait que les particules étranges se désintègrent en particules "ordinaires" comme le proton et le pion, Gell-Mann [33] et Nishijima [34] postulèrent l'existence d'une nouvelle loi de conservation : la conservation de l'étrangeté. L'étrangeté doit se conserver dans les interactions fortes mais ne se conserve pas dans les interactions faibles. En 1960, la nouvelle jungle que représentaient les divers hadrons pouvait rappeler la jungle des éléments chimiques avant la classification dans le tableau périodique des éléments faite par Mendeleev.

En 1961, Murray Gell-Mann [35] introduisit ce qu'il appela "eightfold way" ². Le modèle de Gell-Mann arrange les baryons et mésons dans des structures géométriques (octet, nonet, décuplet) selon leur charge électrique et leur étrangeté comme on peut voir par exemple sur la figure 1.1. En remplissant le décuplet de baryons de la figure 1.1, il s'avéra que neuf des particules étaient connues et une inconnue : le Ω^- . Gell-Mann prédit donc l'existence de cette particule ainsi que ses caractéristiques. Elle fut effectivement découverte la même année en

2. Ne'eman proposa à la même époque un modèle similaire [36].

CHAPITRE 1. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

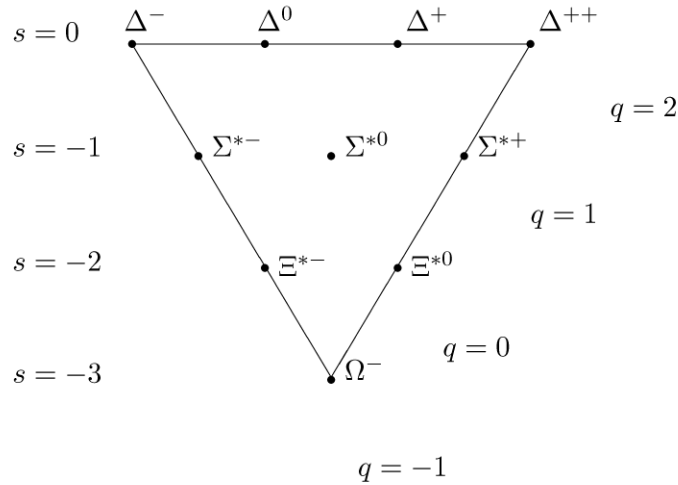


FIGURE 1.1 – Triangle de décuplet de baryon défini par le modèle de Gell-Mann. s représente l'étrangeté et q la charge électrique.

1964, ce qui confirma le modèle de Gell-Mann. Cependant, il fallait trouver une explication à une telle classification. Gell-Mann [37] et Zweig [38] proposèrent indépendamment que tous les hadrons sont composés de particules encore plus élémentaires appelées “quarks” par Gell-Mann. Dans ce modèle, il existe trois saveurs de quarks formant un triangle représenté sur la figure 1.2.

Le modèle des quarks postule que tous les baryons (antibaryons) sont composés de trois quarks (antiquarks) et que tous les mésons sont composés d'un quark et d'un antiquark. Ces deux règles permettent d'expliquer l'organisation des hadrons en octet et décuplet. La beauté et le succès du modèle des quarks furent entachés par l'absence d'observation de quarks individuels. Les défenseurs du modèle introduisirent la notion de confinement stipulant que les quarks sont confinés au sein des hadrons sans être en mesure d'expliquer pourquoi. Un indice expérimental fort de l'existence des quarks fut obtenu à l'aide de collisions profondément inélastiques qui reproduisaient l'expérience de Rutherford avec le proton à la place de l'atome et un électron ou un neutrino à la place de la particule α . Ces expériences mirent en évidence l'existence de trois *lumps* (bosses) renfermant la charge électrique du proton et appelées “partons”. Un autre obstacle purement théorique subsistait néanmoins à l'encontre du modèle des quarks : celui-ci viole le principe d'exclusion de Pauli car dans le cas du Δ^- par exemple, trois quarks u sont liés ensemble dans un même état quantique. Pour résoudre ce problème, Greenberg [39] introduisit un nouveau nombre quantique appelé la couleur prenant les valeurs “rouge”, “bleu” et “vert”. Grâce à cette hypothèse et à la règle que toutes les particules observées dans la nature doivent être non-colorées (blanches), on a pu expliquer pourquoi on ne peut bâtir de particules à l'aide de deux ou quatre quarks et pourquoi on n'observe pas de quarks individuels. En 1974, du fait des problèmes cités ci-dessus, le modèle des quarks était loin de faire l'unanimité.

Le modèle des quarks fut sauvé par la découverte du méson J/ψ par le groupe de Ting [40] à Brookhaven et Richter [41] à SLAC (1974). Ce méson fut rapidement identifié comme l'état lié quark/antiquark d'un quatrième quark : le quark c . Le quark c a été prédit en 1970 par Gim, Iliopoulos et Maiani [42] pour expliquer l'absence de changement de saveur sans changement de charge électrique (FCNC, *Flavor Changing Neutral Current*).

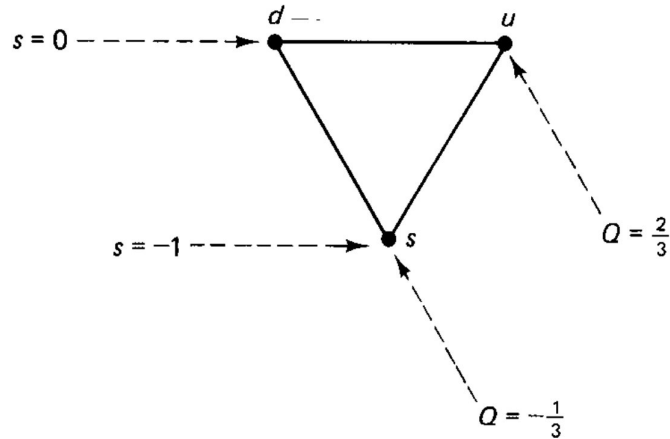


FIGURE 1.2 – Représentation du modèle des quarks de Gell-Mann et Zweig. s représente l'étrangeté et Q la charge électrique.

Les années 1975 et 1977 virent la découverte de deux nouvelles particules, le lepton τ [43] et le quark b [44]. La troisième génération de quark, dont le quark b fait partie, a été prédit par Kobayashi et Maskawa en se basant sur le mécanisme de GIM afin d'expliquer l'observation de la violation de la symétrie CP au sein de l'interaction faible [45]. Il y avait alors six leptons et cinq quarks. Le dernier lepton découvert est le neutrino tauique dont l'existence fut prédite après la découverte du lepton τ et confirmée par l'expérience DONUT [46] en 2000. Le très attendu quark t (top) [47, 48] a été découvert en 1995 au Tevatron à Fermilab.

Après les particules de matière intéressons-nous aux particules que l'on appelle boson médiateur (ou vecteur, ou messenger). Ces particules sont les messagers des différentes interactions entre particules. L'interaction électromagnétique est décrite par l'échange d'un photon. Cette interaction est décrite par l'électrodynamique quantique (voir section 1.2.2) développée dans les années 1940 par Feynman [49, 50, 51], Tomonaga [52, 53] et Schwinger [54]. L'interaction forte bâtie par analogie avec l'électrodynamique quantique est décrite par la chromodynamique quantique (voir section 1.2.3) dont les gluons (au nombre de 8) sont les messagers. Cette théorie a été développée dans les années 1970 [55, 56, 57, 58, 59, 60, 61] et le gluon mis en évidence expérimentalement en 1979 à DESY auprès de l'accélérateur PETRA [62]. Les 3 bosons vecteurs W^\pm et Z découverts en 1983 [63, 64] sont les médiateurs de l'interaction faible qui décrit les interactions par courant neutre et chargé, *i.e.* les interactions particule-antiparticule et les interactions faisant intervenir des changements de saveur et de charge. Cette théorie a été unifié avec l'électrodynamique au sein de l'interaction électrofaible (voir section 1.2.4) par Glashow [65] en 1960. La forme moderne de l'interaction électrofaible a été formulée par Weinberg [66] et Salam [67] en 1967 lorsqu'ils introduisirent le mécanisme de Higgs (voir section 1.2.5) au sein de cette théorie. Les interactions électrofaible et forte forment le cadre théorique du modèle standard de la physique des particules. Le dernier boson découvert est le boson de Higgs mis en évidence au LHC en 2012 [68, 69]. Ce boson est la manifestation du mécanisme de Higgs développé en 1964 [70, 71, 72] qui permet d'expliquer comment les particules acquièrent une masse. Sans ce mécanisme, le modèle standard décrirait des particules élémentaires (W , Z ...) de masses nulles, ce qui est contraire aux observations.

Les tables 1.1 à 1.3 résument les connaissances actuelles sur les particules élémentaires.

CHAPITRE 1. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

Les particules élémentaires se scindent en deux familles, les bosons (messagers) et les fermions (briques de la matière). La famille des fermions se divisent en leptons et quarks regroupés en trois familles (ou générations). Les leptons ne sont soumis qu'aux interactions faible et électromagnétique (pour les leptons chargés électriquement) alors que les quarks sont soumis aux trois interactions.

Leptons				
	Symbole	Nom	Charge électrique	Masse
1 ^{ème} famille	e	électron	-1	0,511 MeV
	ν_e	neutrino électronique	0	< 2 eV
2 ^{ème} famille	μ	muon	-1	105 MeV
	ν_μ	neutrino muonique	0	< 2 eV
3 ^{ème} famille	τ	tau	-1	1776 MeV
	ν_τ	neutrino tauique	0	< 2 eV

TABLE 1.1 – Leptons du modèle standard [73]. Les incertitudes expérimentales sur la mesure des masses ne sont pas indiquées car inférieures à 10^{-2} %.

Quarks				
	Symbole	Nom	Charge électrique	Masse
1 ^{ème} famille	u	<i>up</i>	+2/3	$2,3_{-0,5}^{+0,7}$ MeV
	d	<i>down</i>	-1/3	$3,5_{-0,2}^{+0,7} - 4,8_{-0,3}^{+0,5}$ MeV
2 ^{ème} famille	c	<i>charm</i>	+2/3	$1,275 \pm 0,025$ GeV
	s	<i>strange</i>	-1/3	95 ± 5 MeV
3 ^{ème} famille	t	<i>top</i>	+2/3	$173,07 \pm 0,89$ GeV
	b	<i>bottom</i>	-1/3	$4,18 \pm 0,3$ GeV

TABLE 1.2 – Quarks du modèle standard [73].

1.2 Le modèle standard : une théorie de jauge

1.2.1 Formalisme lagrangien et symétries

Le modèle standard a été bâti dans le formalisme lagrangien que nous allons présenter succinctement [74, 75, 76]. En mécanique classique le Lagrangien d'un système isolé s'exprime comme :

$$L(q, \dot{q}, t) = T - V, \quad (1.2)$$

où q et \dot{q} sont les coordonnées généralisées (par exemple $q(t) = x$ et $\dot{q}(t) = v_x$) et T et V sont respectivement l'énergie cinétique et potentielle. Dans le cas simple d'un système

1.2. LE MODÈLE STANDARD : UNE THÉORIE DE JAUGE

Nom	Interaction	Portée	Charge électrique	Masse
Gluon	forte	$\approx 10^{-15}$ m	0	0 GeV
Photon γ	électromagnétique	infinie	0	0 GeV
W^\pm	faible	$\approx 10^{-16} - 10^{-17}$ m	± 1	$80,385 \pm 0,015$ GeV
Z			0	$91,1876 \pm 0,0021$ GeV
Higgs	–	–	0	$125,9 \pm 0,4$ GeV

TABLE 1.3 – Bosons du modèle standard [73].

d'une particule de masse m se mouvant selon une dimension x dans un potentiel $V(x)$, le Lagrangien s'exprime :

$$L = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 - V(x). \quad (1.3)$$

Le prince de moindre action, ou principe de Hamilton, postule que le système se déplace de tel sorte que l'action

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L(q, \dot{q}, t) dt, \quad (1.4)$$

soit extrémale :

$$\delta S = \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial L}{\partial q} \delta q + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \delta \dot{q} \right) dt = 0, \quad (1.5)$$

avec la position du système q déterminée aux instants t_1 et t_2 , c'est à dire :

$$\delta q(t_1) = \delta q(t_2) = 0. \quad (1.6)$$

En intégrant par partie et sachant (1.6), il découle de l'équation (1.5) que :

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial L}{\partial q} = 0. \quad (1.7)$$

C'est l'équation de Lagrange qui décrit le mouvement du système : si L est connu, alors l'équation (1.7) permet de relier accélération, vitesses et coordonnées. En injectant l'équation (1.3) dans l'équation (1.7) il vient :

$$m\ddot{q} = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad (1.8)$$

qui n'est autre que la première loi de Newton. Dans le cas d'un système isolé de particules interagissant entre elles, les équations du mouvement ne dépendent pas explicitement du temps. En exprimant dL/dt et en utilisant l'équation (1.7) on peut montrer que :

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \dot{q} - L \right] = 0. \quad (1.9)$$

On définit :

$$E = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \dot{q} - L, \quad (1.10)$$

CHAPITRE 1. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

que l'on appelle énergie et qui est une constante du mouvement. Ce résultat illustre le théorème de Noether [77] qui énonce que pour toute symétrie continue (dans notre cas ici temporelle) d'un système, il existe une constante du mouvement associée. Cette notion de symétrie, ou invariance, est un élément clef dans la construction du modèle standard comme théorie de jauge.

On peut étendre le formalisme présenté ci-dessus au cas des systèmes continus en espace-temps, *i.e.* les systèmes avec des coordonnées variant continuellement :

$$L(q, \dot{q}, t) \rightarrow \mathcal{L}(\phi(x_\mu), \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}, x_\mu), \quad (1.11)$$

où le champ ϕ est une fonction des paramètres continus x_μ et x_μ est un quadrivecteur de Lorentz. L'équation (1.7) devient :

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial \phi / \partial x_\mu)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0. \quad (1.12)$$

\mathcal{L} représente une densité lagrangienne liée au Lagrangien par :

$$L = \int \mathcal{L} dx^3. \quad (1.13)$$

Dans la suite nous appellerons \mathcal{L} simplement le Lagrangien. En écrivant ce Lagrangien :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2, \quad (1.14)$$

on aboutit à l'équation du mouvement :

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \phi = 0, \quad (1.15)$$

connue comme l'équation de Klein-Gordon. Cette équation régit l'évolution d'une particule libre quantique et relativiste.

Cependant dans l'équation de Klein-Gordon, la densité de probabilité de présence des particules peut prendre des valeurs négatives. Ce résultat non-physique a amené Dirac à élaborer une nouvelle équation quantique relativiste. Il y parvint en requérant une équation qui soit du premier ordre d'espace-temps en considérant $E = \sqrt{m^2 + p^2}$ au lieu de $E^2 = m^2 + p^2$:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0. \quad (1.16)$$

Elle correspond au Lagrangien :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi, \quad (1.17)$$

avec les matrices de Dirac :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \sigma_0 & 0 \\ 0 & -\sigma_0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

Les matrices $\sigma^{i=1,2,3}$ sont les matrices de Pauli :

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.19)$$

et

$$\sigma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

1.2.2 Électrodynamique quantique (QED)

Nous allons illustrer l'importance des symétries en nous intéressant à l'électrodynamique quantique. Les fermions chargés comme l'électron obéissent au Lagrangien de Dirac 1.17. Appliquons une transformation de jauge $U(1)$ dite locale au champ ψ du Lagrangien :

$$\psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\psi(x), \quad (1.21)$$

où $\alpha(x)$ est un réel dépendant arbitrairement de x . Le Lagrangien n'est pas invariant sous une telle transformation, c'est à dire que $\mathcal{L}(\psi(x)) \neq \mathcal{L}(e^{-i\alpha(x)}\psi(x))$. On peut restaurer cette invariance en réexprimant le Lagrangien comme :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi, \quad (1.22)$$

où l'on a introduit une nouvelle dérivée $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$. Pour ce faire nous avons introduit un champ vectoriel A_μ , appelé champ de jauge, se transformant comme :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x). \quad (1.23)$$

Ce champ se couple aux particules chargées électriquement décrites par l'équation de Dirac de la même façon que le photon en électrodynamique classique. Si l'on veut interpréter le champ A_μ comme le champ de photon, il faut ajouter au Lagrangien un terme $\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ décrivant la cinétique de ce champ avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. On obtient alors le Lagrangien complet de la QED :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.24)$$

Demander l'invariance de jauge interdit l'introduction d'un terme de masse pour le champ A_μ : le photon doit être de masse nulle. Pour résumer, requérir l'invariance de jauge locale du Lagrangien décrivant la dynamique des fermions chargés nécessite d'introduire un champ de jauge de masse nulle correspondant au photon. Des considérations portant exclusivement sur la notion d'invariance de jauge ont permis de faire apparaître le médiateur de l'interaction. L'invariance implique une quantité conservée qui est la densité de courant $\partial_\mu j^\mu = \partial_\mu(-e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi) = 0$. La charge électrique est donc conservée.

Une fois le Lagrangien établi, il est possible de calculer la section efficace pour une processus donné comme :

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{F}dQ. \quad (1.25)$$

\mathcal{M} est l'élément de matrice considéré. Elle peut-être exprimée à partir de l'approche perturbative de Feynman qui détermine un ensemble de "règles de Feynman" associé à chaque Lagrangien. F et dQ représentent respectivement le flux de particules et l'élément de l'espace des phases. Afin de faire des prédictions les plus fiables et précises, il est nécessaire de considérer non pas seulement le premier ordre en série de perturbation (LO) mais aussi les deuxième (NLO), troisième (NNLO) ... ordres.

CHAPITRE 1. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

La petitesse la constante de couplage QED $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{137} \ll 1$ permet de faire des calculs perturbatifs et laisse supposer que la contribution des ordres supérieurs (2, 3 ...) sera faible. Il n'en est rien en réalité, la prise en compte des ordres supérieurs entraînent l'apparition d'infinis dans les calculs rendant les prédictions non-physiques (on parle de divergence). Il existe deux catégories de divergences : les divergences dites infrarouge (IR) et ultraviolette (UV). La divergence UV apparaît au deuxième ordre lorsqu'on introduit des boucles de particules virtuelles. Ces dernières peuvent avoir n'importe quel vecteur énergie-impulsion (notamment quand elles ne sont pas sur leurs couches de masse : $E^2 - p^2 \neq m^2$) et donc peuvent faire diverger les intégrales lors du calcul des amplitudes pour de très grandes valeurs. Une procédure dite de renormalisation permet de résoudre ce problème. Elle introduit une échelle de renormalisation et définit une constante de couplage qui dépend de l'énergie mise en jeu dans le processus. La divergence IR est due aux particules virtuelles de masse nulle dont l'énergie tend vers 0 et qui sont présentes à l'ordre des boucles (photon en QED) dans les diagrammes de Feynman. Cette divergence ne nécessite pas de renormalisation, elle est éliminée en prenant en compte les diagrammes équivalent à ceux à l'ordre des boucles qui divergent mais où la particule dont l'énergie tend vers 0 est réelle (émission d'un photon de longueur d'onde infinie).

1.2.3 Chromodynamique quantique (QCD)

Les quarks et les gluons sont soumis à l'interaction forte du fait de leur charge de couleur. Cette interaction est décrite par la chromodynamique quantique. La QCD a été construite par analogie avec la QED, avec des gluons de masse nulle et basée sur la symétrie $SU(3)$. Son Lagrangien s'exprime comme :

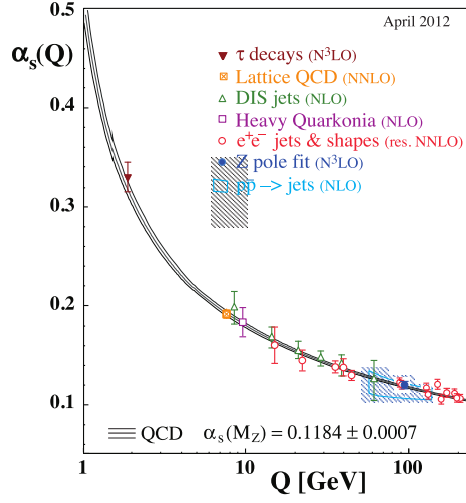
$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}. \quad (1.26)$$

q représente les champs associés aux quarks et g le couplage QCD qui remplace la charge électrique e en QED. La différence notable avec la QED est l'apparition des huit générateurs $T_{a=1\dots 8}$ dans le second terme du Lagrangien à la place du champ de photon A_μ . Tous les T_a ne commutent pas entre eux, la QCD est dite non-abélienne, les gluons peuvent donc interagir entre eux. Des couplages à trois et quatre gluons apparaissent en effet dans le Lagrangien du fait de l'expression du champ de gluons :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc}G_\mu^b G_\nu^c. \quad (1.27)$$

Cette propriété reflète le fait que les gluons, vecteurs de l'interaction forte, portent eux-même une charge de couleur. Comme en QED une procédure de renormalisation est nécessaire afin d'absorber les infinis dus aux ordres supérieurs des perturbations. La constante de couplage de QCD α_s dépend de l'énergie considérée comme on peut le voir sur la figure 1.3.

À haute énergie α_s est suffisamment petite ($\alpha_s \sim 0,1$) pour effectuer des calculs perturbatifs mais ce n'est plus le cas à basse énergie. Ce phénomène est appelé "liberté asymptotique". En pratique cela implique qu'il faut séparer les collisions de partons en deux parties : une partie à haute énergie (interaction partonique) et une partie à basse énergie (évolution des partons après l'interaction, recombinaison de couleurs ...). Le théorème de factorisation permet de faire cette distinction en introduisant une échelle de factorisation. La partie à haute énergie est traitée à l'aide de calculs perturbatifs et la partie à basse énergie est traitée à l'aide de modèles phénoménologiques (cascade partonique et hadronisation).


 FIGURE 1.3 – Dépendance en énergie de la constante de couplage QCD α_s [73].

1.2.4 Interaction électrofaible (EW)

La troisième interaction fondamentale décrite par le modèle standard est l'interaction faible. Elle décrit les interactions par courant chargé électriquement et par courant neutre. Cette interaction a été unifiée avec la QED au sein de la théorie électrofaible. Cette dernière est basée sur la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Il a été mis en évidence expérimentalement que l'interaction faible viole la parité : seul les fermions d'hélicité gauche (*left*, L) interagissent par le biais de l'interaction faible sachant que le neutrino d'hélicité droite n'a jamais été observé. L'hélicité est la projection du spin d'une particule sur la direction de l'impulsion de cette particule. De ce fait les quarks et leptons sont regroupés en doublet gauche et singlet droit. Par exemple pour l'électron on note :

$$\psi_L = \begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \psi_R = e^-_R. \quad (1.28)$$

La transformation de jauge sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est :

$$\psi_L \rightarrow e^{i\alpha(x)T_j + i\beta(x)Y} \quad \text{pour } SU(2)_L \otimes U(1)_Y, \quad (1.29)$$

$$\psi_R \rightarrow e^{i\beta(x)Y} \quad \text{pour } U(1)_Y. \quad (1.30)$$

$T_{j=1,2,3}$ et Y sont les générateurs respectivement de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Les matrices T_j sont liées aux matrices de Pauli par la relation $T_j = \sigma_j/2$ et l'hypercharge Y s'exprime à l'aide de la relation de Gell-mann-Nishijima comme $Q = T_3 + Y/2$ où Q est la charge électrique et T_3 la troisième composante de l'isospin faible. L'isospin faible est un nombre quantique équivalent au spin pour les quarks qui relie les quarks d'une même famille. Afin de recouvrer l'invariance de jauge sous la transformation (1.29) on introduit la dérivée covariante $D_\mu\psi = (\partial_\mu - ig_2\sigma_j W_\mu^j - ig_1\frac{Y}{2}B_\mu)\psi$ où g_1 et g_2 sont respectivement les couplages électromagnétique et faible. Le Lagrangien électrofaible s'exprime alors :

CHAPITRE 1. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_L \gamma^\mu (i\partial_\mu - g_2 \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j - g_1 \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_L \quad (1.31)$$

$$+ \bar{\psi}_R \gamma^\mu (i\partial_\mu - g_1 \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_R \quad (1.32)$$

$$- \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^j W_j^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (1.33)$$

Quatre champs de jauge $W_{j=1,2,3}$ et B ont été introduits :

$$W_{\mu\nu}^j = \partial_\mu W_\nu^j - \partial_\nu W_\mu^j + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.34)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.35)$$

où ϵ^{ijk} est la constante de structure du groupe $SU(2)_L$. Le groupe $SU(2)_L$ étant non-abélien, les champs $W_{\mu\nu}^j$ interagissent entre eux. La première ligne du Lagrangien (1.31) correspond aux termes d'interaction entre les champs fermioniques et champs de jauge pour les fermions gauches. La deuxième ligne est l'équivalent pour les fermions droits et la troisième ligne correspond aux termes cinétique et à l'interaction des champs de jauge. Contrairement aux cas QED et QCD, l'absence de masse pour les champs de jauge de l'interaction faible contredit les observations expérimentales. Il est donc nécessaire d'introduire des termes de masse tout en respectant la symétrie de jauge. Ceci est réalisé par le biais du mécanisme de Brout-Englert-Higgs [70, 71, 72] (Guralnik-Hagen-Kibble [78]).

1.2.5 Le mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs vient compléter le modèle standard afin de permettre aux champs de jauge de l'interaction faible d'acquérir une masse grâce à l'introduction d'un champ scalaire qui s'accompagne d'une brisure spontanée de symétrie. Une brisure spontanée (aléatoire) de symétrie peut-être comprise à l'aide de l'analogie suivante.

Considérons un matériau ferromagnétique isolé. À haute température (*i.e.* à une température supérieure à sa température critique $T > T_C$) l'agitation thermique du système est plus forte que l'interaction des spins des atomes constituant le matériau. L'état de minimum énergie est atteint pour une aimantation nulle, *i.e.* les spins sont orientés aléatoirement indépendamment de leurs voisins). En-dessous d'une température critique ($T < T_C$), l'interaction des spins est dominante et l'état de minimum énergie est atteint pour une aimantation non-nulle, *i.e.* les spins sont tous alignés suivant la direction de l'aimantation. Cet état brise l'invariance par rotation (symétrie $SO(2)$) du système car celui-ci possède à présent une direction privilégiée.

Que se passe-t-il si l'on regarde les excitations du système autour de l'état de minimum énergie ? Il est possible de tourner simultanément tous les spins de telle sorte que le système possède une direction privilégiée différente en restant toujours dans l'état de minimum énergie. Nous sommes passés d'un état à un autre de même énergie. Cela ne coûte donc pas d'énergie. Cet exemple illustre le théorème de Goldstone [79] qui prédit l'existence de bosons de masse nulle lorsqu'une symétrie continue n'est pas préservée par l'état fondamental. Si l'on souhaite par contre tourner localement quelques spins, cela va coûter de l'énergie du fait des interactions des spins voisins. Le champ bosonique sera dans ce cas de masse non-nulle. La "rigidité" du système vis-à-vis des excitations locales génère un boson de masse non-nulle. La dynamique du système, *i.e.* la façon dont les spins s'orientent, respecte la symétrie par

1.2. LE MODÈLE STANDARD : UNE THÉORIE DE JAUGE

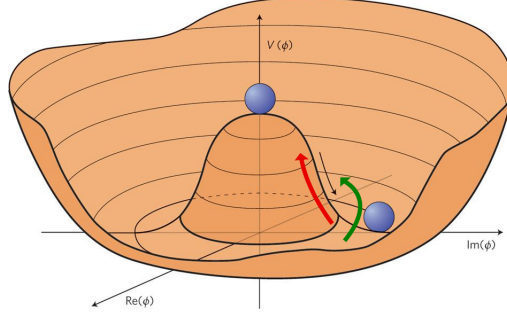


FIGURE 1.4 – Schéma du potentiel de Higgs $V(\Phi)$ défini dans le cas où $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. La flèche verte représente les excitations d'énergie nulle correspondant aux bosons de Goldstone et la flèche rouge représente l'excitation correspondant au boson de Higgs.

rotation mais l'état d'énergie minimum la brise ou encore la symétrie n'est pas apparente dans l'état d'énergie minimum.

Ce genre de mécanisme a été utilisé par Brout, Englert et Higgs en postulant l'existence d'un champ scalaire appelé champs de Higgs. Le champs de Higgs est défini comme un doublet de champs complexes :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (1.36)$$

où $\phi_{i=1\dots 4}$ sont des champs scalaires réels représentant les quatre degrés de liberté de Φ . Ce champ est soumis au potentiel

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (1.37)$$

μ^2 est lié à la masse du champs Φ et λ à son auto-couplage. En ajoutant les termes dynamiques à $V(\Phi)$ on obtient le Lagrangien du champs de Higgs :

$$\mathcal{L}_H = |(i\partial_\mu - ig_2 \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu) \Phi|^2 - V(\Phi), \quad (1.38)$$

où $|\cdot|^2 \equiv (\cdot)^\dagger(\cdot)$. Dans le cas où $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$ (voir figure 1.4) le minimum de $V(\Phi)$, appelé état du vide, correspond à :

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}. \quad (1.39)$$

On peut développer le champ Φ au premier ordre en fonction des perturbations du vide :

$$\Phi(x) = e^{\frac{i\sigma_j}{2}\theta_j(x)} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h(x)) \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{au 1er ordre}} \Phi(x) = \begin{pmatrix} \theta_1 + i\theta_2 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h(x)) - i\theta_3 \end{pmatrix}. \quad (1.40)$$

Les trois champs $\theta_{j=1,2,3}$ correspondent aux bosons de Goldstone de masse nulle. Ces bosons correspondent aux excitations du vide représentées par la flèche verte sur la figure 1.4. Dans cette direction le vide n'est pas "rigide" et c'est pourquoi les bosons sont de masse nulle. La dynamique des bosons de Goldstone est régit par la symétrie du potentiel $V(\Phi)$. Le champ $h(x)$ correspond à un champ scalaire représenté par la flèche rouge sur la figure 1.4.

CHAPITRE 1. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

On peut s'attendre à ce que ce champ soit massif du fait de la "rigidité" du vide dans cette direction. Du fait de l'invariance de jauge de notre Lagrangien sous $SU(2)_L$ on peut effectuer une transformation de jauge sur Φ telle que :

$$\Phi(x) \rightarrow e^{\frac{-i\sigma_j}{2}\theta_j(x)}\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} . \quad (1.41)$$

On peut réécrire explicitement le terme $|\Phi|^2$ dans le Lagrangien 1.38 :

$$|\Phi|^2 = \left| \left(i\partial_\mu - ig_2 \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j - ig_1 \frac{1}{2} B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \right|^2 \quad (1.42)$$

$$= \left| \begin{pmatrix} i\partial_\mu - \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu) & -\frac{i}{2}g_2(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -\frac{i}{2}g_2(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & i\partial_\mu + \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \right|^2 \quad (1.43)$$

$$= \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \frac{1}{8}g_2^2(v+h)^2|W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8}(v+h)^2|g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu|^2. \quad (1.44)$$

L'hypercharge a été choisie comme égale à $Y = 1$. En posant :

$$W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}, \quad (1.45)$$

$$A_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad (1.46)$$

$$Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad (1.47)$$

on fait apparaître quatre bosons vecteurs de masses respectives :

$$M_{W^\pm} = \frac{1}{2}vg_2, \quad (1.48)$$

$$M_A = 0, \quad (1.49)$$

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2}, \quad (1.50)$$

qui correspondent aux bosons électrofaibles après brisure de symétrie. La masse du photon reste nulle. Les trois degrés de liberté du champs $\Phi(x)$, qui sont les trois bosons de Goldstone $\theta_j(x)$, correspondent à la liberté de faire une transformation de jauge de $SU(2)$. Les bosons de Goldstone ont été "absorbés" par les champs de jauge W^\pm et Z qui acquièrent ainsi une polarisation longitudinale et deviennent massifs. Des quatre champs initiaux définissant Φ , il reste le champs de Higgs $h(x)$ de masse $m_H = \sqrt{2v^2\lambda}$. La valeur de λ n'étant pas prédite par la théorie, la masse du boson de Higgs n'est pas connue *a priori*.

1.2.5. a Masse des fermions

Le mécanisme de Higgs permet également d'engendrer dynamiquement la masse des fermions. Un terme tel que $-m\Psi^2$ dans le Lagrangien ne respecte en effet pas l'invariance de jauge. Considérons l'exemple de l'électron dont le Lagrangien d'interaction avec le champs de Higgs s'exprime :

$$\mathcal{L} = -G_e \left[(\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R (\phi^-, \phi^0) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right]. \quad (1.51)$$

En injectant (1.39) on le réexprime comme :

$$\mathcal{L} = -\frac{G_e}{\sqrt{2}}(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{G_e}{\sqrt{2}}v(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)h(x), \quad (1.52)$$

que l'on écrit de manière plus condensée :

$$\mathcal{L} = -m_e \bar{e}e - m_e \bar{e}eh. \quad (1.53)$$

$m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}}$ est la masse de l'électron où G_e est le couplage électron-higgs. Cette masse n'est pas prédite par la théorie car G_e est un paramètre libre. Il en est de même pour les autres fermions dont la masse est déterminée comme ci-dessus. Pour les quarks, le Lagrangien (1.53) peut s'écrire de manière générale comme :

$$\mathcal{L} = -(m_u \bar{u}u)_i h - (m_d \bar{d}d)_j h. \quad (1.54)$$

où $u_i = U_{ij}^u u'_j$ et $d_i = U_{ij}^d d'_j$ avec u'_j et d'_j des nouvelles bases pour les deux familles $u_i = (u, c, t)$, $d_i = (d, s, b)$ permettant de prendre en compte les transitions entre les différents saveurs. Ces transitions sont explicitées à travers la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [80, 45] $V_{ij} = (U_u^\dagger U_d)_{ij}$. Les termes diagonaux représentent les couplages entre quarks de même famille (exemple de la transition $t \rightarrow b : V_{tb}$) et ceux non-diagonaux les couplages entre quarks de différentes familles.

1.3 Le modèle standard aujourd'hui

Le modèle standard a su jusqu'à aujourd'hui donner une description cohérente du comportement des particules élémentaires. Il a permis de réaliser des prédictions confirmées expérimentalement comme l'existence des bosons de jauge électrofaibles W et Z et du boson de Higgs. Afin de tester en détail le modèle standard, de nombreuses mesures de précision ont été réalisées et un ajustement global de toutes les mesures a été fait. Le résultat montre un accord remarquable entre prédictions et mesures (voir figure 1.5) et valide ainsi le modèle standard dans le domaine d'énergie considéré.

Il subsiste cependant des questions sans réponses et certaines tensions entre mesures et prédictions. Quelques exemples sont donnés ci-dessous.

Mesures de précision. Il existe certaines mesures de précision présentant des déviations par rapport aux prédictions. On peut citer la mesure de l'asymétrie de charge des paires $t\bar{t}$ au Tevatron (qui sera une partie importante du travail présenté dans ce manuscrit), la mesure du moment gyromagnétique du muon par la collaboration Muon ($g - 2$) [82] et la mesure de la distribution angulaire des produits de désintégration dans la transition $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu\mu$ à LHCb [83]. Des développements expérimentaux et théoriques sont toujours en cours sur ces sujets. Des mesures plus anciennes liées au vertex $Z \rightarrow b\bar{b}$, l'asymétrie avant-arrière du quark b A_{FB}^0 et la largeur partielle du Z R_b^0 , montrent également des déviations par rapport aux prédictions (voir figure 1.5) [81].

Problème de hiérarchie. On parle en physique d'un problème de hiérarchie lorsque des théories présentent de grandes différences dans les échelles Λ mises en jeu. On peut se demander par exemple, pourquoi l'intensité de l'interaction électrofaible est très supérieure à celle de l'interaction gravitationnelle, *i.e.* pourquoi $\Lambda_{Planck} = 10^{19}$ GeV \gg $\Lambda_{EW} = 10^2$ GeV. Cette interrogation se traduit par un problème dit de naturalité qui concerne la masse du boson

CHAPITRE 1. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

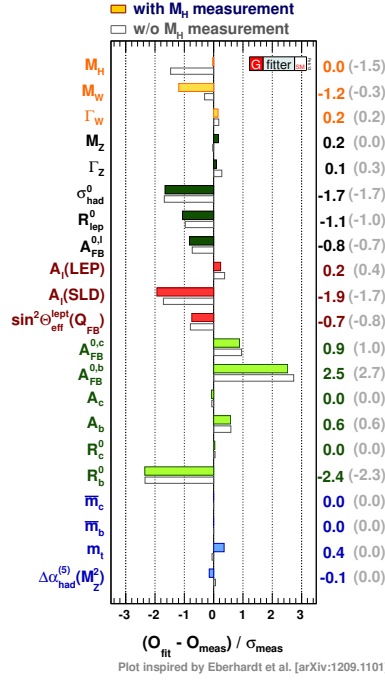


FIGURE 1.5 – Ajustement électrofaible de différentes mesures clés du modèle standard [81].

de Higgs. Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs dépendent de l'échelle d'énergie mise en jeu lors du processus de renormalisation (cette échelle permet de découpler les processus à "haute" et "basse" énergie). Si cette échelle est grande (échelle de Planck dans le cas extrême) les corrections radiatives $\Delta m \propto \Lambda^2$ sont très grandes. La masse mesurée du boson de Higgs $m_H^2 = m_0^2 + \Delta m^2$ étant finie (≈ 125 GeV), il doit donc y avoir un ajustement fin entre la masse "nue" du boson Higgs m_0^2 et les corrections radiatives. Cette compensation de deux termes très grands (on parle de *fine tuning*) est surprenante et peut laisser supposée [84] que notre compréhension est incomplète. Une théorie allant au-delà du modèle standard comme la SuperSymétrie (SUSY) ajoute une nouvelle symétrie permettant de pallier à ce problème.

Cosmologie. De nombreuses observations cosmologiques indiquent que l'univers serait rempli d'une matière inconnue dite noire, cinq fois plus abondante que la matière ordinaire que nous connaissons. De nombreuses expériences tentent de découvrir cette matière par le biais de recherches directes (DAMA, CDMS, XENON, LUX, EDELWEISS ...), indirectes (PAMELA, ICECUB, ANTARES ...) ou en cherchant à la produire au LHC. Il existe de nombreux modèles théoriques prédisant de nouvelles particules qui pourraient être cette matière noire. Ces particules sont regroupées sous l'appellation WIMP : particule massive interagissant faiblement (*Weakly Interacting Massive Particle*). Un des candidats le plus connu est le neutralino qui est une particule prédite dans le cadre de la SUSY. L'axion, postulé par Peccei et Quinn en 1977 [85], est un autre candidat à la matière noire même si celui-ci a été introduit initialement pour résoudre le problème CP fort. Ce problème correspond à la non-observation de la violation de CP en QCD alors que rien n'interdit théoriquement cette violation.

Une mystérieuse énergie sombre serait également présente dans l'univers afin d'expliquer

l'expansion accélérée de l'univers. Matière noire et énergie sombre représenteraient 95 % du contenu matière-énergie de notre univers.

La raison de la prédominance dans l'univers de la matière sur l'antimatière est un autre mystère. Celle-ci ne peut être expliquée par la violation de la symétrie CP trop faible dans le modèle standard. Nous pouvons mentionner également que la gravitation n'est pas décrite par le modèle standard car aucune théorie quantique renormalisable de la gravitation n'a été élaborée à ce jour.

Neutrinos. Les neutrinos sont de masse nulle dans le modèle standard alors que du fait de l'observation récente de l'oscillation entre neutrinos de saveurs différentes [86] les neutrinos doivent avoir une masse. Le mécanisme de Higgs pourrait être utilisé pour donner une masse au neutrino mais cela requiert l'existence d'un neutrino droit stérile (n'interagissant pas avec les particules du modèle standard) qui reste pour le moment hypothétique. L'utilisation du mécanisme de Higgs présuppose que les neutrinos sont des fermions de Dirac, *i.e.* particules et antiparticules sont distinctes, mais ils pourraient aussi être des fermions de Majorana. Dans ce cas le neutrino serait sa propre antiparticule et il faut un mécanisme différent pour expliquer l'origine de leur masse.

Nous venons de voir que le modèle standard de la physique des particules est une théorie capable de décrire avec une grande précision le comportement des particules élémentaires. Basé sur l'invariance de jauge, il est capable d'expliquer les observations expérimentales ainsi que de faire des prédictions vérifiables expérimentalement. La découverte du boson de Higgs en 2012 sonne comme la consécration du modèle standard mais des questions restent encore sans réponses. Il est important aujourd'hui de tester avec précision le modèle standard. Le quark top est l'un des objets d'étude idéal pour cela comme nous le verrons dans le chapitre suivant et plus généralement dans les études présentées dans ce manuscrit.

Bibliographie

- [1] D. Griffith, *Introduction to elementary particle*, John Wiley and Sons, Inc (1987).
- [2] J. Thomson, *Cathode rays*, Phil. Mag. 44 (1897).
- [3] J. Thomson, *Uranium radiation and the electrical conduction produced by it*, Phil. Mag. 47 (1899).
- [4] E. Rutherford, *The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom*, Phil. Mag. 21 (1911).
- [5] N. Bohr, *On the constitution of atoms and molecules*, Phil. Mag. 23 (1913).
- [6] J. Chadwick, *Possible existence of a neutron*, Nature 129 3252 (1932).
- [7] M. Planck, *Über das gesetz der energieverteilung im normalspektrum*, Annalen Der Physik, 4, 553 (1901).
- [8] A. Einstein, *Über einen die erzeugung und verwandlung des lichtes betreffenden heuristischen gesichtspunkt*, Annalen der Physik 322 (1905).

BIBLIOGRAPHIE

- [9] R. Millikan, *Einstein's photoelectric equation and contact electromotive force*, Phys. Rev. **7** (1916).
- [10] A. Compton, *A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements*, Phys. Rev. **21** (1921).
- [11] H. Yukawa, *On the interaction of elementary particles*, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **17** (1935).
- [12] J. Street et E. Stevenson, *Penetrating corpuscular component of the cosmic radiation*, Phys. Rev. **51** (1937).
- [13] S. Neddermeyer et C. Anderson, *Note on the nature of cosmic-ray particles*, Phys. Rev. **51** (1937).
- [14] D. Perkins, *Nuclear disintegration by meson capture*, Nature **159** (1947).
- [15] G. Occhialini et C. Powell, *Nuclear disintegrations produced by slow charged particles of small mass*, Nature **159** (1947).
- [16] W. Heisenberg, *Über quantentheoretische umdeutung kinematischer und mechanischer beziehungen*, Z. Phys. **33** :879 (1925).
- [17] M. Born et P. Jordan, *Zur quantenmechanik*, Z. Phys. **34** :858 (1925).
- [18] M. born, *Zur quantenmechanik der stoßvorgänge*, Z. Phys. **37** :863 (1926).
- [19] E. Schrödinger, *Über das verhältnis der heisenberg born jordanischen quantenmechanik zu der meinen*, Annalen der Physik. **79** :734 (1926).
- [20] W. Heisenberg, *Über den anschaulichen inhalt der quantentheoretischen kinematik und mechanik*, Z. Phys. **43** :172 (1927).
- [21] P. Dirac, *Theory of electrons and positrons*, Nobel lecture (1933).
- [22] C. D. Anderson, *The positive electron*, Phys. Rev. **43**, 491 (1933), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.43.491>.
- [23] O. Chamberlain, E. Segre, C. Wiegand, et T. Ypsilantis, *Observation of antiprotons*, UCRL-3172 (1955).
- [24] W. Pauli, *Dear radioactive ladies and gentlemen*, Phys. Today **31N9** (1978 (original 1930)).
- [25] E. Fermi, *An attempt of a theory of beta radiation. i.*, Z. Phys **88**, 161 (1934), ISSN 0044-3328, <http://dx.doi.org/10.1007/BF01351864>.
- [26] F. Reines et C. Cowan, *The neutrino*, Nature **178** (1956).
- [27] E. Konopinski et H. Mahmoud, *The universal fermi interaction*, Phys. Rev. **92** (1953).
- [28] G. Rochester et C. Butler, *Evidence for the existence of new unstable elementary particles*, Nature **160** (1947).

-
- [29] R. Brown, U. Camerini, P. Fowler, H. Muirhead, *et al.*, *Observations with electron sensitive plates exposed to cosmic radiation. ii. further evidence for the existence of unstable charged particles of mass $\approx 1000 m_e$ and observations on their mode of decay*, Nature **163**, 82 (1949).
- [30] H. Anderson, E. Fermi, E. Long, R. Martin, *et al.*, *Total cross sections of negative pions in hydrogen*, Phys. Rev. **85** (1952).
- [31] C. Anderson, E. Cowan, R. Leighton, et V. V. Lint, *Cascade decay of v particles. i.*, Phys. Rev. **92** (1953).
- [32] A. Pais, *Some remarks on the v -particles*, Phys. Rev. **86** (1952).
- [33] M. Gell-Mann, *The interpretation of the new particles as displaced charge multiplets*, Nuovo Cim. Suppl. **4** (1956).
- [34] K. Nishijima, *Charge independence theory of v particles*, Progr. of Theor. Phys. **13** (1955).
- [35] M. Gell-Mann, *Symmetries of baryons and mesons*, Phys. Rev. **125** (1962).
- [36] M. Gell-Mann et Y. Ne'eman, *The eightfold way : A review - with collection of reprints, frontiers in physics*, ed. D. Pines, W. A. Benjamin, Inc. New York - Amsterdam (1964).
- [37] M. Gell-Mann, *A schematic model of baryons and mesons*, Phys. Lett. **8** (1964).
- [38] G. Zweig, *An $SU(3)$ Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking I*, CERN-8182-TH-401 (1964).
- [39] O. Greenberg, *Spin and unitarity spin independence in a paraquark model of baryons and mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964).
- [40] S. C. Ting, *Experimental observation of a heavy particle j* , Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1404>.
- [41] B. Richter, *Discovery of a second narrow resonance in e^+e^- annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1453 (1974), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1453>.
- [42] J. M. I. Glashow, S.L. ; Iliopoulos, *Weak interaction with lepton-hadron symmetry*, Phys. Rev. D **2** (1970).
- [43] M. L. Perl, G. S. Abrams, A. M. Boyarski, M. Breidenbach, *et al.*, *Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1489 (1975), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.35.1489>.
- [44] S. W. Herb *et al.*, *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.39.252>.
- [45] M. Kobayashi et T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Progr. of Theor. Phys. **49** (1973).
- [46] K. Kodama, N. Ushida, C. Andreopoulos, N. Saoulidou, *et al.*, *Observation of tau neutrino interactions*, Physics Letters B **504**, 218 (2001), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301003070>.
-

BIBLIOGRAPHIE

- [47] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), *Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Physical Review Letters **74**, 2626 (1995), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2626>.
- [48] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), *Observation of the Top Quark*, Physical Review Letters **74**, 2632 (1995), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2632>.
- [49] R. Feynman, *A relativistic cut-off for classical electrodynamics*, Phys. Rev. **74** (1948).
- [50] R. Feynman, *The theory of positrons*, Phys. Rev. **76** (1949).
- [51] R. Feynman, *Mathematical formulation of the quantum theory of electromagnetic interaction*, Phys. Rev. **80** (1950).
- [52] S.-I. Tomonaga, *On a relativistic invariant formulation of the quantum theory of wave fields*, RI 22 (1943).
- [53] S.-I. Tomonaga, *On a relativistic invariant formulation of the quantum theory of wave fields*, Prog. Theor. Phys. **1** (1946 (réimprimé)).
- [54] J. Schwinger, *Quantum electrodynamics.i. a covariant formulation*, Phys. Rev. **74** (1948).
- [55] Y. Nambu, *A systematics of hadrons in subnuclear physics*, Preludes in Theoretical Physics in Honor of V. F. Weisskopf, ed. by A. De-Shalit, H. Feshbach, and L. Van Hove, North-Holland, Amsterdam (1966).
- [56] J. Bjorken, *Asymptotic sum rules at infinite momentum*, Phys. Rev. **79** (1969).
- [57] R. Feynman, *Very high-energy collisions of hadrons*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969).
- [58] F. Gross, D.J.; Wilczek, *Ultraviolet behaviour of non-abelian gauge theory*, Phys. Rev. Lett. **30** (1973).
- [59] H. Politzer, *Reliable perturbative results for strong interactions ?*, Phys. Rev. Lett. **30** (1973).
- [60] M. L. H. Fritzsche, H.; Gell-Mann, *Advantages of the color octet gluon picture*, Phys. Lett. **47B** (1973).
- [61] F. Gross, D.J.; Wilczek, *Asymptotically Free Gauge Theories. I*, Phys. Rev. **D8** (1973).
- [62] D. P. Barber *et al.*, *Discovery of three-jet events and a test of quantum chromodynamics at petra*, Phys. Rev. Lett. **43**, 830 (1979), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.43.830>.
- [63] M. Banner, R. Battiston, P. Bloch, F. Bonaudi, *et al.*, *Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider*, Physics Letters B **122**, 476 (1983), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383916052>.
- [64] G. Arnison, A. Astbury, B. Aubert, C. Bacci, *et al.*, *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider*, Physics Letters B **126**, 398 (1983), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383901880>.

-
- [65] S. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions*, Nucl. Phys. 22 (1961).
- [66] S. Weinberg, *A model of leptons*, Phys. Rev. Lett. 19 (1967).
- [67] A. Salam, *Weak and electromagnetic interactions*, Proceedings Of The Nobel Symposium (1968).
- [68] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Physics Letters B **716**, 1 (2012), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [69] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Physics Letters B **716**, 30 (2012), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
- [70] F. Englert et R. Brout, *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- [71] P. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Physics Letters **12**, 132 (1964), ISSN 0031-9163, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916364911369>.
- [72] P. W. Higgs, *Broken symmetries and the masses of gauge bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [73] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), *Review of particle physics*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [74] F. Halzen et A. D. Martin, *Quarks and leptons : An introductory course in modern particle physics*, John Wiley and Sons, Inc (1984).
- [75] W. N. Cottingham et D. A. Greenwood, *An introduction to the standard model of particle physics*, Cambridge University Press (2007).
- [76] S. Wallon, *Structure fondamentale de la matière*, Magistère Inter-universitaire de Physique (2005-2006).
- [77] E. Noether, *Invariante variationsprobleme*, Kgl. Ges. Wiss. Nachr. Math.-phys. **2** (1918).
- [78] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, et T. W. B. Kibble, *Global conservation laws and massless particles*, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.585>.
- [79] J. Goldstone, *Field theories with "superconductor" solutions*, Nuovo Cim. **19** (1961).
- [80] N. Cabibbo, *Unitary symmetry and leptonic decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963).
- [81] M. Baak et R. Kogler, *The global electroweak Standard Model fit after the Higgs discovery* (2013), arXiv:1306.0571 [hep-ph].
-

BIBLIOGRAPHIE

- [82] G. W. Bennett *et al.* (Muon (g-2) Collaboration), *Final report of the e821 muon anomalous magnetic moment measurement at bnl*, Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.73.072003>.
- [83] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), *Measurement of form-factor independent observables in the decay $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$* , Phys.Rev.Lett. **111**, 191801 (2013), [arXiv:1308.1707 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1308.1707).
- [84] G. 't Hooft, *Naturalness, chiral symmetry, and spontaneous chiral symmetry breaking*, NATO Adv.Study Inst.Ser.B Phys. **59**, 135 (1980).
- [85] R. Peccei et H. Quinn, *Some aspects of instantons*, Nuovo Cimento **31A** (1997).
- [86] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, K. Inoue, *et al.*, *Measurements of the solar neutrino flux from super-kamiokande's first 300 days*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1158 (1998), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1158>.

2

Le quark top et l'asymétrie de charge des paires de quarks top-antitop

Sommaire

2.1	Le quark top	25
2.1.1	Un quark spécial	25
2.1.2	Production du quark top	26
2.1.3	Désintégration du quark top	29
2.2	Asymétrie de charge	30
2.2.1	Théorie de l'asymétrie de charge	30
2.2.2	Mesure de l'asymétrie de charge	36
2.2.3	Modèles de nouvelles physiques pouvant influencer l'asymétrie de charge	41
	Bibliographie	43

Le quark top est le 6^{ème} et dernier quark découvert en 1995 au Tevatron par les collaborations CDF et D0 [1, 2]. Il s'est écoulée dix-huit années entre la découverte du quark b , partenaire d'isospin faible du quark top, et la découverte du quark top. Ces nombreuses années ont été nécessaires afin de franchir le fossé entre la masse du quark b et du quark top. Dans la première partie de ce chapitre nous allons montrer que le quark top est un quark spécial du fait de sa grande masse et qu'il est donc intéressant de l'étudier. Dans la seconde partie nous présenterons l'une des propriétés des paires de quarks top-antitop : l'asymétrie de charge. Nous discuterons les aspects théoriques de cette asymétrie de charge ainsi que les mesures expérimentales et le lien avec la recherche de physique au-delà du modèle standard.

2.1 Le quark top

2.1.1 Un quark spécial

Les dernières mesures combinées du Tevatron et du LHC rapportent une masse du quark top de $173,33 \pm 0,27(stat) \pm 0,71(syst)$ GeV [3]. Cette masse élevée fait du quark top un quark spécial pour les deux raisons suivantes :

Couplage au boson de Higgs. Le couplage du quark top au boson de Higgs est grand, $\lambda_{top-higgs} = \frac{\sqrt{2} \cdot m_{top}}{v} \approx \frac{\sqrt{2} \times 173}{246} \approx 0,99$. C'est le plus grand couplage de Yukawa des fermions du modèle standard. De ce fait, l'interaction du quark top et du boson de Higgs décrite par le terme de Yukawa dans le Lagrangien $\mathcal{L} = -\lambda_{top-higgs} \bar{\psi}_L \phi \psi_R$ est grande. Le quark top

CHAPITRE 2. LE QUARK TOP ET L'ASYMÉTRIE DE CHARGE

Masse	Charge	Spin	$m_t - m_{\bar{t}}$	Largeur
$173,33 \pm 0,77$ GeV	+2/3	1/2	$-0,6 \pm 0,6$ GeV	$\Gamma = 2_{-0,43}^{+0,47}$ GeV

TABLE 2.1 – Propriétés du quark top. Les valeurs expérimentales [4, 3, 5] sont en accord avec les prédictions du modèle standard. La charge électrique et le spin du quark top ne sont pas mesurés directement mais par le biais de ses produits de désintégration.

est donc le partenaire privilégié du boson de Higgs et pourrait jouer un rôle spécial dans le brisure de symétrie électrofaible.

Durée de vie. La durée de vie du quark top est estimée à $\tau_{top} = 3,29_{-0,63}^{+0,90} \cdot 10^{-25}$ s [4]. Elle est déduite de la détermination de la largeur $\Gamma = 2_{-0,43}^{+0,47}$ GeV [4] du quark top à l'aide du principe d'incertitude $\Delta\Gamma\Delta\tau \sim \hbar$. Cette durée de vie est inférieure au temps caractéristique de l'hadronisation qui est de $\sim 10^{-24}$ s ($\propto 1/\Lambda_{QCD}$, $\Lambda_{QCD} \approx 200$ MeV). Le quark top se désintègre avant de s'hadroniser, transmettant ainsi ses propriétés à ses produits de désintégrations.

Ces deux propriétés remarquables font du quark top une sonde idéale pour la recherche de nouvelle physique. Les mesures des propriétés générales du quark top listées dans la table 2.1 sont en accord avec les prédictions du modèle standard.

2.1.2 Production du quark top

Depuis sa découverte en 1995 basée sur une quarantaine d'événements, le quark top a été produit copieusement au Tevatron et plus encore au LHC. Il peut-être produit par paire top-antitop ($t\bar{t}$) par le biais de l'interaction forte (voir figure 2.1) ou il peut être produit seul (on parle alors de top célibataire ou *single-top*) par le biais de l'interaction faible.

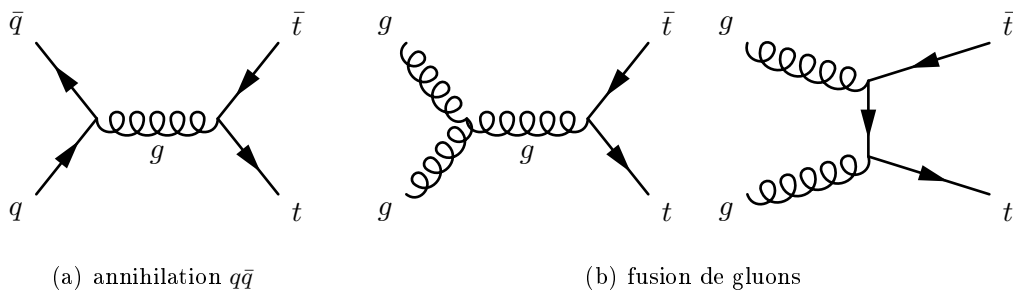


FIGURE 2.1 – Diagrammes de Feynman de production en QCD de la paire $t\bar{t}$. La production peut avoir lieu par annihilation $q\bar{q}$ (a) ou par fusion de gluons (b).

Dans cette thèse nous allons nous intéresser à la production par paire $t\bar{t}$ qui est le mode de production dominant. La section efficace théorique correspondante est calculée dans le cadre de la QCD à l'aide du théorème de factorisation, *i.e.* la section efficace est la convolution d'un terme d'interaction partonique et d'un terme modélisant les partons à l'intérieur du

proton (et de l'antiproton). Cette section efficace s'exprime [6] :

$$\sigma_{tot} = \sum_{i,j} \int_0^{\beta_{max}} d\beta \Phi_{ij}(\beta, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ij}(\beta, m_t^2, \mu_F^2, \mu_R^2), \quad (2.1)$$

où :

- $\hat{\sigma}_{ij}$ est la section efficace d'interaction partonique $ij \rightarrow t\bar{t}$ où i et j parcourent tous les partons possibles de l'état initial. Elle dépend de la vélocité β qui est définie comme $\beta = \sqrt{1 - 4m_t^2/s}$ où s est l'énergie disponible dans le centre de masse des partons i et j et m_t est la masse du quark top. β_{max} est défini par rapport à l'énergie maximale disponible dans le centre de masse de la collision, *i.e.* $\beta_{max} = \sqrt{1 - 4m_t^2/S}$ avec S l'énergie dans le centre de masse des hadrons qui collisionnent. $\hat{\sigma}_{ij}$ dépend également des échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F .
- Φ_{ij} est le flux partonique défini comme $\Phi_{ij}(\beta, \mu_F^2) = \frac{2\beta}{1-\beta^2} \mathcal{L}_{ij}(\frac{1-\beta^2_{max}}{1-\beta^2}, \mu_F^2)$ où la luminosité partonique est définie comme $\mathcal{L}_{ij}(x, \mu_F^2) = x(f_i \otimes f_j, \mu_F^2)$ et représente la fraction d'énergie de la collision disponible dans le centre de masse des partons ($s = \mathcal{L}_{ij}(x, \mu_F^2)S$). Elle est définie comme la convolution de $f_i \otimes f_j$ où f_i et f_j représentent les fonctions de distribution partonique (PDF), *i.e.* la probabilité pour un parton se trouvant au sein d'un hadron d'emporter une fraction d'impulsion donnée. La figure 2.2 montre un exemple de PDF pour $\mu_F = 10$ GeV.

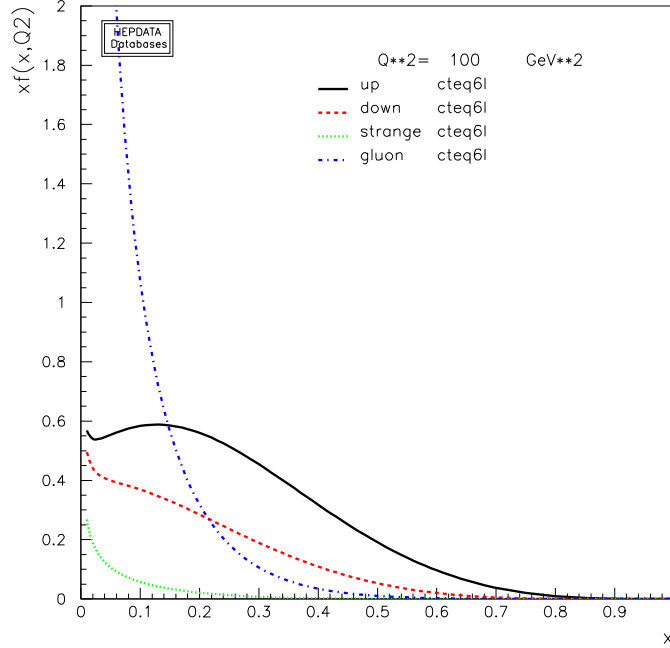


FIGURE 2.2 – Fonctions de distribution partonique pour les quark u , d , s et le gluon pour $\mu_F = 10$ GeV fournies par la collaboration CTEQ. La version des PDF est CTEQ6L [7].

La section efficace partonique $\hat{\sigma}_{ij}$ est calculée de manière perturbative et s'exprime au troisième ordre en α_s (NNLO) pour $\mu_F = \mu_R = m_t$ comme :

$$\hat{\sigma}_{ij}(\beta) = \frac{\alpha_s^2}{m_t^2} (\sigma_{ij}^{(0)} + \alpha_s \sigma_{ij}^{(1)} + \alpha_s^2 \sigma_{ij}^{(2)} + \mathcal{O}(\alpha_s^3)), \quad (2.2)$$

CHAPITRE 2. LE QUARK TOP ET L'ASYMÉTRIE DE CHARGE

où $ij = qq, gg, qg$. Les fonctions $\sigma_{ij}^{(k=0,1,2)}$ sont toutes connues [8, 6, 9], c'est à dire que la section efficace complète $ij \rightarrow t\bar{t}$ est connue au NNLO. La figure 2.3 montre la section efficace inclusive de production $t\bar{t}$ calculée au LO, NLO et NNLO au Tevatron et au LHC (voir table 2.2 pour les valeurs NNLO). À 7 TeV (8 TeV et 14 TeV) le LHC produit 24 (35 et 136) fois plus de paires $t\bar{t}$ que le Tevatron.

On observe un bon accord entre les prédictions réalisées à différents ordres en série de perturbation et une réduction de l'incertitude lorsque les calculs incluent des ordres de plus en plus grand. Cette incertitude est due aux incertitudes sur les fonctions de distribution partonique et au choix des échelles de renormalisation et de factorisation.

Collisionneur	σ_{tot} [pb]	échelles [pb]	pdf [pb]
Tevatron	7,164	+0,110(1,5%)	+0,169(2,4%)
		-0,200(2,8%)	-0,122(1,7%)
LHC 7 TeV	172,0	+4,4(2,6%)	+4,7(2,7%)
		-5,8(3,4%)	-4,8(2,8%)
LHC 8 TeV	245,8	+6,2(2,5%)	+6,2(2,5%)
		-8,4(3,4%)	-6,4(2,6%)
LHC 14 TeV	953,6	+22,7(2,4%)	+16,2(2,7%)
		-33,9(3,6%)	-17,8(1,9%)

TABLE 2.2 – Section efficace théorique inclusive de production $t\bar{t}$ au NNLO [6] pour une masse de quark top égale à 173,3 GeV.

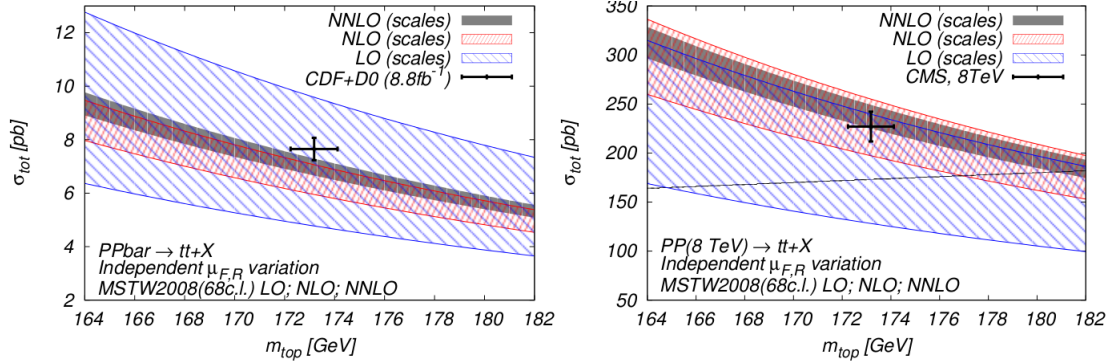


FIGURE 2.3 – Section efficace théorique de production inclusive $t\bar{t}$ en fonction de la masse invariante du système $t\bar{t}$ calculée à différents ordres en série de perturbation : LO (bleu), NLO (rouge) et NNLO (gris), au Tevatron (gauche) et au LHC (droite) [10]. Les bandes indiquent les incertitudes associées. Les prédictions sont comparées à des mesures réalisées par CDF et D0 au Tevatron et CMS au LHC.

Afin de produire une paire $t\bar{t}$ il faut satisfaire la condition $s > 4m_t^2$ issue des contraintes cinématiques de production. Si l'on suppose $f_i = f_j = f$, la condition à remplir pour chaque parton est $f \geq 2m_t/\sqrt{S}$ du fait de $s = \mathcal{L}_{ij}(x, \mu_F^2)S > 4m_t^2$. Au Tevatron (Run II) et au LHC (2012), \sqrt{S} vaut respectivement 1,96 TeV et 8 TeV. Cela implique que les fractions d'impulsion emportées par les partons soient au minimum de $f = 0,18$ au Tevatron et $f = 0,025$ au LHC. Cela correspond (voir figure 2.2) au Tevatron à produire des paires $t\bar{t}$ majoritairement par annihilation $q\bar{q}$ (environ 85 %) et au LHC majoritairement par fusion de gluon (environ 80 % à 8 TeV).

2.1.3 Désintégration du quark top

Dans le modèle standard le quark top se désintègre par le biais de l'interaction faible presque exclusivement en un boson W et un quark b du fait de la grande valeur de l'élément de la matrice CKM $V_{tb} = 1,020 \pm 0,049$ [11]. On définit trois canaux de désintégration selon le mode de désintégration du boson W (voir figure 2.4). Ce dernier peut se désintégrer en une paire de quarks qq' (désintégration hadronique) ou en une paire de lepton chargé et son neutrino (désintégration leptonique).

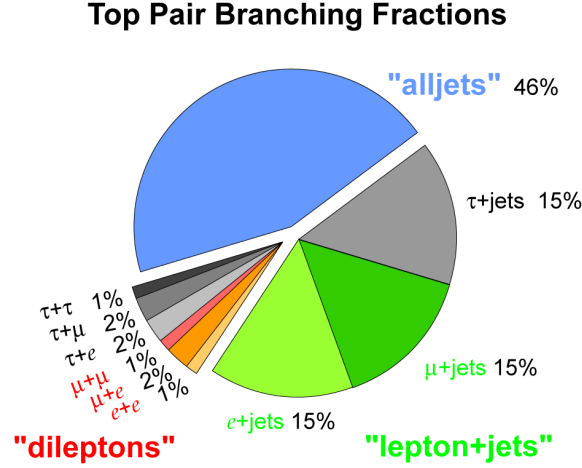


FIGURE 2.4 – Canaux de désintégration des événements $t\bar{t}$.

Canal tout-hadronique. Les deux bosons W (W^+ et W^-) se désintègrent hadroniquement. L'état final $t\bar{t}$ sera donc constitué d'au moins six jets dont quatre proviennent des bosons W et deux de l'hadronisation des quarks b (b et \bar{b}). Ce canal est majoritaire (46 % des événements) mais il possède aussi le bruit de fond le plus important (production QCD d'événements avec plusieurs jets dit multijets). Toutes les particules de l'état final sont reconstruites mais il est difficile de déterminer correctement l'origine (boson W , quark b , radiation de gluon par les quarks) de ces jets du fait de leur très grand nombre (bruit de fond combinatoire).

Canal semileptonique (ℓ +jets). L'un des bosons W se désintègre hadroniquement et l'autre leptoniquement. L'état final est donc composé de quatre jets, un lepton chargé et un neutrino. Ce canal correspond à 45 % des événements si l'on considère les trois leptons chargés e , μ , τ . La sélection des événements se limitent en général aux deux premiers et au cas où le τ se désintègre en un électron ou muon. La présence d'un lepton chargé dans l'état final réduit la combinatoire pour associer les jets aux bosons W et quarks b . Ce canal profite également d'une statistique importante et d'une quantité de bruit de fond raisonnable due à la production de bosons W en association avec des jets (W +jets).

Canal dileptonique. Les deux bosons W se désintègrent de manière leptonique. L'état finale est pure avec deux jets, deux leptons et deux neutrinos. Il y a 6 % seulement des événements $t\bar{t}$ qui se désintègre de manière dileptonique mais le niveau bruit de fond est faible. La présence de deux neutrinos qui ne sont pas détectés rend la cinématique de l'événement

sous-contrainte et donc la reconstruction plus difficile que dans le canal semileptonique. C'est le canal dileptonique qui va nous intéresser dans ce manuscrit pour la mesure de l'asymétrie de charge des paires $t\bar{t}$ au Tevatron et au LHC.

2.2 Asymétrie de charge des paires $t\bar{t}$

Nous allons discuter dans cette section de l'asymétrie de charge des paires $t\bar{t}$. Nous présenterons tout d'abord les contextes théoriques et expérimentaux, puis évoquerons ensuite de possible scénarios de physique au-delà du modèle standard qui peuvent affecter cette observable.

2.2.1 Théorie de l'asymétrie de charge

La QCD prédit au LO que la production des paires $t\bar{t}$ est symétrique dans le référentiel du centre de masse partonique. Les quarks top et antitop sont produits de façon isotrope. Ce n'est plus le cas au NLO où la QCD prédit une asymétrie positive lors de la production par annihilation $q\bar{q}$ ou pour le processus d'excitation d'un quark qg (la contribution du processus qg ne sera pas évoquée dans la suite car beaucoup plus petite que la contribution $q\bar{q}$). Le quark top (antitop) est émis préférentiellement dans la direction du quark (antiquark) incident dans le référentiel du centre de masse. Il y a donc un excès de quark top (antitop), et donc de charge positive (négative), dans une direction (et celle opposée). On parle d'asymétrie de charge.

Cette propriété QCD est analogue à l'asymétrie de charge en QED pour le processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ [12, 13]. Nous allons étudier cette asymétrie en QED dans le prochain paragraphe pour en faciliter la compréhension. Cette asymétrie est due à des interférences entre différents processus qui sont présentés sur la figure 2.5.

D'un côté, le diagramme NNLO en boîte avec l'échange de deux photons virtuels (voir figure 2.5(b)) et le diagramme LO de Born (voir figure 2.5(a)) interfèrent pour générer une asymétrie positive. De l'autre côté, le diagramme NLO d'émission d'un photon réel par un muon de l'état final (voir figure 2.5(d)) et le diagramme NLO d'émission d'un photon réel par un électron de l'état initial (voir figure 2.5(c)) interfèrent pour générer une asymétrie négative.

On peut essayer de comprendre qualitativement l'origine de l'asymétrie par le biais d'une illustration. Le processus discuté plus haut, *i.e.* l'annihilation e^+e^- engendrant une paire $\mu^+\mu^-$, est représenté sur la figure 2.6. En raisonnant de manière semiclassique avec l'interaction coulombienne entre les particules chargées des états initial et final on peut faire le raisonnement suivant :

- l'antimuon (chargé positivement) de l'état final va subir une force répulsive de la part du positron (chargé positivement) de l'état initial et une force attractive de la part de l'électron (chargé négativement) de l'état initial ;
- le muon (chargé négativement) de l'état final va subir une force attractive de la part du positron (chargé positivement) de l'état initial et une force répulsive de la part de l'électron (chargé négativement) de l'état initial.

La configuration de la figure 2.6(a) est donc plus probable que la configuration de la figure 2.6(b).

L'illustration ci-dessus peut s'exprimer aussi en considérant le "flux" de charge électrique. Si le muon (antimuon) sortant est émis dans la direction de l'électron (positron) incident

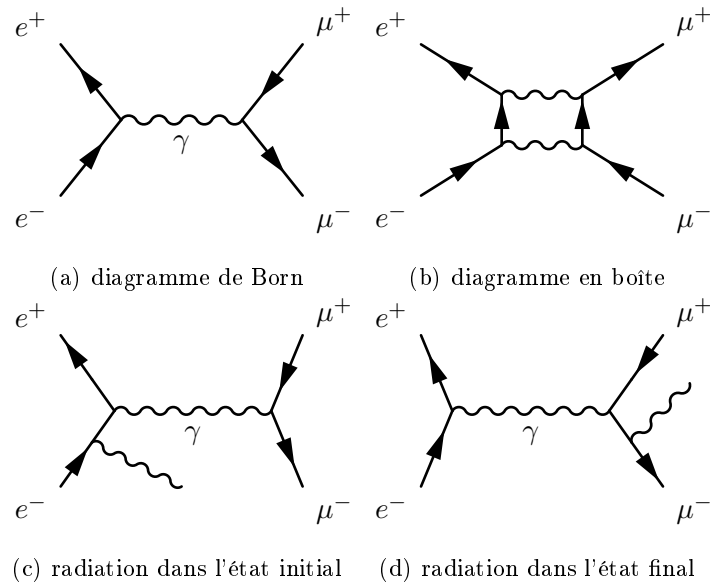


FIGURE 2.5 – Diagrammes de Feynman des différents processus responsables de l'asymétrie de charge en QED : diagramme de Born (a), diagramme en boîte avec échange de deux photons virtuels (b), radiation d'un photon par un lepton de l'état initial (c) et radiation d'un photon par un lepton de l'état final (d). L'interférence des diagrammes (a) et (b) produit une asymétrie positive et l'interférence des diagrammes (c) et (d) produit une asymétrie négative.

alors le flux de la charge électrique est conservé. Si au contraire, le muon (antimuon) sortant est émis dans la direction du positron (électron) incident alors le flux de la charge électrique change de direction. Cela ne peut se faire que par l'émission de photon(s). Le système dans cette configuration est considéré comme davantage perturbé et cette configuration est donc moins probable.

L'asymétrie globale attendue est positive, c'est à dire que la contribution de l'interférence des diagrammes en boîte et de Born est plus importante que la contribution de l'interférence des diagrammes avec radiations par les particules dans les états initial et final. L'asymétrie en QCD est analogue à celle en QED avec les photons qui sont remplacés par des gluons [14, 15]. Les diagrammes correspondant sont présentés sur la figure 2.7.

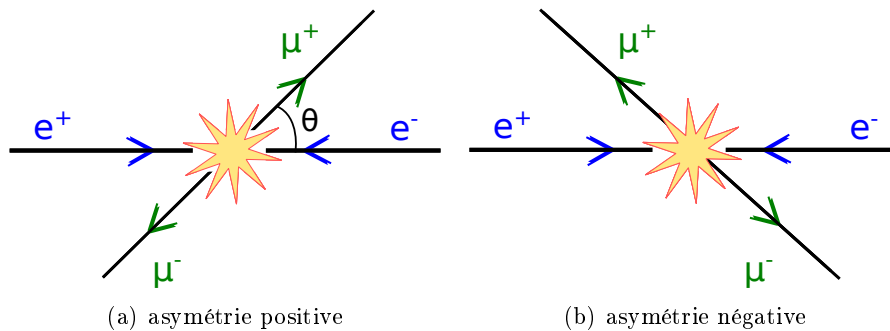


FIGURE 2.6 – Schéma de principe de la cinématique du processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ conduisant à une asymétrie de charge positive (a) et négative (b).

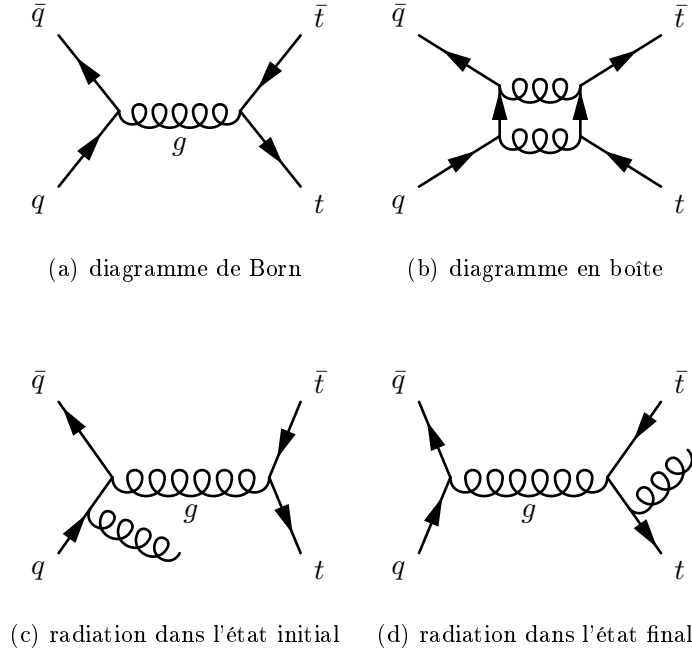


FIGURE 2.7 – Diagrammes de Feynman des différents processus responsables de l'asymétrie de charge en QCD : (a) diagramme de Born, (b) diagramme en boîte avec échange de deux gluons virtuels, (c) radiation d'un gluon par un quark de l'état initial et (d) radiation d'un gluon par un quark de l'état final. L'interférence des diagrammes (a) et (b) produit d'une asymétrie positive et l'interférence des diagrammes (c) et (d) produit d'une asymétrie négative.

L'asymétrie de charge $t\bar{t}$ est définie comme [14] :

$$A^{t\bar{t}} = \frac{\sigma_A}{\sigma_{tot}} \text{ avec } \sigma_{A,tot} = \int_0^1 d\cos\theta \left(\frac{d\sigma_{t\bar{t}}(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t})}{d\cos\theta} \mp \frac{d\sigma_{t\bar{t}}(q\bar{q} \rightarrow \bar{t}t)}{d\cos\theta} \right), \quad (2.3)$$

$$A^{t\bar{t}} = \frac{\sigma_{t\bar{t}}(\cos\theta > 0) - \sigma_{t\bar{t}}(\cos\theta < 0)}{\sigma_{t\bar{t}}(\cos\theta > 0) + \sigma_{t\bar{t}}(\cos\theta < 0)}, \quad (2.4)$$

où θ (voir figure 2.6) est l'angle de diffusion du quark top (processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$) ou de l'antiquark top (processus $q\bar{q} \rightarrow \bar{t}t$) par rapport à la direction du quark incident dans le référentiel du centre de masse partonique. Le numérateur σ_A de (2.3) est la section efficace inclusive asymétrique de production $t\bar{t}$ et le dénominateur σ_{tot} est la section efficace inclusive totale de production $t\bar{t}$. Le terme σ_A n'est pas nul du fait de $d\sigma(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}) \neq d\sigma(q\bar{q} \rightarrow \bar{t}t)$. Du fait de la conjugaison de charge ($\sigma_{t\bar{t}}(\cos\theta > 0) = \sigma_{t\bar{t}}(\cos\theta < 0)$), l'équation (2.3) peut s'exprimer également :

$$A^{t\bar{t}} = \frac{\sigma_{t\bar{t}}(\cos\theta > 0) - \sigma_{t\bar{t}}(\cos\theta < 0)}{\sigma_{t\bar{t}}(\cos\theta > 0) + \sigma_{t\bar{t}}(\cos\theta < 0)}. \quad (2.5)$$

Si l'on développe en série de perturbation $A^{t\bar{t}}$, on obtient [16] :

$$A^{t\bar{t}} = \frac{\sigma_A}{\sigma_{tot}} = \frac{\alpha_s^3 N_1 + \alpha_s^4 N_2 + \dots}{\alpha_s^2 D_0 + \alpha_s^3 D_1 + \dots}, \quad (2.6)$$

$$A^{t\bar{t}} = \frac{\alpha_s}{D_0} (N_1 + \alpha_s (N_2 - N_1 D_1 / D_0)) + \dots, \quad (2.7)$$

$$(2.8)$$

où α_s est la constante de couplage de QCD. À ce calcul purement QCD doivent s'ajoutées les corrections électrofaibles (EW) (voir figure 2.8 et 2.9) dues aux interférences entre les diagrammes QCD et électrofaible. L'expression de (2.6) est dans ce cas :

$$A^{t\bar{t}} = \frac{\sigma_A}{\sigma_{tot}} = \frac{\alpha^2 \tilde{N}_0 + \alpha_s^3 N_1 + \alpha_s^2 \alpha \tilde{N}_1 + \alpha_s^4 N_2 + \dots}{\alpha^2 \tilde{D}_0 + \alpha_s^2 D_0 + \alpha_s^3 D_1 + \alpha_s^2 \alpha \tilde{D}_1 + \dots}, \quad (2.9)$$

où α est la constante de couplage de QED ou de l'interaction faible suivant le processus électrofaible considéré. Jusqu'à récemment le terme N_2 ne pouvait être calculé car la section efficace $t\bar{t}$ NNLO exacte n'était pas connue. Le calcul de l'asymétrie peut donc être réalisé de deux façons.

Calcul à ordre fixe en série de perturbation (NLO/LO en α_s, α). Le terme N_2 n'étant pas connu, les termes proportionnels et supérieurs à α_s^4, α^4 au numérateur et α_s^3, α^3 au dénominateur ne sont pas pris en compte [14, 16, 14, 17, 18, 19]. Les expressions de (2.6) et (2.9) deviennent :

$$A^{t\bar{t}}(QCD) \simeq \frac{\alpha_s}{D_0} N_1, \quad (2.10)$$

$$A^{t\bar{t}}(QCD + EW) \simeq \alpha_s \frac{N_1}{D_0} + \alpha \frac{\tilde{N}_1}{D_0} + \frac{\alpha^2 \tilde{N}_0}{\alpha_s^2 D_0}. \quad (2.11)$$

Cela revient à calculer l'asymétrie au premier ordre en série de perturbations, *i.e.* le numérateur et le dénominateur sont tous les deux au premier ordre en série de perturbations (le premier ordre pour le numérateur correspond au NLO en α_s et pour le dénominateur correspond au LO en α_s). Généralement, les calculs à ordre fixe en série de perturbation permettent d'obtenir une incertitude liée aux échelles assez petite. Les auteurs de [19] ont effectués le calcul suivant un schéma différent de renormalisation permettant de réduire l'incertitude liée aux échelles et prédisent une augmentation d'environ 30 % de l'asymétrie par rapport aux autres prédictions NLO/LO en α_s, α .

Suivant l'approche NLO/LO, les corrections électrofaibles augmentent d'environ 20 % l'asymétrie purement QCD [16]. Les auteurs de [17] ont également pris en compte les contributions des termes logarithmiques dominants pour l'émission de gluons mous au NNLO (NNLL) pour le calcul du numérateur. La contribution des termes NNLL est faible (environ 3 % relatif).

Tous les ordre disponibles (NLO/NLO en α_s, α). Une seconde approche consiste à calculer le dénominateur et le numérateur en série de perturbation jusqu'aux ordres les plus élevés connus. La section efficace inclusive $t\bar{t}$ NLO est supérieure à la section efficace LO et donc l'asymétrie calculée en suivant l'approche décrite ici sera plus petite que celle prédite précédemment. De plus, l'incertitude liée aux échelles sera plus importante. De manière générale, il est en effet observé que l'introduction dans un calcul d'une partie seulement des corrections dues à l'ordre suivant dans la série perturbative augmente l'incertitude liée aux échelles Cette approche peut être vue comme une estimation de l'impact sur l'asymétrie due à l'ordre suivant en série de perturbation et donc de jauger la précision du calcul au premier ordre.

La table 6.19 résume l'évolution des prédictions au cours du temps suivant les deux approches ci-dessus pour l'asymétrie $t\bar{t}$ dans le référentiel du centre de masse $t\bar{t}$ au Tevatron

CHAPITRE 2. LE QUARK TOP ET L'ASYMÉTRIE DE CHARGE

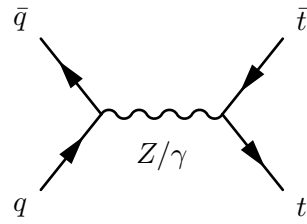
(les prédictions disponibles au LHC qui sont présentées dans la section 2.2.2. b ne sont quant à elles pas antérieures à 2011 et ne permettent donc pas une présentation chronologique comparative). Les valeurs prédites pour une même approche par différents auteurs sont compatibles à l'exception de la prédiction faite dans [19] pour le calcul NLO/LO. Les auteurs de [18] en concluent que les erreurs théoriques dues aux échelles présentées dans la table 2.3 sont sous-estimées et seraient plutôt de l'ordre de 30 %

La seconde approche (NLO/NLO) est utilisée pour les générateurs d'événements comme MCFM [20] et MC@NLO [21]. Ces générateurs modélisent aussi les gerbes partoniques. Les modèles d'hadronisation peuvent être à l'origine d'une asymétrie lors de la génération des gerbes au LO [22].

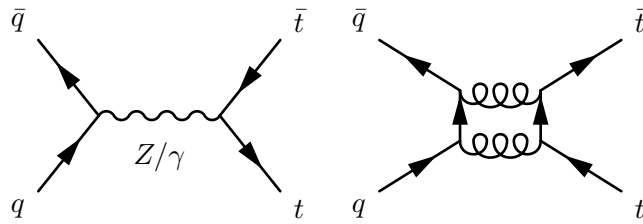
$A^{t\bar{t}}$	
Ordre fixe en série de perturbation NLO/LO	
Kühn, Rogrigo (NLO,1998) [14]	4 – 5 %
Holik, Pagani (2010) [16]	$8,9 \pm 0,7$ %
Kühn, Rogrigo (NLO+EW, 2011) [14]	$8,7 \pm 1,0$ %
Ahrens et al. (NLO+NNLL, 2011) [17]	$7,24^{+1,06}_{-0,72}$ %
Bernreuther, Si (NLO+EW, 2012) [18]	$8,8 \pm 0,6$ %
Brodsky, Wu (NLO+EW, 2012) [19]	$\simeq 12,7$ %
NLO/NLO	
Campbell, Ellis (générateur MCFM, 2012) [20]	$6,5^{+2,8}_{-1,4}$ %
Frixione, Webber (générateur MC@NLO, 2008) [21]	$\simeq 5,1$ %

TABLE 2.3 – Résumé des différentes prédictions de l'asymétrie $t\bar{t}$ dans le référentiel du centre de masse $t\bar{t}$ au Tevatron au cours du temps pour deux approches de calcul. Il y a des calculs purement QCD NLO (NLO) auxquels sont ajoutées les corrections électrofaibles (NLO+EW) ou la resommation des logarithmes dominants (NLO+NNLL). La définition de l'asymétrie $t\bar{t}$ au Tevatron est donnée ci-après dans la section 2.2.2. a.

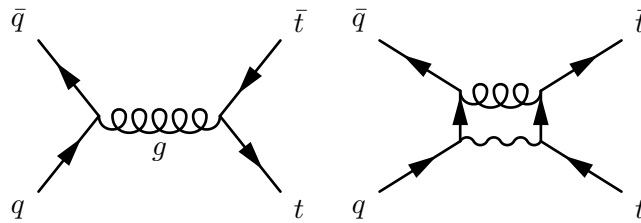
Le calcul de l'asymétrie à l'ordre fixe NLO (NNLO/NLO en α_s , α), qui est maintenant possible depuis que la section efficace inclusive $t\bar{t}$ est connue au NNLO en α_s , permettra de réduire l'influence des échelles et d'aboutir à un résultat qui permettra peut-être d'éclaircir la situation théorique.



(a) diagramme de Born EW



(b) interférence $\alpha_s^2\alpha$



(c) interférence $\alpha_s^2\alpha$

FIGURE 2.8 – Contribution à l'asymétrie $t\bar{t}$ aux ordres α (a) et $\alpha_s^2\alpha$ (b), (c) des diagrammes EW conduisant à une asymétrie positive.

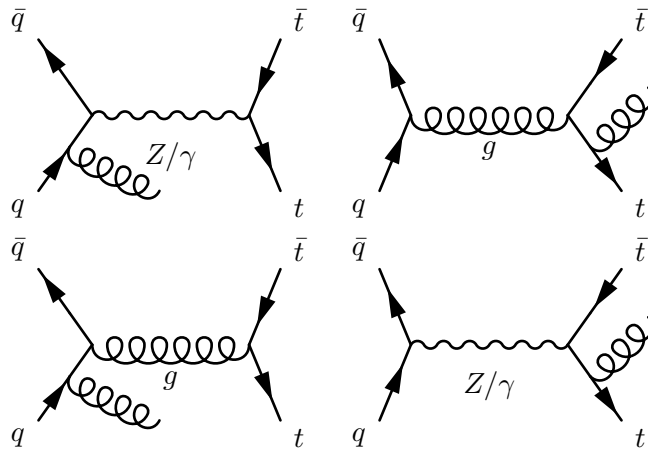


FIGURE 2.9 – Contribution à l'asymétrie $t\bar{t}$ à l'ordre $\alpha_s^2\alpha$ des diagrammes EW conduisant à une asymétrie négative.

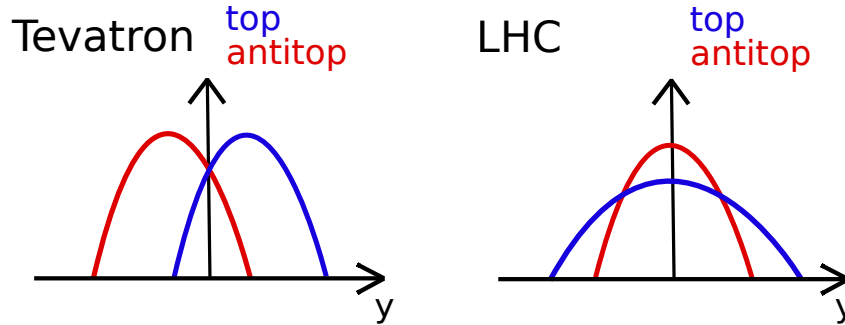


FIGURE 2.10 – Schéma de principe de l'asymétrie de charge au Tevatron (avant-arrière) et au LHC (avant/arrière-centrale).

2.2.2 Mesure de l'asymétrie de charge

Nous allons distinguer la mesure de l'asymétrie de charge au Tevatron (voir section 2.2.2. a) et au LHC (voir section 2.2.2. b). Le processus physique mise en jeu est le même au Tevatron et au LHC mais du fait des états initiaux différents l'observable liée à l'asymétrie ne sera pas la même pour ces deux collisionneurs. On utilise la rapidité y pour repérer la direction de vol des objets dans le détecteur. La rapidité d'une particule est définie comme :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (2.12)$$

avec E et p_z respectivement l'énergie et l'impulsion selon l'axe z qui est l'axe défini par la direction faisceau. La rapidité est positive pour des objets émis vers l'avant, *i.e.* dans la direction de l'axe z , et négative pour des objets émis vers l'arrière, *i.e.* dans la direction opposée à l'axe z . Elle vaut zéro si l'objet est émis transversalement au faisceau et l'infini si l'objet est émis seulement selon z .

Au Tevatron, du fait de l'état initial $p\bar{p}$ l'asymétrie mesurée sera une asymétrie avant-arrière (*Forward-Backward*) : les quarks top et antitop seront préférentiellement émis dans des directions opposées, le quark top dans la direction du faisceau de proton et l'antiquark top dans la direction du faisceau d'antiproton (voir figure 2.10).

Au LHC, du fait de l'état initial pp le quark (antiquark) est une quark de valence (de la mer) du proton. Le quark emportera en moyenne une fraction d'impulsion du proton plus importante que l'antiquark. Le quark top sera donc émis davantage à l'avant et à l'arrière du détecteur et l'antiquark top au centre du détecteur dans la direction transverse (asymétrie avant/arrière-centrale) comme le montre la figure 2.10.

2.2.2. a Mesure au Tevatron

On définit l'asymétrie $t\bar{t}$ avant-arrière au Tevatron comme :

$$A^{t\bar{t}} = \frac{N(\Delta y > 0) - N(\Delta y < 0)}{N(\Delta y > 0) + N(\Delta y < 0)}, \quad (2.13)$$

avec $\Delta y = y_t - y_{\bar{t}}$ défini comme la différence entre la rapidité des quarks top et antitop. Le nombre d'événements $N(\Delta y > 0)$ est prédit plus important que le nombre d'événement

$N(\Delta y < 0)$. L'intérêt d'utiliser Δy est que cette variable est invariante sous un *boost* de Lorentz le long du faisceau. Elle vaudra donc la même valeur pour la paire $t\bar{t}$ que l'on soit dans le référentiel du détecteur ou dans le référentiel du centre de masse.

L'asymétrie peut-être également définie à l'aide des leptons chargés issus de la désintégration du boson W , lui-même issu de la désintégration du quark top. La direction de vol des leptons suit en moyenne la direction de vol du quark top. La mesure de l'asymétrie leptonique présente l'avantage de pouvoir utiliser directement ce que l'on mesure dans le détecteur, sachant que les leptons sont les objets les mieux mesurés. Le quark top *a contrario* n'est pas observé dans le détecteur du fait de sa très courte durée de vie. Il faut donc reconstruire sa cinématique comme on le verra dans le chapitre 8. Un autre intérêt de mesurer l'asymétrie leptonique est de pouvoir observer d'éventuels effets dus à une polarisation du quark top (prédite nulle dans le modèle standard). Cette polarisation affecterait la distribution angulaire des bosons W et donc des leptons et modifierait dans ce cas l'asymétrie des leptons.

On définit par analogie avec l'équation (2.13) l'asymétrie de la paire de leptons dans le canal dileptonique comme :

$$A^{\ell\ell} = \frac{N(\Delta\eta > 0) - N(\Delta\eta < 0)}{N(\Delta\eta > 0) + N(\Delta\eta < 0)}, \quad (2.14)$$

avec $\Delta\eta = \eta_{\ell^+} - \eta_{\ell^-}$ la différence de pseudorapacité du lepton chargé positivement et du lepton chargé négativement. La pseudorapacité équivaut à la rapidité dans le régime ultra-relativiste qui est celui des leptons auxquels on s'intéresse ici du fait qu'ils sont légers. La pseudorapacité est définie comme :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right), \quad (2.15)$$

avec θ l'angle formé entre la direction de vol du lepton et le faisceau. On définit également dans les canaux dileptonique et semileptonique l'asymétrie pour chaque lepton pris indépendamment comme :

$$A_{\text{FB}}^{\ell} = \frac{N_{\ell}(q \times \eta > 0) - N_{\ell}(q \times \eta < 0)}{N_{\ell}(q \times \eta > 0) + N_{\ell}(q \times \eta < 0)}, \quad (2.16)$$

avec q la charge électrique du lepton. Les prédictions pour ces trois asymétries sont données dans la table 2.4.

$A^{t\bar{t}}$	$8,8 \pm 0,6 \%$
$A^{\ell\ell}$	$4,8 \pm 0,4 \%$
A_{FB}^{ℓ}	$3,8 \pm 0,3 \%$

TABLE 2.4 – Prédictions théoriques (NLO+EW) pour les asymétries $t\bar{t}$ et leptoniques au Tevatron [18].

Le statut des mesures expérimentales au Tevatron lors du démarrage de ce travail de thèse (fin 2011-début 2012) est présenté sur les figures 2.11 et 2.12. Les mesures inclusives (voir figure 2.11) dévoilées par les collaborations CDF et D0 ont montrées des déviations par rapport aux prédictions du modèle standard de l'ordre de deux déviations standard [23, 24, 25, 26]. La collaboration CDF a mesurée une déviation de l'ordre de trois déviations

standard pour l'asymétrie $A^{t\bar{t}}$ mesurée pour une masse invariante $t\bar{t}$ supérieure à 450 GeV (voir figure 2.12) [24]. L'asymétrie prédite augmente avec la masse invariante $t\bar{t}$ car la section efficace symétrique décroît plus vite que la section efficace asymétrique en fonction de la masse invariante $t\bar{t}$ comme le montre la figure 2.13 [27]. La collaboration D0 n'a pas confirmée une telle déviation mais a observé une déviation de l'ordre de deux déviations standard pour la mesure de l'asymétrie leptonique A_{FB}^{ℓ} [25].

Les incertitudes sur les mesures sont importantes et dominées par l'incertitude statistique. Il est donc important de réaliser ces différentes mesures avec l'ensemble du lot de données finalement enregistrées par les collaborations CDF et D0. Nous présenterons dans le chapitre 6 la mesure des asymétries A_{FB}^{ℓ} et $A^{\ell\ell}$ dans le canal dileptonique à D0.

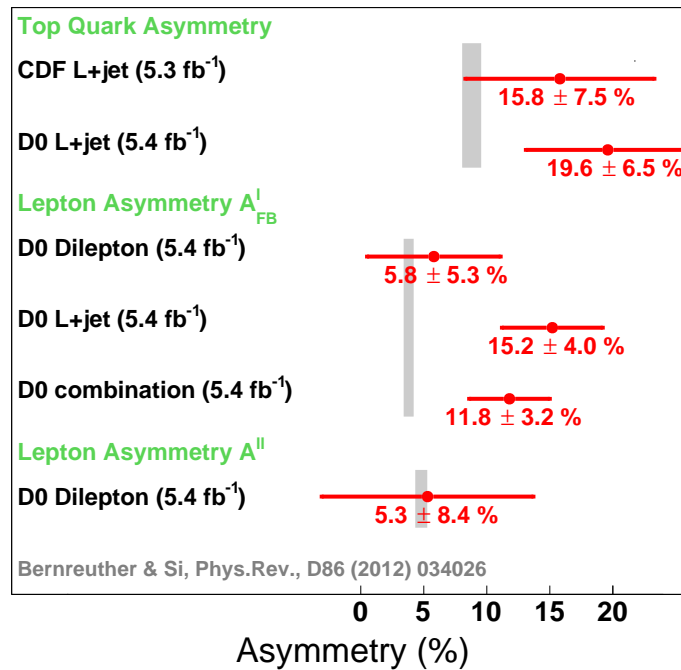


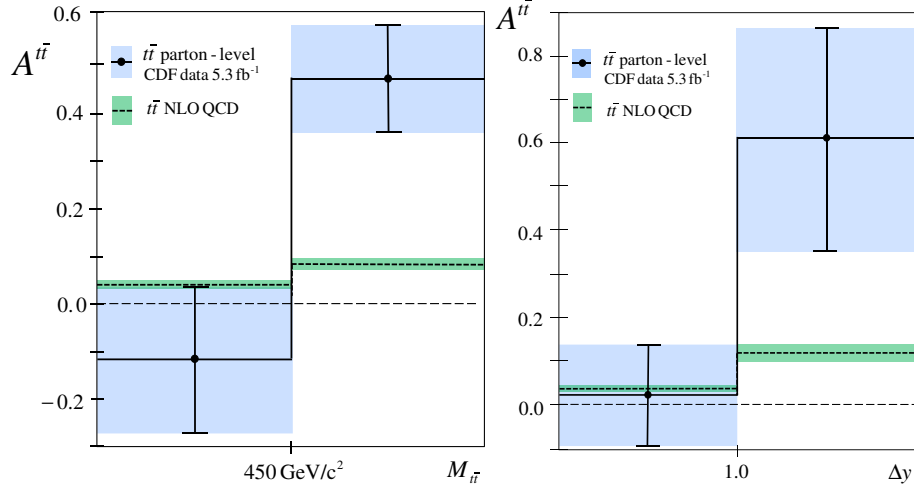
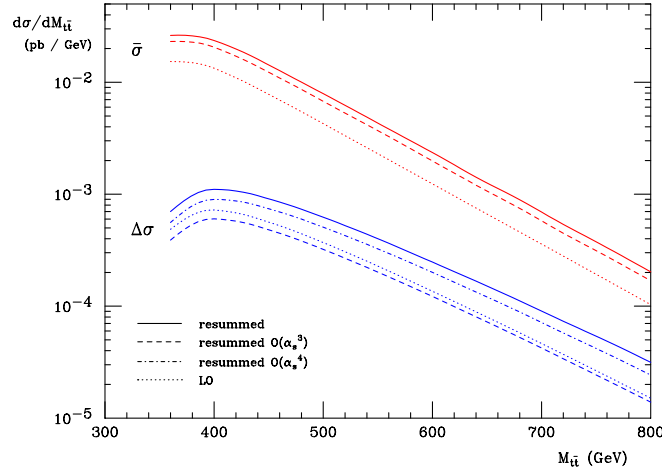
FIGURE 2.11 – Résumé des mesures inclusives des asymétries au Tevatron début 2012 [23, 24, 25, 26]. Les mesures et leurs incertitudes sont indiquées en rouge et les prédictions et leurs incertitudes (NLO+EW) [18] sont indiquées en gris.

2.2.2. b Mesure au LHC

Au LHC, les collaborations ATLAS et CMS ont également mesurées l'asymétrie de charge top-antitop [28, 29, 30, 31, 32]. L'observable pour mesurer l'asymétrie $t\bar{t}$ diffère de celle au Tevatron et est définie comme :

$$A^{t\bar{t}} = \frac{N(\Delta|y| > 0) - N(\Delta|y| < 0)}{N(\Delta|y| > 0) + N(\Delta|y| < 0)}, \quad (2.17)$$

avec $\Delta|y| = |y_t| - |y_{\bar{t}}|$. Le nombre d'événements $N(\Delta|y| > 0)$ est prédit plus important que le nombre d'événements $N(\Delta|y| < 0)$. Une asymétrie de la paire de leptons est également


 FIGURE 2.12 – Mesure par CDF de l’asymétrie $t\bar{t}$ en fonction de $|\Delta y|$ et $M_{t\bar{t}}$ en 2011 [24]

 FIGURE 2.13 – Section efficace de production $t\bar{t}$ symétrique ($\bar{\sigma}$) et asymétrique ($\Delta\sigma$) en fonction de la masse invariante du système $t\bar{t}$ [27].

définie dans le canal dileptonique :

$$A_C^{\ell\ell} = \frac{N(\Delta|\eta| > 0) - N(\Delta|\eta| < 0)}{N(\Delta|\eta| > 0) + N(\Delta|\eta| < 0)}, \quad (2.18)$$

avec $\Delta|\eta| = |\eta_{\ell^+}| - |\eta_{\ell^-}|$ la différence entre les valeurs absolues des pseudorapidités du lepton chargé positivement et négativement. Les dernières prédictions pour ces asymétries sont présentées dans la table 2.5. Les valeurs sont significativement plus petites qu’au Tevatron. Ceci s’explique par la faible fraction d’événements $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ par rapport aux événements $gg \rightarrow t\bar{t}$ au LHC et du fait de l’état initial pp . La valeur des prédictions diminue lorsque l’énergie augmente car la fraction d’événements $gg \rightarrow t\bar{t}$ augmente avec l’énergie. Cela rend la mesure de l’asymétrie plus compliquée pour les prochaines prises de données au LHC. Le statut actuel des mesures réalisées par ATLAS et CMS est présentée sur la figure 8.25. Un bon accord entre les mesures et prédictions est observé pour l’ensemble des mesures. L’incertitude sur les mesures est importante malgré le grand nombre d’événement $t\bar{t}$ du fait de

CHAPITRE 2. LE QUARK TOP ET L'ASYMÉTRIE DE CHARGE

la faible valeur des prédictions et des incertitudes systématiques qui commencent à dominer l'incertitude globale.

Afin d'obtenir des informations supplémentaires vis-à-vis de la mesure inclusive, de discriminer entre des modèles de nouvelle physique et le modèle standard et d'essayer d'augmenter la sensibilité des mesures, ATLAS et CMS effectuent des mesures différentielles de l'asymétrie en fonction de la masse invariante de la paire $t\bar{t}$ et de $\Delta|y|$, de l'impulsion transverse et du *boost* le long du faisceau de la paire $t\bar{t}$. Le *boost* le long du faisceau de la paire $t\bar{t}$ est défini comme :

$$\beta_z = \frac{|p_t^z + p_{\bar{t}}^z|}{E_t + E_{\bar{t}}}, \quad (2.19)$$

avec p^z et E respectivement l'impulsion le long de l'axe du faisceau et l'énergie dans le référentiel du laboratoire. L'asymétrie augmente lorsque β_z augmente [33] car la fraction d'événements $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ augmente avec β_z . *A contrario* l'asymétrie est prédite décroissante lorsque l'impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$ augmente. La radiation de gluons par les quarks top et antitop est plus importante dans ce cas et donc la contribution négative à l'asymétrie totale augmente (voir section 2.2.1). Jusqu'à présent les mesures différentielles montrent un bon accord avec les prédictions du modèle standard et ne permettent pas encore de contraindre fortement des modèles de nouvelle physique que nous allons évoquer ci-dessous.

	7 TeV	8 TeV	14 TeV
A_C	$1,23 \pm 0,05$ %	$1,11 \pm 0,04$ %	$0,67 \pm 0,04$ %
$A_C^{\ell\ell}$	$0,70 \pm 0,03$ %	$0,64 \pm 0,03$ %	$0,43 \pm 0,02$ %

TABLE 2.5 – Prédications théoriques (NLO+EW) pour les asymétries $t\bar{t}$ et leptonique au LHC à différentes énergies [18].

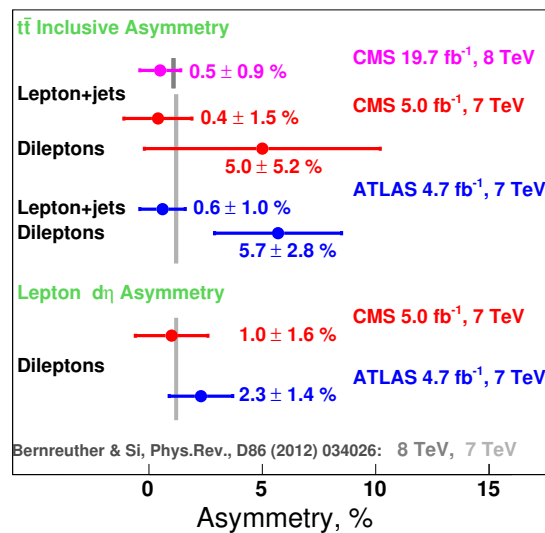


FIGURE 2.14 – Résumé des mesures inclusives des asymétries au LHC [28, 29, 30, 31, 32].

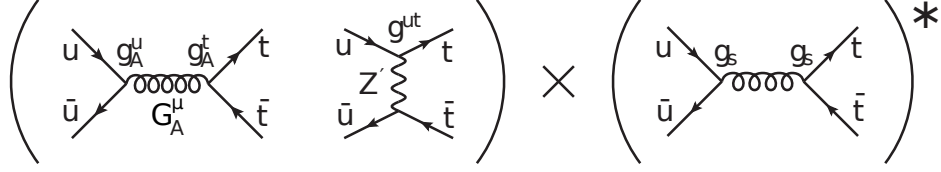


FIGURE 2.15 – Interférence du gluon du modèle standard et de particules prédites par des modèles de physique au-delà du modèle standard (axigluon G_μ^a ou boson Z') [36].

2.2.3 Modèles de nouvelles physiques pouvant influencer l'asymétrie de charge

Les déviations observées au Tevatron pourraient être la manifestation de physique au-delà du modèle standard. Des modèles de nouvelle physique permettant d'expliquer les déviations observées au Tevatron ont été élaborés [34, 35, 36, 37]. Ils doivent également être en mesure d'expliquer le bon accord entre les mesures et les prédictions de l'asymétrie observé au LHC et satisfaire diverses contraintes expérimentales comme nous le verrons ci-après. Nous allons présenter deux modèles simples de nouvelle physique en nous arrêtant plus longuement sur le modèle axigluon. Les deux modèles introduisent une nouvelle particule à l'ordre des arbres (LO) qui interfèrent avec le gluon du modèle standard à travers le processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ comme présenté sur la figure 2.15.

Boson vecteur en voie s : axigluon. Une classe intéressante de modèles pouvant engendrer un grande asymétrie $t\bar{t}$ à l'ordre des arbres sont les modèles avec des bosons vecteurs (vecteurs ou axial-vecteurs) massifs G_μ^a en voie s possédant un couplage chirale (couplage aux quarks d'hélicité gauche différent de celui aux quarks d'hélicité droite) avec les quarks légers (u, d, c, s, b) et le quark top du modèle standard. Ces bosons sont préférentiellement des octets de couleur avec un couplage axial-vecteur (boson axial-vecteur dont le facteur lié au vertex $G_\mu^a q\bar{q}$ est de la forme $-ig\gamma^\mu\gamma^5 T_A$) car ils permettent de générer la plus grande asymétrie. Ils sont appelés *axigluon* [38, 39, 40, 41] et se manifeste en voie s afin de pouvoir produire une paire $t\bar{t}$ par annihilation $q\bar{q}$.

L'axigluon est généralement issue de la brisure de la symétrie chirale d'un groupe de jauge étendu $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ en $SU(3)$ du modèle standard [38]. Il existe donc au sein de ce modèle les gluons du modèle standard et les axigluons.

L'interférence entre l'axigluon et le gluon (INT) et l'interférence de l'axigluon avec lui-même (NP) contribue à la production $t\bar{t}$ comme :

$$\sigma_a^{INT} \approx g_s^2 \frac{g_A^q g_A^t}{M_{t\bar{t}}^2 - M_G^2}, \quad \sigma_s^{NP} \approx (g_A^q)^2 (g_A^t)^2 \frac{M_{t\bar{t}}^2}{(M_{t\bar{t}}^2 - M_G^2)^2}. \quad (2.20)$$

M_G et $M_{t\bar{t}}$ sont respectivement la masse de l'axigluon et la masse du système $t\bar{t}$, g_A^q et g_A^t sont les couplages axial-vecteurs de l'axigluon aux quarks légers (q) et au quark top (t) du modèle standard. Dans le cas de l'axigluon qui possède un couplage axial-vecteur, seule l'interférence avec le gluon du modèle standard σ_a^{INT} contribue à l'asymétrie. Cette contribution doit être positive afin d'expliquer l'excès observé au Tevatron. Cela peut être obtenu de deux manières :

un axigluon léger : $M_G \leq M_{t\bar{t}}$. Dans ce cas il faut que les couplages aux quarks du modèle standard respectent : $g_A^q \cdot g_A^t > 0$ [42] ;

un axigluon lourd : $M_G \gg M_{t\bar{t}}$. Dans ce cas il faut que les couplages aux quarks du modèle standard respectent : $g_A^q \cdot g_A^t < 0$ [43].

Nous venons de mentionner que pour l'axigluon, le terme σ_s^{NP} ne contribue pas à l'asymétrie. Il contribue pour autant à la production $t\bar{t}$. L'accord entre la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ et les prédictions du modèle standard est bon [44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55] (voir figure 2.16) et contraint donc les différents modèle de nouvelle physique. Par exemple, pour une masse d'axigluon proche de la résonance $t\bar{t}$ ($M_G \approx M_{t\bar{t}}$), le terme σ_s^{NP} peut devenir très grand si les couplages ne sont pas suffisamment faibles. Pour une masse donnée d'axigluon on peut donc contraindre la valeur de ces couplages. Il faut également que la largeur de l'axigluon soit suffisamment grande pour ne pas apparaître comme une résonance dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ qui ne présente aucun excès [46] comme le montre la figure 2.17. Le bon accord du spectre de production dijets mesuré et des prédictions faites en QCD contraint la masse de l'axigluon (*e.g.* : $M_G > 2TeV$ dans le cas où celui-ci possède des couplages semblables à celui du gluon de QCD). Il existe aussi des contraintes indirectes dues à la physique des saveurs et aux mesures de précision électrofaible. Citons par exemple l'étude du vertex $Z \rightarrow q\bar{q}$ auquel l'axigluon peut apportée une contribution à l'ordre des boucles.

Nous verrons dans la section 6.1.4. c un exemple concret de modèle d'axigluon.

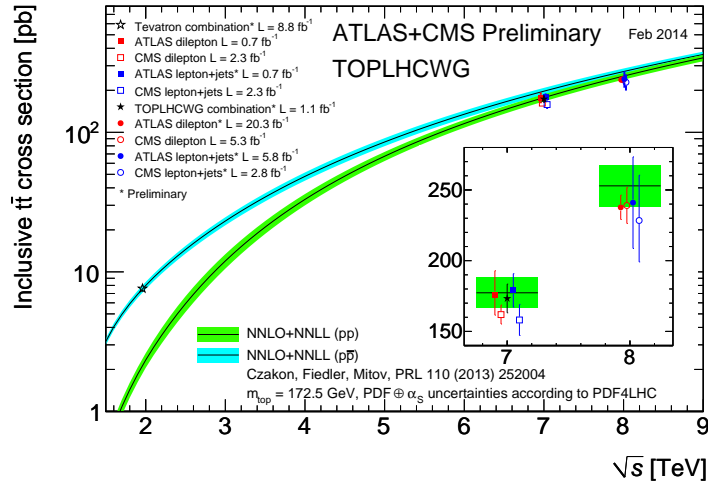


FIGURE 2.16 – Résumé [56] des mesures de la section efficace inclusive $t\bar{t}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision comparée à la prédiction QCD NNLO+NNLL (top++2.0) [6]. Les bandes d'incertitudes théoriques sont dues aux échelles de renormalisation et de factorisation, aux PDF et à la mesure de la constante de couplage QCD. Les mesures et prédictions sont faites pour une masse du quark top de 172,5 GeV.

Boson vecteur en voie t . Il existe des modèles (*e.g.* modèle avec une symétrie chirale) décrivant l'échange d'un boson vecteur Z' singlet de couleur [57]. Ce nouveau boson est responsable de changements de saveurs des quarks par courant neutre (*FCNC*, *Flavor Changing Neutral Current*). Le mécanisme FCNF est fortement supprimé dans le modèle standard, ce qui contraint donc les modèles avec des bosons Z' . Le bosons Z' se manifeste en voie t (diffusion particule-antiparticule) afin de produire une paire $t\bar{t}$ par interaction quark-

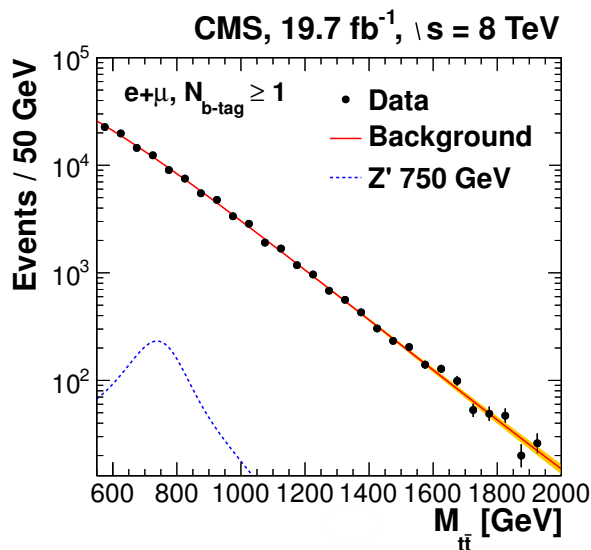


FIGURE 2.17 – Nombre d'événements $t\bar{t}$ en fonction de la masse invariante de la paire $t\bar{t}$ mesurés par CMS dans le canal semileptonique à 8 TeV [46].

antiquark comme on peut le voir sur la figure 2.15. L'interférence du Z' avec le gluon du modèle standard et avec lui-même génèrent une asymétrie. Cela diffère du cas de l'axigluon car le Z' est un boson vecteur et non pas axial-vecteur. L'expression de l'interférence entre le boson Z' et le gluon du modèle standard restreint la masse du Z' autour de 300 GeV [57]. De plus, le couplage $Z'ut$ doit être suffisamment important pour générer une asymétrie positive et les couplages $Z'u\bar{u}$, $Z't\bar{t}$ doivent être raisonnable afin d'éviter une contribution importante à la production $t\bar{t}$. Les modèles avec des bosons Z' sont aujourd'hui très défavorisés du fait des contraintes expérimentales.

Nous venons de voir que le quark top est une sonde idéal pour tester le modèle standard et rechercher de la nouvelle physique. L'asymétrie de charge des paires $t\bar{t}$ est une mesure de précision intéressante. Des déviations ont été observées entre les mesures et les prédictions au Tevatron et un bon accord au LHC. Il est important de réaliser les mesures au Tevatron avec l'ensemble du lot de données disponible et d'effectuer de nouvelles mesures au LHC. C'est dans ce cadre que se place le travail présenté dans cette thèse (chapitre 6 et 8).

Bibliographie

- [1] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), *Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Physical Review Letters **74**, 2626 (1995), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2626>.
- [2] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), *Observation of the Top Quark*, Physical Review Letters **74**, 2632 (1995), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2632>.

BIBLIOGRAPHIE

- [3] ATLAS Collaboration, CDF Collaboration, CMS Collaboration, D0 Collaboration, *First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass* (2014), [arXiv:1403.4427](https://arxiv.org/abs/1403.4427) [hep-ex].
- [4] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Improved determination of the width of the top quark*, Phys. Rev. D **85**, 091104 (2012), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.85.091104>.
- [5] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), *Review of particle physics*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [6] M. Czakon, P. Fiedler, et A. Mitov, *Total top-quark pair-production cross section at hadron colliders through $o(\alpha_s^4)$* , Phys. Rev. Lett. **110**, 252004 (2013), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.252004>.
- [7] *The Durham HepData Project* (2014), <http://hepdata.cedar.ac.uk/pdf/pdf3.html>.
- [8] W. Beenakker, H. Kuijf, W. L. van Neerven, et J. Smith, *QCD corrections to heavy-quark production in $p\bar{p}$ collisions*, Phys. Rev. D **40**, 54 (1989), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.40.54>.
- [9] P. Bärnreuther, M. Czakon, et A. Mitov, *Percent-Level-Precision Physics at the Tevatron : Next-to-Next-to-Leading Order QCD Corrections to $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}+X$* , Phys. Rev. Lett. **109**, 132001 (2012), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.132001>.
- [10] M. Czakon, P. Fiedler, A. Mitov, et J. Rojo, *Further exploration of top pair hadroproduction at NNLO*, ArXiv e-prints (2013), [arXiv:1305.3892](https://arxiv.org/abs/1305.3892) [hep-ph].
- [11] S. Chatrchyan *et al.*, *Measurement of the single-top-quark t -channel cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev*, Journal of High Energy Physics **2012**, 1 (2012), <http://dx.doi.org/10.1007/JHEP12%282012%29035>.
- [12] F. Berends, K. Gaemers, et R. Gastmans, *α^3 -contribution to the angular asymmetry in $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$* , Nuclear Physics B **63**, 381 (1973), ISSN 0550-3213, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321373901533>.
- [13] F. Berends, R. Kleiss, S. Jadach, et Z. Wu, *QED radiative corrections to electron-positron annihilation into heavy fermions*, Acta Phys Pol B **14**, 413 (1983).
- [14] J. H. Kühn et G. Rodrigo, *Charge Asymmetry in Hadroproduction of Heavy Quarks*, Phys. Rev. Lett. **81**, 49 (1998), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.49>.
- [15] J. H. Kühn et G. Rodrigo, *Charge asymmetry of heavy quarks at hadron colliders*, Phys. Rev. D **59**, 054017 (1999), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.59.054017>.
- [16] W. Hollik et D. Pagani, *Electroweak contribution to the top quark forward-backward asymmetry at the Tevatron*, Phys. Rev. D **84**, 093003 (2011), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.84.093003>.

-
- [17] V. Ahrens, A. Ferroglia, M. Neubert, B. D. Pecjak, *et al.*, *Top-pair forward-backward asymmetry beyond next-to-leading order*, Phys. Rev. D **84**, 074004 (2011), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.84.074004>.
- [18] W. Bernreuther et Z.-G. Si, *Top quark and leptonic charge asymmetries for the Tevatron and LHC*, prd **86**, 034026 (2012), [arXiv:1205.6580](https://arxiv.org/abs/1205.6580) [hep-ph].
- [19] S. J. Brodsky et X.-G. Wu, *Application of the principle of maximum conformality to the top-quark forward-backward asymmetry at the tevatron*, Phys. Rev. D **85**, 114040 (2012), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.85.114040>.
- [20] J. M. Campbell et R. Ellis, *MCFM* (2012), <http://mcfm.fnal.gov>.
- [21] S. Frixione et B. R. Webber, *The MC@NLO 3.4 Event Generator* (2008), [arXiv:arXiv:0812.0770](https://arxiv.org/abs/0812.0770) [hep-ph].
- [22] P. Skands, B. Webber, et J. Winter, *QCD coherence and the top quark asymmetry*, Journal of High Energy Physics **2012**, 1 (2012), <http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07%282012%29151>.
- [23] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of leptonic asymmetries and top-quark polarization in $t\bar{t}$ production*, Phys. Rev. D **87**, 011103 (2013), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.011103>.
- [24] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), *Evidence for a mass dependent forward-backward asymmetry in top quark pair production*, Phys. Rev. D **83**, 112003 (2011), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.83.112003>.
- [25] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Forward-backward asymmetry in top quark-antiquark production*, Phys. Rev. D **84**, 112005 (2011), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.84.112005>.
- [26] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of leptonic asymmetries and top-quark polarization in $t\bar{t}$ production*, Phys. Rev. D **87**, 011103 (2013), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.011103>.
- [27] L. G. Almeida, G. Sterman, et W. Vogelsang, *Threshold resummation for the top quark charge asymmetry*, Phys. Rev. D **78**, 014008 (2008), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.78.014008>.
- [28] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Inclusive and differential measurements of the $t\bar{t}$ charge asymmetry in proton-proton collisions at*, Physics Letters B **717**, 129 (2012), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312009756>.
- [29] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Top charge asymmetry measurement in dileptons at 7 TeV*, rap. tech. CMS-PAS-TOP-12-010, CERN, Geneva (2012).
- [30] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Measurement of the $t\bar{t}$ charge asymmetry with lepton+jets events at 8 TeV*, rap. tech. CMS-PAS-TOP-12-033, CERN, Geneva (2013).

BIBLIOGRAPHIE

- [31] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of the top quark pair production charge asymmetry in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector* (2013), [arXiv:1311.6724 \[hep-ex\]](#).
- [32] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of the charge asymmetry in dileptonic decay of top quark pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, rap. tech. ATLAS-CONF-2012-057, CERN, Geneva (2012).
- [33] J. Aguilar-Saavedra, A. Juste, et F. Rubbo, *Boosting the $t\bar{t}$ charge asymmetry*, Phys.Lett. **B707**, 92 (2012), [arXiv:1109.3710 \[hep-ph\]](#).
- [34] J. Aguilar-Saavedra, *Overview of models for the $t\bar{t}$ asymmetry*, Nuovo Cim. **C035N3**, 167 (2012), [arXiv:1202.2382 \[hep-ph\]](#).
- [35] J. Aguilar-Saavedra et M. Perez-Victoria, *$t\bar{t}$ charge asymmetry, family and friends*, J.Phys.Conf.Ser. **447**, 012015 (2013), [arXiv:1302.6618 \[hep-ph\]](#).
- [36] S. Westhoff, *Top-Quark Asymmetry – A New Physics Overview*, PoS **EPS-HEP2011**, 377 (2011), [arXiv:1108.3341 \[hep-ph\]](#).
- [37] S. Westhoff, *Top Charge Asymmetry – Theory Status Fall 2013* (2013), [arXiv:1311.1127 \[hep-ph\]](#).
- [38] P. H. Frampton et S. L. Glashow, *Unifiable Chiral Color with Natural Glashow-Iliopoulos-Maiani Mechanism*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2168 (1987), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.2168>.
- [39] P. H. Frampton, J. Shu, et K. Wang, *Axigluon as Possible Explanation for $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ Forward-Backward Asymmetry*, Phys.Lett. **B683**, 294 (2010), [arXiv:0911.2955 \[hep-ph\]](#).
- [40] O. Antunano, J. H. Kuhn, et G. Rodrigo, *Top quarks, axigluons and charge asymmetries at hadron colliders*, Phys.Rev. **D77**, 014003 (2008), [arXiv:0709.1652 \[hep-ph\]](#).
- [41] J. Aguilar-Saavedra et M. Perez-Victoria, *Shaping the top asymmetry*, Phys.Lett. **B705**, 228 (2011), [arXiv:1107.2120 \[hep-ph\]](#).
- [42] G. Marques Tavares et M. Schmaltz, *Explaining the $t\bar{t}$ asymmetry with a light axigluon*, Phys. Rev. D **84**, 054008 (2011), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.84.054008>.
- [43] P. H. Frampton, J. Shu, et K. Wang, *Axigluon as possible explanation for forward-backward asymmetry*, Physics Letters B **683**, 294 (2010), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269309014919>.
- [44] T. A. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), *Combination of measurements of the top-quark pair production cross section from the Tevatron Collider* (2013), [arXiv:1309.7570 \[hep-ex\]](#).
- [45] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of differential $t\bar{t}$ production cross sections in $p\bar{p}$ collisions*, arXiv e-prints (2014), [arXiv:1401.5785 \[hep-ex\]](#).

-
- [46] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Searches for new physics using the $t\bar{t}$ invariant mass distribution in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **111**, 211804 (2013), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.211804>.
- [47] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of top-quark pair differential cross-sections in the l +jets channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-099, CERN, Geneva (2013).
- [48] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using $e\mu$ events with b -tagged jets*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-097, CERN, Geneva (2013).
- [49] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using kinematic information of lepton+jets events*, rap. tech. ATLAS-CONF-2011-121, CERN, Geneva (2011).
- [50] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of the top quark pair production cross-section based on a statistical combination of measurements of dilepton and single-lepton final states at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, rap. tech. ATLAS-CONF-2011-108, CERN, Geneva (2011).
- [51] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the dilepton channel in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV* (2013), [arXiv:1312.7582](https://arxiv.org/abs/1312.7582) [hep-ex].
- [52] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the all-jet final state in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV*, Journal of High Energy Physics **2013**, 1 (2013).
- [53] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Measurement of the production cross section in pp collisions at with lepton+jets final states*, Physics Letters B **720**, 83 (2013), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313001500>.
- [54] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Measurement of differential top-quark-pair production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, The European Physical Journal C **73**, 1 (2013), ISSN 1434-6044, <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2339-4>.
- [55] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the τ +jets channel in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV*, The European Physical Journal C **73**, 1 (2013), ISSN 1434-6044, <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2386-x>.
- [56] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Top quark pair cross-section vs center-of-mass energy : summary plot : Update February 2014*, rap. tech. ATL-COM-PHYS-2014-090, CERN, Geneva (2014).
- [57] Q.-H. Cao, D. McKeen, J. L. Rosner, G. Shaughnessy, *et al.*, *Forward-Backward Asymmetry of Top Quark Pair Production*, Phys.Rev. **D81**, 114004 (2010), [arXiv:1003.3461](https://arxiv.org/abs/1003.3461) [hep-ph].
-

Deuxième partie

Dispositifs expérimentaux :
de la production à la détection des
particules avec les accélérateurs
Tevatron et LHC et les détecteurs D0
et ATLAS.

3

Les collisionneurs Tevatron et LHC

Sommaire

3.1	Le collisionneur Tevatron au Fermilab	51
3.1.1	Le Tevatron en quelques chiffres	51
3.1.2	La chaîne d'accélération	52
3.2	Le collisionneur LHC au CERN	54
3.2.1	Le LHC en quelques chiffres	54
3.2.2	La chaîne d'accélération	55
3.3	Le Tevatron et le LHC	56
	Bibliographie	57

Les collisionneurs sont depuis des décennies une voie privilégiée pour sonder la matière à des échelles fondamentales. Ils permettent de produire des particules que l'on ne peut observer autrement par le biais de collisions à très haute énergie. Nous allons présenter dans ce chapitre le Tevatron et le LHC qui sont les deux collisionneurs les plus puissants jamais bâtis.

3.1 Le collisionneur Tevatron au Fermilab

Le laboratoire de l'accélérateur national Fermi (FNAL, *Fermi National Accelerator Laboratory* : Fermilab) est un complexe de recherche scientifique situé à quelques dizaines de kilomètres à l'ouest de Chicago (Illinois, États-Unis). Il est dédié à l'étude de la physique des hautes énergies et a permis des avancées majeures dans ce domaine avec la découverte notamment du quark beau en 1977 [1] et par la suite du quark top [2, 3] en 1995 par les collaborations CDF et D0. Il possède un ensemble d'accélérateurs linéaire et circulaire dont le collisionneur Tevatron (voir figure 3.1) est la pièce maîtresse.

Nous allons dans cette section présenter la chaîne d'accélération, depuis les sources de protons et antiprotons jusqu'aux collisions dans le Tevatron, puis décrire le détecteur D0.

3.1.1 Le Tevatron en quelques chiffres

Le Tevatron est un accélérateur circulaire qui fait entrer en collision protons et antiprotons. La prise de données par les deux collaborations CDF et D0 débuta en 1992 et s'acheva en 1996. Durant cette période, appelée Run I, 125 pb⁻¹ de données furent enregistrées, permettant la découverte du quark top ainsi qu'une mesure de sa masse à environ 5 GeV près [4].



FIGURE 3.1 – Vue aérienne du laboratoire Fermilab et du Tevatron.

La prise de données suivante démarra en 2002. Ces six années d'interruption permirent d'apporter des améliorations techniques à la chaîne d'accélération. Leurs buts fut d'une part d'augmenter la luminosité (voir section 4.2.5) et d'autre part d'augmenter l'énergie des faisceaux de 9%, passant de 900 à 980 GeV. Ceci se traduit par une augmentation significative de 40 % du taux de production des paires de quarks top-antitop ($t\bar{t}$). Des améliorations importantes ont également été mises en place auprès du détecteur D0 (ajout du solénoïde, changement du système de trajectographie ...). La collaboration D0 distingue le Run IIa (2002-2005) et le Run IIb (2006-2011) car d'autres modifications furent faites au détecteur entre 2005 et 2006. L'ensemble des données du Run II ont été utilisées pour le travail présenté dans cette thèse.

3.1.2 La chaîne d'accélération

La chaîne d'accélération [5, 6], dont le schéma est présenté sur la figure 3.2, comprend un ensemble d'accélérateurs permettant d'accélérer les protons et antiprotons jusqu'à leur énergie finale de 980 GeV et de les faire entrer en collision.

3.1.2. a Le faisceau de protons

L'hydrogène gazeux constitue la source des protons qui seront utilisées lors des collisions. Cet hydrogène est ionisé une fois par application d'un champ électrique pour donner des ions H^+ , *i.e.* un simple proton. Sous l'action de ce même champ, les protons dérivent jusqu'à une anode de césium à laquelle ils peuvent arracher deux électrons pour créer des ions H^- qui dérivent alors en sens inverse. Ces ions sont collectés et transmis à un premier accélérateur, accélérateur de Cockroft-Walton, qui va les accélérer à l'aide d'un champ électrostatique jusqu'à une énergie de 750 keV. Le *Chopper* et le *Debuncher* ont ensuite pour rôle respecti-

3.1. LE COLLISIONNEUR TEVATRON AU FERMILAB

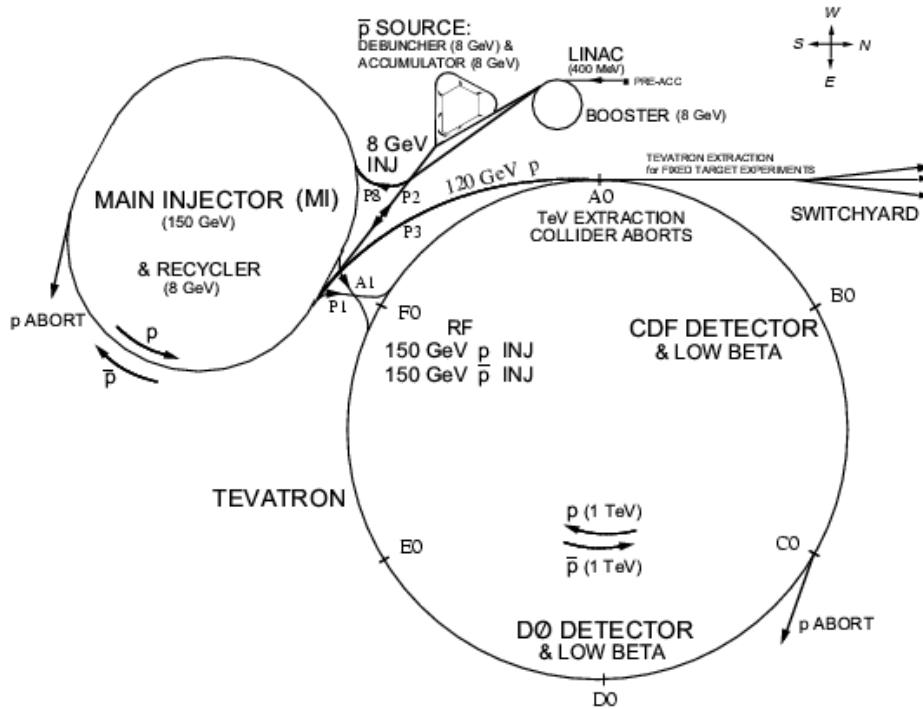


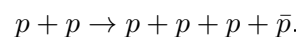
FIGURE 3.2 – Schéma de la chaîne d'accélération du Fermilab [5].

vement de contrôler l'intensité du faisceau et d'organiser celui-ci en paquets (ou *bunches*). Les cavités radio-fréquences d'un accélérateur linéaire, le *Linac* (*Linear Accelerator*) long de 130 mètres, vont permettre aux ions d'acquérir une énergie de 400 MeV.

Un premier accélérateur circulaire de rayon 75 m, le synchrotron *Booster*, va permettre d'une part d'arracher les deux électrons des ions H^- en les faisant traverser une feuille de carbone et d'autre part d'accélérer ces nouveaux protons jusqu'à une énergie de 8 GeV. Techniquement il est intéressant d'utiliser des ions H^- car ils pourront être injecté dans le faisceau de protons déjà présent en évitant les répulsions faisceau-faisceau. Les protons sont alors prêt à être accélérés jusqu'à 150 GeV par les 18 cavités accélératrices du second synchrotron appelé injecteur principal (*main injector*) construit pour le Run II. Il est d'une circonférence sept fois supérieure à celle du *Booster*. Ceci constitue l'avant dernière étape de la chaîne d'accélération, les protons sont ensuite envoyés dans le Tevatron au sein duquel ils vont être à nouveau accélérer et entrer en collision avec les antiprotons.

3.1.2. b Le faisceau d'antiprotons

Si le proton est facile à produire, ce n'est pas le cas de son antiparticule que l'on peut produire au travers de la réaction :



Cette étape est réalisée à l'aide de l'injecteur principal. Des protons de 120 GeV bombardent une cible de nickel (dont les noyaux fournissent les protons cibles de la réaction). Les produits de réaction se trouvent dispersés après la cible et une lentille au lithium sert à les focaliser. Un spectromètre de masse est ensuite utilisé afin de séparer les antiprotons de 8 GeV du reste

des produits de réaction. Les différents paquets d'antiprotons sont rassemblés à l'intérieur du *Debuncher* et leur dispersion en trajectoire et en impulsion y est réduite.

L'Accumulateur puis le Recycleur vont permettre de stocker les antiprotons pendant plusieurs heures en conservant l'homogénéité en énergie du faisceau. Lorsque suffisamment d'antiprotons sont disponibles, ils sont envoyés dans l'injecteur principal pour y être accéléré comme les protons jusqu'à une énergie de 150 GeV et finalement injectés dans l'anneau du Tevatron.

3.1.2. c Le Tevatron

Le collisionneur Tevatron a pour rôle d'accélérer protons et antiprotons jusqu'à une énergie de 980 GeV, soit 1,96 TeV dans le centre de masse. Pour ce faire, il dispose de 8 cavités radio-fréquences pour accélérer, de 816 aimants dipolaire supraconducteurs pour courber les trajectoires et de 204 aimants quadripolaire pour focaliser le faisceau. Ces différents éléments sont répartis sur les 6,3 kilomètres de circonférence du Tevatron. L'alliage supraconducteur des dipôles est maintenu à une température de 4,3 K par refroidissement cryogénique à l'hélium liquide et ces derniers engendrent un champ magnétique de 4,2 T. Les protons et antiprotons voyagent à l'intérieur du même tube à vide¹ mais sur des trajectoires différentes et collisionnent en deux points nommés : B0 où se trouve le détecteur CDF (*Collider Detector at Fermilab*) et D0 où se trouve le détecteur du même nom.

Les deux faisceaux sont répartis en trois trains composés chacun de 36 paquets espacés de 396 ns tandis que chaque train est séparé de 2,6 μ s. À 980 GeV un élément du faisceau met 21 μ s pour effectuer une révolution. La prise de données s'effectue durant un *store* et dure tant que la luminosité instantanée est suffisamment élevée. Un *store* dure en général plus d'une dizaine d'heures et il est subdivisé en *run*.

3.2 Le collisionneur LHC au CERN

L'organisation européen pour la recherche nucléaire (CERN) mène comme au Fermilab des recherches dans le domaine de la physique des particules. Il est situé près de Genève de part et d'autre de la frontière entre la France et la Suisse. Des découvertes importantes y ont été faites comme celles des bosons *W* [7] et *Z* [8] dans les années 1980. Le CERN abrite actuellement le *Large Hadron Collider* (LHC) qui est le dernier maillon d'une chaîne d'accélérateurs ayant permis la découverte par les collaborations ATLAS et CMS d'un boson de Higgs très semblable à celui prédit par le modèle standard [9, 10, 11, 12].

Nous allons présenter brièvement dans la suite cette ensemble d'accélérateurs.

3.2.1 Le LHC en quelques chiffres

Le LHC est le successeur du *Large Electron Positron collider* (LEP, 1989-2000) au sein du même tunnel d'environ 27 kilomètres de circonférence. Le projet LHC a été approuvé en 1994 et sa construction achevée en 2008 après huit années de travaux. C'est un collisionneur circulaire proton-proton conçu pour une énergie nominale dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Il a déjà connu plusieurs périodes de prise de données à $\sqrt{s} = 900$ GeV (2009), 7 TeV (2010-2011) et 8 TeV (2012). Les données à 8 TeV seront celles analysées pour le travail de thèse présenté ici.

1. Ceci est l'un des intérêts d'un collisionneur particule-antiparticule qui ne nécessite qu'un seul tube à vide contrairement à un collisionneur particule-particule (comme le LHC) qui en nécessite deux séparés.

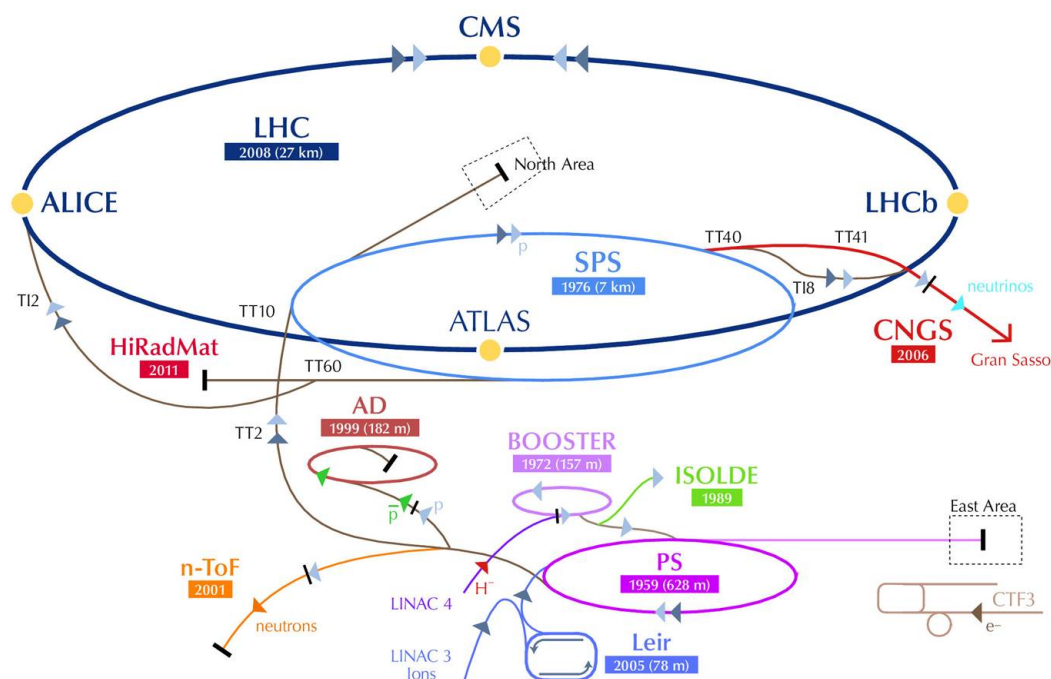


FIGURE 3.3 – Schéma de la chaîne d'accélération du LHC.

Le LHC redémarrera en 2015 avec une énergie de $\sqrt{s} = 13$ TeV dans le centre de masse après une période de maintenance et d'amélioration de l'accélérateur.

3.2.2 La chaîne d'accélération

3.2.2. a Le faisceau de protons

Le point de départ de la chaîne d'accélération présentée sur la figure 3.3 est un *Linac* permettant d'accélérer jusqu'à 50 MeV des ions hydrogènes obtenus par ionisation d'hydrogène gazeux. Ces ions sont ensuite structurés en paquets et accélérés respectivement à 1,4 GeV et 25 GeV par le synchrotron *Booster* et le synchrotron à proton (PS, *Proton Synchrotron*). Le super synchrotron à proton (SPS, *Super Proton Synchrotron*) va finalement permettre aux protons d'acquérir une énergie de 450 GeV avant d'être injectés dans l'anneau du LHC.

3.2.2. b Le LHC

Le LHC dispose le long de ses 27 kilomètres de cavités radiofréquences et d'aimants pour accélérer et moduler le faisceau. Les aimants fonctionnent dans leur régime supraconducteur en étant refroidis à 1,9 K par de l'hélium liquide. Les 1232 aimants dipolaires principaux long chacun de 15 mètres génèrent un champ magnétique de 8,3 T polarisé de façon opposé dans chacun des deux tubes à vides où circulent les faisceaux de protons. Le champ magnétique permet de dévier la trajectoire des faisceaux de 0,6 mm par mètre dans le plan transverse afin de leur donner une trajectoire circulaire. En fonctionnement nominal, le faisceau est découpé en 2808 paquets de protons chacun long de 7,55 cm et d'extension transverse 16,7 μm . Les paquets sont répartis en 72 trains et sont séparés de 25 ns au sein d'un même train. L'anneau

CHAPITRE 3. LES COLLISIONNEURS TEVATRON ET LHC

du LHC est divisé en 8 octants ayant chacun différentes fonctions (accélération, injection ...). Les faisceaux se croisent en quatre points occupés par les quatre expériences ALICE, ATLAS, CMS et LHCb. La prise de données est divisée en *fill* qui durent entre 10 et 20 heures.

3.3 Le Tevatron et le LHC

Le Tevatron et le LHC sont les collisionneurs proton-antiproton et proton-proton les plus puissants au monde. Le LHC assure aujourd'hui la relève du Tevatron arrêté en septembre 2011. La nature différente des collisions fait du Tevatron et du LHC des collisionneurs complémentaires dans certains domaines. Un exemple important, qui est le sujet de cette thèse est la mesure de l'asymétrie de charge des paires $t\bar{t}$. La table 3.1 présente à titre indicatif un comparatif des caractéristiques principales des deux collisionneurs. Les chiffres présentés correspondent aux caractéristiques utilisées lors de la prise des données analysées dans ce travail de thèse. La fonction β^* représente le degré de focalisation du faisceau, ϵ représente l'extension dans le plan transverse au faisceau et $\langle \mu \rangle$ est le nombre moyen de collisions par croisement de faisceau. L'un des facteurs limitant la luminosité au Tevatron est le nombre plus faible d'antiprotons au sein des paquets par rapport au nombre de protons du fait qu'il est plus difficile de produire un faisceau d'antiprotons. Le LHC n'a pas cet inconvénient mais en contre-partie nécessite deux tubes à vide car les faisceaux sont constitués du même type de particule.

Caractéristiques	Tevatron	LHC
Nature des collisions	$p\bar{p}$	pp
Circonférence [km]	6,3	26,7
\sqrt{s} [TeV]	1,96	8
Champ magnétique [T]	4,2	8,3
Luminosité instantanée (au pic) [$\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]	$3 \cdot 10^{32}$	$7,6 \cdot 10^{33}$
Luminosité intégrée fournie [fb^{-1}]	11,9	22,8
Nombre de paquets	36	1380
Nombre de protons (antiprotons) par paquet	$2,7 \cdot 10^{11}$ ($7,3 \cdot 10^{10}$)	$1,6 \cdot 10^{11}$
Δt (paquets) [ns]	396	50
β^* [m]	0,35	0,6
ϵ [$\mu\text{m rad}$]	11,3	2,5
$\langle \mu \rangle$	2,5	20,7

TABLE 3.1 – Comparaison des caractéristiques principales de fonctionnement du Tevatron en 2011 [13, 14] et du LHC en 2012 [15, 16].

Nous venons de présenter les chaînes d'accélération du Tevatron et du LHC qui permettent de faire entrer en collision les faisceaux respectivement protons-antiprotons et protons-protons. La prochaine étape consiste à détecter les particules issues des collisions à l'aide des détecteur D0 et ATLAS.

Bibliographie

- [1] S. W. Herb *et al.*, *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.39.252>.
- [2] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), *Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Physical Review Letters **74**, 2626 (1995), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2626>.
- [3] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), *Observation of the Top Quark*, Physical Review Letters **74**, 2632 (1995), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2632>.
- [4] CDF Collaboration, D0 Collaboration and the Tevatron Electroweak Working Group, *Combination of CDF and D0 Results on the Top-Quark Mass*, arXiv :hep-ex/0404010 (2004), <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0404010>.
- [5] C. Gattuso *et al.*, *Accelerator concepts v3.6* (2010), http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Concepts_v3.6.pdf.
- [6] Accelerator Division, *RunII HandBook* (1998), http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/.
- [7] M. Banner, R. Battiston, P. Bloch, F. Bonaudi, *et al.*, *Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider*, Physics Letters B **122**, 476 (1983), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383916052>.
- [8] G. Arnison, A. Astbury, B. Aubert, C. Bacci, *et al.*, *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider*, Physics Letters B **126**, 398 (1983), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383901880>.
- [9] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Physics Letters B **716**, 1 (2012), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [10] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Physics Letters B **716**, 30 (2012), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
- [11] ATLAS collaboration, *ATLAS Higgs public results*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/HiggsPublicResults>.
- [12] CMS collaboration, *CMS Higgs public results*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsHIG>.
- [13] Accelerator Division, *Tevatron summary tables and plots* (2011), <http://www-bd.fnal.gov/pplot/index.html>.

BIBLIOGRAPHIE

- [14] Accelerator Division, *Tevatron rookie book*, http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Tevatron_V2.3.pdf.
- [15] G. Arduini, *High Luminosity LHC*, Recontres de Physique de la Vallée d'Aoste (2014).
- [16] ATLAS Collaboration, *Luminosity public results* (2013), https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults#Integrated_luminosity_summary_pl.

4

Les détecteurs D0 et ATLAS

Sommaire

4.1 Généralités	59
4.1.1 Éléments de géométrie.	59
4.1.2 Plan transverse.	60
4.1.3 Interaction particule-matière.	60
4.2 Le détecteur D0	62
4.2.1 Le détecteur de traces interne (trajectographe)	62
4.2.2 Les détecteurs de pieds de gerbe	66
4.2.3 Le calorimètre	67
4.2.4 Le système à muons	70
4.2.5 Mesure de la luminosité	74
4.2.6 Le système de déclenchement	75
4.3 Le détecteur ATLAS	79
4.3.1 Le détecteur de traces interne	79
4.3.2 Le calorimètre	81
4.3.3 Le système à muons	84
4.3.4 Mesure de la luminosité	86
4.3.5 Le système de déclenchement	87
Bibliographie	88

Les particules créées lors des collisions vont être détectées par le biais de leurs interactions avec la matière présente dans des détecteurs dédiés. Nous allons dans ce chapitre commencer par énoncer quelques généralités de la physique aux collisionneurs puis présenter ensuite les détecteurs D0 et ATLAS installés respectivement auprès du Tevatron et du LHC.

4.1 Généralités

4.1.1 Éléments de géométrie.

Le repère cartésien (x,y,z) permet de repérer spatialement les particules qui interagissent dans le détecteur. L'origine $(0,0,0)$ du repère est prise au centre du détecteur. L'axe z coïncide avec celui du faisceau et est orienté dans le sens de propagation des protons incidents. L'axe y est choisis verticalement et l'axe x est par conséquent horizontal (voir figure 4.1). Cependant du fait de la symétrie axiale du détecteur il est usuel d'utiliser le système de coordonnées sphériques (r,θ,ϕ) . L'angle ϕ est l'angle azimutal, angle formé entre l'axe x et le projeté de la trajectoire de la particule dans le plan (x,y) . L'angle θ est l'angle polaire

formé entre la trajectoire d'une particule et l'axe z . Aux collisionneurs l'angle polaire est délaissé au profit de la rapidité. L'intérêt de cette variable est qu'elle a la propriété d'être additive sous une transformation (ou *boost*) de Lorentz le long de l'axe z (la somme des rapidités est invariante sous ce boost). La rapidité s'exprime :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (4.1)$$

où E est l'énergie de la particule et p_z son impulsion suivant l'axe z . Du fait des énergies mises en jeu, une majorité des particules détectées peut être traitée dans l'approximation ultra-relativiste et la rapidité est alors équivalente à la pseudorapidité définie comme :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (4.2)$$

Le système de coordonnées (r, η, ϕ) est celui utilisé en pratique avec comme origine le point d'interaction. Le point d'interaction est distribué de part et d'autre du centre du détecteur. Il est aussi utile de pouvoir repérer les particules en fonction de leur pseudorapidité définie par rapport au centre du détecteur η_{det} . En général il advient que $(\eta_{det}, \phi_{det}) \neq (\eta, \phi)$.

Pour caractériser la distance entre deux particules 1 et 2 dans le repère (r, η, ϕ) on définit la séparation angulaire :

$$\begin{aligned} \Delta R &= \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}, \\ \text{avec } \Delta\eta &= \eta_1 - \eta_2, \\ \Delta\phi &= \phi_1 - \phi_2. \end{aligned} \quad (4.3)$$

4.1.2 Plan transverse.

Le proton (et l'antiproton) est un objet composite et il n'est donc pas possible connaissant son énergie, de connaître celle de ses constituants (partons) qui collisionnent. On fait l'hypothèse que l'impulsion des partons est négligeable dans le plan transverse (x, y) par rapport à la composante longitudinale (axe du faisceau). La conservation de l'énergie et de l'impulsion se fait donc dans le plan transverse. Les variables transverses sont indicées d'un T : p_T , E_T , \cancel{E}_T . La variable \cancel{E}_T représente l'énergie transverse manquante déterminée à l'aide du principe de conservation de l'énergie :

$$\text{(avant collision)} \quad \vec{0} = \sum_{i=1}^{n \text{ particules}} \vec{E}_T^i + \vec{\cancel{E}}_T \quad \text{(après collision)}. \quad (4.4)$$

Si la somme vectorielle des énergies transverses $\sum \vec{E}_T$ n'est pas nulle, l'opposée est prise comme énergie transverse manquante. Cette énergie peut être due notamment aux neutrinos qui ne sont pas détectés.

4.1.3 Interaction particule-matière.

Les interactions particule-matière sont gouvernées par le transfert d'énergie de la particule vers les atomes du milieu traversé. Il faut distinguer trois types de particules qui interagissent par le biais de processus différents : les photons, les particules chargées légères comme l'électron ou le muon et les particules chargées ou neutres lourdes.

4.1.3. a photons.

Pour une énergie croissante les trois principaux mécanismes d'interaction sont : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires. L'effet photoélectrique est un processus où le photon incident va céder toute son énergie à un électron du cortège électronique qui est alors éjecté, le photon est totalement absorbé et l'atome est ionisé. Dans le cas de la diffusion par effet Compton le photon n'est pas absorbé mais seulement dévié en cédant une partie de son énergie à un électron du cortège qui va être éjecté. La création de paire est un processus par lequel un photon incident va créer une paire électron-positron ($e^+ - e^-$) au voisinage du champ électromagnétique d'un noyau atomique (c'est le mécanisme de perte d'énergie dominant aux collisionneurs hadroniques).

4.1.3. b particules chargées légères.

Les deux mécanismes dominant de perte d'énergie pour ces particules sont l'ionisation et le rayonnement dit de freinage (*bremsstrahlung*). L'ionisation est prépondérante pour des énergies de particule en dessous de quelques MeV. Elle consiste à arracher un électron du cortège électronique d'un atome du milieu par interaction coulombienne. Au-delà de quelques MeV le rayonnement de freinage devient dominant (c'est le mécanisme de perte d'énergie dominant aux collisionneurs hadroniques). Les particules sont déviées (freinées) électromagnétiquement par les noyaux chargés des atomes.

Il existe pour ces particules une région en énergie dite de minimum d'ionisation. C'est l'intervalle en énergie où la particule échangera le moins d'énergie avec la matière. En particulier, cette zone s'étend entre 0,1 et 100 GeV pour les muons.

Un électron qui pénètre dans la matière va interagir par *bremsstrahlung* et par ionisation. Les électrons et photons produits vont à leur tour créer d'autres électrons et d'autres photons. Le processus se répète ainsi jusqu'à ce que les particules aient cédé toute leur énergie. Il se développe donc ce que l'on appelle une gerbe électromagnétique dans le sens et la direction de propagation de l'électron incident. L'extension longitudinale des gerbes est caractérisée par le nombre de longueur de radiation X_0 . La longueur de radiation représente pour une particule dans un matériau donné, la distance au bout de laquelle l'énergie de la particule est divisée en moyenne par e ($\simeq 2,72$). Dans la direction transverse c'est le rayon de Molière R_M qui caractérise l'extension de la gerbe.

4.1.3. c particules chargées et neutres lourdes.

Les hadrons, qu'ils soient chargés ou non, interagissent principalement avec les noyaux par le biais de l'interaction forte¹. On parle de cascade intra-nucléaire. Le noyau qui subit la collision va se trouver dans un état excité. Il va fissionner ou émettre des particules (π^0 , π^\pm , K^\pm , protons, neutrons, α ...) pour se désexciter. Ces produits d'interactions vont à leur tour interagir et ainsi initier des gerbes électromagnétique (pour les produits d'interaction chargés et légers) et hadronique (produits neutres ou lourds). À l'instar de la longueur de radiation pour la gerbe électromagnétique, on définit la longueur d'absorption λ dans le cas des gerbes hadronique comme la distance que la particule parcourt dans un matériau donné avant de voir son énergie divisée par e .

1. La masse des hadrons chargés est telle qu'ils ne sont que très peu déviés par *bremsstrahlung*.

4.2 Le détecteur D0

Le détecteur D0 [1] (voir figure 4.1) est un détecteur généraliste classique de la physique aux collisionneurs. Nous présentons dans cette section le détecteur du Run II. Il est décomposé en trois grands sous-détecteurs répartis de manière concentrique et symétrique autour de l'axe du faisceau : le détecteur de traces interne au centre, le calorimètre au milieu et le système à muons à l'extérieur. Deux aimants, le toroïde dans le système à muons et le solénoïde qui entoure le détecteur de traces internes, sont également présents afin de courber la trajectoire des particules chargées dans le but de pouvoir mesurer leur impulsion. Le détecteur va permettre de détecter les particules issus des collisions proton-antiproton par le biais de l'interaction particule-matière.

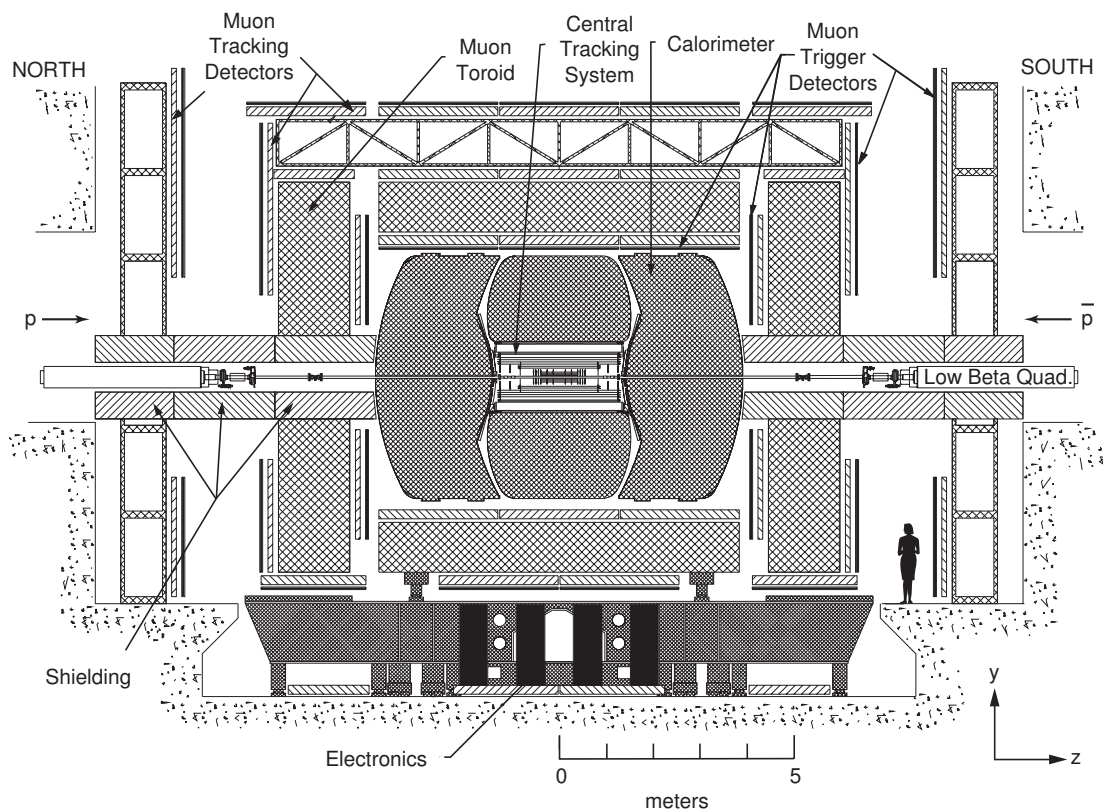


FIGURE 4.1 – Vue en coupe du détecteur D0 [1].

4.2.1 Le détecteur de traces interne (trajectographe)

Les particules créées lors des collisions ont pour la plupart une durée de vie si courte que la distance qu'elles vont parcourir dans le détecteur ne dépasse pas la fraction de millimètres (même à des vitesses proches de celle de la lumière²). Il est donc indispensable de pouvoir détecter les particules au plus près du tube à vide, d'où la présence d'un détecteur de traces dit interne (voir figure 4.2). Il va permettre de mesurer l'impulsion et la trajectoire des particules et de déterminer la position des différents points d'interaction.

2. Un quark top produit au Tevatron parcourt dans le détecteur une distance de l'ordre du fermi soit 10^{-15} mètre.

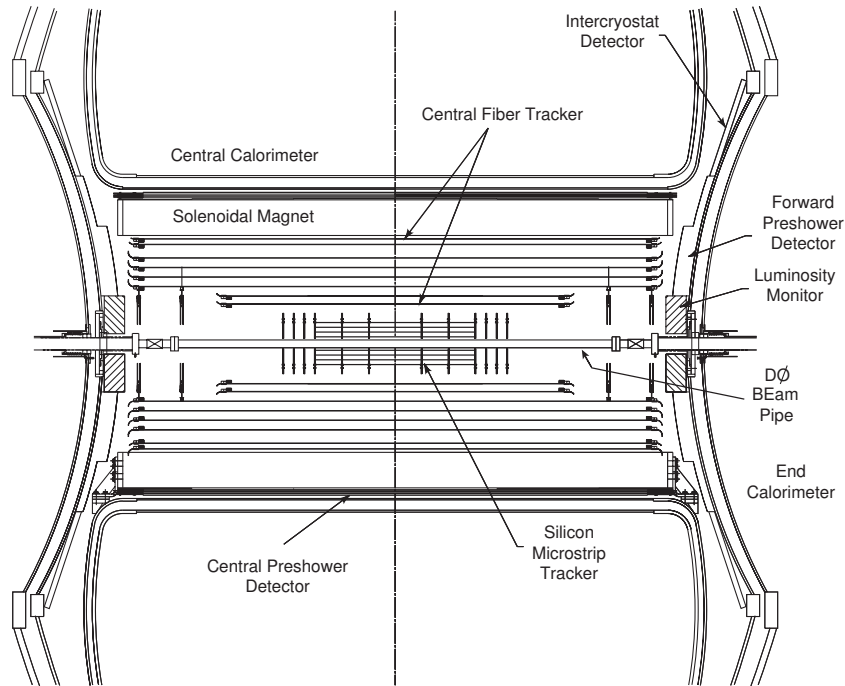


FIGURE 4.2 – Schéma du détecteur de traces interne de D0 [1]. La "couche 0" du SMT n'y figure pas.

4.2.1. a Le détecteur à micropistes de silicium

Le détecteur à micro-pistes de silicium (SMT, *Silicon Microstrip Tracker*) entoure le tube à vide et a pour rayons interne et externe respectivement 2,7 et 10,5 cm. Il utilise des pistes de silicium accolées, dopées positivement et négativement, pour former des jonctions dites PN. En appliquant une différence de potentielle aux bornes des jonctions, un courant d'ionisation est induit lors du passage d'une particule.

Le SMT (voir figure 4.3) est constitué de six barillets alignés le long de l'axe du faisceau de douze centimètres chacun. À l'intérieur de ces barillets sont réparties quatre paires de double couche sensible concentrique qui permettent de couvrir tout l'espace azimutal de 0 à 2π . Afin de faire des mesures en trois dimensions de la trajectoire des particules, les pistes de silicium sont disposées suivant trois orientations par rapport à l'axe z du faisceau. Une orientation longitudinale, une autre formant un angle stéréo de 2° par rapport à cette dernière et une troisième avec un angle stéréo de 90° . Suivant l'angle d'incidence de la particule, celle-ci peut laisser entre huit (incidence normale) et seize coups qui correspond à la limite de couverture angulaire des barillets soit $|\eta_{det}| < 2$.

Douze disques dit "disque F" viennent s'intercaler entre et autour des barillets à des positions en $|z|$ respectivement de 12, 25 et 38 cm et 41, 48 et 53 cm. Ils sont composés de 12 sections de double couche sensible faisant entre elles un angle azimutal de 30° . Quatre autres disques dit "disque H" sont situés à 100 et 121 cm en $|z|$.

Du fait de leurs géométries, les barillets permettent de mesurer dans le plan $r - \phi$ et les disques dans les plans $r - \phi$ et $r - z$. La longueur totale du SMT de 2,6 mètres permet de couvrir l'ensemble de la zone d'interaction³. L'ensemble des modules est lu par environ

3. La zone d'interaction se répartit sur une gaussienne centrée en zéro et de largeur 25 cm.

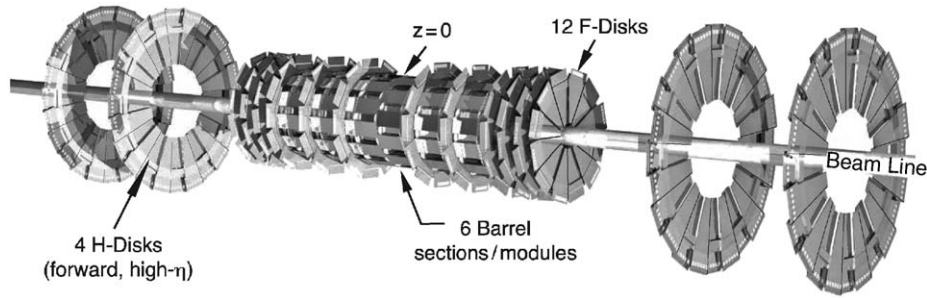


FIGURE 4.3 – Schéma du SMT de D0 sur lequel on peut apercevoir les disques et les barillets [1].

800 000 voies de lecture et le tout est refroidi à 5°C par une circulation d'eau et d'éthylène glycol.

L'irradiation importante subit par le SMT a donné lieu en 2006, entre le Run IIa et le Run IIb, à l'installation d'une couche supplémentaire dite "couche 0" (*layer 0*) afin de pallier au vieillissement radio-induit du silicium qui entraîne une perte d'efficacité. Initialement le SMT était prévu pour fonctionner jusqu'à une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} bien inférieure à la luminosité intégrée finalement fournie par le Tevatron. Cette "couche 0" a été installée entre le SMT et le tube à vide ($1,6 < r < 2,2 \text{ cm}$). Ce nouveau système a permis d'augmenter la précision sur les mesures notamment de la distance de moindre approche⁴ entre la trajectoire d'une particule et le point d'interaction considéré. Pour des particules d'impulsion transverse égale à 2 GeV la résolution sur la distance de moindre approche est amélioré de 20 % et vaut $30 \mu\text{m}$.

4.2.1. b Le détecteur à fibres scintillantes

La couche suivante de détection est occupée par le détecteur à fibres scintillantes (CFT, *Central Fiber Tracker*). Il est composé de 8 cylindres concentriques avec des rayons allant de 20 à 52 cm. La longueur de 1,66 mètres des deux cylindres les plus au centre est limitée par la présence des "disques H". Les six autres cylindres mesurent quant à eux 2,52 m et le tout est capable de détecter des particules jusqu'à $|\eta_{det}| \lesssim 1,7$.

Le détecteur est composé de fibres scintillantes, un cylindre est équipé de deux doublets. À l'instar des micro-pistes du SMT, les doublets de fibres possèdent deux orientations afin de mesurer le passage d'une particule en trois dimensions. Les fibres scintillantes sont couplées à des guides d'onde transparents qui vont permettre la propagation de la lumière de scintillation jusqu'à des photodétecteurs à avalanche en silicium ou VLPC pour *Visible Light Photon Counter*. L'extrémité de la fibre qui n'est pas associée au guide d'onde est faite d'un miroir en aluminium permettant de réfléchir la lumière. Le diamètre des fibres de $835 \mu\text{m}$ permet d'obtenir une résolution axiale de $100 \mu\text{m}$ sur la position du coups laissé par une particule à condition que la position des fibres soit connue avec une précision d'au moins $50 \mu\text{m}$.

Le principe de détection repose sur la lumière de scintillation. Les fibres sont composées de polystyrène dopé avec un composé organique, le paraterphényl (pT), et un composé fluoré, le 3-hydroxyflavone (3-HF). Lorsqu'une particule se propage dans la fibre, elle peut interagir par ionisation avec le polystyrène. L'énergie est communiquée au composé organique qui va

4. La distance de moindre approche (dca, *distance of closest approach*) est la distance minimale entre deux objets/particules.

l'émettre sous forme lumineuse avec une longueur d'onde de 340 nm. Le libre parcours moyen de cette lumière dans le polystyrène n'est que de quelques μm , le composé fluoré va absorber et réémettre la lumière par fluorescence. La longueur d'onde de 530 nm de la lumière de fluorescence lui permet de se propager jusqu'au guide d'onde et au VLPC.

Les VLPC sont composés de photodiodes à avalanche en silicium capable de détecter un photon unique. Ils fournissent une réponse rapide, une efficacité quantique supérieure à 75 % et un gain élevé (de l'ordre de 10^4). Ils ont la capacité de fonctionner dans un milieu à fort bruit de fond et le refroidissement à 9 K par cryogénie à hélium liquide permet de limiter le bruit de fond thermique dû à l'électronique. Ils sont enfin équipé d'un système d'étalonnage permettant de connaître l'efficacité de réponse de chaque canal fibre-VLPC.

Au total le CFT représente 200 kilomètres de fibres scintillantes, 800 kilomètres de guide d'onde (chaque guide d'onde mesure en moyenne 10 m) et environ 80 000 voies de lecture.

4.2.1. c Le solénoïde

L'ajout d'un solénoïde pour le Run II rend possible la mesure de l'impulsion des particules chargées, d'où le changement complet du système de trajectographie du détecteur D0 entre les Run I et Run II. Cet aimant solénoïdal d'une longueur de 2,72 m et de rayon extérieur 1,42 m engendre un champ magnétique orienté suivant l'axe du faisceau de $2 \pm 0,5$ T.

Étant donnée la force de Laplace $F = q\vec{v} \wedge \vec{B}$, où B est l'intensité du champ magnétique, q et \vec{v} respectivement la charge électrique et le vecteur vitesse de la particule chargée, et la deuxième loi de Newton $F = dp_T/dt$, l'impulsion d'une particule soumise à une accélération dans un champ magnétique (accélération centripète) s'exprime :

$$p_T = qB\rho, \quad (4.5)$$

où ρ est le rayon de courbure de la trajectoire de la particule chargée (voir figure 4.4). On peut réexprimer p_T comme :

$$p_T = \frac{qBL^2}{8s} = \frac{qBL}{\Delta\phi}, \quad (4.6)$$

où s est la "flèche" de la trajectoire, L le rayon du trajectographe et $\Delta\phi$ la variation suivant ϕ de la trajectoire de la particule chargée du fait du champ magnétique. La charge q de la particule est déterminée connaissant le sens de variation de ϕ . La résolution sur l'impulsion s'exprime par rapport à l'erreur sur s :

$$\Delta p_T = \frac{\partial p_T}{\partial s} \Delta s = \frac{qBL^2}{8s^2} \Delta s \Rightarrow \frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{\Delta s}{qBL^2} p_T, \quad (4.7)$$

où Δs correspond à la résolution du trajectographe. Suivant cette formule, la résolution relative $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ augmente linéairement avec p_T et pour l'améliorer il est plus intéressant d'augmenter le rayon du trajectographe plutôt que l'intensité du champ magnétique.

La contrepartie à la possibilité de mesurer l'impulsion est l'ajout de matière non-sensible à la détection. Le solénoïde de rayon moyen 60 cm représente en moyenne 0,87 longueur de radiation. Pour générer le champ magnétique, 4749 A circulent dans les bobines constituées d'alliage Cuivre-Niobium-Titane fonctionnant dans son domaine supraconducteur à 10 K.

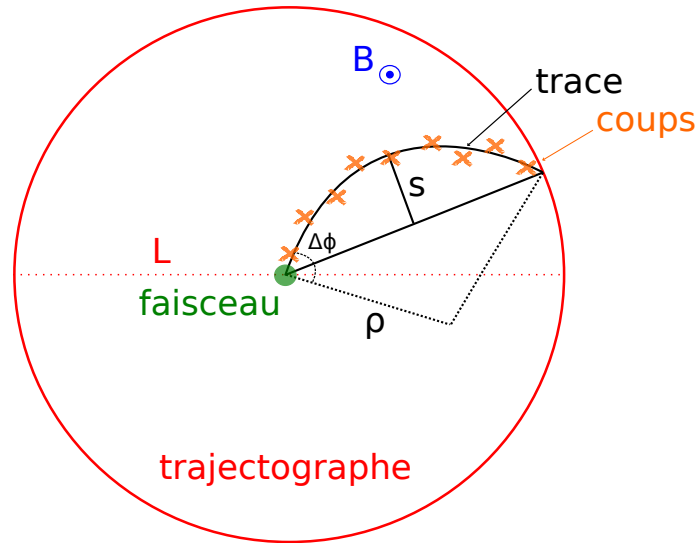


FIGURE 4.4 – Schéma de principe de la mesure de la trace d'une particule chargée dans le trajectographe et de la mesure de son impulsion.

4.2.1. d Performances du détecteur de traces interne

La résolution du trajectographe en combinant les informations du CFT et du SMT est de l'ordre de $15 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et de $35 \mu\text{m}$ suivant l'axe du faisceau. La résolution sur la mesure de l'impulsion transverse est limitée principalement par la résolution du trajectographe et peut être paramétrée comme :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = A \cdot p_T \oplus B \sqrt{\cosh(\eta)}. \quad (4.8)$$

Le terme A , valant $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}$ [2], est le terme de résolution dominant à haute énergie. Il traduit le fait que lorsque l'impulsion transverse augmente la courbure de la trace diminue et donc la résolution $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ se dégrade. En effet, comme $\frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{\Delta s}{s}$ et la résolution Δs étant constante, $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ augmente lorsque s diminue. Le terme B , valant $2,1 \cdot 10^{-2} \text{ GeV}$, quantifie la dégradation de la résolution due aux diffusions multiples de la particule chargées au sein du trajectographe. La diffusion multiple augmente lorsque l'impulsion de la particule baisse, ce terme est donc dominant à basse énergie. Pour des particules centrales ($|\eta_{det}| \sim 0$), la résolution est de 25 % pour des particules d'impulsion transverse 100 GeV et de 5,5 % pour des particules d'impulsion transverse 20 GeV.

4.2.2 Les détecteurs de pieds de gerbe

Situés entre le solénoïde et le calorimètre, les détecteurs de pieds de gerbe ajoutés pour le Run II ont plusieurs objectifs. Ils doivent notamment permettre de pallier en partie les pertes d'énergies dues au passage des particules dans le solénoïde et ainsi améliorer la résolution sur la mesure en énergie. Une meilleure résolution permet d'améliorer l'identification et la reconstruction des électrons et photons. Elle permet également un meilleur rejet du bruit de fond au moment du déclenchement (voir section 4.2.6) et lors de la reconstruction hors-ligne des événements.

Les détecteurs de pieds de gerbe sont au nombre de trois. Le premier dit central (CPS, *Central PreShower detector*) est situé entre le solénoïde et le calorimètre et couvre l'espace

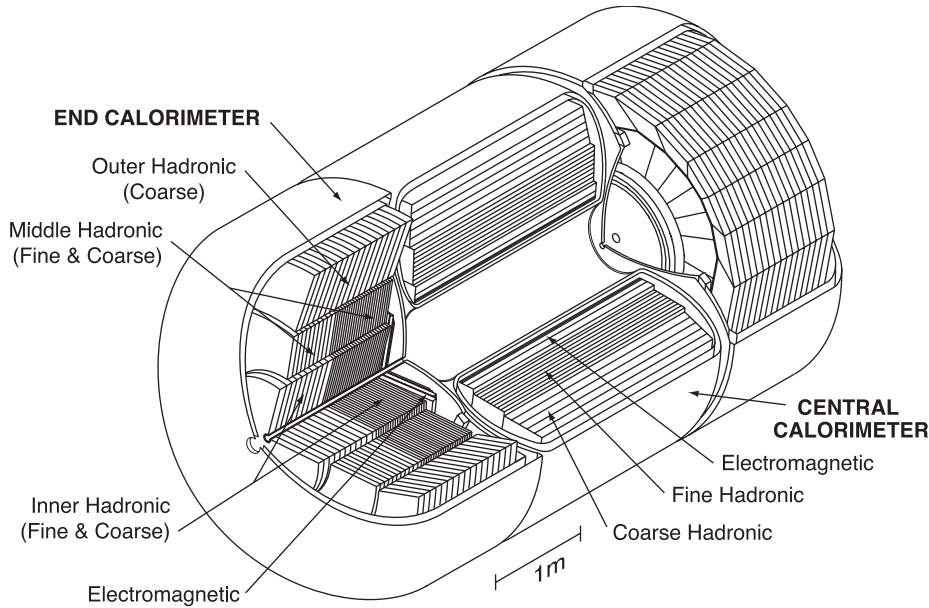


FIGURE 4.5 – Vue isométrique du calorimètre de D0 sur laquelle on aperçoit les modules central et bouchons ainsi que les sections électromagnétique et hadronique [1].

jusqu'à $|\eta_{det}| < 1,3$. Les deux autres situés sur les faces internes des cryostats sont qualifiés de détecteurs avant et arrière (FPS, *Forward PreShower detector*) et couvrent les régions avant et arrière entre $|\eta_{det}| = 1,5$ et $2,5$. Ces détecteurs utilisent la même technologie de détection que celle du CFT. Ils sont composés de fibres scintillantes dopées reliées par guide d'onde à des VLPC et sont pourvues d'un système d'étalonnage.

Le CPS est constitué d'une couche d'absorbeur en plomb recouvert d'une couche d'acier inoxydable et de trois couches sensibles. L'absorbeur a pour rôle d'initier la formation des gerbes électromagnétique. Au total l'absorbeur du CPS et le solénoïde représente $2 X_0$. Les trois couches sensibles sont orientées selon l'axe du faisceau et à $\pm 24^\circ$ avec celui-ci afin de reconstruire en trois dimensions la trajectoire des particules. Chaque couche comprend 1280 fibres qui donnent une granularité fine à ce détecteur. Les FPS sont quant à eux constitués de deux couches sensibles orientées à $\pm 24^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau. Un absorbeur en plomb recouvert d'acier inoxydable d'épaisseur $2 X_0$ est pris en sandwich entre les deux couches sensibles.

Les caractéristiques des détecteurs de pieds de gerbe en font un calorimètre finement segmenté. Ils peuvent donc être considérés à la fois comme un élément du trajectographe et comme une "couche 0" du calorimètre.

4.2.3 Le calorimètre

Le calorimètre n'a pas été modifié entre le Run I et le Run II. Il a pour rôle de mesurer l'énergie des photons, électrons et jets et permet donc de déterminer l'énergie transverse manquante d'un événement. Il est constitué de trois modules, chacun disposé au sein d'un cryostat. Le module central (CC, *Central Calorimeter*) couvre la région angulaire $|\eta_{det}| < 1$ et les deux modules dit bouchon (EC, *End Calorimeter*) la région entre $|\eta_{det}| = 0,7$ et $|\eta_{det}| = 4,5$. Chaque module est divisé en trois sections : une section électromagnétique la plus au centre, suivie d'une section hadronique dite fine et d'une autre dite grossière. Une

vue du calorimètre est montrée sur la figure 4.5.

La calorimétrie est une technique destructive : les particules perdent toute leur énergie et sont absorbées par le calorimètre. Un signal dont l'intensité est proportionnelle au dépôt d'énergie est créé et mesuré.

Il permet également de différencier les objets électromagnétiques des objets hadroniques du fait des caractéristiques différentes des gerbes qu'ils initient. La gerbe hadronique a une extension longitudinale et latérale plus grande que celles de la gerbe électromagnétique. De plus la gerbe hadronique va débiter plus tard dans le détecteur. La mesure de l'énergie est plus précise pour un électron ou un photon que pour un hadron. Pour toutes les raisons ci-dessus le calorimètre est divisée en deux parties : une électromagnétique finement segmentée et une hadronique plus épaisse qui l'entoure.

Afin de concentrer spatialement les gerbes, il est intéressant d'utiliser un matériau dense qui augmentera la probabilité d'interaction des particules. Le calorimètre de D0 est composé en majorité d'uranium pour l'absorbeur et d'argon liquide pour le milieu actif. On parle de calorimètre à échantillonnage pour désigner l'emploi de deux matériaux différents.

La cellule de base du calorimètre est constituée d'une plaque d'absorbeur distante de 2,3 mm d'une électrode de lecture plongée dans l'argon liquide. Une différence de potentiel d'environ 2000 V est appliquée entre l'électrode et l'absorbeur, le tout est maintenu à une température de $90,7 \pm 0,1$ K par les cryostats. Les électrons issus de l'ionisation de l'argon dérivent vers les électrodes de lecture en un temps moyen de 450 ns.

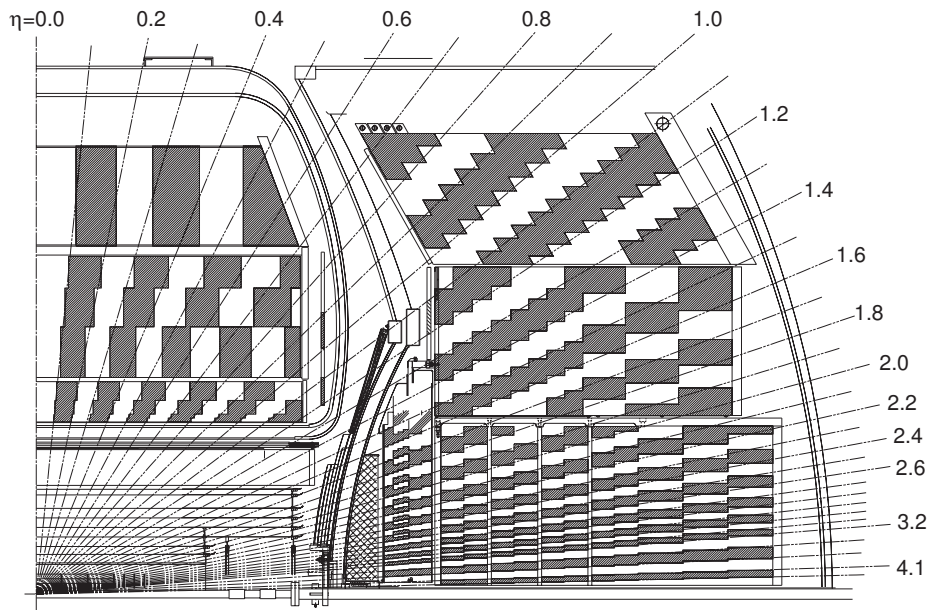


FIGURE 4.6 – Vue schématique en coupe du calorimètre de D0 montrant l'agencement des cellules en tour pseudoprojectives. On peut également distinguer les différentes parties électromagnétique et hadronique fine et grossière ainsi que la région inter-cryostat [1].

Un ensemble de cellules forme une tour⁵ qui sont dites pseudoprojectives car leurs centres sont alignés avec le centre de la zone d'interaction (voir figure 4.6). À l'exception de la troisième couche du calorimètre électromagnétique segmentée plus finement, toutes les tours possèdent une dimension de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$.

5. Dans tout le manuscrit le mot "tour" aura la même définition : un ensemble de cellules calorimétriques

Calorimètre électromagnétique.

La section électromagnétique du calorimètre est composée de 4 couches d'épaisseurs différentes. Celles-ci sont constituées d'uranium appauvri en isotopes instables afin de limiter le bruit de fond dû aux désintégrations radioactives du milieu. Les deux premières couches représentent $2 X_0$, elles vont permettre de mesurer le début de la gerbe. Le maximum de dépôt d'énergie et d'extension de la gerbe a lieu dans la troisième couche ⁶. Cette couche correspond à $7 X_0$ et est segmentée 2 fois plus finement en η et ϕ afin de mesurer plus précisément la direction de la gerbe. Les couches situées dans le CC ont des caractéristiques légèrement différentes de celles de l'EC.

Calorimètre hadronique.

La section hadronique est divisée en deux parties : une fine et une grossière. Elles diffèrent par leurs nombres de couches (respectivement 3 et 1), par les matériaux utilisés (uranium et cuivre) et par leurs épaisseurs (6 et 46,5 cm). Si le nombre de longueur d'absorption est équivalent (5λ) dans les deux parties, la précision de mesure dans la couche grossière est moindre.

4.2.3. a Les régions inter-cryostat

Chaque partie du calorimètre est placée à l'intérieur d'un cryostat, il n'y a donc pas de continuité spatiale dans la détection au sein des régions inter-cryostat $0,8 < |\eta_{det}| < 1,4$ qui ne sont pas instrumentées. Pour pallier à ce problème et limiter la dégradation de la résolution sur la mesure de l'énergie, deux types de détecteurs ont été installés.

Deux détecteurs dit inter-cryostat (ICD, *Inter – Cryostat Detector*) sont placés sur les parois externes des calorimètres bouchons et couvrent la zone $1,1 < |\eta_{det}| < 1,4$. Ils sont composés chacun de 192 tuiles de scintillateurs de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ réparties en 16 sections de 12 tuiles.

Pour augmenter davantage la couverture angulaire dans les régions $0,8 < |\eta_{det}| < 1,2$ et $1 < |\eta_{det}| < 1,3$ des cellules de lecture semblables à celles du calorimètre sont placées entre le calorimètre central et ceux avant et arrière. Ces cellules sont dites sans absorbeur (*massless gap*) car elles utilisent les parois du calorimètre comme milieu absorbant (et non pas un matériau dédié comme l'uranium).

4.2.3. b Électronique de lecture

47 032 canaux de lectures relient les cellules du calorimètre aux modules électroniques placés à l'intérieur des cryostats. Dans un premier temps le signal issu des cellules calorimétriques est transporté par des câbles coaxiaux (d'une longueur typique de 10 mètres) jusqu'à des préamplificateurs situés à l'extérieur des cryostats. Ces préamplificateurs ont pour objectif d'augmenter l'intensité du signal fourni par les cellules du calorimètre.

Le signal préamplifié est ensuite transporté sur 25 m jusqu'à un circuit appelé "*baseline subtractor*" (BLS) qui permet de supprimer le bruit de fond basse fréquence et l'empilement. L'empilement (*pile – up*) est la superposition de signaux issus des collisions successives (empilement hors-temps) et des interactions multiples à chaque croisement de faisceaux (empilement en temps). L'effet de l'empilement hors-temps est minimisé en ne collectant seulement

6. Ceci est moins vrai pour le Run II où l'ajout du solénoïde a déplacé le maximum plus proche du centre du détecteur

	Électron [4, 5, 6]		Jets [7]	
	CC	EC	CC	EC
$S [\sqrt{GeV}]$	0,03 – 0,25	-0,01 – 0,20	0,85	0,88
C	0,02	0,03	0,08	0,00
$N [GeV]$	0,4		6,3	7,5

TABLE 4.1 – Valeurs des différents termes qui entre dans le calcul de la résolution sur l'énergie des électrons et des jets dans le calorimètre de D0.

que les deux tiers du signal (durant environ 260 ns) fourni par le préamplificateurs. Le circuit BLS collecte également la charge sur un temps plus court pour envoyer rapidement des informations au niveau L1 et L2 du système de déclenchement (voir section 4.2.6). Il conserve le signal sur une période de 25 ms maximum, le temps que le système de déclenchement prenne la décision ou non de conserver l'événement.

Si l'événement est conservé, le signal analogique est alors convertis en signal numérique et est enregistré.

Les préamplificateurs et les circuits BLS ont été entièrement renouvelés entre le Run I et le Run II pour être adapté à la fréquence plus élevée des collisions au sein du Tevatron.

4.2.3. c Performances du calorimètre

Les processus mis en jeu lors de la détection (formation des gerbes et création du signal) des particules sont de nature stochastique. Si l'on considère des gerbes issues de particules d'énergie E , la résolution sur l'énergie mesurée s'écrit [3] :

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{S}{\sqrt{E}}, \quad (4.9)$$

où S est le terme stochastique qui est attribué aux fluctuations des gerbes. Il est indispensable de prendre en compte les erreurs d'étalonnage (qui peuvent être dues aux inhomogénéités du détecteur ou aux incertitudes sur le gain des canaux) par l'ajout d'un terme constant C qui est dominant à haute énergie. La radioactivité naturelle de l'uranium et l'électronique de lecture sont sources de bruit de fond qui ne dépendent pas de l'énergie, un terme $\frac{N}{E}$ doit donc également être introduit. La résolution sur l'énergie s'exprime finalement :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}}. \quad (4.10)$$

Les valeurs caractéristiques de ces constantes sont présentées dans la table 4.1. La résolution pour une électron central de 50 GeV est d'environ 3 % et pour un jet central de 50 GeV est de 19 %.

4.2.4 Le système à muons

Le muon est la seule particule détectée qui traverse le calorimètre sans être absorbée. Ceci est dû à sa grande masse, environ 200 fois celle de l'électron, qui contribue inversement à la section efficace du processus de *bremsstrahlung*. Le muon est donc peu dévié et perd

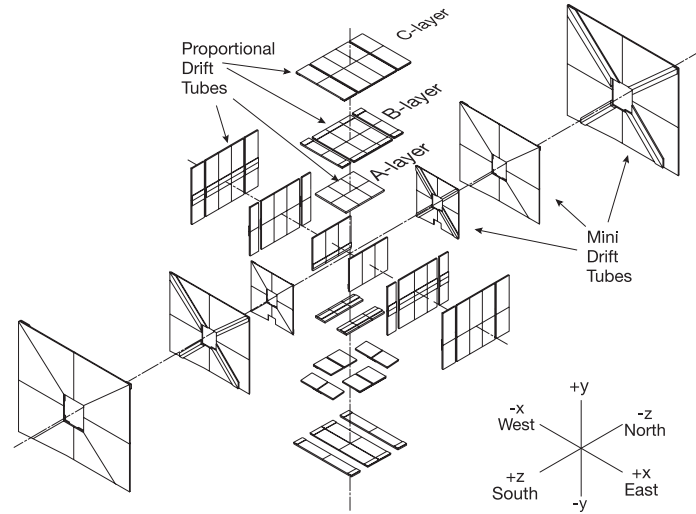


FIGURE 4.7 – Vue éclatée des chambres à dérive de D0 sur laquelle on peut apercevoir les trois couches A, B et C [1].

en moyenne entre 2 et 3 GeV dans le calorimètre. Le système à muons est constitué d'un spectromètre à muons qui permet de les identifier et de mesurer leurs trajectoire et impulsion. Il est composé de deux parties, une partie centrale appelée WAMUS (*Wide Angle MUon Spectrometer*) couvrant la région $|\eta_{det}| < 1$ et une partie avant-arrière appelée FAMUS (*Forward Angle MUon Spectrometer*) couvrant $1 < |\eta_{det}| < 2$. Ce système est divisé en trois couches A, B et C. Il est constitué de chambres à dérives, de scintillateurs et de toroïdes. La couche A est la plus proche du calorimètre et elle se situe avant le toroïde. Elle est importante pour mesurer les caractéristiques des muons qui ne traverseront pas le toroïde. Les couches B et C se situent quant à elles après le toroïde.

4.2.4. a Le toroïde

Déjà présent lors du Run I, contrairement au solénoïde, le toroïde du spectromètre à muons est composé de trois aimants parallélépipédiques, un central et deux avant-arrière, situés entre les couches A et B. Ils engendrent un champ magnétique permettant la mesure de l'impulsion des muons. Cependant l'épaisseur des aimants entraîne des diffusions multiples qui vont limiter la résolution sur la mesure de cette impulsion. Pour un muon de 50 GeV la résolution est de 20 % avec le système à muons seul et de 10 % en association avec le trajectographe.

Le toroïde central de section rectangulaire d'épaisseur 109 cm couvre $|\eta_{det}| < 1$ et entoure le détecteur. Les toroïdes avant-arrière sont quant à eux des "anneaux" carrés situés en $|z|$ entre 454 et 610 cm pour une couverture angulaire $|\eta_{det}| < 2,5$. Les aimants engendrent un champ magnétique de 1,8 T par magnétisation du fer qui les compose, à l'aide de bobines constituées d'enroulements de conducteurs traversés par un courant de 1500 A. Ce champ est contenu dans le plan (x,y) et les muons seront donc déviés dans les plans (x,z) ou (y,z) .

4.2.4. b La partie centrale WAMUS

Cette partie centrale est constituée d'un aimant toroïdal, de chambres à dérive proportionnelle (PDT, *Proportional Drift Tubes*) et de compteurs à scintillations.

Les chambres à dérives. La partie centrale est couverte à 55 % par les trois couches de chambres à dérives A, B et C et à 90 % par au moins deux couches. La figure 4.7 montre une vue éclatée des différentes couches de chambres à dérives. Chaque couche a une dimension de $200 \times 100 \times 20 \text{ cm}^3$ et est composée de plans de cellules. Il y a 4 plans pour la couche A et 3 plans pour les couches B et C ainsi que pour la partie inférieure de la couche A.

Une cellule est un tube rectangulaire de section $10 \times 5 \text{ cm}^2$ fait d'aluminium au centre duquel un fil de tungstène d'un diamètre de $50 \mu\text{m}$ fait office d'anode. Cette anode est portée à un potentiel de 4700 V et est reliée à l'anode de la cellule voisine. Deux cathodes situées sur les faces supérieure et inférieure du tube sont soumises à un potentiel de 2300 V. Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux avec 84 % d'argon, 8 % de méthane (CH_4) et 8 % de fréon 14 (CF_4). L'argon, comme pour le calorimètre, va permettre la création d'un signal en libérant des électrons par ionisation. Le fréon et le méthane vont quant à eux permettre une collection plus rapide des électrons et empêcher la destruction de la chambre en raison de l'émission par l'argon de photons de désexcitation.

Les électrons collectés par l'anode vont créer un signal et la différence de temps de lecture entre les deux extrémités de l'anode permet de déterminer la position du passage de la particule le long du fil de manière grossière (la résolution varie entre 10 et 50 cm). L'information sur le temps de dérives des électrons vers l'anode, typiquement 500 ns ($10 \text{ cm}/\mu\text{s}$), permet de reconstruire le point de passage du muon dans les plans perpendiculaires (x, z) et (y, z) avec une résolution typique de 1 mm.

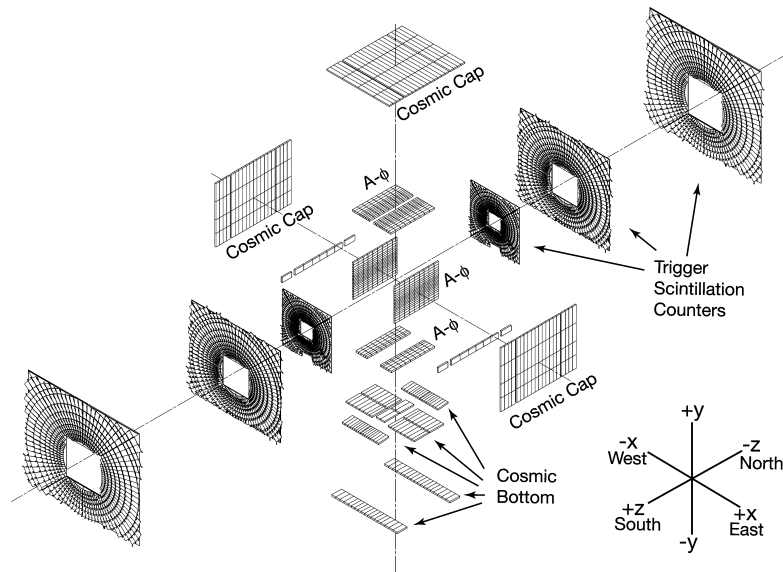


FIGURE 4.8 – Vue éclatée des compteurs à scintillations de D0 [1].

Les compteurs à scintillation. Il y a tout d'abord les compteurs dit $A - \phi$ (voir figure 4.8) situés entre le calorimètre et les PDT de la couche A. Ils sont au nombre de 630 et possèdent une résolution temporelle de 2 ns et une segmentation en ϕ de $4,5^\circ$ (la même que celle du CFT). Le signal rapide qu'ils fournissent permet leur utilisation au niveau L1 du déclenchement (voir section 4.2.6. a) et un rejet des muons ne provenant pas de la zone d'interaction. L'emplacement de ces scintillateurs permet aussi d'identifier et de mesurer la trajectoire des muons qui ne traverseront pas le toroïde en fer.

Le second type de compteurs est appelé détecteur de muons cosmiques. Moins bien segmentés que les $A - \phi$ ils sont 240 (*cosmic caps*) à l'extérieur de la couche C et 132 (*cosmic bottom*) sur la partie inférieure de la couche B. Ils servent à identifier et rejeter les muons cosmiques en fournissant un signal rapide qui permet d'associer la détection d'un muon dans les chambres à dérive avec un croisement de faisceau.

4.2.4. c La partie avant-arrière FAMUS

Les PDT présentes au Run I dans la partie avant-arrière du spectromètre ont été remplacées par des mini-chambres à dérive (MDT, *Mini Drift Tubes*) pour le Run II. La répartition des plans y est semblable à celle utilisée dans le système WAMUS. Les chambres sont alignées sur les lignes de champs des toroïdes. Un plan est composé de 8 cellules de section carrée $9,4 \times 9,4 \text{ mm}^2$ avec une anode de $50 \text{ }\mu\text{m}$ au centre. Cette anode est reliée à la masse alors que la cathode est mise à un potentiel de -3200 V . Il y a au total plus de 48000 cellules au sein des MDT. Le mélange gazeux est : $\text{CF}_4\text{-CH}_4$ (90 - 10 %). Les dimensions de ces chambres entraînent un temps de dérive plus court que celui des PDT, en-dessous de 132 ns (60 ns pour des angles inférieurs à 45°) contre 500 ns pour la PDT et réduit ainsi le taux d'occupation. La résolution spatiale typique d'une MDT est de 0,7 mm.

Trois couches de scintillateurs viennent compléter les MDT. Elles sont placées sur les faces internes des couches A (avant le toroïde) et C (après le toroïde) et sur la face externe de la couche B et représentent au total 5000 pixels. Chaque couche est composée de 8 octants possédant chacun 96 compteurs à scintillation. La segmentation est de $4,5^\circ$ en ϕ et de $0,07 - 0,12$ en η . La résolution temporelle de 1 ns et leur efficacité à détecter les muons de 99 % en font de bons outils pour le déclenchement et le rejet du bruit de fond.

4.2.4. d Le blindage

Le blindage a pour rôle de réduire le bruit de fond dans le spectromètre à muons. Il existe trois sources différentes de bruit de fond issues de particules ne provenant pas de la zone d'interaction :

- des fragments de protons ou d'antiprotons diffusés qui vont interagir avec le calorimètre (partie avant et arrière) ou bien avec le tube à vide. Ces interactions vont produire des particules émises à petit angle avec une énergie faible et vont donc être détectées dans les couches A avant et arrière du spectromètre ;
- des fragments de protons ou d'antiprotons qui interagissent avec les aimants quadripolaires du Tevatron qui sont situés proches du détecteur. Les particules produites vont être détectées dans les couches B et C avant et arrière ;
- l'interaction entre les halos⁷ des faisceaux de protons et d'antiprotons dans le tunnel du Tevatron.

Le blindage déjà installé pour le Run I permet de réduire cette dernière source de bruit de fond. Un blindage supplémentaire installé pour le Run II permet de réduire celui dû aux fragments de protons et antiprotons. Il est fait de couches de section rectangulaire composées de fer, de polyéthylène et de plomb imbriquées dans une structure en acier autour du tube à vide et des quadripôles. Le fer possède de faibles longueurs de radiation, $X_0=1,76 \text{ cm}$, et d'absorption, $\lambda=16,8 \text{ cm}$, et est donc utilisé pour absorber les particules électromagnétique et hadronique. Le plomb est utilisé pour stopper les photons et le polyéthylène riche en hydrogène sert à arrêter les neutrons. Des simulations Monte Carlo ont estimées que l'énergie

7. Partie des faisceaux étendue dans les directions transverses.

provenant du bruit de fond déposée dans le système à muons est réduit d'un facteur 50-100 par le blindage.

4.2.5 Mesure de la luminosité

La luminosité instantanée $\mathcal{L}_{\mathcal{I}}$ s'apparente à la notion de flux et représente un nombre de particules par unité de surface et de temps. Si on connaît la section efficace σ d'un processus et la luminosité instantanée, le nombre d'interaction par unité de temps pour ce processus s'exprime :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \mathcal{L}_{\mathcal{I}}. \quad (4.11)$$

A contrario si l'on connaît cette quantité et la luminosité, il est possible de mesurer la section efficace d'un processus. La luminosité d'un accélérateur dépend des caractéristiques de celui-ci et peut s'exprimer comme :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{I}} = \frac{N f n_p n_{\bar{p}}}{2\pi \beta^* \epsilon_p \epsilon_{\bar{p}}} \quad (4.12)$$

où :

- f est la fréquence de rotation des paquets de protons et d'antiprotons,
- N est le nombre de paquets par faisceau,
- n_p ($n_{\bar{p}}$) est le nombre de protons (respectivement d'antiprotons) par paquet,
- ϵ_p et $\epsilon_{\bar{p}}$ caractérisent l'extension transverse du faisceau,
- β^* est la fonction d'amplitude qui caractérise la focalisation du faisceau de protons et d'antiprotons.

Il est difficile en pratique de mesurer précisément la luminosité à l'aide de cette formule car cela nécessite de connaître précisément la valeur des différents paramètres à chaque croisement de faisceau. Cette méthode est donc remplacée par une méthode de comptage. On compte le nombre de collisions inélastiques qui sont détectées en coïncidences par les moniteurs de luminosité ou luminomètres.

Les luminomètres sont constitués de deux ensembles de scintillateurs plastiques lus par des photomultiplicateurs, formant deux disques situés en amont des calorimètres avant et arrière en $|z|=140$ cm (voir figure 4.2). Ils sont situés proche du tube à vide et couvre la région angulaire $2,7 < |\eta_{det}| < 4,4$. Ils ont pour résolution temporelle 0,3 ns.

La luminosité intégrée sur le temps de révolution $1/f$ d'un paquet de particules donne lieu à un nombre moyen d'interaction par croisement de faisceau qui s'exprime comme :

$$\mu = \mathcal{L}_{\mathcal{I}} \frac{\sigma_{eff}}{f}, \quad (4.13)$$

où σ_{eff} est la section efficace inélastique effective vue par les moniteurs. La probabilité d'interaction suit une statistique de Poisson, la probabilité d'observer n interactions sera donc :

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}. \quad (4.14)$$

Les luminomètres ne distinguent pas les interactions multiples des interactions simples et fournissent donc un signal binaire : y a-t-il oui ou non interaction. La probabilité pertinente est donc celle d'avoir au moins une interaction lors d'un croisement de faisceau :

$$P(n > 0) = 1 - P(0) = 1 - e^{-\mu}, \quad (4.15)$$

qui nous permet d'écrire la luminosité instantanée comme :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{I}} = -\frac{f}{\sigma_{eff}} \ln(1 - P(n > 0)). \quad (4.16)$$

La section efficace effective σ_{eff} correspond à trois processus inélastiques qui sont :

- les processus inélastiques durs (*hard core scattering*), on parle encore de terme non-diffractif ;
- les processus simplement diffractifs au cours duquel le proton ou l'antiproton reste intact ;
- les processus doublement diffractifs ou le proton et l'antiproton restent intacts.

Cette section efficace est pondérée par l'efficacité des moniteurs de 90 % et par l'acceptance de chacun des processus ci-dessus. Elle a été mesurée lors du Run I à l'énergie de 1,8 TeV et vaut extrapolée pour le Run II : $\sigma_{p\bar{p}} = 60,7 \pm 2,4$ mb. L'incertitude totale sur la mesure de la luminosité est d'environ 4 %.

Les mesures de luminosité sont séparées en bloc de luminosité (LBN, *Luminosity Bloc Number*) tous distincts les uns des autres. Ils permettent de connaître la luminosité instantanée pour chaque échantillon de données. La mesure de luminosité est faite au début d'un bloc. Celui-ci dure nominalelement 1 minute et on suppose la luminosité constante au sein d'un bloc.

La quantité qui nous intéresse est non pas la luminosité instantanée mais la luminosité dite intégrée, c'est à dire la luminosité totale pour une période de temps donnée : $L = \int \mathcal{L} dt$. Elle représente la quantité de données analysables et doit être pris en compte pour normaliser les échantillons d'événement Monte Carlo. La prise de données par les détecteurs n'est pas efficace à 100 % (89 % en moyenne pour le Run II) et c'est pourquoi on doit distinguer la luminosité intégrée fournie par le Tevatron et la luminosité intégrée effectivement enregistrée par D0. La figure 4.9 montre l'évolution de la luminosité intégrée pour tout le Run II du Tevatron. C'est le lot de données que nous serons amenés à analyser : $10,7 \text{ fb}^{-1}$ enregistrés par D0.

4.2.6 Le système de déclenchement

Lors du Run II le taux d'interaction est de 1,7 MHz. Enregistrer une telle quantité d'événements s'avère technologiquement impossible et aussi inutile d'un point de vue des études réalisées. On ne veut en effet conserver que des événements d'intérêts qui ne représentent qu'une faible fraction de tous les événements. Le système de déclenchement a pour rôle de trier les événements en temps réel afin d'aboutir à un taux de stockage des événements de 100 Hz. Il est constitué de trois niveaux qui sont présentés sur la figure 4.10.

4.2.6. a Le niveau 1 (L1)

Avant de pouvoir accéder au niveau 1 du système de déclenchement, le niveau 0 doit être satisfait, *i.e.* les luminomètres doivent détecter une collision inélastique. Une fois cette condition satisfaite, le L1 dispose de $3,5 \mu\text{s}$ pour prendre une décision et possède en outre une mémoire tampon correspondant à 32 collisions. Il va permettre de réduire le taux d'événement de 1,7 MHz à 2 KHz. Du fait du temps de décision limité, seules les informations provenant de l'électronique rapide des sous-détecteurs prise en compte sont utilisées (voir figure 4.11).

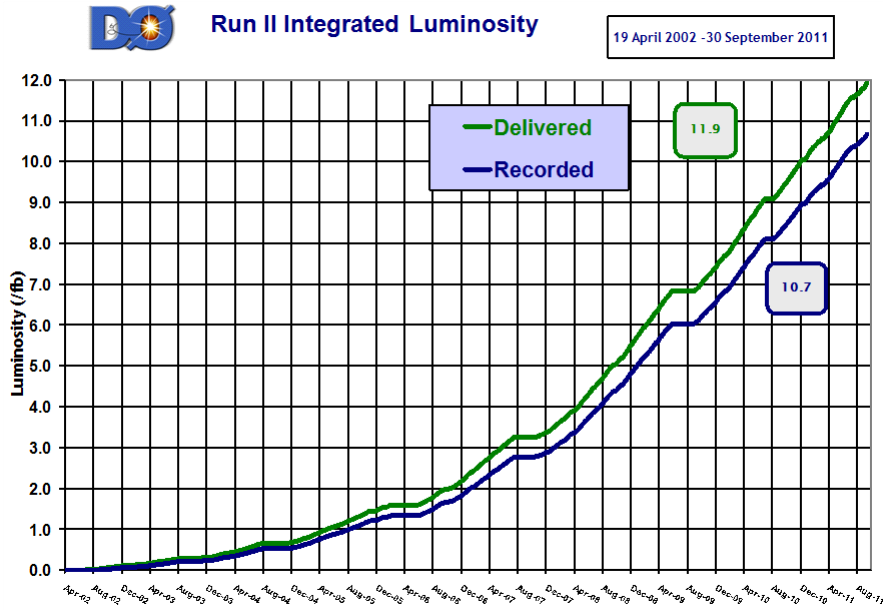


FIGURE 4.9 – Luminosité intégrée fournie par le Tevatron et enregistré par D0 pour l’ensemble du Run II.

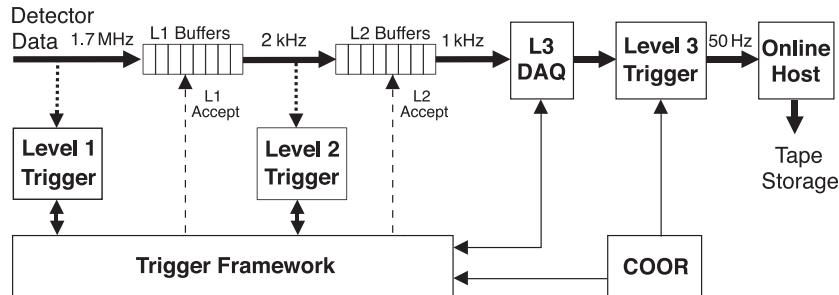


FIGURE 4.10 – Schéma d’ensemble du système de déclenchement de D0 [1].

Le niveau 1 du calorimètre (L1CAL) Au niveau 1 du calorimètre l’objet de base est une tour constituée d’un ensemble de 4 tours pseudoprojectives de dimension $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$. Il y a 12 tours électromagnétiques servant à déclencher sur les électrons et photons et 1280 tours hadroniques qui déclencher sur les jets. Ces tours couvrent l’espace inférieur à $|\eta_{det}| < 4$ mais pour des raisons de rapport signal sur bruit de fond cette couverture est limitée à $|\eta_{det}| < 3,2$. Il y a trois types différents de variables de déclenchement :

- variables globales : la somme de l’énergie transverse de toutes les tours $\sum_{tours} E_T$ doit dépassée un des quatre seuils prédéfinis ;
- variables locales : l’énergie transverse d’une tour ainsi que le nombre de tour doivent dépasser une valeur seuil ;
- variables intermédiaires : on s’intéresse par exemple aux énergies déposées dans des groupes de tours de 4×8 en $\eta \times \phi$ dans le but de repérer de larges dépôts d’énergie qui peuvent être associés à des jets.

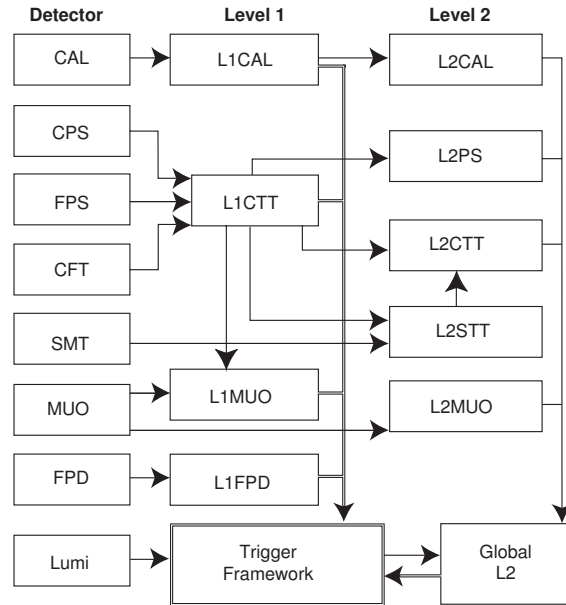


FIGURE 4.11 – Schéma des niveaux 1 et 2 de déclenchement de D0 avec les flux d’informations représentés par les flèches [1].

Le niveau 1 du détecteur de traces internes (L1CTT) Le L1CTT utilise les informations des fibres axiales des CFT, CPS et toutes celles du FPS afin de déclencher sur les traces. Une trace est sélectionnée si au moins 8 couches du CFT possèdent un coup. Elle est alors comparée à un ensemble de 20000 traces prédéfinis avec 4 seuils en p_T . Les 6 traces de plus grand p_T sont conservées et comparées aux informations provenant du CPS et du système à muons.

Les traces du FPS sont reconstruites de manière indépendante, mais analogue, à celle de l’ensemble CFT/CPS pour avoir des conditions de déclenchement qui lui sont propre.

Le niveau 1 du système à muons (L1MUO) Le L1MUO utilise les éléments de déclenchement du détecteur de traces interne et les coups au sein des chambres à dérive et des scintillateurs du système à muons pour reconstruire la trajectoire des muons. Deux opérations ont lieu. La première est l’association, si possible, des traces du détecteur interne et des scintillateurs des couches A et B. La seconde est la reconstruction d’une trace avec les seules informations des chambres à dérive pour confirmer la trace produite dans l’opération précédente. Dans le cas où la trace est confirmée, les deux traces sont associées.

4.2.6. b Le niveau 2 (L2)

Le L2 dispose de 125 μs pour décider ou non de garder l’événement et réduit le taux d’événements de 2 à 1 KHz en deux étapes. La première consiste à utiliser les pré-processeurs associés à chaque sous-détecteurs pour traiter les données du L1 en moins de 50 μs et affiner les objets. Ces objets sont alors transmis pour la seconde étape au processeur global (GLOBAL L2). Celui-ci va établir des corrélations entre les différents éléments et prendre la décision de rejeter ou non l’événement en conséquence.

Le niveau 2 du calorimètre (L2CAL) permet l’identification des jets, photons et électrons et la détermination de l’énergie transverse manquante. Les jets et électrons sont reconstruits

à l'aide de regroupement de tours qui doivent satisfaire des critères sur leur énergie. Les corrélations entre ces objets et les signaux fournis par le détecteur de pieds de gerbe permettent de distinguer les électrons des photons et de rejeter les hadrons chargés.

Le L2STT, niveau 2 du SMT, permet d'affiner les traces reconstruites au niveau 1. Pour ce faire une zone est définie autour des traces du L1 et les coups du SMT à l'intérieur de cette zone sont utilisés. Si au moins 3 coups sont détectés, la trace est ajustée en les utilisant. Cela permet également de calculer la distance de moindre approche et de rejeter les traces conservées au L1 qui sont issu d'une mauvaise reconstruction.

Le deuxième niveau du système à muons utilise les informations du premier niveau et des informations plus précises provenant du détecteur après l'étalonnage ainsi que le temps de vol. Cela permet une meilleure connaissance des caractéristiques de la trajectoire des muons (η_{det} , ϕ , p_T ...).

4.2.6. c Le niveau 3 (L3)

Le dernier niveau de déclenchement L3 utilise une ferme de calcul qui va permettre en 50 ms de décider de garder ou non l'événement en utilisant toutes les informations en provenance du détecteur. Le taux est alors réduit de 1 KHz à seulement 100 Hz. À ce niveau les événements sont partiellement reconstruits à l'aide de versions simplifiées des algorithmes de reconstruction hors-ligne du fait du temps limité. Les événements satisfaisant le déclenchement du L3 vont être ensuite enregistrés sur bande magnétique et plus tard être reconstruit hors-ligne.

L'algorithme de reconstruction des jets et des électrons utilise toutes les informations provenant du calorimètre et de la position du point d'interaction. Il utilise en plus la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique, la forme de la gerbe et une coupure sur l'énergie transverse pour reconstruire les électrons.

Les muons sont reconstruits à l'aide des informations des chambres à dérive et des scintillateurs qui vont permettre de construire des segments de traces avant et après le toroïde. L'association de ces segments avec les traces du détecteur interne va permettre d'augmenter la précision sur la mesure de l'impulsion transverse.

L'énergie transverse manquante est déterminée à l'aide d'un algorithme qui va faire la somme des dépôts d'énergie des cellules du calorimètre situées dans des couronnes de η_{det} constant. Dans un premier temps la position du vertex primaire est supposée être au centre du détecteur, puis dans un second temps l'énergie transverse manquante est ajustée par rapport à la position du vertex primaire reconstruit. Cet algorithme va calculer également l'angle azimutal, la significativité et la somme scalaire de cette énergie transverse manquante (voir section 5.2.6).

4.2.6. d Liste des termes de déclenchement (Trigger lists)

Chaque niveau de déclenchement possède une liste de critères logiques qui portent sur le signal fourni par le détecteur et/ou sur des critères cinématiques (par exemple la détection d'une particule donnée avec un seuil en énergie). Ces critères forment des éléments de déclenchement et une fois combinés définissent un terme de déclenchement. Ces termes sont assemblés dans une liste de déclenchement pour chaque prise de données. Si un de ces termes de déclenchement est valide, l'événement sera sélectionné. Certains de ces termes déclenchent trop fréquemment. On applique donc un facteur d'échelle P appelé *prescale* qui permettra de ne retenir qu'un événement sur P ayant satisfait le déclenchement pour les termes en question.

Il existe deux termes de déclenchement particuliers :

- les événements dits de biais minimum : valide à chaque croisement de faisceau satisfaisant le niveau 0 du système de déclenchement (collision inélastique). Ces événements vont servir à étudier le phénomène d'empilement dans le détecteur ou bien les interactions multiples ;
- les événements dits de biais nul : valide à chaque croisement de faisceau avec ou sans interaction. Un grand facteur d'échelle lui est associé afin de n'en conserver qu'une fraction seulement. Ces événements vont servir à étudier le bruit de fond électronique et vérifier le bon fonctionnement du système de déclenchement.

4.3 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS [8] mesure 25 m de diamètre et 46 m de long pour un poids total de 7000 tonnes. Il est organisé de la même manière que le détecteur D0 avec du centre vers l'extérieur : un système de trajectographie, un calorimètre et un système à muons. Le détecteur ATLAS est représenté schématiquement sur la figure 4.12.

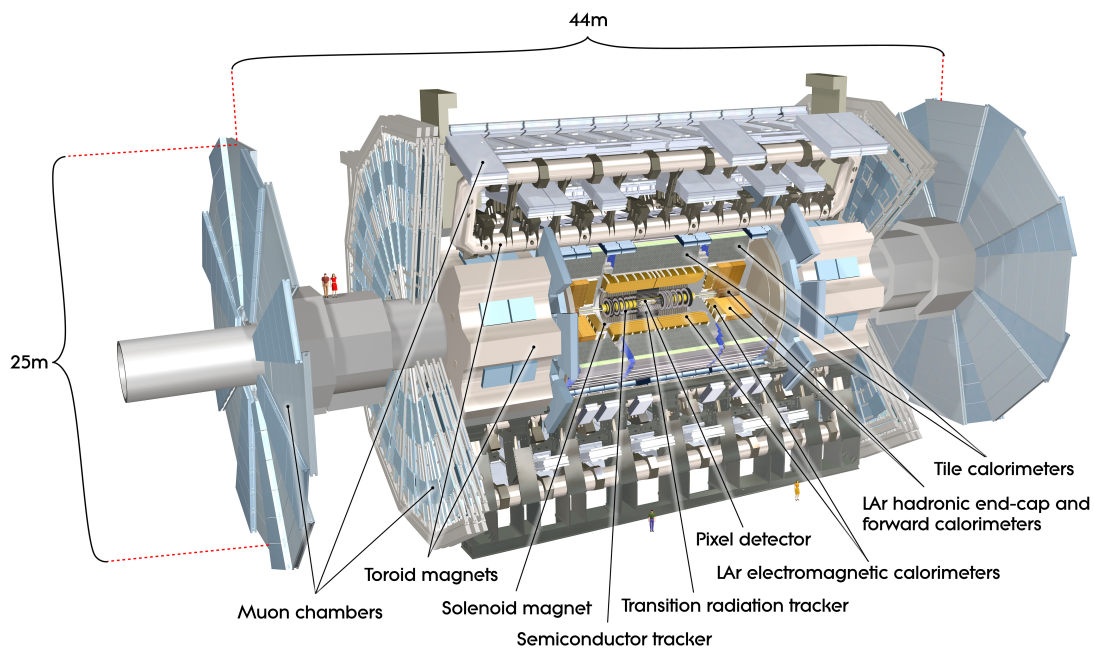


FIGURE 4.12 – Schéma du détecteur ATLAS [9].

4.3.1 Le détecteur de traces interne

Le trajectographe est divisé en trois sous-détecteurs qui sont le détecteur à pixel, le détecteur à micropistes de silicium (SCT, *Silicon microStrip Tracker*) et le détecteur à rayonnement de transition (TRT, *Transition Radiative Tracker*). Un schéma du trajectographe est présenté sur la figure 4.13

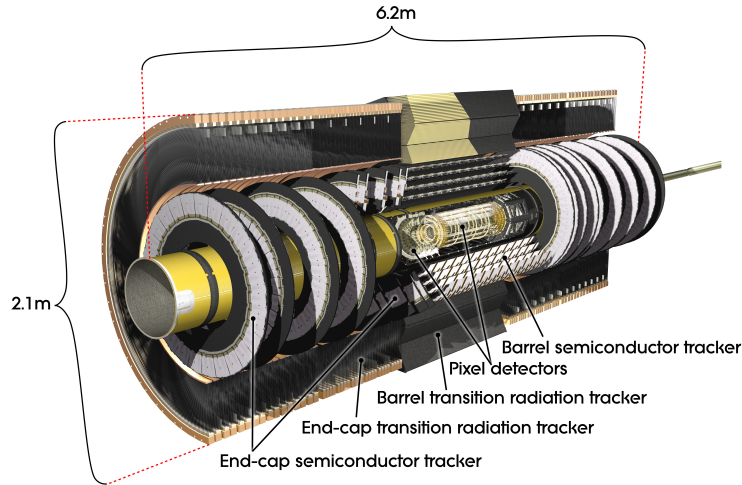


FIGURE 4.13 – Schéma du trajectographe d'ATLAS [9].

4.3.1. a Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels ($|\eta_{det}| \leq 2,5$) est constitué de trois cylindres concentriques autour de l'axe des faisceaux pour la partie centrale et de trois disques pour les parties bouchons répartis respectivement à $|z| = 50,5, 88,5$ et $122,5$ mm. Les disques et cylindres sont composés de modules de semi-conducteurs en silicium segmentés en pixels avec un total de 80 millions de pixels et autant de voies de lecture. Il est refroidi, comme le SCT, à une température de -10°C pour diminuer le bruit de fond produit suite aux radiations. Ce détecteur couvre la région angulaire $|\eta_{det}| \leq 2,5$ et possède une résolution spatiale de $10 \mu\text{m}$ dans le plan $R - \phi$ et de $115 \mu\text{m}$ selon z dans la partie centrale et R pour les bouchons.

4.3.1. b Le détecteur à micropistes de silicium

Le détecteur à micropistes de silicium est réparti comme le détecteur à pixels en cylindres et disques qui permettent une couverture angulaire jusqu'à $|\eta_{det}| \leq 2,5$. Il fonctionne avec la même technologie silicium que le détecteur à pixels mais possède une segmentation fine seulement en $R - \phi$ et donc un nombre de voie de lecture réduit. Les 4 cylindres (situés à 299, 371, 443 et 514 mm du faisceau) et les 9 disques (répartis entre $|z|=85,4$ et 272 cm) sont constitués de pistes (bandes) de silicium. Chaque piste est composée de deux plans de détection collés dos-à-dos formant un angle de ± 20 mrad entre eux afin de mesurer la trajectoire des particules dans le plan $R - \phi$. Les 63 m^2 de surface de détection permettent une résolution de $17 \mu\text{m}$ dans le plan $R - \phi$ et $580 \mu\text{m}$ selon z (partie centrale) ou selon R (bouchons).

4.3.1. c Le détecteur à rayonnement de transition

Le détecteur à rayonnement de transition est le dernier élément du trajectographe. Il est constitué de chambres à dérive alignées le long de l'axe z dans la partie centrale et orthogonales à l'axe z dans les parties bouchons et couvre la région $|\eta_{det}| \leq 2$. Les tubes à dérive en polyamide de 4 mm de diamètre sont remplis d'un mélange gazeux Xe (70 %), CO_2 (27 %) et O_2 (3 %). Les parois servent de cathodes et sont portées au potentiel de -1530 V .

Un fil de tungstène est disposé au centre de la cellule et sert d'anode (potentiel de 0 V). Le rayonnement de transition apparaît quand une particule traverse des milieux d'indices optiques différents. Des fibres de polypropylène (19 μm de diamètre) sont disposées entre les tubes afin d'augmenter le rayonnement de transition.

Le TRT permet de discriminer les hadrons (comme le pion) des électrons car la probabilité de rayonnement est proportionnelle au facteur de Lorentz $\gamma = E/m$ et $m_h \gg m_e$. Les particules issues des collisions vont également produire des électrons et des photons par ionisation des atomes du gaz. La position éloignée du TRT par rapport au tube à vide permet la reconstruction des vertex de désintégration des particules à durée de vie longue (hadrons : B, Λ , K_s^0). La résolution du TRT de 130 μm dans le plan $R-\phi$ est moins bonne que celle du détecteur à pixels et du SCT. Elle est compensée par un grand nombre de points de mesure, 36 en moyenne pour une particule détectée dans la région $|\eta_{det}| \leq 2$.

4.3.1. d Le solénoïde

Le solénoïde supraconducteur utilisé pour courber la trajectoire des particules chargées dans le trajectographe est similaire à celui utilisé dans D0 (voir section 4.2.1. c). Il mesure 5,8 m selon z pour un diamètre externe de 2,6 m selon ϕ . Il est refroidi à 4,5 K et engendre un champ magnétique de 2 T orienté selon l'axe z afin de courber la trajectoire des particules dans le plan $R-\phi$. Le solénoïde représente 0,7 X_0 et l'ensemble trajectographe plus solénoïde représente en moyenne 1,5 X_0 de matière avant le calorimètre.

4.3.1. e Performances du détecteur de traces interne

Les détecteurs silicium sont peu impactés par l'empilement hors-temps du fait du temps de lecture typique de 25 ns plus petit que la fréquence des collisions. Le TRT y est plus sensible du fait du temps de lecture de 75 ns nécessaire pour recueillir les électrons de dérive. La bonne résolution temporelle des détecteurs silicium permet d'estimer l'empilement en temps comme égal au nombre de vertex reconstruits. La résolution du trajectographe s'exprime comme vu précédemment (voir section 4.2.1. d) pour le trajectographe de D0 :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = A \cdot p_T \oplus B \sqrt{\cosh(\eta)}. \quad (4.17)$$

Les valeurs nominales des paramètres A et B sont : $A=3,6 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$ et $B=1,3 \cdot 10^{-2}$. La résolution pour des particules dans la partie centrale ($|\eta_{det}| \sim 0$) est de 3,8 % et de 1,5 % pour des particules respectivement d'impulsion 100 et 20 GeV.

4.3.2 Le calorimètre

Le calorimètre d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage qui utilise différents milieux actifs et différents absorbeurs. Il est constitué d'une partie électromagnétique et d'une partie hadronique, chacune d'entre elle possédant une partie centrale et des parties bouchons. La figure 4.14 montre un schéma du calorimètre

4.3.2. a Calorimètre électromagnétique (LAr)

Il est composé au plus près du solénoïde d'une couche permettant de mesurer les gerbes initiées par les particules qui traversent le trajectographe et le solénoïde. Cette couche qui couvre la région $|\eta_{det}| \leq 1,8$ est appelée pré-échantillonneur.

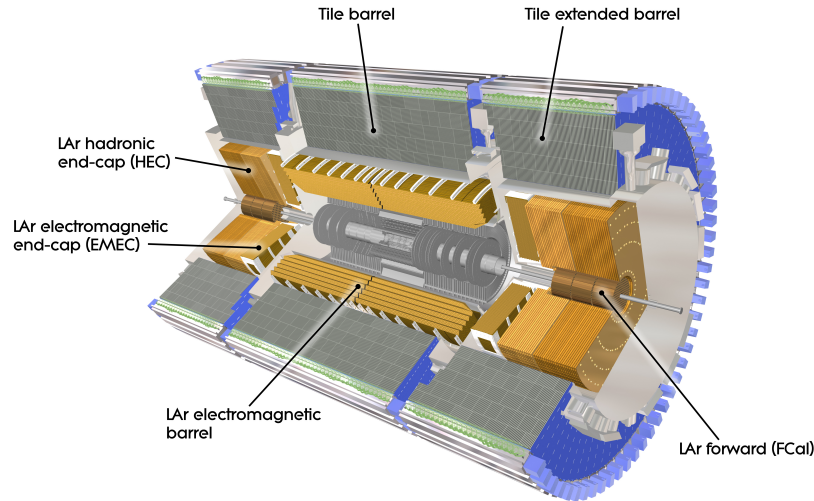


FIGURE 4.14 – Schéma du calorimètre d'ATLAS [9].

Le calorimètre est ensuite divisé en trois couches. La première couche (*front*) est segmentée finement selon η ($\Delta\eta = 0,0031$) et sert à discriminer les pions neutres des photons (critères sur la gerbe) mais également à mesurer le point de départ de la gerbe initiée par les photons et l'angle d'incidence de ces derniers. Cette couche représente $4,3 X_0$ (à $\eta_{det} = 0$). La deuxième couche (*middle*), plus épaisse ($17 X_0$ à $\eta_{det} = 0$), contient la majeure partie de l'énergie déposée et est segmentée plus grossièrement $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$. La dernière couche (*back*) d'une épaisseur $2 X_0$ est utilisée pour mesurer l'énergie des gerbes les plus énergétiques pouvant s'échapper du calorimètre électromagnétique.

La couverture angulaire du calorimètre correspond à $|\eta_{det}| \leq 1,475$ dans la partie centrale (longue de 6,8 m et de rayons interne et externe 1,4 et 2 m respectivement) et à $1,375 \leq |\eta_{det}| \leq 3,2$ dans les parties bouchons de rayons interne et externe 0,33 et 2,1 m respectivement. Le calorimètre possède une structure projective en accordéon (les vagues de l'accordéon sont alignées selon ϕ , voir figure 4.15) qui réduit les zones mortes par rapport à une géométrie classique en bloc, et donc améliore l'homogénéité selon ϕ . Cette géométrie permet également de lire le signal seulement par l'arrière, limitant ainsi le câblage qui est source de bruit et d'inhomogénéité. Les couches d'absorbeur en plomb d'épaisseur 2,1 mm sont disposées à 1,5 mm les unes des autres séparées par une électrode de lecture (voir figure 4.15). L'ensemble baigne dans l'argon liquide refroidi à 88 K.

4.3.2. b Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est un tonneau constitué de tuiles scintillantes dans la partie centrale (longue de 5,5 m selon l'axe z) ainsi que dans ses extensions (longue de 2,6 m selon l'axe z) couvrant la région $|\eta_{det}| \leq 1,7$. Les diamètres interne et externe du tonneau sont respectivement 2,28 m et 4,25 m correspondant à environ 8 longueurs d'interaction λ . Les tuiles qui constituent le milieu actif sont composées de polystyrène dopé avec deux agents fluorés. Le fonctionnement de ces tuiles est similaire à celui des fibres scintillantes utilisées pour le CFT de D0 (voir section 4.2.1. b). Des couches en acier jouent le rôle d'absorbeur. La segmentation de cette partie du calorimètre est de $0,1 \times 0,1$ en $\Delta\eta \times \Delta\phi$.

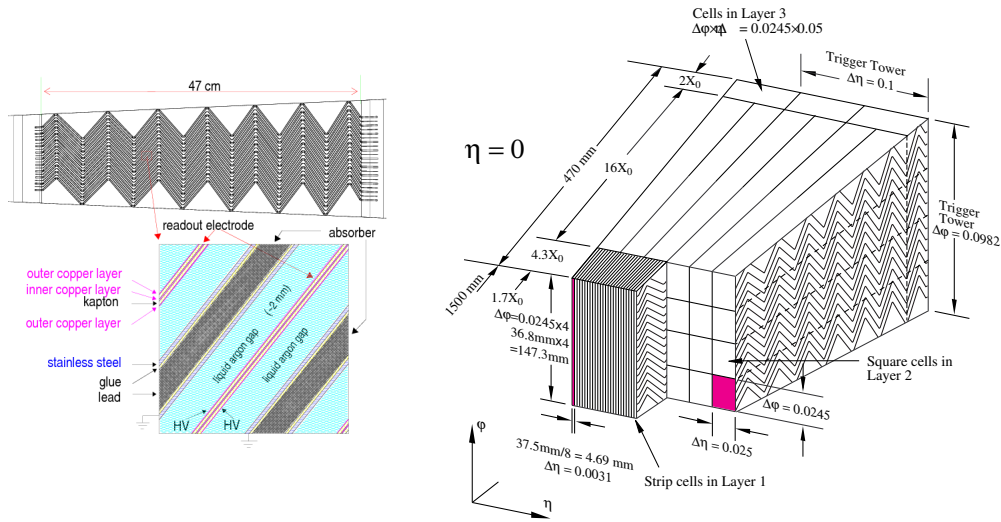


FIGURE 4.15 – Schéma de la structure en accordéon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS [10].

La couverture du calorimètre est étendue à la région $1.5 \leq |\eta_{det}| \leq 3,2$ à l'aide de deux bouchons d'épaisseur 82 et 96 cm et de diamètre externe 2,03 m. Cette partie du calorimètre est davantage exposée aux radiations et c'est pourquoi l'argon liquide est utilisé comme milieu actif en association avec des couches de cuivre pour l'absorbant. L'argon a en effet l'avantage d'être résistant aux radiations mais nécessite un important système de cryogénie et est plus onéreux. Les plaques d'absorbant font 25 ou 50 mm d'épaisseur et sont espacées de 8,5 mm. La segmentation de ces calorimètres bouchons est de $0,1 \times 0,1$ en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ dans la partie la plus centrale ($1,5 \leq |\eta_{det}| \leq 2,5$) et de $0,2 \times 0,2$ dans la partie la plus avant ($2,5 \leq |\eta_{det}| \leq 3,2$).

4.3.2. c Calorimètre avant/arrière

Le calorimètre avant accroît la zone de détection jusqu'aux régions $3,2 \leq |\eta_{det}| \leq 4,9$. Il est disposé entre les calorimètres bouchons et le tube à vide au sein du même cryostat. Il est divisé en trois modules de 45 cm de profondeur avec un module électromagnétique et deux modules hadroniques. Le module électromagnétique représentant environ $28 X_0$ est échantillonné avec de l'argon liquide et du cuivre. Le cuivre permet d'améliorer la résolution par rapport au plomb du fait qu'il est plus léger. La perte d'énergie dans l'absorbant sera plus faible et le développement de la gerbe soumise à moins de fluctuation stochastique. Les deux modules hadroniques représentant au total $7,2 \lambda$ utilisent de l'argon liquide et du tungstène. Le tungstène permet d'obtenir des gerbes limitées spatialement du fait de sa grande densité. La segmentation de ce calorimètre avant/arrière est de $0,2 \times 0,2$ en $\Delta\eta \times \Delta\phi$. Il existe enfin un quatrième module non-instrumenté servant de blindage afin de limiter les dépôts d'énergie dans le système à muons.

4.3.2. d Performances du calorimètre

La résolution du calorimètre d'ATLAS s'exprime de la même façon que dans D0 (voir section 4.2.3. c) comme :

	Électron	Jets
$S [\sqrt{GeV}]$	10,1	0,75
C	0,2	0,05
$N [GeV]$	0,2	4

TABLE 4.2 – Valeurs des différents termes qui entre dans le calcul de la résolution sur l'énergie des électrons et des jets dans le calorimètre d'ATLAS.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}}. \quad (4.18)$$

La table 4.2 résume les valeurs caractéristiques des différentes constantes. Les résolutions sur l'énergie d'un électron et d'un jet d'énergie 50 GeV dans la partie centrale du calorimètre sont respectivement de 1,5 % et de 14 %.

4.3.3 Le système à muons

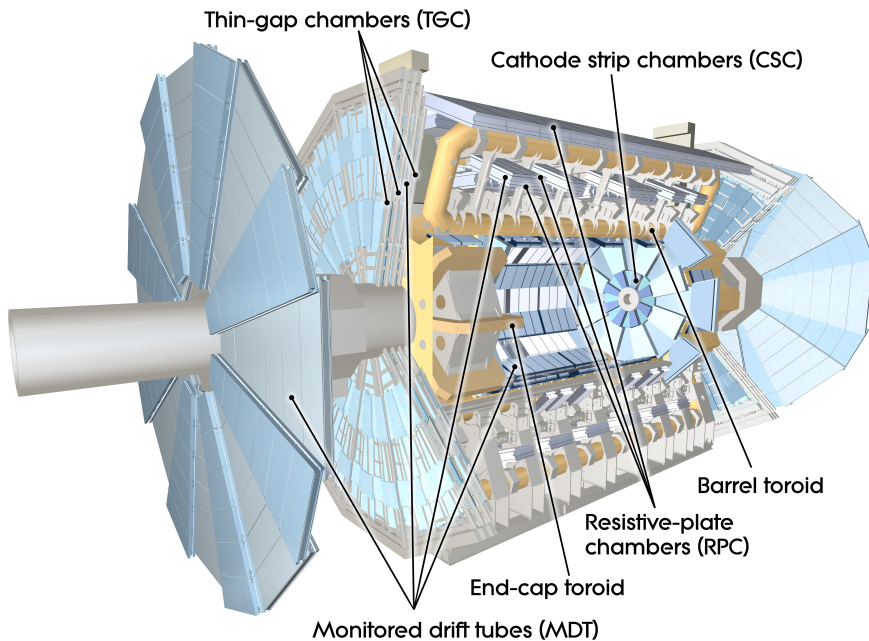


FIGURE 4.16 – Schéma du système à muons d'ATLAS [9].

Le système à muons permet d'identifier les muons à la sortie du calorimètre et de mesurer leur impulsion dans la région $|\eta_{det}| \leq 2,7$. Il est constitué d'un toroïde pour courber la trajectoire des muons et de différents détecteurs permettant de déclencher l'acquisition et de mesurer précisément les propriétés des muons. Il est représenté sur la figure 4.16.

4.3.3. a Le toroïde

Le toroïde est constitué de 8 modules alignés le long de l'axe z , distribués selon ϕ et divisés en une partie centrale ($|\eta_{det}| \leq 1,6$) et des parties bouchons ($1,6 \leq |\eta_{det}| \leq 2,7$). La région $1,4 \leq |\eta_{det}| \leq 1,6$ possède un champ magnétique résultant des toroïdes centraux et bouchons. Chaque module est composé de 8 bobines supraconductrices contenant 120 conducteurs parcourus par un courant d'intensité 20000 A. Le champ magnétique engendré vaut en moyenne 0,5 T dans les parties bouchons et 1 T dans la partie centrale. Il est orienté selon ϕ afin de courber la trajectoire des muons selon η et ainsi mesurer leur impulsion.

La différence importante avec la toroïde de D0 est que celui d'ATLAS est un toroïde "à air" (les modules n'occupent qu'une petite partie du toroïde, le reste étant de l'air). Le phénomène de diffusions multiples des muons dans la toroïde est donc plus faible que dans le système à muons de D0 qui possède un toroïde entièrement en fer.

4.3.3. b Chambres de précision

La mesure de l'impulsion et de la charge des muons est réalisées avec des chambres à dérive (MDT, *Monitoring Drift Tubes*) et des chambres proportionnelles multifils (CSC, *Cathode Strip Chambers*). Les MDTs sont constituées de couches (2×4 ou 2×3) de tubes à dérive. Trois stations sont disposées de manière concentriques par rapport à l'axe z dans la partie centrale avec pour rayons respectivement 5, 7,5 et 10 m. Trois stations sont disposées orthogonalement à l'axe z dans les parties bouchons à $|z|$ 7,5, 14 et 23 m. Les tubes à dérive sont en aluminium et leur diamètre est de 3 cm. Ils sont remplis d'un mélange gazeux argon (93 %), CO₂ (7 %). Les parois servent de cathode tandis qu'un fil de tungstène-rhénium disposé au centre du tube et porté à un potentiel de 3080 V sert d'anode. La résolution est de 80 μm en η pour un tube à dérive seul et 35 μm pour une chambre complète.

Le temps de dérive des charges au sein d'un tube est long (au maximum 700 ns) et c'est pourquoi les MDTs sont remplacées par des CSC dans la région $2,0 \leq |\eta_{det}| \leq 2,7$ où le flux de particule est plus important. Les CSCs supportent en effet un flux de 1000 Hz/cm² contre 150 Hz/cm² pour les MDTs mais ont une résolution un peu moins bonne. Les CSC sont rempli d'un mélange gazeux argon (93 %), CO₂ (20 %). La proportion plus importante de CO₂ permet de limiter le vieillissement des tubes du aux plus fortes radiations. Il y a 16 chambres CSC réparties dans les premières stations des bouchons à $|z|=7,5$ m et chacune de ces chambres est constituée de 4 couches. L'ensemble est orienté orthogonalement à l'axe z . Les fils de tungstène-rhénium servant d'anodes sont orientés radialement depuis le centre des roues. Les parois des tubes servant de cathodes sont orientées de deux manières : orthogonalement aux fils pour la mesure en η et parallèle aux files pour la mesure en ϕ . La résolution d'une chambre CSC est de 40 μm en R et 5 mm en ϕ .

4.3.3. c Chambres de déclenchement

Des chambres spécifiques sont utilisées pour le système de déclenchement des événements avec un muon. Elles doivent donc fournir une réponse rapide au passage d'un muon. Elles ont également pour rôle de mesurer la coordonnées ϕ de la trace des muons qui n'est pas mesurable par les MDTs (tubes orientés orthogonalement au faisceau). Des chambres à plaques résistives (RPC, *Resistive Plate Chambers*) sont utilisées dans la région $|\eta_{det}| \leq 1,05$. Elles sont constituées de deux plaques parallèles résistives distantes de 2 mm entre lesquelles se trouve un mélange gazeux. Un champ électrique de 4,9 kV/mm est appliqué entre les deux plaques afin de recueillir les charges issues de la cascade d'ionisation créée par le passage

du muon. Les RPC sont réparties concentriquement autour de l'axe z intercalés entre les MDTs. Elles ont une résolution temporelle de 1,5 ns et une résolution spatiale de 10 mm.

Des chambres à intervalle fin (TGC, *Thin Gap Chamber*) occupent les parties bouchons $1,05 \leq |\eta_{det}| \leq 2,4$. Ce sont des chambres proportionnelles multifils dont la géométrie et le mélange gazeux leurs permettent d'être très rapide (< 25 ns). Une chambre de TGC regroupe deux ou trois couches de détection dans les parties bouchons juste après le toroïde bouchon. La résolution temporelle d'une chambre de TGC est d'environ 10 ns et la résolution en ϕ et R est de l'ordre du millimètre.

4.3.3. d Performances du système à muons

La résolution typique pour un muon d'impulsion 50 GeV est 3 %. La résolution dépend de la connaissance de l'alignement des chambres à muons et de leurs déformations qui sont contrôlés en temps réel à l'aide d'un système optique. Lors de la prise de données en 2011 et 2012, l'alignement des chambres était connu à environ 50 μm près dans la partie centrale et 100 μm dans les parties bouchons.

La table 4.3 résumé à titre informatif les résolutions typique sur la mesure de l'énergie/impulsion des objets dans D0 et ATLAS.

Caractéristiques	D0	ATLAS
Résolution du trajectographe		
$p_T = 20$ GeV	5,5 %	1,5 %
$p_T = 100$ GeV	25,5 %	3,8 %
Résolution du calorimètre		
électron, $E = 50$ GeV	3 %	1,9 %
jet, $E = 50$ GeV	19 %	14 %
Résolution des muons		
$p_T = 50$ GeV	10 %	3%

TABLE 4.3 – Comparaison des caractéristiques principales des détecteurs D0 et ATLAS.

4.3.4 Mesure de la luminosité

La mesure de la luminosité dans ATLAS est différente de celle réalisée dans D0 du fait de la connaissance trop imprécise de la section efficace inélastique proton-proton σ_{pp} . La luminosité est donc mesurée à l'aide de la formule :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{I}} = \frac{Nfn_{p_1}n_{p_2}}{2\pi\beta^*\epsilon_{p_1}\epsilon_{p_2}}. \quad (4.19)$$

Pour connaître $\mathcal{L}_{\mathcal{I}}$, il reste à mesurer les dimensions transverses des faisceaux ϵ_{p_1} et ϵ_{p_2} . Cette mesure est réalisée à l'aide de balayages de Van der Meer qui consistent à faire varier la position de chacun des faisceaux dans le plan transverse et de mesurer le nombre d'interaction avec un détecteur de luminosité. Les distributions obtenues sont ajustées avec

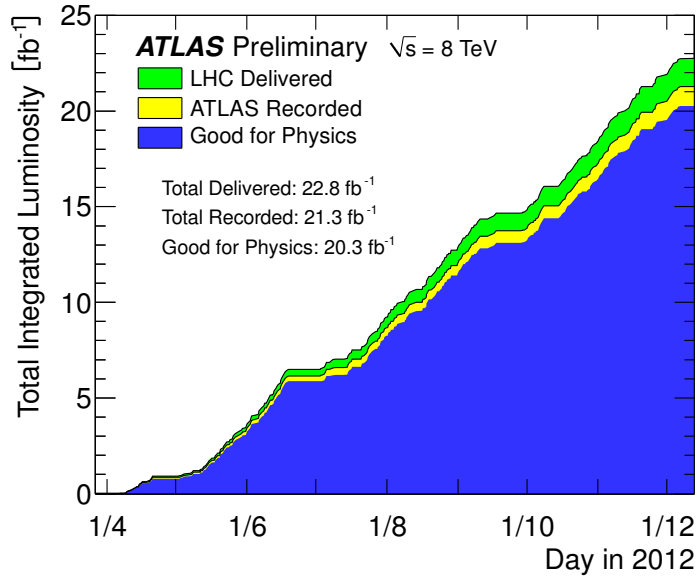


FIGURE 4.17 – Luminosité intégrée fournie par le LHC (vert), enregistrée par ATLAS (jaune) et disponible pour les analyses de physique (bleu) pour l’ensemble de la prise de données de 2012 à 8 TeV [11].

deux gaussienne afin d’extraire ϵ_{p_1} et ϵ_{p_2} . Le détecteur de luminosité d’ATLAS est un détecteur Tcherenkov (LUCID, *L*uminosity *me*asurement *U*sing *C*erenkov *I*ntegrating *D*etector). Deux modules sont placés respectivement à ± 17 m du point d’interaction des deux faisceaux. Chaque module est composé de 20 tubes en aluminium long de 1,5 m alignés le long du faisceau et disposés de manière concentrique autour de ce dernier. Les tubes sont remplis d’un gaz (C_4F_{10}) sous pression. Les particules ayant une vitesse dans le gaz plus grande que celle de la lumière vont émettre un rayonnement de Tcherenkov qui va être détecté par des photomultiplicateurs disposés à une extrémité du tube.

En 2012, ATLAS a enregistré à une énergie de 8 TeV une luminosité intégrée de 21,3 fb⁻¹ dont 20,3 fb⁻¹ sont utilisables pour les analyses de physique (voir figure 4.17). C’est le lot de données que nous analyserons dans cette thèse. La luminosité intégrée du lot de données enregistrés en 2011 à 7 TeV est connue avec une précision de 1,8 % [12] et la précision pour le lot de données enregistrés en 2012 à 8 TeV est estimée à 2,8 %.

4.3.5 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement d’ATLAS est basé sur le même principe que celui utilisé dans D0 (voir section 4.2.6). Il est divisé en trois niveaux ayant pour objectif de réduire le taux d’événements enregistrés (de 1 GHz à 200 Hz) en ne retenant que ceux d’intérêt pour les analyses de physiques.

La décision du niveau 1 (L1) du système doit se faire en moins de 2,5 μ s. Ce niveau utilise les informations provenant de l’électronique dédiée du calorimètre (tour avec une granularité grossière : $0,1 \times 0,1$ en $\Delta\eta \times \Delta\phi$) et du système à muons (RPC, TGC) qui reconstruit sommairement l’impulsion transverse des muons. Le trajectographe n’est pas utilisé car le temps nécessaire à la reconstruction des traces est trop important. Le taux d’événements acceptés en sortie du L1 est de 75 kHz.

BIBLIOGRAPHIE

Le deuxième niveau de déclenchement (L2) accède et traite les informations provenant de l'ensemble des sous-détecteurs en moins de 40 ms. Les informations utilisées proviennent des régions identifiées comme d'intérêt au L1 (1 à 2 % du détecteur). Les algorithmes de reconstruction utilisés sont une version simplifiée des algorithmes de reconstruction hors-ligne. Le taux d'événements acceptés est réduit à 3,5 kHz en sortie du L2.

Le dernier niveau est un filtre d'événement (EF, *Event Filter*) qui utilise l'ensemble des informations provenant du détecteur et les algorithmes de reconstruction hors-ligne. Les constantes d'étalonnage lors de la reconstruction utilisées ne sont pas celles utilisées lors de la reconstruction hors-ligne (qui s'effectue 36 h après l'enregistrement de l'événement, laissant le temps de déterminer les constantes plus finement). Un événement est traité en 4 s environ et, s'il est accepté, est transféré au système d'acquisition (DAQ, *Data Acquisition System*) et de contrôle (DCS, *Detector Control System*). Le DAQ et le DCS contrôle l'ensemble du fonctionnement (matériel et logiciel) du détecteur afin de rejeter les événements présentant des anomalies.

Nous venons de décrire les détecteur D0 et ATLAS qui permettent de détecter les particules en fournissant des signaux. La prochaine étape va consister à traiter ces signaux afin de reconstruire hors-ligne les événements issus des collisions.

Bibliographie

- [1] V. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *The Upgraded D0 Detector*, arXiv :physics/0507191 (2005), Nucl.Instrum.Meth.A565 :463-537,2006, <http://arxiv.org/abs/physics/0507191>.
- [2] V. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Muon reconstruction and identification with the RunII D0 detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **737**, 281 (2014), ISSN 0168-9002, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021301591X>.
- [3] C. W. Fabjan et G. Fabiola, *Calorimetry for particle physics*, Review of modern physics **75** (2003).
- [4] A. Melnitchouk et M. Wetstein, *Determination of the Constant term of the Electron Energy Resolution in the Central Calorimeter* (2009), D0 note 5879.
- [5] W. mass group, *Measurement of the W boson mass using Run IIa data* (2009), D0 note 5868.
- [6] J. Stark, *Measurement of the W boson mass using 1 fb⁻¹ of D0 data from Run II of the Fermilab Tevatron*, Fermilab Joint Experimental Theoretical Physics Seminar (2009).
- [7] M. Voutilainen, *Jet p_T resolution for Run IIa final JES (v7.2) with dijet J4S jet corrections* (2007), D0 note 5499.
- [8] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3**, S08003 (2008).

- [9] ATLAS Collaboration, <http://www.atlas.ch/photos/index.html>.
- [10] ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html>.
- [11] ATLAS Collaboration, *Luminosity public results* (2013), https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults#Integrated_luminosity_summary_pl.
- [12] ATLAS Collaboration, *Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC*, ArXiv e-prints (2013), arXiv:1302.4393 [hep-ex].

Troisième partie

Mesure de l'asymétrie de charge
auprès du détecteur D0.

5

Reconstruction et identification des objets dans D0

Sommaire

5.1	Chaîne de reconstruction et de simulation	93
5.2	Reconstruction des objets	93
5.2.1	Traces des particules chargées	93
5.2.2	Vertex primaire	94
5.2.3	Reconstruction et identification des jets	95
5.2.4	Reconstruction et identification des électrons	104
5.2.5	Reconstruction et identification des muons	107
5.2.6	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	109
	Bibliographie	110

Les signaux enregistrés par le détecteur doivent être traités par des algorithmes afin de reconstruire les objets tels que les traces, vertex ou amas calorimétriques. Ces objets reconstruits vont ensuite permettre d'identifier les objets physiques que nous allons utiliser dans notre analyse (jet, lepton, énergie transverse manquante) ainsi que leurs caractéristiques (énergie E , impulsion transverse p_T ...). Ce sont ces deux étapes que nous allons présenter dans ce chapitre.

5.1 Chaîne de reconstruction et de simulation

La reconstruction des événements est effectuée par une chaîne d'algorithmes. Les événements simulés ont un rôle central dans les analyses de physique. Ils sont produits à l'aide de différents générateurs Monte Carlo (ALPGEN [1], PYTHIA [2], MC@NLO [3] ...) selon le processus considéré. Le logiciel GEANT [4] va ensuite simuler l'interaction de ces événements générés avec le détecteur. En sortie de la chaîne de simulation, les événements sont dans le même format que celui des événements de données (appelés aussi plus simplement "les données"). Les deux types d'événements seront alors reconstruits de la même manière.

5.2 Reconstruction des objets

5.2.1 Traces des particules chargées

La reconstruction des traces (trajectoires) des particules chargées se fait à l'aide des dépôts d'énergie (coups) dans le SMT et le CFT résultant du passage d'une particule chargée. Elle est réalisée en deux étapes. La première utilise en parallèle deux algorithmes différents.

CHAPITRE 5. RECONSTRUCTION ET IDENTIFICATION DES OBJETS DANS D0

L'algorithme alternatif (AA, *Alternative Algorithm*) [5] construit toutes les trajectoires possibles à partir des coups enregistrés. Il élabore tout d'abord une ébauche de trace en utilisant trois coups du SMT. Un premier coup est sélectionné et associé à deux autres des couches supérieures si le rayon de courbure de la trace résultante est supérieure¹ à 30 cm et si le χ^2 d'ajustement de la trace est inférieur à 16.

Les ébauches sont ensuite extrapolées aux coups des couches supérieures si l'ajustement de la trace n'est pas dégradé (χ^2 toujours inférieur à 16). Si trop de couches situées à proximité ne présentent pas de coup, la trace est abandonnée. Si au contraire plusieurs coups s'avèrent compatibles, toutes les trajectoires possibles sont reconstruites et celle de plus faible χ^2 est conservée. De plus si plusieurs traces sont proches d'un vertex, dont une reconstruction rapide est effectuée par l'algorithme, la trace la plus compatible avec ce vertex et de meilleure qualité est conservée.

L'algorithme HTF (*Histogram Track Finder*) [6] utilise la transformée de Hough qui convertit un point appartenant à l'espace des coordonnées (x,y) en une droite dans l'espace des paramètres (ρ,ϕ) où ρ est le rayon de courbure et ϕ l'angle azimutal mesuré au point d'interaction. L'intersection de droites issues de coups dans le SMT permet de reconstruire et de caractériser une trace dans l'espace (ρ,ϕ) (et donc dans l'espace (x,y)).

Ces deux algorithmes sont complémentaires, leurs performances diffèrent suivant l'impulsion transverse des traces ou les conditions de luminosité. Les deux types de traces sont mélangés en retirant les doublons. Avec ces ébauches de traces, l'algorithme GTF (*Global Track Finder*) va simuler la propagation couche après couche dans le SMT et le CFT [7] de la particule hypothétique associée à la trace. La simulation tient compte du champ magnétique et de l'interaction de la particule avec les matériaux du détecteur (perte d'énergie, diffusions multiples). L'utilisation d'un filtre de Kalman [8] va permettre l'ajustement des caractéristiques de la trace en comparant sa position donnée par la simulation et celle effectivement mesurée. Ce processus est réitéré pour chaque couche et s'arrête lorsque la particule sort du détecteur ou lorsqu'elle y est stoppée.

5.2.2 Vertex primaire

Le croisement d'un paquet de protons et d'antiprotons peut engendrer plus d'une collision. Il faut distinguer différents types d'interactions lors de ces collisions. L'interaction partonique dure, ou primaire, est inélastique et met en jeu la plus grande quantité d'énergie, c'est elle qui va produire les événements que l'on souhaite étudier. La position du point d'interaction est appelé *vertex* primaire. Certaines des particules créées lors de l'interaction primaire se désintègre après avoir parcourue quelques millimètres dans le détecteur, ce qui engendre le vertex secondaire. Les interactions de biais minimum sont un autre type d'interaction. Ce sont des collisions inélastiques proton-antiproton qui sont dites spectatrices vis-à-vis de l'interaction dure et dont l'énergie mise en jeu dans l'interaction est plus faible que celle mise en jeu lors de l'interaction primaire. Ces interactions satisfont le niveau 0 du système de déclenchement (voir section 4.2.6).

Les traces reconstruites sont issues de la superposition de ces deux types d'interaction. Pour les analyses de physique il est important d'identifier le vertex primaire parmi les différents vertex. Ce processus [9] est réalisé en trois étapes :

Sélection des traces : les traces d'impulsion transverse supérieure à 0,5 GeV avec au moins deux coups dans le SMT sont sélectionnées. Les traces retenues sont regroupées en amas de

1. Cela correspond à une impulsion transverse de 180 MeV.

traces par tranche de 2 cm en $|z|$.

Reconstruction des vertex : dans un premier temps la position et la largeur du faisceau sont déterminées en reconstruisant un vertex commun à toutes les traces de chaque amas à l'aide d'un filtre de Kalman. La position des vertex est déterminée par minimisation du χ^2 d'ajustement en ne tenant pas compte des traces avec une grande contribution au χ^2 ($\chi^2 > 10$).

Une nouvelle sélection sur toutes les traces est réalisée. Les traces sont sélectionnées si la significativité de la distance de moindre approche $dca/\sigma(dca)$ par rapport au faisceau est inférieure à une valeur optimisée.

L'algorithme de reconstruction procède alors à une nouvelle évaluation de la position des vertex d'interaction à l'aide d'un ajustement adaptatif, *i.e.* un poids est associé à chaque trace en fonction de la contribution de la trace au χ^2 du vertex. Aucune coupure n'est faite sur le χ^2 sachant que les traces avec un dca important auront un poids faible. Cela permet de réduire le biais introduit par les traces issues du vertex secondaire et de conserver les traces avec un grand dca du fait de la résolution du détecteur. L'algorithme adapte le poids de chaque trace selon son χ^2 au cours de plusieurs itérations jusqu'à ce que la variation maximale du poids des traces entre deux itérations soit inférieure à 10^{-4} .

Sélection du vertex primaire : Lorsque tous les vertex sont reconstruits, le vertex qui a la probabilité la plus faible d'être de biais minimum [10] est choisi comme vertex primaire. Cette probabilité est calculée en prenant en compte les impulsions transverses des traces. Les traces issues du vertex primaire auront une impulsion transverse plus grande que les traces issues d'un événement de biais minimum.

5.2.3 Reconstruction et identification des jets

Les partons issus de l'interaction dure ne se propagent pas librement jusqu'au détecteur. La recombinaison de couleur (due au phénomène de confinement) entraîne la création de gerbes de particules ou jets. C'est le processus d'hadronisation que l'on peut voir schématiquement sur la figure 5.1. En pratique la définition d'un jet dépend de l'algorithme utilisé pour le reconstruire. Dans D0 un jet est reconstruit à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre et des corrections sont appliquées à ce jet pour remonter à l'énergie des particules qui constituent ce jet. La procédure que nous allons suivre comprend trois étapes : la reconstruction, l'identification et l'étalonnage en énergie.

5.2.3. a Reconstruction des jets

L'algorithme utilisé pour la reconstruction des jets dans D0 est un algorithme de cône. Cet algorithme regroupe les dépôts d'énergie des cellules du calorimètre voisines situées dans un cône d'ouverture angulaire $R_C = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2}$ fixé ($R_C = 0,5$ ou $0,7$ dans D0). La reconstruction des jets candidats à l'identification (protojets) est réalisée en deux étapes : d'abord au moyen d'un algorithme de cône simple puis avec l'algorithme de cône du Run II [11].

Algorithme de cône simple L'algorithme de cône simple utilise un assemblage de cellules du calorimètre en tours pseudo-projectives dont l'énergie doit satisfaire des critères de

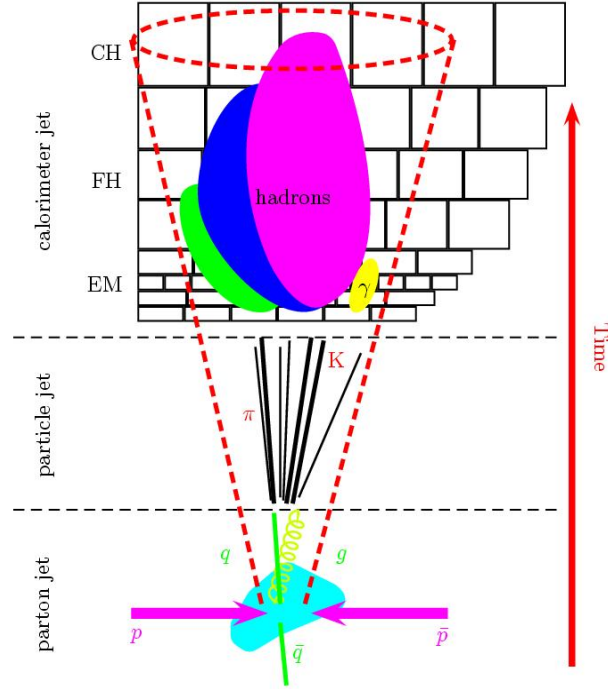


FIGURE 5.1 – Schéma représentant l'évolution d'un jet dans le temps : depuis le parton original issu de l'interaction dure jusqu'au dépôt d'énergie engendré par le jet dans le calorimètre.

sélection. Chaque cellule est caractérisée par son quadrivecteur énergie-impulsion :

$$P_{cell} = (E_{cell}, \vec{p}_{cell}), \quad (5.1)$$

où E_{cell} est l'énergie mesurée dans la cellule et \vec{p}_{cell} le vecteur impulsion de norme E_{cell} dont la direction est définie par le vertex primaire et le centre de la cellule.

Les tours sont caractérisées par la somme des quadrivecteurs impulsion des cellules qui les composent. L'algorithme de cône classe les tours de manière décroissante en fonction de leur impulsion transverse. Il forme ensuite un pré-amas autour de chaque tour respectant $E_{tour} > 500$ MeV en commençant par la tour la plus énergétique. Les tours voisines sont ajoutées au pré-amas existant si leur distance est $\Delta R < 0,3$ et si leur impulsion transverse est supérieur à 1 MeV. Dans ce cas elles sont retirées de la liste des tours.

À chaque nouvel ajout d'une tour au pré-amas, la position de celui-ci est recalculée. Lorsque plus aucune tour ne satisfait les conditions, le pré-amas est finalisé et l'algorithme va en créer un nouveau à partir de la tour suivante la plus énergétique qui n'a pas encore été utilisée. Lorsqu'il n'y a plus de tours disponibles ou que plus aucune tour ne satisfait les conditions pour appartenir à un pré-amas l'algorithme s'arrête. Les pré-amas dont l'énergie est supérieure à 1 GeV et possédant au moins deux tours sont conservés.

Algorithme de cône du Run II La liste des pré-amas formés par l'algorithme de cône simple ainsi que la liste des tours ayant satisfait $E_{tour} > 500$ MeV servent comme données pour l'algorithme de cône du Run II. Cet algorithme va évaluer la distance ΔR entre un pré-amas de la liste et les protojets pré-existants. Si cette distance est inférieure à $R_C/2$ ($R_C = 0.5$)

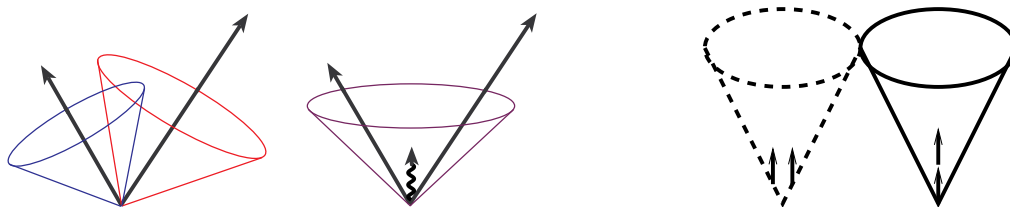


FIGURE 5.2 – Gauche : sensibilité aux radiations infrarouges. L'émission d'un gluon mou modifie la topologie des jets reconstruits (de 2 jets à 1 jet dans l'exemple montré ici). Droite : sensibilité aux radiations colinéaires. Les deux radiations de l'exemple sont dans un cas reconstruites dans deux tours séparées et aucun protojet n'est formé et dans le deuxième cas un protojet peut-être formé car les deux radiations sont reconstruites dans la même tour [12].

le pré-amas est rejeté car déjà inclus dans le jet, sinon il est le point de départ d'un nouveau protojet. Les tours distantes de $\Delta R < 0,5$ sont combinées avec le pré-amas pour former un protojet. Ce processus itératif s'arrête si le protojet satisfait l'une des conditions suivante :

- le cône devient stable ($\Delta R < 0,001$ entre deux itérations successives) ou le nombre d'itérations est supérieur à 50, dans ce cas le protojet est conservé ;
- si l'énergie du protojet est inférieure à 3 GeV le protojet est rejeté.

Cette procédure est réalisée pour tous les pré-amas fournis par l'algorithme de cône simple.

L'algorithme de cône est sensible aux radiations infrarouges (partons de faible énergie) et colinéaires présentées sur la figure 5.2. Pour diminuer cette sensibilité et rendre la procédure plus stable, on relance la procédure de reconstruction avec des points de départ pris entre chaque paire de protojets reconstruits si la distance entre les deux protojets est comprise entre R_C et $2 R_C$.

Après élimination des doublons la liste des jets ainsi obtenue est celle qui sera utilisée dans les analyses de physique.

5.2.3. b Identification des jets

Les jets reconstruits sont soumis à une série de critères afin de les identifier [13] comme de vrais jets hadroniques. Les jets reconstruits peuvent en effet provenir d'un photon, d'un électron ou encore être issus du bruit de fond calorimétrique. Les critères d'identification sont basés sur la fraction d'énergie déposée dans les différentes parties du calorimètre (électromagnétique, hadronique fine et hadronique grossière). On exige que la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique ne soit pas trop faible ($EMF > 5\%$) et que la fraction déposée dans la partie hadronique grossière ne soit pas trop importante ($CHF < 40\%$). Ces limites vont permettre d'éliminer les jets provenant du bruit de fond. Les cellules de la partie hadronique grossière notamment sont de grande taille et ont une grande capacité électrique. Le bruit de fond y est donc important.

Les jets satisfaisant ces critères et confirmés avec le niveau L1 du système de déclenchement sont conservés et dit de bonne qualité (*Good Jet*) [14]. La confirmation par le niveau L1 exige que l'énergie de l'ensemble des tours correspondant au jet du niveau L1 soit supérieure à une fraction de l'énergie totale du jet reconstruit hors-ligne.

Afin de s'affranchir d'une partie des jets provenant d'événement de biais minimum, on peut également demander que les jets contiennent au moins deux traces pointant vers le vertex primaire. Ces jets définis plus strictement sont appelés jets avec confirmation de vertex (VCJ, *Vertex Confirmed Jets*).

5.2.3. c Étalonage en énergie des jets

L'énergie mesurée d'un jet est différente de l'énergie réelle du jet du fait d'aspects expérimentaux (bruit de fond de l'électronique ou réponse du détecteur). Il faut donc corriger (en moyenne) l'énergie du jet mesurée pour remonter à l'énergie réelle du jet. La procédure d'étalonnage de l'énergie des jets s'appelle JES (*Jet Energy Scale*) [15, 16]. L'énergie mesurée du jet E_{jet}^{mes} est liée à l'énergie des particules observables qui constituent le jet E_{jet}^{ptcl} par la relation :

$$E_{jet}^{ptcl} = \frac{E_{jet}^{mes} - E_0}{R_{jet} S_{jet}}. \quad (5.2)$$

Nous allons expliciter la signification de ces différents termes dans ce qui suit. L'énergie corrigée du jet E_{jet}^{ptcl} est un estimateur de l'énergie du gluon/quark qui est à l'origine du jet.

Le terme de bruit de fond E_0 . Cette correction a pour objectif de soustraire à l'énergie mesurée du jet, l'énergie qui n'est pas due à l'interaction dure. Le bruit de fond dû à l'électronique de lecture, aux désintégrations des noyaux d'uranium du calorimètre, les interactions multiples et le phénomène d'empilement (voir chapitre 4) dans le détecteur, peuvent contribuer à l'énergie qui se trouve dans le cône définissant le jet. Ce terme correctif dépend du rayon du cône du jet R_C , de la pseudo-rapidité du jet η_{det}^{jet} , du nombre de vertex primaire reconstruit n_{PV} et de la luminosité instantanée \mathcal{L}_T .

Cette correction est évaluée avec les événements de biais minimum et de biais nuls. Les événements de biais nuls (aucune interaction) permettent d'estimer la contribution du bruit de fond électronique, de la désintégration de l'uranium et de l'empilement. Les événements de biais minimum permettent d'estimer la contribution des interaction multiples en comparant les événement avec un seul vertex à ceux ayant plus d'un vertex reconstruit.

Étalonnage de la réponse en énergie du calorimètre R_{jet} . Ce terme correctif est quantitativement le plus important. Les particules d'un jet perdent une partie de leur énergie avant d'atteindre le calorimètre du fait de la matière qu'elles traversent et certaines de ces particules, celles de faible énergie, peuvent ne jamais atteindre le calorimètre. Le calorimètre de D0 n'est pas compensé [17] c'est à dire que la réponse du calorimètre vis-à-vis des hadrons n'est pas la même que la réponse vis-à-vis des particules électromagnétiques. Elle biaise la mesure de l'énergie des jets car ils sont constitués de particules électromagnétique et hadronique. Il existe enfin, des zones du calorimètre mal ou non-homogènement instrumentées qui dégradent la mesure de l'énergie.

Pour corriger ces effets on utilise des événements photon+jet (γ +jet) émis dos-à-dos (méthode MPF : *Missing E_T Projection Fraction*). Le photon est l'objet de "contrôle" (*tag*) et le jet est l'objet de "test" (*probe*), tout deux doivent se situer dans la partie centrale du calorimètre. La conservation de l'impulsion dans le plan transverse entraîne :

$$R_\gamma \cdot \vec{p}_T^\gamma + R_{jet} \cdot \vec{p}_T^{jet} = -\vec{E}_T. \quad (5.3)$$

$R_\gamma = 1$ est la réponse au préalable étalonnée de la partie électromagnétique du calorimètre, R_{jet} la réponse absolue aux hadrons que l'on souhaite étalonner, \vec{p}_T^γ et \vec{p}_T^{jet} respectivement les impulsions transverses du photon et du jet et \vec{E}_T l'énergie transverse

manquante. Sachant qu'au niveau des particules $\vec{p}_T^\gamma + \vec{p}_T^{jet} = \vec{0}$, en projetant suivant la direction de propagation \vec{n}_γ du photon on trouve :

$$R_{jet} = 1 + \frac{\vec{E}_T \cdot \vec{n}_\gamma}{p_T^\gamma}. \quad (5.4)$$

La statistique des échantillons simulés et de données limite la connaissance de la dépendance en énergie de R_{jet} à la fois dans la simulation et dans les données. Il faut en plus tenir compte dans les données de l'incertitude sur la mesure de l'énergie des photons, de l'incertitude liée à la contamination de l'échantillon par des événements dijets et enfin de l'incertitude liée à l'extrapolation de la réponse R_{jet} à haute énergie.

La réponse du calorimètre n'est pas homogène en fonction de η_{det} en raison de la présence des régions inter-cryostats qui diminue la réponse dans les parties avant et arrière par rapport à la partie centrale du calorimètre. Une correction relative additionnelle est appliquée entre les parties avant-arrière et centrale. Elle est estimée à l'aide d'événements simulés photon+jet et dijets avec la même méthode MPF mais avec un jet "test" pouvant se trouver dans la partie avant-arrière du calorimètre.

Correction de gerbe S_{jet} . Cette correction a pour but de corriger les effets de migration des particules à l'intérieur ou à l'extérieur du cône fixé lors de la reconstruction. Elle est calculée grâce à des événements photon+jet avec un seul vertex reconstruit pour limiter l'impact des interactions multiples. La méthode se base sur le profil de densité d'énergie des jets autour de l'axe du cône dans l'espace (η, ϕ) . Ce profil connu seulement pour le MC permet d'estimer la contribution à l'énergie du jet des particules appartenant et n'appartenant pas au jet en fonction de ΔR .

Les profils simulés sont ajustés aux profils d'énergie totale dans les événements photon+jet des données. La correction S_{jet} est évaluée séparément dans les données et la simulation en faisant le rapport de l'énergie mesurée du jet (à l'intérieur du cône R_C) et de l'énergie de toutes les particules du jet ($R_C \rightarrow \infty$). Les incertitudes dans la simulation et les données sont similaires à celles associées à la correction R_{jet} auxquelles il faut ajouter une incertitude systématique liée aux choix de ΔR lors de la construction du profil d'énergie dans les événements simulés.

La correction totale apportée à l'énergie des jets et l'incertitude associée sont montrées sur les figures 5.3-5.4 pour des événements photon+jets centraux en fonction de la pseudo-rapacité η_{det} . La correction vaut 1,3 pour des événements centraux avec une énergie mesurée non-correctée égale à 100 GeV et l'incertitude associée vaut 1,6 %.

5.2.3. d Correction supplémentaire : procédure JSSR

La procédure d'étalonnage en énergie des jets permet d'obtenir un accord satisfaisant entre les événements de données et la simulation dans les échantillons ayant servi à estimer la correction. Ce n'est pas le cas pour d'autres échantillons où des différences subsistent. Les jets simulés vont être corrigés par la procédure dite "JSSR" [18] afin de réduire le désaccord :

- les jets simulés sont de quelques % plus énergétiques que ceux des données. Cette différence peut-être corrigée en déplaçant le spectre en énergie des jets simulés vers les plus basses énergies (*Shifting*) ;
- la résolution sur l'énergie des jets est meilleure dans la simulation que dans les données. La résolution sur l'énergie simulée est alors dégradée dans la simulation (*Smearing*) ;

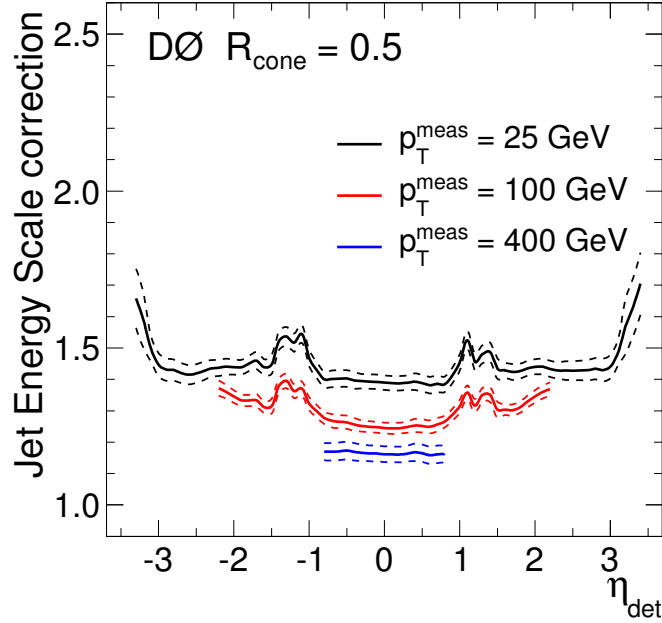


FIGURE 5.3 – Corrections apportées à l'énergie mesurée des jets dans des événements de données photon+jet en fonction de η et pour différentes valeur d'impulsions transverses [16].

- la reconstruction et l'identification des jets sont plus performantes dans la simulation, notamment aux faibles énergies. On réduit cette différence en ne sélectionnant que des jets dont l'impulsion transverse est supérieure à 15 GeV (*Removing*).

Les différentes corrections sont estimées à l'aide d'événements $Z \rightarrow ee+\text{jet}$ et photon+jet. La variable utilisée correspond à la différence relative entre l'impulsion transverse du jet et du Z (ou du photon) :

$$\Delta S = \frac{p_T^{\text{jet}} - p_T^{Z/\gamma}}{p_T^{Z/\gamma}}, \quad (5.5)$$

mesurée dans les données et la simulation par intervalles de p_T .

5.2.3. e Identification des jets de quarks b

Le quark b a une durée de vie suffisamment grande (1,5 ps) pour parcourir quelques millimètres dans le détecteur avant de se désintégrer. L'identification (*tagging*) des jets issus de quarks b est un outil puissant dans l'étude du quark top qui se désintègre en un boson W et un quark b .

Il existe dans D0 quatre algorithmes [19] d'identification des jets issus de quarks b . Trois de ces algorithmes ont été combinés au sein d'un réseau de neurones (NN, *Neural Network*) et plus récemment à l'aide d'analyse multivariée (MVA, *Multivariate Analysis*) qui utilise réseau de neurones et arbre de décision. Les performances de ces techniques sont meilleures que celles des trois algorithmes pris séparément. Nous allons utiliser dans notre analyse la technique multivariée [20] qui fournit la meilleure efficacité d'identification des jets issus de quarks b . Les algorithmes utilisent des jets dit "identifiable" (*taggable*) qui sont associés à des traces ($\Delta R(\text{traces}, \text{jets}) < 0,5$). Ces traces doivent avoir au moins un coup dans le SMT,

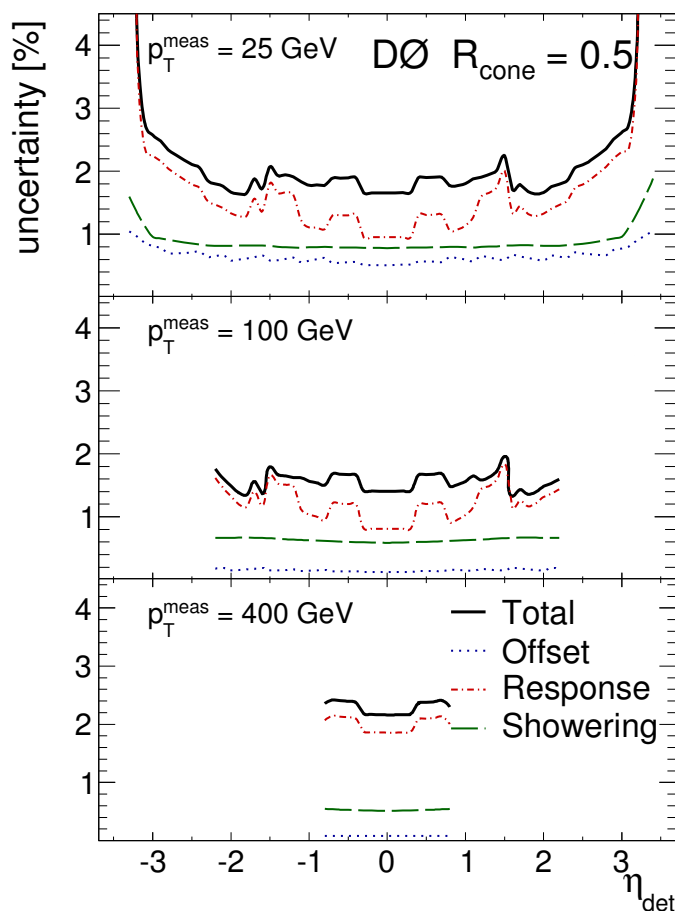


FIGURE 5.4 – Incertitudes sur les corrections apportées à l'énergie mesurée des jets dans des événements de données photon+jet en fonction de η_{det} et pour différentes valeurs d'impulsions transverses [16]. En noir est présentée l'incertitude totale, en bleu l'incertitude due au terme de bruit de fond E_0 , en rouge l'incertitude due à l'étalonnage de la réponse en énergie R_{jet} et en vert l'incertitude due à la correction de gerbe S_{jet} .

$p_T > 0,5$ GeV et satisfaire une condition sur leur distance de moindre approche.

Ces algorithmes doivent faire face au bruit de fond dû aux hadrons légers K_S et Λ dont la durée de vie est proche de celle des hadrons b . Des critères portant sur la distance de moindre approche et la masse reconstruite des hadrons permettent de rejeter ce bruit de fond.

Secondary Vertex Tagger (SVT). Les jets provenant de quarks b sont issus des désintégrations des hadrons b . La reconstruction du vertex secondaire, déplacé par rapport au vertex primaire, est un élément d'identification de ces jets. La reconstruction du vertex secondaire est similaire à celui du vertex primaire et utilise les traces déplacées de manière significative par rapport au vertex primaire.

Jet Lifetime Probability tagger (JLIP). L'algorithme JLIP combine tous les paramètres d'impact d des traces associées à un jet et évalue pour ce jet la probabilité P_{JLIP} . Cette dernière peut être interprétée comme la probabilité que toutes les traces associées à un jet

CHAPITRE 5. RECONSTRUCTION ET IDENTIFICATION DES OBJETS DANS D0

aient pour origine le vertex primaire. En raison de la durée de vie des hadrons b , les jets issus de quark b ont une probabilité faible d'être issus du vertex primaire. Une coupure supérieure sur P_{JLIP} permet de réduire la contribution des jets issus de quarks légers et c .

Counting Signed Impact Parameter (CSIP). Cette méthode ne cherche pas à reconstruire le vertex secondaire mais calcule la significativité par rapport au vertex primaire du paramètre d'impact $S_d = d/\sigma_d$ des traces associées à un jet. Les traces utilisées doivent satisfaire des conditions sur leur p_T , leur distance de moindre approche et leur χ^2 d'ajustement. Un jet est sélectionné si celui-ci possède au moins 2 ou 3 traces avec une significativité supérieure à une valeur optimisée.

La technique multivariée combine les variables suivantes au sein de forêts aléatoires d'arbres de décision (RF, *Random Forest of decision trees*) [21] dont les résultats vont être utilisés ensuite par un réseau de neurones (seules les variables principales sont listées) :

- S_{xy} : la significativité de la distance de désintégration dans le plan transverse du second vertex par rapport au vertex primaire (algorithme SVT) ;
- N_{CSIP} : variable basée sur le nombre de traces ayant une significativité calculée par l'algorithme CSIP supérieure à une valeur optimisée ;
- P_{JLIP} : la probabilité calculée par l'algorithme JLIP ;
- χ_{dof}^2 : le χ^2 par degré de liberté de l'ajustement du vertex secondaire (algorithme SVT) ;
- N_{trace} : le nombre de traces utilisées pour reconstruire le vertex secondaire (algorithme SVT) ;
- m_{vtx} : la masse du vertex secondaire. Elle est calculée comme la masse invariante de toutes les traces associées au vertex secondaire (algorithme SVT) : $M_{inv} = (\sum E)^2 - \|\sum \vec{p}\|^2$.

La technique multivariée calcule une valeur liée à la probabilité que le jet soit issu d'un quark b . Elle discrimine les jets issus de quarks b des jets issus de quarks légers (voir figure 5.5). Les jets issus de quarks b auront majoritairement une valeur proche de 1 (*i.e.* supérieure à 0,5 qui est le point de fonctionnement le plus stricte).

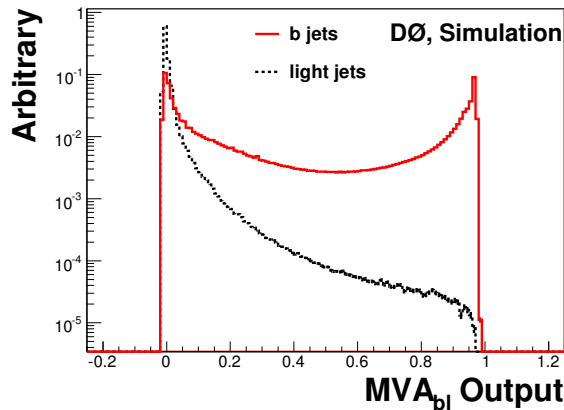


FIGURE 5.5 – Sortie de la technique multivariée pour deux échantillons simulés de processus QCD : un contenant des quarks b (en rouge) et un contenant des quarks légers (en noir) [20]. Les deux distributions sont normalisées à un.

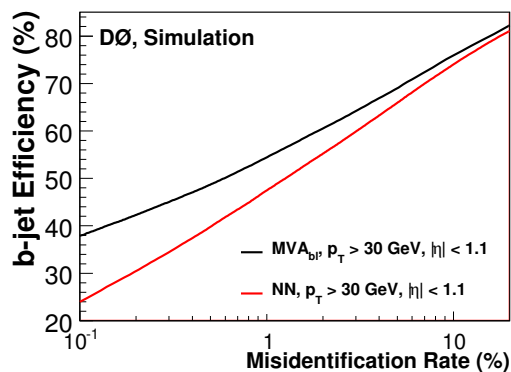


FIGURE 5.6 – Performance de la technique multivariée MVA et du réseau de neurones NN pour des jets situés dans la partie centrale du calorimètre avec $p_T > 30$ GeV. L’abscisse correspond au taux de mauvaise identification des jets issus de quarks b (quand un jet issu d’un quark léger est identifié comme un jet issu d’un quark b) et l’ordonnée à l’efficacité d’identification des jets issus de quarks b [20].

Les variables des algorithmes CSIP/JLIP et 5 configurations des variables de l’algorithme SVT sélectionnées suivant des critères plus ou moins strictes vont être traitées séparément par des RF. Les RF apprennent à discriminer le signal (jets issus de quarks b) du bruit de fond (jets issus de quarks légers) avec des événements simulés contenant les processus QCD de production $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ et uds . Les résultats de ces RF sont combinés au sein d’un réseau de neurones qui exploite au maximum les corrélations non-linéaires qui existe entre ces résultats. Le réseau de neurones retourne la valeur finale utilisée dans l’analyse. Les performances de cette technique multivariée ainsi que celle utilisant un simple réseau de neurones sont présentées sur la figure 5.6 pour des événements simulés. L’amélioration des performances est significative pour la technique multivariée.

L’efficacité d’identification n’est pas la même dans les données et la simulation. Cette efficacité est estimée à l’aide d’une méthode appelée système 8 (*System8*) qui construit un système de 8 équations à 8 inconnues. Ce système d’équations relie le nombre d’événements total, de signal et de bruit de fond à l’efficacité d’identification des jets issus de quarks b dans des événements enrichis en jets issus de quarks b . L’efficacité dans la simulation peut alors être corrigée pour reproduire celle estimée dans les données (voir figure 5.7(a)). Une incertitude systématique sur l’efficacité d’identification est estimée à l’aide de la simulation.

Le taux de mauvaise identification (quand un jet issu d’un quark léger est identifié comme un jet issu d’un quark b) est estimé en ajustant la distribution MVA dans des événements dijets des données. La distribution est échantillonnée suivant les 12 points de fonctionnement. Le nombre d’événements total dans un intervalle est relié au taux de mauvaise identification ϵ_l et au nombre de jets légers n_l . Les autres inconnues sont le nombre de jets de saveurs b et c . Les efficacités d’identification correspondantes sont celles estimées avec système 8. Les incertitudes sur cette méthode sont liées à la détermination de la fraction de jets b et c dans chaque intervalle considéré de la distribution en MVA.

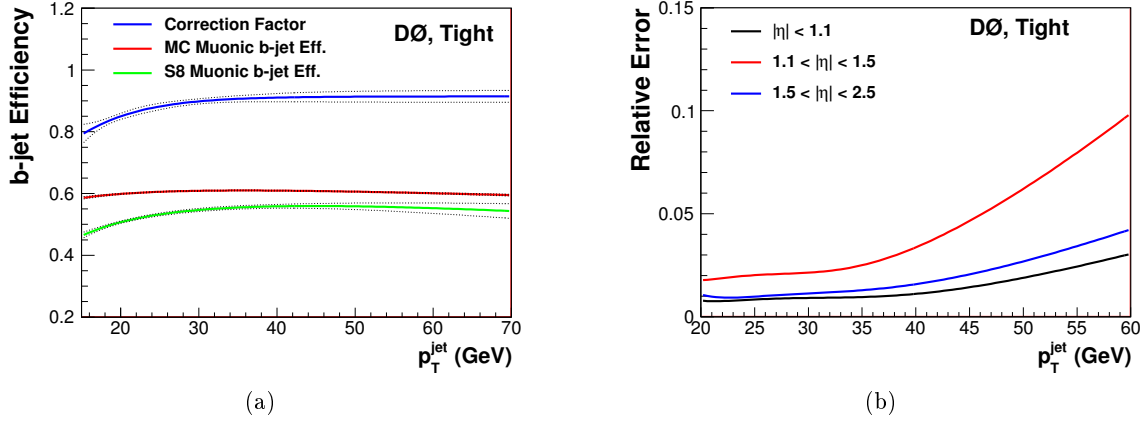


FIGURE 5.7 – (5.7(a)) Efficacité d’identification des jets issus de quark b pour un point de fonctionnement donné de la technique multivariée MVA dans les événements de données (en vert), simulés (en rouge) et le facteur de correction appliqué à la simulation afin de reproduire les données (en bleu) en fonction de p_T pour des jets centraux. (5.7(b)) Incertitude systématique totale de l’efficacité d’identification en fonction de p_T pour des jets situés dans différentes régions angulaires [20].

5.2.4 Reconstruction et identification des électrons

5.2.4. a Reconstruction des électrons

Les électrons et les photons sont reconstruits [22] à l’aide d’une gerbe électromagnétique. Les électrons et photons sont discriminés en requérant une trace associée à la gerbe de l’électron avec un $p_T > 1,5$ GeV. Les gerbes électromagnétiques sont reconstruites comme des amas de tours calorimétriques avec l’algorithme de cône simple de rayon $R_C=0,4$. Le point de départ d’un amas est une tour avec une énergie transverse supérieure à 500 MeV. Le rayon du cône est plus petit que celui utilisé lors de la reconstruction des jets car l’extension latérale des gerbes électromagnétiques est plus faible que celle des gerbes hadroniques. Les amas sont conservés si leur énergie transverse est supérieure à 1,5 GeV. La reconstruction des gerbes électromagnétiques utilisent toutes les couches du calorimètre à la différence de la reconstruction du quadrivecteur énergie-impulsion qui n’utilise que les couches électromagnétiques et la première couche hadronique à granularité fine.

5.2.4. b Identification des électrons

À ce stade les objets reconstruits sont indifféremment électromagnétique, électron ou photon, et hadronique. Une série de critère est imposée aux objets reconstruits afin de ne retenir que les objets électromagnétiques et de distinguer les photons des électrons. Ces critères se basent sur les variables discutées ci-dessous qui ont été optimisées avec des événements $Z \rightarrow ee$ [23]. La majorité des critères est commun à l’identification des électrons et des photons. Nous allons considérer seulement les électrons car l’état final $t\bar{t}$ dileptonique auquel on s’intéresse ne possède pas de photon.

Critère sur la fraction d'énergie électromagnétique f_{EM} . On définit la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique comme :

$$f_{EM} = \frac{E_{EM}}{E_{EM} + E_{HAD}}, \quad (5.6)$$

où E_{EM} et E_{HAD} sont respectivement l'énergie déposée dans la partie électromagnétique et hadronique. Elle doit être grande (typiquement $f_{EM} > 0,9$) pour un électron.

Critère sur l'isolation des électrons f_{iso} . Un jet peut-être mal identifié comme un électron où un photon. Dans le canal de l'état final $t\bar{t}$ dilepton ce sont des jets issus de bruit de fond W +jets et multijets (voir chapitre 6). On s'attend à ce que ce "faux électron" ne soit pas isolé c'est à dire qu'il soit entouré de dépôts d'énergie calorimétrique dus à des particules appartenant au jet mais non-associées à l'électron. On définit :

$$f_{iso} = \frac{E_{EM+HAD}(\Delta R = 0,4) - E_{EM}(\Delta R = 0,2)}{E_{EM}(\Delta R = 0,2)}, \quad (5.7)$$

où $E_{EM+HAD}(\Delta R = 0,4)$ est l'énergie totale de la gerbe dans une cône d'ouverture $\Delta R = 0,4$ autour de l'axe de la gerbe et $E_{EM}(\Delta R = 0,2)$ l'énergie de la gerbe mesurée dans la partie électromagnétique pour un cône d'ouverture 0,2. Un électron isolé possède une faible valeur de f_{iso} (typiquement $f_{iso} < 0,2$) au contraire des jets mal identifiés comme des électrons.

Critère sur la forme de la gerbe $HMx7$. La forme des gerbes électromagnétique et hadronique étant différente, elle permet de discriminer les jets des électrons et photons. Une forme de gerbe typique est construite à l'aide d'électrons simulés. Une matrice de covariance $HMx7$ va permettre de calculer le χ^2 correspondant à la différence entre la gerbe reconstruite et celle simulée. La matrice $HMx7$ est construite avec les variables suivantes :

- la fraction d'énergie déposée dans chacune des quatre couches de la partie EM du calorimètre ;
- l'extension latérale en ϕ de la gerbe ;
- l'énergie totale de la gerbe ;
- la position du vertex selon l'axe z .

De manière standard un électron est sélectionné si $\chi^2 < 50$.

Critère de correspondance entre la gerbe et une trace. Afin de distinguer les photons des électrons on cherche à associer la gerbe avec une trace chargée compatible. La séparation angulaire entre la position d'une trace donnée et de la gerbe doit satisfaire $\Delta\eta(\text{gerbe,trace}) < 0,05$, $\Delta\phi(\text{gerbe,trace}) < 0,05$. La qualité de la correspondance est quantifiée par :

$$\chi_{spatiale}^2 = \left(\frac{\Delta\phi}{\delta\phi} \right) + \left(\frac{\Delta\eta}{\delta\eta} \right), \quad (5.8)$$

où $\delta\phi$ et $\delta\eta$ sont respectivement la résolution en ϕ et η . La trace associée à la gerbe avec la plus petite valeur de $\chi_{spatiale}^2$ est sélectionnée.

Critère sur la fonction de vraisemblance. Après avoir requis tous les critères précédents pour identifier un électron, il peut subsister des faux électrons. Une fonction de vraisemblance va permettre de discriminer vrais et faux électrons. Elle est basée sur huit variables :

- la fraction d’énergie électromagnétique f_{EM} ;
- l’isolation f_{iso} ;
- le χ^2 de la matrice $HMx8$ (qui correspond à $HMx7$ avec l’ajout de l’extension latérale en z de la gerbe électromagnétique) ;
- la qualité d’association spatiale de la gerbe et de la trace (χ^2) ;
- le rapport E_T^{gerbe}/p_T^{trace} ;
- le nombre de traces reconstruites dans un cône de rayon $\Delta R = 0,05$ centré sur la trace de l’électron ;
- la somme de l’impulsion transverse des traces situées dans un cône de rayon $\Delta R = 0,4$ autour de la trace de l’électron.

Les distributions de chacune des variables sont construites séparément pour le CC et EC dans les données pour construire une distributions de probabilité. Les événements $Z \rightarrow ee$ sont utilisés pour calculer la probabilité du signal et les événements multi-jets pour calculer la probabilité du bruit de fond. Pour un électron quelconque en cours d’identification, on calcule la probabilité qu’il corresponde à un événement de signal P_{sig} et de bruit de fond P_{bdf} comme le produit des probabilités individuelles pour chacune des variables. La fonction de vraisemblance (*likelihood*) est alors construite comme :

$$\mathcal{L} = \frac{P_{sig}}{P_{sig} + P_{bdf}} . \quad (5.9)$$

Elle tendra vers 1 pour un électron de signal et vers 0 pour un électron de bruit de fond.

Électron EMV. Toutes les variables précédentes sont finalement combinées au sein d’une forêt d’arbre de décision (BDT, *Boosted Decision Tree*) afin de réduire le taux de mauvaise identification des électrons pour une efficacité d’identification constante. Les distributions de ces différentes variables sont comparées dans les événements de données et la simulation pour s’assurer d’un accord correct. Les événements désaccord seront corrigés comme nous allons l’évoquer ci-après.

Les électrons sont pré-sélectionnés s’ils satisfont $f_{iso} < 0,2$, $f_{EM} > 0,9$, $p_T > 10$ GeV et ils doivent être associés à un vertex. Les BDT sont entraînés sur des événements $Z \rightarrow ee$ et QCD ($e + jets$). On peut voir sur la figure 5.8 les performances de cette technique sur des lots de signal et de bruit de fond.

Il existe plusieurs qualité et dans notre analyse (voir section 6.1.3) nous utiliserons les deux qualités qui sont présentées dans la table 5.1 [23]. L’efficacité de sélection des électrons est égale à 75 %-80 % et environ 96% des jets mal identifiés comme des électrons sont rejetés.

5.2.4. c Corrections

L’efficacité d’identification (figure 5.8) est différente dans les événements de données et la simulation. Elle est mesurée à l’aide d’une méthode *tag-and-probe*. L’électron de contrôle doit se trouver dans le CC et satisfaire un ensemble de critères de sélection ($E_T > 30$ GeV, $f_{EM} > 0,96$, $f_{iso} < 0,07$, $\mathcal{L} > 0,8$...). L’électron test est soit un amas calorimétrique soit une trace en fonction des corrections que l’on veut estimer. La masse invariante diélectron

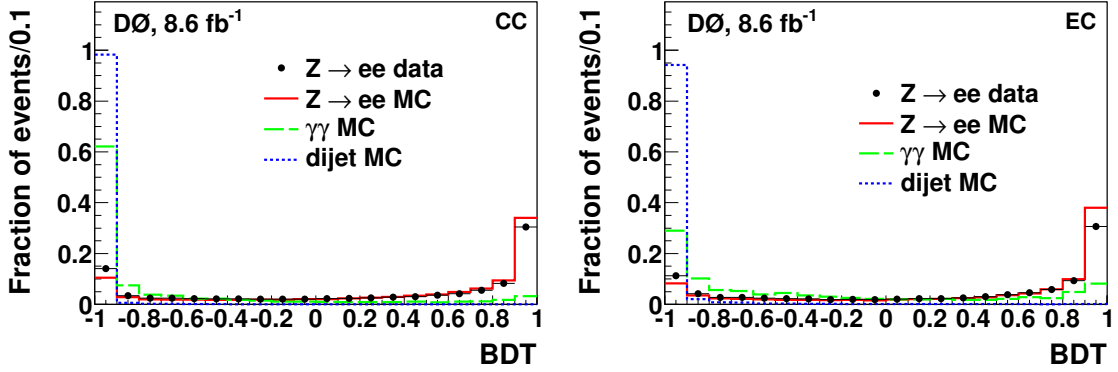


FIGURE 5.8 – Sortie de la technique multivariée pour l’identification des électrons dans les parties centrale (gauche) et bouchons (droite) du calorimètre pour des lots d’événements de signal ($Z \rightarrow ee$) dans les données et la simulation et de bruit de fond ($\gamma\gamma$ et dijet). Les deux distributions sont normalisées à 1 [24].

EMV >	emvPoint 0,5	emvPoint 2
CC	-0,96	0,36
EC	-0.86	0.38

TABLE 5.1 – Critère d’identification des électrons pour les deux qualités utilisées dans notre analyse.

doit être proche de la masse invariante du boson Z ($|m_{\ell\ell} - m_Z| < 20$ GeV) afin d’avoir un échantillon composé majoritairement d’événements $Z \rightarrow ee$. L’efficacité d’identification est estimée comme le rapport du nombre d’événement où l’électron test satisfait les critères standard de sélection et du nombre d’événements total considéré. Le nombre d’événements est obtenu en ajustant la distribution en masse invariante $m_{\ell\ell}$. L’ajustement est réalisée à l’aide de deux gabarits (*template*) un de signal et un de bruit de fond afin de prendre en compte la contamination de ce dernier. L’estimation est réalisée dans plusieurs intervalles en η_{det} et ϕ afin de prendre en compte la dépendance en fonction de ces variables.

À l’instar des procédures JES et JSSR pour les jets, l’énergie mesurée des électrons par le calorimètre doit être corrigée. Ces corrections sont établies à l’aide d’événements $Z \rightarrow ee$ séparément dans les événements de données et la simulation.

La simulation est ensuite corrigée afin de reproduire de manière satisfaisante les performances (efficacité, énergie) des événements de données.

5.2.5 Reconstruction et identification des muons

5.2.5. a Reconstruction des muons

Les muons sont reconstruits à l’aide de deux sous-parties distinctes du détecteur : le système à muons et le trajectographe [25]. Les trois chambres du système à muons vont permettre d’identifier et de mesurer l’impulsion des muons. Le CFT et le SMT vont permettre d’améliorer la résolution sur la mesure de l’impulsion si une trace est associée au muon détecté dans le spectromètre à muons. Le dépôt d’énergie dans le calorimètre correspondant

CHAPITRE 5. RECONSTRUCTION ET IDENTIFICATION DES OBJETS DANS D0

au minimum d'ionisation du muon n'est pas utilisé pour la reconstruction. Le calorimètre est cependant utilisé pour étudier l'isolation des muons.

La reconstruction de la trajectoire des muons débute dans les chambres à muons par la création couche par couche de segments issus de toutes les associations possibles entre chaque coup. Les segments qui possèdent le plus petit χ^2 d'ajustement sont sélectionnés et prolongés jusqu'aux scintillateurs du système à muons. Les segments sont alors associés à un coup dans les scintillateurs s'il existe. Les segments des couches B et C peuvent être combinés car il n'y a pas de champ magnétique ni de matière entre ces deux couches. Les segments situés à l'intérieur du toroïde sur la couche A et à l'extérieur du toroïde sur les couches B et C sont associés pour former une trace dans le spectromètre en prenant en compte le champ magnétique et les diffusions multiples dans le toroïde.

La reconstruction se termine par la tentative d'association de la trace du système à muons avec une trace dans le détecteur de traces interne. Cette association prend à nouveau en compte la courbure des trajectoires dû au champ magnétique et les diffusions multiples dues à la présence de matière entre le trajectographe et les chambres à muons. Si cette association est réalisée le muon est dit "global" sinon il est dit "local".

5.2.5. b Identification des muons

On caractérise les muons reconstruits par une qualité liée au muon, une qualité liée à la trace et un critère d'isolation [26].

Qualité du muon. Les muons sont définis par leur type. Ce type est défini à l'aide du nombre de segments reconstruits $nseg$ et de son signe. Un muon global est caractérisé par $nseg > 0$ et un muon local est caractérisé par $nseg < 0$. La qualité du muon est définie à l'aide de critères sur le nombre de coups laissés dans les différentes couches en fonction de $nseg$.

Il existe trois qualités de muons : lâche, moyenne et stricte. Nous utilisons dans notre analyse (voir section 6.1.3) des muons de qualité lâche telle que :

$$|nseg| = 3 :$$

- au moins un coup dans les scintillateurs de la couche A et éventuellement un coup dans les tubes à dérive ;
- au moins deux coups dans les tubes à dérive et au moins un coup dans les scintillateurs des couches B et C.

$$nseg = +2 :$$

- au moins deux coups dans les tubes à dérive et au moins un coup dans les scintillateurs des couches B et C.

$$nseg = +1 :$$

- au moins deux coups dans les tubes à dérive et au moins un coup dans les scintillateurs de la couche A.

Qualité de la trace. La qualité de la trace associée au muon est définie à l'aide des critères suivants :

- le nombre de traces dans le SMT et le CFT ;
- l'ajustement de la trace (χ^2) ;
- la distance de moindre approche dans le plan transverse par rapport au vertex primaire.

5.2. RECONSTRUCTION DES OBJETS

Dans notre analyse la qualité de trace utilisée est lâche. La trace doit posséder une valeur $|dca| < 0,04$ si elle a au moins un coup dans le SMT et $|dca| < 0,2$ cm si elle n'a pas de coup dans le SMT.

Critère d'isolation. Comme pour les électrons, on définit pour les muons une isolation permettant de séparer les muons d'intérêts pour les processus physiques étudiés ($W \rightarrow \mu\nu$ par exemple) de ceux qui seront qualifiés de bruit de fond (par exemple ceux créés au sein d'un jet à travers la désintégration semileptonique d'un hadron lourd). Dans notre analyse un muon doit satisfaire les critères suivants pour être qualifié d'isolé :

- la distance entre un muon et un jet doit être supérieure à $\Delta R(\text{muon}, \text{jet}) > 0.5$;
- la somme de l'impulsion transverse des cellules dans un anneau de rayon 0,1 et 0,4 autour de la trace du muon, divisée par l'impulsion du muon, doit être inférieure à $p_{T,trace}^{\Delta R=0,1-0,4} / p_T^\mu < 0,15$;
- l'impulsion totale des traces situées dans un cône de rayon 0,5 autour de la trace du muon (en excluant la trace du muon) divisée par l'impulsion transverse du muon, doit être inférieure à $p_{trace}^{\Delta R=0,5} / p_T^\mu < 0,15$.

La simulation doit être corrigée pour reproduire de manière satisfaisante les données (efficacité d'identification, résolution en énergie). Les corrections sont estimées en comparant les masses invariantes des événements $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les données et la simulation.

5.2.6 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

Une fois l'ensemble des objets physiques reconstruits, il est possible d'écrire l'équation de conservation de l'énergie dans le plan transverse. Le déséquilibre est appelé énergie transverse manquante et est noté \cancel{E}_T . Dans le cas d'un détecteur idéal et d'un événement reconstruit parfaitement, l'énergie transverse manquante devrait correspondre à l'énergie des particules n'ayant pas interagies dans le détecteur comme le neutrino. En pratique l'énergie transverse manquante peut-être due à une mauvaise mesure de l'énergie de l'une des particules. Le bilan d'énergie dans le plan transverse est réalisé à l'aide des cellules du calorimètre :

$$\begin{aligned}\vec{\cancel{E}}_x &= - \sum_i \vec{E}_x^i, \\ \vec{\cancel{E}}_y &= - \sum_i \vec{E}_y^i,\end{aligned}\tag{5.10}$$

où i représente toutes les cellules du calorimètre ayant détecté un dépôt d'énergie, $\vec{\cancel{E}}_x$ et $\vec{\cancel{E}}_y$ sont les projections du vecteur énergie transverse manquante sur les axes x et y . On définit ensuite la quantité scalaire :

$$\cancel{E}_T = \sqrt{||\vec{\cancel{E}}_x||^2 + ||\vec{\cancel{E}}_y||^2}.\tag{5.11}$$

Seule la partie grossière du calorimètre n'est pas utilisée du fait du bruit de fond électronique important de ses cellules. Les objets calorimétriques reconstruits (électron, photon et jet) font l'objet de correction $\vec{E}_{corr.JES}$ que l'on doit retirer afin que l'énergie transverse manquante prenne en compte ces corrections sur l'énergie appliquées aux différents objets.

BIBLIOGRAPHIE

L'impulsion des muons doit être également retirée en prenant en compte l'énergie qu'ils ont laissé dans le calorimètre $\sum_{muons} \vec{E}_{cal}$:

$$\vec{E}_T \rightarrow \vec{E}_T - \sum_{muons} \vec{p}_T + \sum_{muons} \vec{E}_{cal} - \sum_{elec,jets} \vec{E}_{corr.JES}. \quad (5.12)$$

Il est également possible de définir une quantité permettant de distinguer les événements contenant une réelle \cancel{E}_T due à un neutrino des événements dont l'énergie transverse manquante est due à une mauvaise mesure de l'énergie des objets reconstruits. Cette quantité s'appelle la significativité de l'énergie transverse manquante et est définie comme :

$$\sigma(\cancel{E}_T) = \log\left(\frac{P(\cancel{E}_T)}{P(0)}\right), \quad (5.13)$$

où $P(\cancel{E}_T)$ est la probabilité que l'énergie transverse manquante mesurée dans l'événement soit réelle et $P(0)$ la probabilité que l'énergie transverse manquante soit égale à zéro. Plus la significativité augmente et plus l'énergie transverse manquante peut-être attribuée à des particules non-détectées.

La distribution de probabilité de P est obtenue en faisant varier l'énergie des objets connaissant leur résolution σ :

$$\cancel{E}_T \rightarrow \cancel{E}_T + \mathcal{N}(0, \sqrt{\sum_i \sigma_i^2}), \quad (5.14)$$

où σ_i est la résolution de la mesure de l'énergie de chaque objet de l'événement contribuant à la \cancel{E}_T et $\mathcal{N}(0, \sqrt{\sum_i \sigma_i^2})$ une distribution gaussienne centrée en 0 et de variance $\sqrt{\sum_i \sigma_i^2}$. On obtient donc une distribution de probabilité de la \cancel{E}_T dont la résolution est définie par la résolution sur l'énergie des objets. On projette ensuite sur l'axe \vec{a} de l'énergie transverse manquante :

$$\vec{E}_T \cdot \vec{a} \rightarrow \vec{E}_T \cdot \vec{a} + \mathcal{N}(0, \sqrt{\sum_i \sigma_i^2 \cos^2(\vec{i}, \vec{a})}), \quad (5.15)$$

où \vec{i} représente la direction et le sens du vecteur énergie de l'objet i dans le plan transverse. La distribution de probabilité de P est finalement défini par la distribution gaussienne $\mathcal{N}(\vec{E}_T \cdot \vec{a}, \sqrt{\sum_i \sigma_i^2 \cos^2(\vec{i}, \vec{a})})$.

Nous venons de voir comment reconstruire et identifier les différents objets physiques à partir des informations fournies par le détecteur D0. Nous allons à présent pouvoir mener une analyse complète de physique à l'aide de toutes les particules que nous venons d'identifier et leurs caractéristiques.

Bibliographie

- [1] M. L. Mangano *et al.*, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **07**, 001 (2003), arXiv:hep-ph/0206293.

-
- [2] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *Pythia 6.4 physics and manual*, J. High Energy Phys. **05**, 026 (2006), arXiv:hep-ph/0603175.
- [3] S. Frixione et B. R. Webber, *The MC@NLO 3.4 Event Generator* (2008), arXiv:arXiv:0812.0770 [hep-ph].
- [4] R. Brun et F. Carminati, *CERN Program Library Long Writeup W5013 (unpublished)* (2003).
- [5] G. Borissov, *Ordering a Chaos or... Technical Details of AA Tracking* (2003), presentation All D0 Meeting.
- [6] K. Alexander, *HTF : histogramming method for finding tracks. The algorithm description.* (2000), D0 note 3778.
- [7] G. Hesketh, *Central Track Extrapolation Through the D0 Detector*, D0 note 4079.
- [8] H. Greenle, *The D0 Kalman Track Fit* (2004), D0 note 4303.
- [9] A. Schwartzman et C. Tully, *Primary Vertex Reconstruction by Means of Adaptive Vertex Fitting* (2005), D0 note 4918.
- [10] A. Schwartzman et M. Narain, *Probabilistic Primary Vertex Selection* (2002), D0 note 4042.
- [11] E. Busato et B. Andrieu, *Jet Algorithms in the D0 Run II Software : Description and User's Guide* (2004), D0 note 4457.
- [12] E. Chapon, *Recherche du boson de Higgs et de couplages de jauge quartiques anormaux dans le canal WW en électrons dans l'expérience D0 au Tevatron*, Thèse de doctorat (2013).
- [13] A. Harel, *Jet ID Optimization* (2006), D0 note 4919.
- [14] A. Harel et R. Wagner, *Improved L1 Confirmation* (2005), D0 note 4932.
- [15] G. Petrillo *et al.*, *Jet Energy Scale Determination or D0 Run IIb (final p20 verzsion)* (212), D0 note 6327.
- [16] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Jet energy scale determination in the D0 experiment* (2013), arXiv:1312.6873 [hep-ex].
- [17] C. W. Fabjan et W. R., *Energy measurement of elementary particles*, Report on Progress in Physics **52**, 1519 (1989).
- [18] J.-F. Grivaz et N. Makovec, *Shifting, Smearing and Removing Simulated Jets* (2005), D0 note 4914.
- [19] V. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *b-Jet identification in the D0 experiment*, Nucl.Instrum.Meth. **A260**, 490 (2010).
- [20] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Improved b quark jet identification at the D0 experiment* (2013), arXiv:1312.7623 [hep-ex].
- [21] A. Hoecker *et al.*, *TMVA 4 Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT* (2009).

BIBLIOGRAPHIE

- [22] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Electron and Photon Identification in the D0 Experiment* (2013), [arXiv:1401.0029](https://arxiv.org/abs/1401.0029) [hep-ex].
- [23] X. Bu, T. Head, K. Petridis, M. Takahashi, *et al.*, *Electron Identification for Summer 2010* (2010), D0 note 6116.
- [24] K. Petridis et X. Bu, *Multivariate Electron ID status* (2011), présentation au D0 conveners meeting.
- [25] V. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Muon reconstruction and identification with the RunII D0 detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **737**, 281 (2014), ISSN 0168-9002, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021301591X>.
- [26] O. Brandt, S. Cho, M. Cooke, M. Eads, *et al.*, *Muon Identification Certification for the Summer 2009 Extended Dataset (Run IIb-1 and -2)* (2010), D0 note 6025.

6

Mesure de l'asymétrie dans les distributions angulaires des leptons produits au sein d'événements $t\bar{t}$ dans le canal dileptonique

Sommaire

6.1	Sélection des événements	114
6.1.1	Stratégie globale	114
6.1.2	Lot de données	115
6.1.3	Sélection des événements	116
6.1.4	Estimation du signal et du bruit de fond	117
6.1.5	Distributions de contrôle	122
6.2	Mesure de l'asymétrie des paires de leptons	126
6.2.1	Corrections apportées aux événements simulés	126
6.2.2	Méthode de la mesure	128
6.2.3	Incertitudes systématiques	138
6.2.4	Résultats et discussion	143
6.3	Combinaison des mesures	147
6.3.1	Combinaison des mesures de D0	147
6.3.2	Vers une combinaison des mesures de CDF et D0.	149
	Bibliographie	152

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, les mesures réalisées en 2011 et 2012 de l'asymétrie de charge des paires de quarks top-antitop au Tevatron sont supérieures aux prédictions du modèle standard. Ces mesures n'utilisent que la moitié des données accumulées par le Tevatron. Il est donc important de finaliser les mesures avec l'ensemble des données disponibles.

Nous présentons dans ce chapitre la mesure des asymétries A_{FB}^{ℓ} et $A^{\ell\ell}$ (voir section 2.2.2. a) à partir des distributions angulaires des leptons produits au sein d'événements $t\bar{t}$ dans le canal dileptonique (ou plus simplement l'asymétrie $t\bar{t}$ leptonique) dans D0. Dans un premier temps nous allons exposer la sélection que nous appliquons aux événements de données et aux événements simulés afin d'obtenir des échantillons enrichis en événements de signal $t\bar{t}$. La deuxième partie explicitera la procédure que nous avons développée afin de mesurer l'asymétrie et exposera les différentes incertitudes systématiques liées à la mesure. Enfin nous discuterons de la combinaison de nos résultats avec les mesures dans le canal lepton+jets de D0 ainsi qu'avec les résultats de la collaboration CDF.

Ce chapitre présente le travail personnel réalisé durant ma thèse au sein de la collaboration D0 [1, 2, 3].

6.1 Sélection des événements

6.1.1 Stratégie globale

Nous nous intéressons dans cette analyse aux états finals (ou canaux) top-antitop ($t\bar{t}$) dileptoniques $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}j$, c'est à dire avec deux électrons (canal diélectron : ee), un électron et un muon (canal électron-muon : $e\mu$) ou deux muons (canal dimuon : $\mu\mu$) dans l'état final. Les électrons et muons peuvent être issus directement de la désintégration d'un boson W ($W \rightarrow e\nu_e, \mu\nu_\mu$) provenant du quark top ou de la désintégration leptonique du lepton τ ($W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau, \mu\nu_\mu\nu_\tau$). La figure 6.1 montre le diagramme de Feynman de la création en QCD d'une paire de quarks top-antitop par annihilation quark-antiquark pour le canal $e\mu$. La topologie des événements $t\bar{t}$ dans les canaux dileptoniques est la suivante :

- au moins deux leptons de charge électrique opposée (e, μ) et de grande impulsion transverse ;
- de l'énergie transverse manquante due aux neutrinos ;
- au moins deux jets de grande impulsion transverse (dont deux sont issus de l'hadronisation des quarks b).

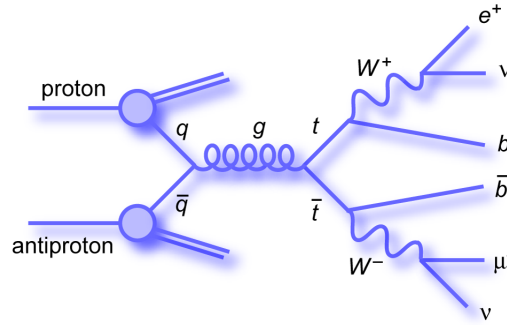


FIGURE 6.1 – Diagramme de Feynman du processus de création en QCD d'une paire $t\bar{t}$ par annihilation quark-antiquark dans le canal $e\mu$.

- Les principaux bruits de fond (b.d.f.) correspondant à cette topologie sont les suivants :
- processus Drell-Yann (Z/γ^*) en association avec des jets (appelé bruit de fond Z dans la suite) ;
 - production de paire de bosons WW, WZ et ZZ se désintégrant en neutrinos et leptons chargés en association avec des jets ;
 - événements W +jets ;
 - événements multijets.

On classe ces bruits de fond en deux catégories : bruit de fond électrofaible et bruit de fond instrumental, que l'on va expliciter dans ce qui suit.

Bruit de fond électrofaible. Il est composé d'événements dont l'état final est très proche de celui des événements $t\bar{t}$. Ce bruit de fond peut être réduit grâce aux différences qui peuvent exister avec le signal comme la présence d'énergie transverse manquante ou la présence de jets issus de quarks b . Il comprend les processus de production de bosons Z et de paires de bosons Z et W . La production de bosons Z (voir figure 6.2(a)) peut s'accompagner de radiations de gluons par les quarks de l'état initial. Ces événements que l'on appelle Z +jets ressemblent aux événements $t\bar{t}$. L'énergie transverse manquante dans ce type d'événement

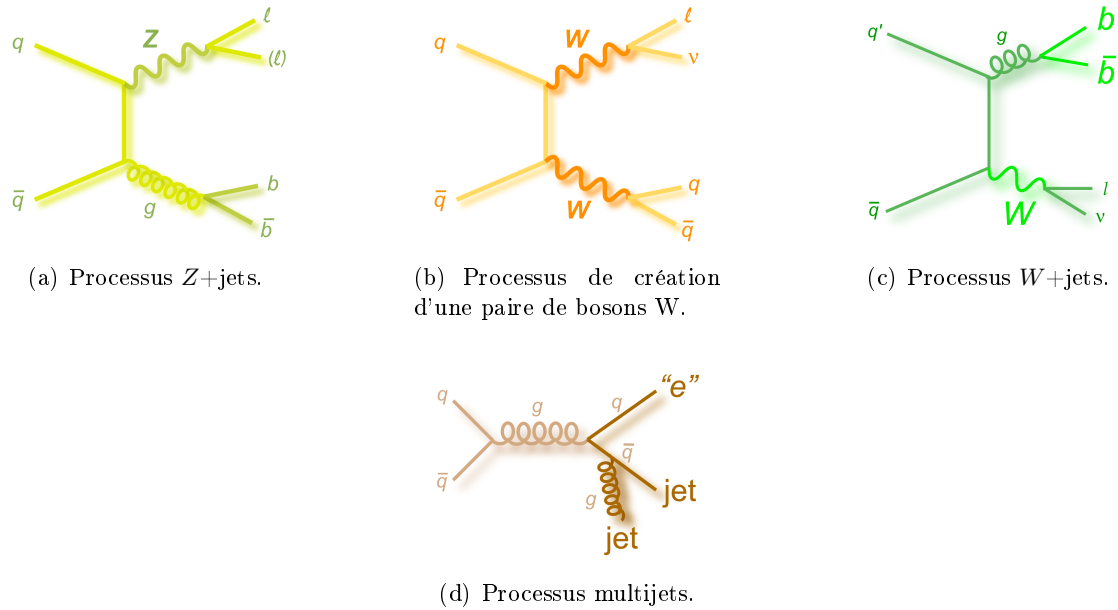


FIGURE 6.2 – Diagramme de Feynman des bruits de fond principaux pour les événements $t\bar{t}$ dans le canal dileptonique.

est due à une fluctuation de la mesure de l'énergie des objets reconstruits ou à une mauvaise mesure de l'énergie transverse manquante.

La production de paires de bosons W et Z (voir figure 6.2(b)) peut également ressembler à un événement de signal avec des leptons chargés et de l'énergie transverse manquante due à la désintégration leptonique du boson W . Les jets peuvent être issus de radiations de gluons par les quarks de l'état initial ou bien de la désintégration hadronique du W et du Z . Ces bruits de fond électrofaibles sont évalués à l'aide de la simulation Monte Carlo (MC).

Bruit de fond instrumental. Il est composé d'événements avec un état final différent de celui du signal. L'état final peut néanmoins ressembler à des événements $t\bar{t}$ du fait d'une mauvaise identification des objets. Un jet peut par exemple être identifié comme un électron. Le processus de production de bosons W associé à des jets peut de ce fait par exemple présenter le même état final que le signal (voir figure 6.2(c)). Les événements multijets (voir figure 6.2(d)) peuvent également ressembler aux événements de signal. Ces deux types de bruit de fond sont difficiles à simuler, ils sont donc estimés directement à l'aide des événements de données.

6.1.2 Lot de données

Les données utilisées dans cette analyse ont été enregistrées avec le détecteur D0 durant l'ensemble du Run II du Tevatron, entre mai 2002 et septembre 2011. Le lot de données correspond à une luminosité intégrée de 9.7 fb^{-1} après suppression des événements dont la qualité est altérée lors de l'acquisition.

6.1.3 Sélection des événements

Les critères généraux d'identification des objets (électron, muon, jets ...) sont présentés ci-après.

Électrons. Les électrons sélectionnés doivent satisfaire les critères d'identification détaillés dans la section 5.2.4. b. Leur impulsion transverse doit être supérieure à 15 GeV et ils ne doivent pas se trouver dans la région $|\eta_{det}| < 1,1$ et $1,5 < |\eta_{det}| < 2,5$ (*i.e* la région inter-cryostat du calorimètre est exclue). Les critères de sélection des électrons (identification EMV et impulsion transverse) ont fait l'objet d'une optimisation avec une procédure similaire à celle utilisée pour établir la sélection finale (voir ci-après).

Muons. Les muons sélectionnés doivent être de qualités lâche (voir section 5.2.5). L'impulsion des muons doit satisfaire $15 < p_T < 200$ GeV et ils doivent se trouver dans la région $|\eta_{det}| < 2$.

Jets L'impulsion transverse des jets est corrigées avec la procédure JES et la procédure JSSR est en plus appliquée aux jets simulés (voir section 5.2.3). Les jets doivent satisfaire $p_T > 20$ GeV et $|\eta_{det}| < 2,5$. Un jet ne peut se trouver proche d'un électron, *i.e.*, $\Delta R(electron, jet) > 0,5$ sinon le jet est éliminé.

Une fois les objets sélectionnés, un ensemble de critère est requis afin de réduire le bruit de fond et obtenir un échantillon de données enrichi en événements $t\bar{t}$.

Sélection des événements.

- le vertex primaire doit se trouver à moins de 60 cm du centre du détecteur et au moins 3 traces doivent lui être associées ;
- on requiert des critères de déclenchement tels que :
 - dans les canaux ee et $\mu\mu$, l'un ou l'autre des leptons satisfasse le terme de déclenchement d'un lepton chargé.
 - dans le canal $e\mu$, il n'y a pas de critère de déclenchement explicite ;
L'efficacité de déclenchement est estimée dans les événements de données car le système de déclenchement n'est pas simulé à D0. Une pondération est appliquée aux événements simulés pour prendre en compte cette efficacité (canal ee et $\mu\mu$) car le déclenchement n'est pas simulé dans le MC ;
- les critères de sélection sur le nombre de leptons sont différents dans les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ afin qu'ils soient exclusifs :
 - exactement 1 électron ($e\mu$) et 2 électrons ou plus (ee) sélectionnés comme ci-dessus ;
 - aucun électron dans le canal $\mu\mu$;
 - 1 muon ou plus ($e\mu$) et 2 muons ou plus ($\mu\mu$) sélectionnés comme ci-dessus.
- dans le canal $e\mu$ l'électron et le muon ne peuvent être trop proche $\Delta R(e,\mu) > 0,3$ sinon l'événement est rejeté. Ce critère permet de réduire le bruit de fond dû au bremsstrahlung où un photon émis par un muon est identifié comme un électron si la trace du muon est associée au photon ;
- chaque événement doit contenir deux leptons chargés de signes différents. S'il existe plus d'une paire de leptons chargés, celle avec la somme scalaire des impulsions transverses la plus grande est conservée ;

- la distance selon l’axe du faisceau entre les deux traces des deux leptons sélectionnés doit être inférieure à 2 cm ;
- il doit y avoir au moins 2 jets satisfaisant les critères ci-dessus dans les canaux ee et $\mu\mu$. Le canal $e\mu$ est divisé en deux sous-canaux distincts, l’un requiert exactement 1 jet ($e\mu$ 1 jet) et l’autre 2 jets ou plus ($e\mu$ 2 jets).

Sélection finale La dernière étape de la sélection utilise des variables portant sur la topologie des événements et l’identification des jets issus de quarks b . Elle a pour objectif de minimiser l’incertitude statistique sur la mesure de l’asymétrie. L’optimisation des critères de sélection se fait à l’aide des deux variables suivantes (optimisation en deux dimensions) :

- la valeur retournée par l’algorithme d’identification des jets issus de quarks b (MVA). Pour les canaux ee , $e\mu$ 2 jets et $\mu\mu$ on sélectionne la valeur maximale du MVA entre les deux jets de plus grand p_T ($maxMVA$). Dans le cas du canal $e\mu$ 1 jet c’est la valeur pour le seul jet présent ;
- une variable topologique : dans les canaux ee et $\mu\mu$ on utilise la significativité de l’énergie transverse manquante $\sigma(\cancel{E}_T)$ (voir section 5.2.6) et dans les canaux $e\mu$ c’est la variable H_T définie comme la somme scalaire des impulsions transverses du lepton de plus grand p_T et des deux (un) jets de plus grand p_T dans le canal $e\mu$ 2 jets ($e\mu$ 1 jet) :

$$H_T(e\mu \text{ 2 jets}) = p_T^{1,lepton} + p_T^{1,jet} + p_T^{2,jet}, \quad (6.1)$$

$$H_T(e\mu \text{ 1 jet}) = p_T^{1,lepton} + p_T^{1,jet}. \quad (6.2)$$

Le choix optimal des valeurs des coupures est déterminé à l’aide de la simulation en prenant en compte les événements de signal et de bruit de fond. Le résultat est présenté sur la figure 6.3 pour les 4 canaux. Les coupures finales obtenues sont :

- ee : $\sigma(\cancel{E}_T) > 5$, $maxMVA > 0,025$;
- $e\mu$ 2 jets : $H_T > 110$ GeV, $maxMVA > 0,02$;
- $e\mu$ 1 jet : $H_T > 85$, $maxMVA > 0.075$;
- $\mu\mu$: $\cancel{E}_T > 40$ GeV, $\sigma(\cancel{E}_T) > 2,5$, $maxMVA > 0,075$.

L’efficacité de sélection du signal $t\bar{t}$ (réjection du bruit de fond) est de 55 % (99,8 %) dans le canal ee , 82 % (83 %) dans le canal $e\mu$ 2 jets, 55 % (98,5 %) dans le canal $e\mu$ 1 jet et 72 % (95,6 %) dans le canal $\mu\mu$. Cette sélection finale (dans sa version cherchant à maximiser le rapport signal sur bruit de fond) sert de référence pour les mesures des propriétés du quark top dans le canal dileptonique dans D0.

6.1.4 Estimation du signal et du bruit de fond

6.1.4. a Signal $t\bar{t}$

L’asymétrie $t\bar{t}$ est une propriété qui apparaît au deuxième ordre en série de perturbation de QCD (NLO) (voir section 2.2.1). Il nous faut donc un générateur NLO pour simuler le signal $t\bar{t}$. Pour cela on utilise le générateur MC@NLO [4] qui est interfacé avec HERWIG [5] pour l’hadronisation et la génération des gerbes partoniques. La masse du quark top est fixée à 172,5 GeV et la section efficace de production à 7,454 pb [6]. Les valeurs des asymétries prédites par MC@NLO sont plus faibles que les dernières prédictions théoriques du modèle standard qui prennent en compte des corrections électrofaibles non présentes dans MC@NLO. Ces corrections augmentent les valeurs d’asymétries obtenues par un calcul purement QCD. La table 6.1 résume les différentes prédictions.

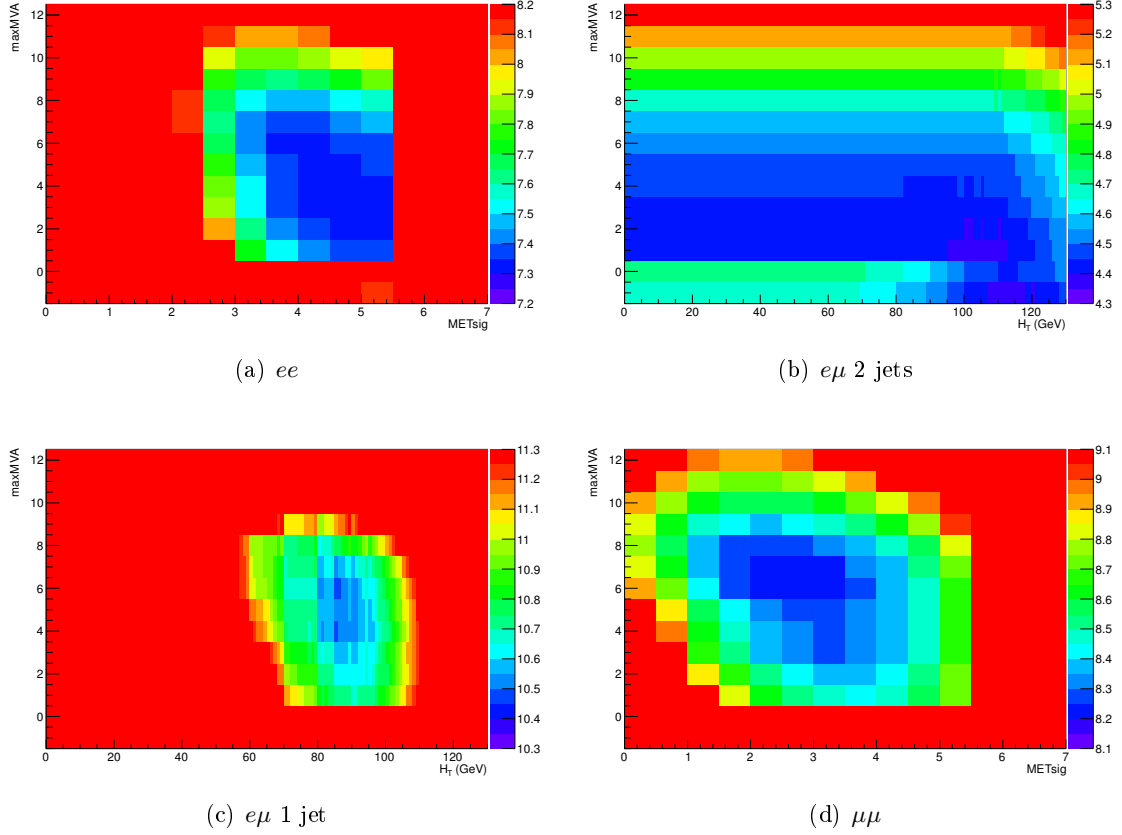


FIGURE 6.3 – Variation de l’incertitude statistique absolue de l’asymétrie A_{FB}^{ℓ} attendue en fonction de la coupure topologique (H_T , $\sigma(\cancel{E}_T)$) et de la valeur retournée par l’algorithme d’identification des jets issus de quarks b (MVA) pour les quatre canaux. Les valeurs de $maxMVA$ sont redistribuées dans l’intervalle $[-1; 12]$. La coupure 0,025 dans ee correspond à $maxMVA = 2$, 0,02 dans le canal $e\mu$ 2 jets correspond à $maxMVA = 1$ et 0,075 dans le canal $e\mu$ 1 jet et $\mu\mu$ correspond à $maxMVA = 6$. Cette optimisation est réalisée à l’aide d’un ensemble de pseudodonnées construit en considérant l’ensemble de la simulation (signal et bruit de fond).

6.1.4. b Bruits de fond.

Le bruit de fond électrofaible (Z , paires de bosons W et Z) est estimé à l’aide de la simulation. Le processus $Z \rightarrow \ell\ell$ est simulé avec ALPGEN [8] qui est interfacé avec PYTHIA [9] pour l’hadronisation et la génération des gerbes partoniques. ALPGEN est un générateur au premier ordre en série des perturbations (LO) prenant en compte l’émission multiple de partons (*Leading Log*, LL). On normalise le nombre d’événements estimé avec la section efficace calculée au troisième ordre des perturbations (NNLO) avec le programme FEWZ [10, 11].

Le processus de création de paires de bosons est simulé avec le générateur PYTHIA [9] et normalisé avec la section efficace NLO.

Les bruits de fond instrumentaux W +jets et multijets (appelé communément bruit de fond QCD) sont estimés directement à l’aide des événements de données. Ils sont en effet difficile à simuler car le taux de mauvaise identification (électron faussement identifié comme un jet par exemple) n’est pas bien simulé. Ces deux bruits de fond sont à l’origine de l’identification de faux électrons et de muons faussement isolés. Les bruits de fond contenant

6.1. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

	MC@NLO	MS
A_{FB}^ℓ	$2,4 \pm 0,1$	$3,8 \pm 0,3$
$A^{\ell\ell}$	$3,3 \pm 0,1$	$4,8 \pm 0,4$

TABLE 6.1 – Valeurs théoriques prédites pour les différentes asymétries par MC@NLO [4] et dans le cadre du modèle standard (MS) en prenant en compte les corrections électrofaibles [7]. L’incertitude sur la prédiction de MC@NLO est seulement statistique. L’incertitude sur la prédiction du MS est due à la variation de l’échelle de renormalisation et de factorisation qui sont prises comme égale à $\mu = m_t/2, m_t, 2m_t$. Les valeurs d’asymétrie sont en %.

ces faux leptons sont estimés l’un après l’autre en commençant par les faux électrons.

Faux électrons. Ils correspondent à un jet faussement identifié comme un électron (voir section 5.2.4. b). Ils contribuent au bruit de fond dans les canaux ee et $e\mu$ et sont estimés avec la “méthode de la matrice”. Un échantillon de n_{lache} événements qualifié de lâche est sélectionné suivant les critères présentés dans la section 6.1.3 mais en relâchant le critère EMV sur les électrons. Dans le canal ee le critère est relâché pour un électron seulement pris au hasard.

On mesure la probabilité ϵ_e que des événements avec un vrai électron satisfassent le critère de sélection EMV dans des événements de données $Z/\gamma^* \rightarrow ee$. On mesure également la probabilité f_e que des événements avec des jets faussement identifiés comme des électrons satisfassent le critère de sélection EMV dans des événements $e\mu$, où les deux leptons sont de même signe et sans appliquer la sélection finale (échantillon dominé par le bruit de fond Z/γ). Dans ce même échantillon, on impose aux muons des critères différents de ceux appliqués dans la Section 5.2.5 : $p_{\text{trace}}^{\Delta R=0,5}/p_T^\mu > 0,2$, $p_{\text{trace}}^{\Delta R=0,1-0,4}/p_T^\mu > 0,2$ afin d’augmenter la fraction de muons faussement isolés et également $\cancel{E}_T < 15$ GeV afin de réduire la contribution d’événement $W \rightarrow e\nu + \text{jets}$ qui contiennent de vrais électrons. On extrait le nombre d’événements avec un jet mal identifié comme un électron n_f et le nombre d’événements avec un vrai électron n_e en résolvant le système d’équation suivant :

$$n_{\text{lache}} = n_e/\epsilon_e + n_f/f_e, \quad (6.3)$$

$$n_{\text{stricte}} = n_e + n_f, \quad (6.4)$$

où n_{stricte} est le nombre d’événements obtenu après avoir appliqué l’ensemble de la sélection. Les quantités f_e et ϵ_e sont mesurées séparément pour chaque multiplicité de jet (0, 1 et 2 jets) et séparément dans les parties EC et CC du calorimètre. Les valeurs typiques de ϵ_e sont 0,7 - 0,8 dans le CC et 0,65 - 0,75 dans le EC. Les valeurs de f_e sont 0,005 - 0,010 dans le CC et 0,005 - 0,020 dans le EC.

Muons provenant de jets. On détermine ensuite dans les canaux $e\mu$ et $\mu\mu$ le nombre d’événements avec un muon qualifié d’isolé mais provenant de la désintégration d’un quark lourd au sein d’un jet. On dit que le muon est faussement isolé. On applique la sélection standard dans les canaux $e\mu$ et $\mu\mu$ mais en requérant deux leptons de même signe. Dans le canal $\mu\mu$ le nombre de muons faussement isolés est égal au nombre d’événements avec deux muons de même signe. Dans le canal $e\mu$ le nombre de muons faussement isolé est égal au nombre d’événement de même signe auxquels on a soustrait le nombre d’événements avec des faux électrons.

CHAPITRE 6. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE DANS D0

Distributions angulaires du bruit de fond instrumental. Pour la mesure de l'asymétrie nous avons besoin de déterminer non seulement le nombre total d'événements issus du bruit de fond instrumental mais également la distribution angulaire de ces événements ($q \times \eta$ et $\Delta\eta$). Pour obtenir ces distributions dans les canaux ee et $e\mu$ nous utilisons la sélection lâche décrite ci-dessus appliquée aux événements de données auxquels on soustrait les contributions du boson Z , des paires de bosons et du $t\bar{t}$. Dans le canal $\mu\mu$ où on n'attend pas d'événement contenant de faux muons après l'ensemble de la sélection nous avons utilisé les événements de même signe ou chaque muon est considéré aléatoirement comme positif ou négatif afin d'obtenir les distributions à des niveaux antérieurs de sélection où la contribution des faux muons n'est pas nulle. Toutes les distributions obtenues sont ensuite normalisées au nombre d'événements estimé ci-dessus.

Les tables 6.2-6.5 présentent le nombre d'événements attendus et observés dans les quatre états finals. Le niveau dit "inclusif" (première ligne) correspond à la sélection sur les leptons, aucune sélection n'est faite sur le nombre de jets. Les deuxième et troisième lignes correspondent aux sélections sur le nombre de jets. La sélection sur le critère d'identification des jets issus de quarks b est ajoutée ensuite (quatrième ligne) exception faite du canal $\mu\mu$ où la quatrième ligne correspond à la sélection sur l'énergie transverse manquante. La cinquième (sixième pour le canal $\mu\mu$) et dernière ligne montre le nombre d'événements après la coupure topologique (voir section 6.1.3).

La dernière colonne montre l'accord entre le nombre d'événements attendus et celui observés. Les incertitudes indiquées correspondent à l'incertitude statistique sur le nombre d'événements de données observés. Dans tous les canaux le nombre d'événements attendus et observés sont en bon accord.

Le rapport du nombre d'événements de signal sur le nombre d'événements de bruit de fond (S/B) vaut respectivement 5,3 (ee), 9,3 ($e\mu$ 2 jets), 4,1 ($e\mu$ 1 jet) et 5 ($\mu\mu$). La pureté définie comme $S/\sqrt{S+B}$ vaut quant à elle respectivement 10,4 (ee), 16,7 ($e\mu$ 2 jets), 7,0 ($e\mu$ 1 jet) et 9,0 ($\mu\mu$). Le canal $e\mu$ 2 jets est le canal le plus pur du fait que le bruit de fond dominant $Z \rightarrow \tau\tau$ est faible par rapport à ceux $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$ du dans les canaux ee et $\mu\mu$ du fait du rapport d'embranchement $\tau \rightarrow \mu, e$

	$Z \rightarrow \ell\ell$	Dibosons	Faux électrons	$t\bar{t} \rightarrow \ell\ell jj$	Attendus	Observés	Observés/Attendus
Inclusif	$631374,4^{+217,6}_{-217,6}$	$955,9^{+2,7}_{-2,7}$	$4033,0^{+17,8}_{-17,8}$	$315,5^{+1,8}_{-1,8}$	$636678,7^{+218,3}_{-218,3}$	609657	$0,96 \pm 0,04$
N jets ≥ 1	$99533,4^{+81,2}_{-81,2}$	$461,6^{+1,6}_{-1,6}$	$749,4^{+6,2}_{-6,2}$	$307,9^{+1,7}_{-1,7}$	$101052,4^{+81,5}_{-81,5}$	91197	$0,90 \pm 0,04$
N jets ≥ 2	$13159,7^{+24,4}_{-24,4}$	$222,0^{+1,0}_{-1,0}$	$152,9^{+2,7}_{-2,7}$	$230,2^{+1,7}_{-1,7}$	$13764,7^{+24,6}_{-24,6}$	14172	$1,03 \pm 0,04$
$maxMVA > 0,025$	$2148,7^{+7,7}_{-7,7}$	$57,6^{+0,5}_{-0,5}$	$30,3^{+1,2}_{-1,2}$	$185,0^{+1,5}_{-1,5}$	$2421,6^{+7,9}_{-7,9}$	2493	$1,03 \pm 0,05$
$\sigma(E_T) > 5$	$17,1^{+0,6}_{-0,6}$	$2,4^{+0,1}_{-0,1}$	$4,7^{+0,4}_{-0,4}$	$127,8^{+1,4}_{-1,4}$	$152,1^{+1,6}_{-1,6}$	147	$0,97 \pm 0,09$

TABLE 6.2 – Nombre d'événements estimés et observés dans les données à différents niveaux de sélection dans le canal ee . L'incertitude sur le nombre d'événement est seulement statistique. L'incertitude sur la luminosité est incluse dans le rapport Observés/Attendus.

6.1. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

	$Z \rightarrow \ell\ell$	Dibosons	Faux lep- tons	$t\bar{t} \rightarrow \ell\ell jj$	Attendus	Observés	$\frac{\text{Observés}}{\text{Attendus}}$
Inclusif	$5396,3^{+21.9}_{-21.9}$	$751.6^{+3.4}_{-3.4}$	$733.1^{+26.1}_{-26.1}$	$508.0^{+1.4}_{-1.4}$	$7389.0^{+34.3}_{-34.3}$	7119	0.96 ± 0.04
N jets ≥ 1	$866,1^{+10.5}_{-10.5}$	$139.8^{+1.5}_{-1.5}$	$207.1^{+14.0}_{-14.0}$	$498.7^{+1.4}_{-1.4}$	$1711.7^{+17.6}_{-17.6}$	1624	0.95 ± 0.04
N jets ≥ 2	$127.2^{+7.7}_{-7.7}$	$21.8^{+0.6}_{-0.6}$	$49.7^{+6.9}_{-6.9}$	$385.8^{+1.3}_{-1.3}$	$584.5^{+10.5}_{-10.5}$	551	0.94 ± 0.06
$maxMVA > 0.02$	$22.7^{+0.7}_{-0.7}$	$4.9^{+0.3}_{-0.3}$	$21.9^{+4.6}_{-4.6}$	$322.6^{+1.1}_{-1.1}$	$372.1^{+4.8}_{-4.8}$	366	0.98 ± 0.07
$H_T \geq 108$ GeV	$13.7^{+0.5}_{-0.5}$	$3.9^{+0.2}_{-0.2}$	$16.3^{+4.0}_{-4.0}$	$314.7^{+1.1}_{-1.1}$	$348.6^{+4.2}_{-4.2}$	343	0.98 ± 0.07

TABLE 6.3 – Nombre d'événements estimés et observés dans les données à différents niveaux de sélection dans le canal $e\mu$ 2 jets. L'incertitude sur le nombre d'événement est seulement statistique. L'incertitude sur la luminosité est incluse dans le rapport Observés/Attendus.

	$Z \rightarrow \ell\ell$	Dibosons	Faux lep- tons	$t\bar{t} \rightarrow \ell\ell jj$	Attendus	Observés	$\frac{\text{Observés}}{\text{Attendus}}$
Inclusif	$5396,3^{+21.9}_{-21.9}$	$751.6^{+3.4}_{-3.4}$	$733.1^{+26.1}_{-26.1}$	$508.0^{+1.4}_{-1.4}$	$7389.0^{+34.3}_{-34.3}$	7119	0.96 ± 0.04
N jets = 1	$638.8^{+7.1}_{-7.1}$	$118.0^{+1.4}_{-1.4}$	$157.5^{+12.2}_{-12.2}$	$112.8^{+0.7}_{-0.7}$	$1127.1^{+14.2}_{-14.2}$	1073	0.95 ± 0.05
$maxMVA > 0.075$	$30.6^{+1.4}_{-1.4}$	$5.4^{+0.3}_{-0.3}$	$8.0^{+2.8}_{-2.8}$	$68.2^{+0.5}_{-0.5}$	$112.2^{+3.2}_{-3.2}$	111	0.99 ± 0.11
$H_T \geq 85$ GeV	$8.7^{+0.6}_{-0.6}$	$3.4^{+0.2}_{-0.2}$	$2.9^{+1.7}_{-1.7}$	$61.7^{+0.5}_{-0.5}$	$76.7^{+1.9}_{-1.9}$	78	1.02 ± 0.13

TABLE 6.4 – Nombre d'événements estimés et observés dans les données à différents niveaux de sélection dans le canal $e\mu$ 1 jet. L'incertitude sur le nombre d'événement est seulement statistique. L'incertitude sur la luminosité est incluse dans le rapport Observés/Attendus.

	$Z \rightarrow \ell\ell$	Dibosons	Faux muons	$t\bar{t} \rightarrow \ell\ell jj$	Attendus	Observés	$\frac{\text{Observés}}{\text{Attendus}}$
Inclusif	$570208,8^{+231.8}_{-231.8}$	$976.3^{+2.8}_{-2.8}$	$1173.0^{+122.2}_{-122.2}$	$248.7^{+0.9}_{-0.9}$	$572606,8^{+262.1}_{-262.1}$	588278	1.03 ± 0.04
N jets ≥ 1	$75030,6^{+74.9}_{-74.9}$	$420.5^{+1.5}_{-1.5}$	$187.0^{+23.4}_{-23.0}$	$239.2^{+0.9}_{-0.9}$	$75877,4^{+78.4}_{-78.3}$	71668	0.94 ± 0.04
N jets ≥ 2	$9134,2^{+21.5}_{-21.5}$	$198.0^{+0.9}_{-0.9}$	$28.0^{+6.3}_{-5.7}$	$183.9^{+0.8}_{-0.8}$	$9544,1^{+22.5}_{-22.3}$	9887	1.04 ± 0.05
$E_T \geq 40$ GeV	$411.9^{+4.1}_{-4.1}$	$20.4^{+0.4}_{-0.4}$	$13.0^{+4.2}_{-3.5}$	$136.4^{+0.7}_{-0.7}$	$581.7^{+5.9}_{-5.4}$	589	1.01 ± 0.06
$maxMVA > 0.075$	$52.0^{+1.0}_{-1.0}$	$3.2^{+0.1}_{-0.1}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$106.1^{+0.6}_{-0.6}$	$161.4^{+1.1}_{-1.1}$	153	0.95 ± 0.09
$\sigma(E_T) > 2.5$	$17.4^{+0.5}_{-0.5}$	$1.9^{+0.1}_{-0.1}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$97.7^{+0.6}_{-0.6}$	$117.1^{+0.8}_{-0.8}$	114	0.97 ± 0.10

TABLE 6.5 – Nombre d'événements estimés et observés dans les données à différents niveaux de sélection dans le canal $\mu\mu$. L'incertitude sur le nombre d'événement est seulement statistique. L'incertitude sur la luminosité est incluse dans le rapport Observés/Attendus.

	Modèle 1	Modèle 2
A_{FB}^{ℓ}	$14,9 \pm 0,6$	$8,9 \pm 0,5$
$A^{\ell\ell}$	$21,3 \pm 1,0$	$11,3 \pm 0,8$

TABLE 6.6 – Valeurs théoriques prédites pour les différentes asymétries par les deux modèles d'axigluon. L'incertitude sur les prédictions sont seulement statistiques. Les valeurs d'asymétrie sont en %.

6.1.4. c Modèles d'axigluons

Une classe intéressante de modèles pouvant engendrer un grande asymétrie $t\bar{t}$ à l'ordre des arbres sont les modèles avec des particules vecteurs, octet de couleur G_{μ}^a (appelé *axigluon*) avec une masse non-nulle m_G et un couplage chiral (voir section 2.2.3). Afin de tester la sensibilité de notre mesure à ces modèles de physique au-delà du modèle standard, deux modèles d'axigluon ont été générés et reconstruits intégralement comme pour les autres événements simulés. Le modèle d'axigluon noté Modèle 1 possède un couplage droit (*right handed*) avec les quarks du modèle standard égal à $0,8 g_s$ (où g_s est la constante de couplage forte) et un couplage gauche nul pour ce modèle. La masse des axigluons a été fixée à 200 GeV et la largeur à 50 GeV. Le Modèle 2 possède un couplage droit avec les quarks légers du modèle standard égal à $-1,5 g_s$, un couplage droit égal à $6 g_s$ avec le quark top et un couplage gauche nul. La masse des axigluons a été fixée à 2000 GeV et la largeur à 670 GeV. La justification du choix des différentes quantités est faite dans la section 2.2.3. La table 6.6 montrent les valeurs des asymétries prédites par ces deux modèles. Les détails sur ces modèles sont présentés dans [12].

6.1.5 Distributions de contrôle

Afin de s'assurer de l'accord entre la simulation et les données, on construit plusieurs distributions de contrôle. Les figures 6.4-6.7 montrent quelques unes de ces distributions pour chaque canal séparément. L'accord entre les distributions dans les événements de données et dans les événements simulés est bon.

6.1. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

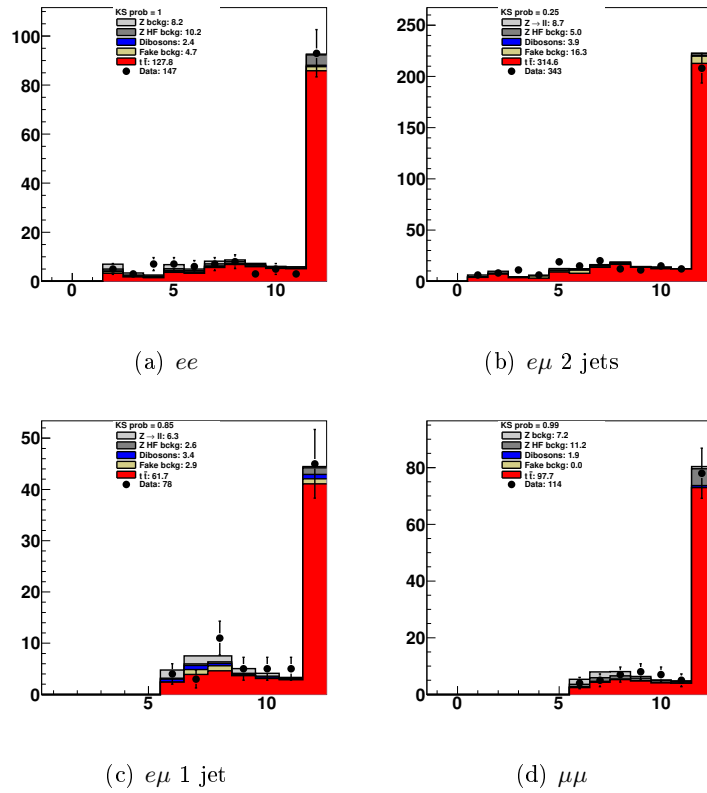


FIGURE 6.4 – Distributions de contrôle : valeur de $maxMVA$ pour les événements passant la sélection finale.

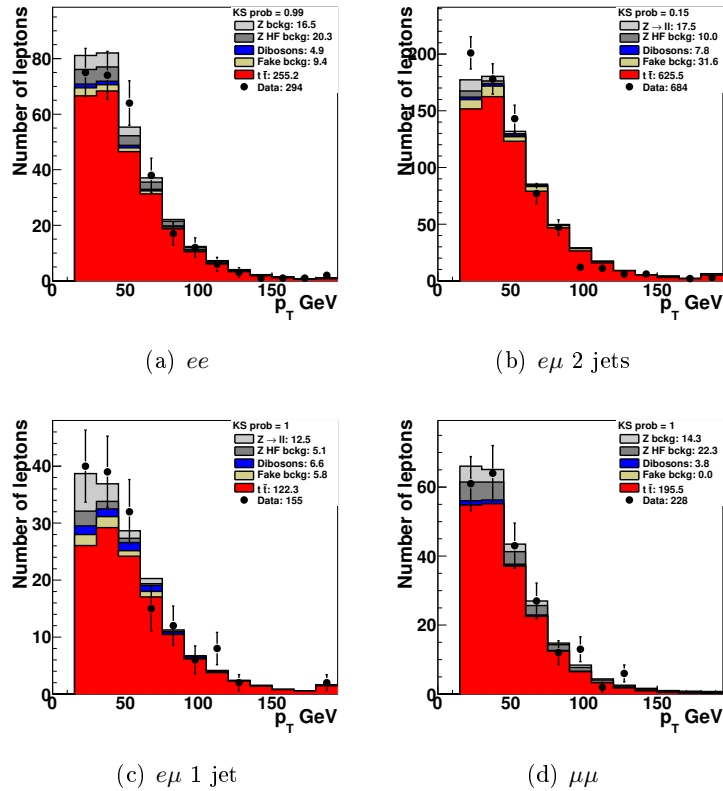


FIGURE 6.5 – Distributions de contrôle : impulsion transverse des deux leptons pour les événements passant la sélection finale.

CHAPITRE 6. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE DANS D0

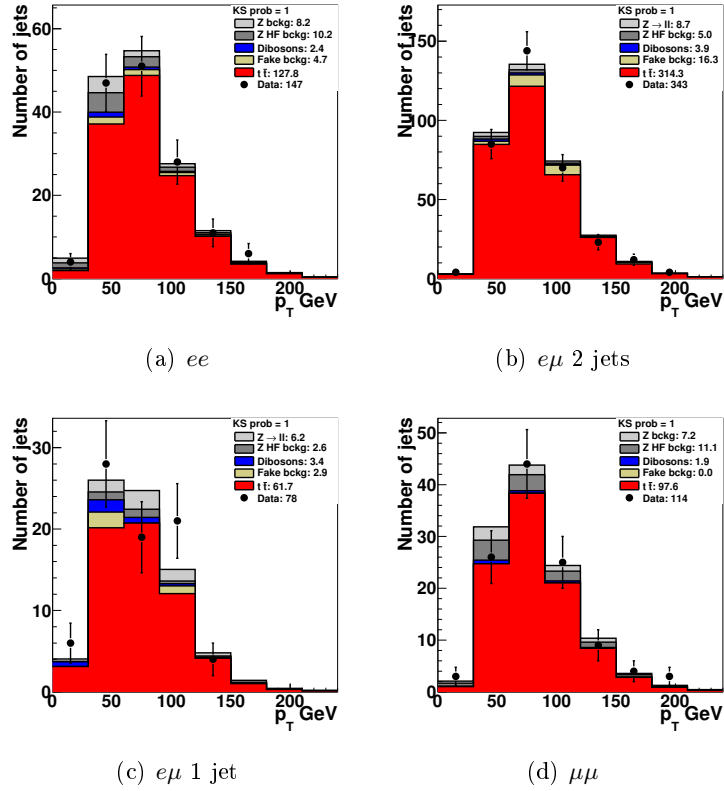


FIGURE 6.6 – Distributions de contrôle : impulsion transverse des jets les plus énergétiques pour les événements passant la sélection finale.

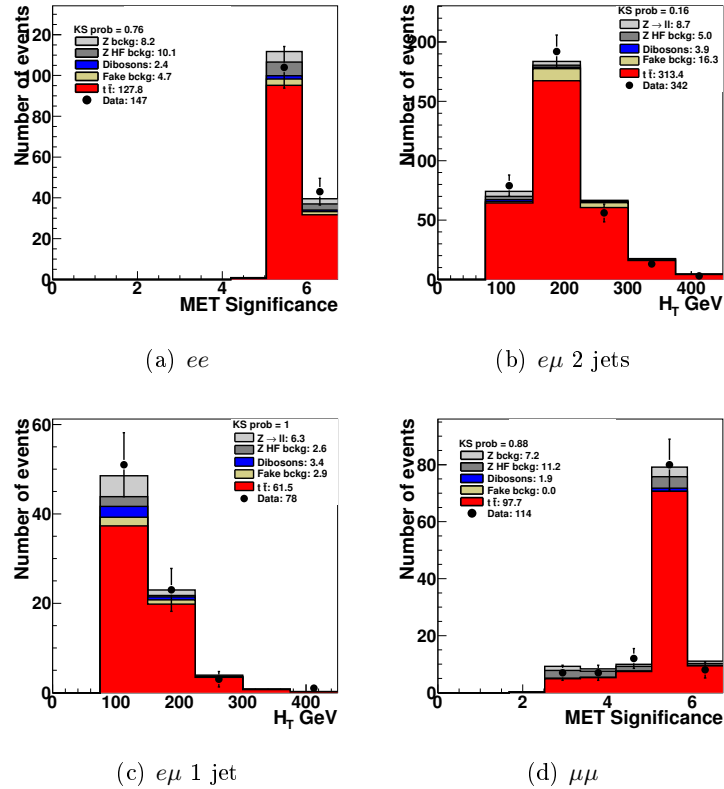


FIGURE 6.7 – Distributions de contrôle : variable topologique pour les événements passant la sélection finale.

6.1. SÉLECTION DES ÉVÈNEMENTS

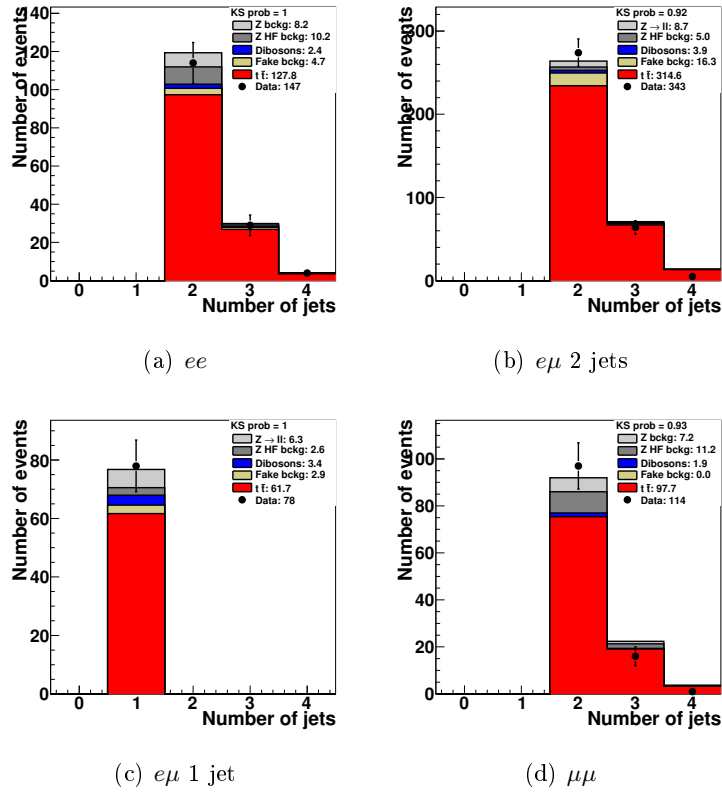


FIGURE 6.8 – Distributions de contrôle : multiplicité des jets pour les événements passant la sélection finale.

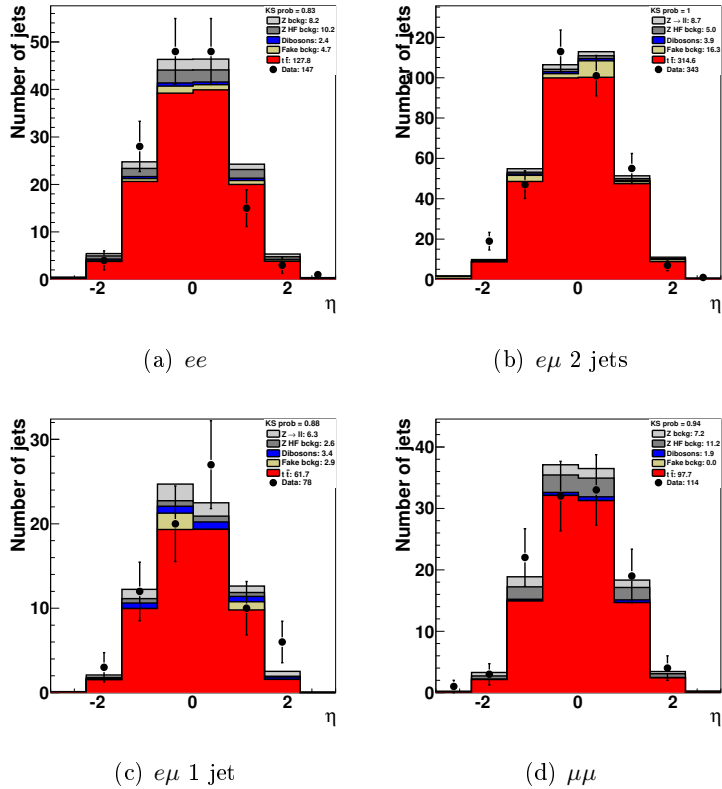


FIGURE 6.9 – Distributions de contrôle : pseudorapidité des jets les plus énergétiques pour les événements passant la sélection finale.

6.2 Mesure de l'asymétrie avant-arrière des paires de leptons issues des paires $t\bar{t}$

Nous allons présenter dans cette partie la mesure des asymétries de charge à partir des distributions des observables $q \times \eta$ et $\Delta\eta$ (voir section 2.2.1) :

$$A_{\text{FB}}^{\ell} = \frac{N_{\ell}(q \times \eta > 0) - N_{\ell}(q \times \eta < 0)}{N_{\ell}(q \times \eta > 0) + N_{\ell}(q \times \eta < 0)}, \quad (6.5)$$

$$A^{\ell\ell} = \frac{N(\Delta\eta > 0) - N(\Delta\eta < 0)}{N(\Delta\eta > 0) + N(\Delta\eta < 0)}. \quad (6.6)$$

Dans un premier temps nous allons présenter différentes corrections qu'il a fallu apporter à la simulation. Nous allons ensuite détailler la procédure mise au point pour réaliser la mesure et présenterons l'estimation des incertitudes systématiques sur les mesures. Enfin nous discuterons les résultats.

6.2.1 Corrections apportées aux événements simulés

Nous appliquons deux corrections aux événements simulés pour corriger les imperfections de la simulation. On utilise les événements sélectionnés au niveau inclusif (pas de sélection sur les jets) où le bruit de fond dû au boson Z domine largement. Les deux corrections appliquées feront l'objet d'incertitudes systématiques (voir section 6.2.3).

6.2.1. a Pseudorapidité des électrons

La distribution inclusive de la pseudorapidité η des électrons dans le canal ee montrent un désaccord entre simulation et données (voir figure 6.10). Nous avons vu dans la section 5.2.4. c que l'efficacité d'identification des électrons doit être corrigée dans la simulation afin de reproduire les données. La correction est paramétrée en fonction de la pseudorapidité définie par rapport au centre du détecteur η_{det} et non pas en fonction de η défini par rapport au vertex primaire de l'interaction des leptons. Cette paramétrisation n'est donc pas optimale lorsque l'on s'intéresse à des distributions en η . Pour corriger le désaccord, on applique des poids aux événements simulés sans changer la normalisation des événements.

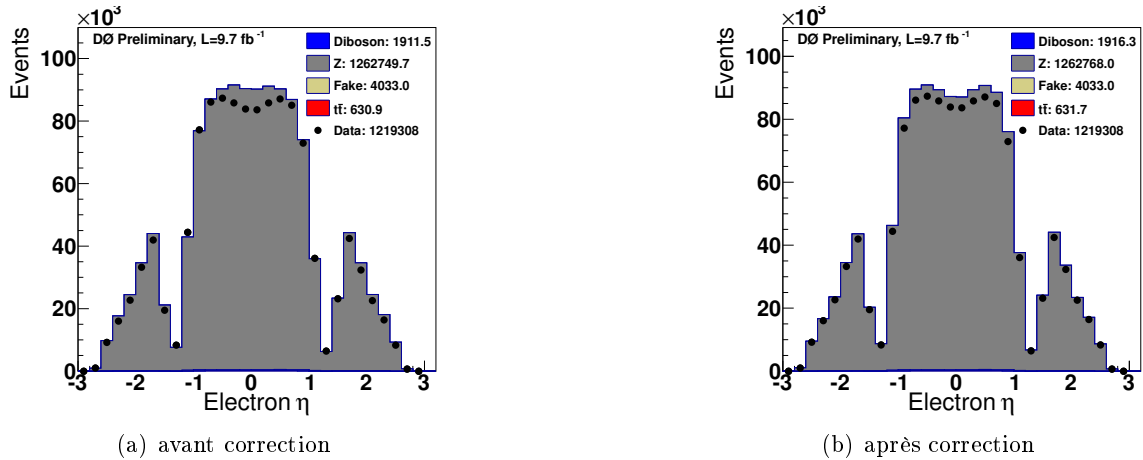


FIGURE 6.10 – Distribution au niveau inclusif de la pseudorapidité η des électrons dans le canal ee avant (a) et après (b) correction.

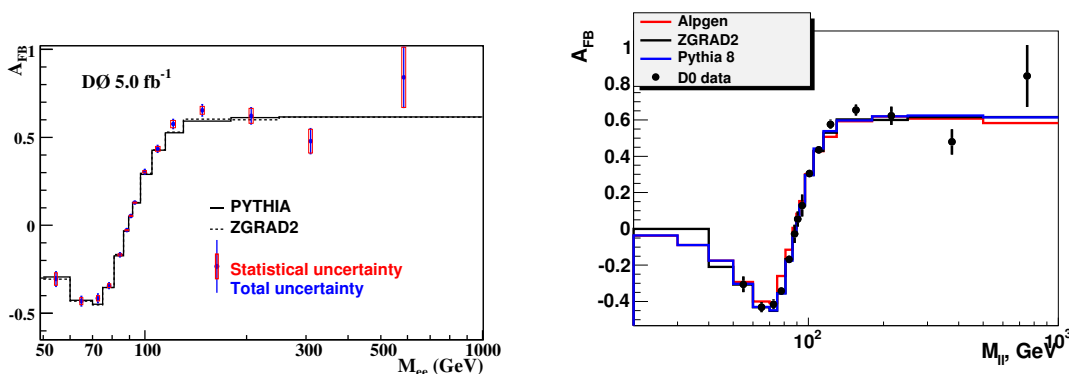
6.2.1. b Asymétrie du bruit de fond Z

L'asymétrie dans les données au niveau inclusif (*i.e.* pour du bruit de fond Z) n'est pas bien modélisée par la simulation comme on peut le voir dans la table 6.7.

La collaboration D0 a mesurée l'asymétrie des événements $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ [13]. Cette mesure montre un bon accord avec les prédictions faites par le générateur ZGRAD2 (voir figure 6.11(a)). Nous avons comparé les prédictions faites par ALPGEN (utilisé pour simuler le bruit de fond Z) et PYTHIA 8 [14] avec les mesures réalisées dans [13]. Le résultat (figure 6.11(b)) montre qu'au contraire d'ALPGEN l'asymétrie du bruit de fond Z mesurée dans les données est bien reproduite par PYTHIA 8 (les prédictions faites par PYTHIA et ZGRAD2 sont très proches). Les événements $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$ simulés par ALPGEN vont être corrigés (voir ci-après) à l'aide de PYTHIA 8. On applique la correction aux événements $Z \rightarrow \mu\mu$ car leur asymétrie est identique à celle des événements $Z \rightarrow ee$.

La correction ci-dessus s'applique aux canaux ee et $\mu\mu$ mais pas au canal $e\mu$. Dans le canal $e\mu$, la contribution principale au bruit de fond Z vient de $Z \rightarrow \tau\tau$ où le τ se désintègre en $\tau \rightarrow \mu\nu$ ou $\tau \rightarrow e\nu$. Nous avons comparé les asymétries $A^{\ell\ell}$ dans les événements $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu\nu\tau\nu_e\nu_\mu$ pour les générateurs ALPGEN et PYTHIA 8. La comparaison est présentée dans la table 6.8. Les valeurs des asymétries générées dans tout l'espace des phases sont proches de zéro pour les deux générateurs. Lorsque l'on applique une sélection sur l'impulsion transverse et la pseudorapidité des leptons similaire à celle appliqué au niveau reconstruit les valeurs d'asymétrie chutent à $-8,6\%$ pour ALPGEN et -16% pour PYTHIA 8. L'asymétrie de PYTHIA 8 est égale à $-6,5\%$ lorsque la corrélation de spin entre les τ n'est pas prise en compte (la désintégration des τ est alors isotropique). L'effet de la corrélation de spin est donc important. L'information sur la corrélation de spin dans l'implémentation de ALPGEN+PYTHIA+TAUOLA [15] à D0 semble perdue car la valeur prédite de $-8,6\%$ est proche de celle prédite par PYTHIA 8 lorsque la corrélation de spin n'est pas prise en compte. On applique en conséquence une pondération calculée avec PYTHIA 8 aux événements $Z \rightarrow \tau\tau$ simulés avec ALPGEN.

La pondération des événements $Z \rightarrow \mu\mu, ee$ et $Z \rightarrow \tau\tau$ est réalisée en trois dimensions en fonction de la pseudorapidité des leptons positifs et négatifs $\eta_{\ell+}$ et $\eta_{\ell-}$ respectivement et en fonction de la masse invariante du boson Z (l'intervalle en masse invariante est celui utilisé pour ALPGEN dans la figure 6.11(b)). L'accord après pondération entre les données et la simulation est bon comme on peut le voir dans la table 6.7.



(a) Asymétrie $Z \rightarrow ee$ mesurée par D0 comparée aux prédictions de PYTHIA et ZGRAD2 [13].

(b) Asymétrie $Z \rightarrow ee$ mesurée par D0 comparée aux prédictions de ALPGEN, ZGRAD2 et PYTHIA 8.

FIGURE 6.11 – Asymétrie du processus $Z \rightarrow ee$.

CHAPITRE 6. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE DANS D0

ee	Données	Simulation	
		Avant pond.	Après pond.
A_{FB}^{ℓ}	-2.06 ± 0.09	-3.10 ± 0.03	-1.93 ± 0.03
$A^{\ell\ell}$	-3.79 ± 0.13	-6.00 ± 0.04	-3.51 ± 0.04

$e\mu$	Données	Simulation	
		Avant pond.	Après pond.
A_{FB}^{ℓ}	-4.07 ± 0.83	-1.69 ± 0.25	-3.93 ± 0.25
$A^{\ell\ell}$	-10.75 ± 1.18	-4.81 ± 0.34	-10.42 ± 0.35

$\mu\mu$	Données	Simulation	
		Avant pond.	Après pond.
A_{FB}^{ℓ}	-2.08 ± 0.09	-3.17 ± 0.03	-2.45 ± 0.03
$A^{\ell\ell}$	-3.19 ± 0.13	-5.25 ± 0.04	-4.05 ± 0.04

TABLE 6.7 – Valeurs des asymétries A_{FB}^{ℓ} et $A^{\ell\ell}$ au niveau inclusif avant et après pondération des événements simulés dans les trois canaux. L'incertitude présentée est seulement l'incertitude statistique liée au nombre d'événements de MC. Les valeurs d'asymétrie sont en %.

$A^{\ell\ell}$	ALPGEN	PYTHIA 8
Tout l'espace des phases	$0,09 \pm 0,08$	$2,2 \pm 0,16$
$p_T > 10 \text{ GeV}, \eta < 2,5$	$-8,6 \pm 0,3$	$-16 \pm 0,5$
$p_T > 10 \text{ GeV}, \eta < 2,5$ sans corrélation de spin	–	$-6,5 \pm 1,1$

TABLE 6.8 – Valeurs d'asymétrie $A^{\ell\ell}$ générée par ALPGEN et PYTHIA 8 pour différentes sélections. Aucune reconstruction n'est appliquée aux événements simulés, on parle du niveau "générateur". L'incertitude présentée est seulement l'incertitude statistique liée au nombre d'événements simulés. Les valeurs d'asymétrie sont en %.

6.2.2 Méthode de la mesure

Plusieurs étapes sont nécessaires afin d'obtenir la valeur mesurée des asymétries leptoniques.

6.2.2. a Mesure de l'asymétrie reconstruite dans les données

Les échantillons d'événements de données et simulés utilisés satisfont les critères de sélection présentés dans la section 6.1.3. On dit qu'il s'agit du niveau "reconstruit". On mesure les asymétries A_{FB}^{ℓ} et $A^{\ell\ell}$ avec les événements de données et de bruit de fond à l'aide des distributions des figures 6.12 et 6.13 (la mesure est faite dans chaque canal séparément). La figure 6.14 montre à titre indicatif les mêmes distributions pour les quatre canaux combinés.

6.2. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DES PAIRES DE LEPTONS

Afin de mesurer l'asymétrie des événements $t\bar{t}$ dans les données, on soustrait dans chaque intervalle en η le nombre d'événements de bruit de fond attendus aux nombres d'événements observés dans les données. Le nombre d'événements obtenu dans chaque intervalle i en η est noté $N_i^{data-bdf}$. On mesure l'asymétrie à partir de ces distributions soustraites. Cette asymétrie peut être comparée à la valeur de l'asymétrie du signal mesurée dans la simulation.

Pour faire cette mesure au niveau reconstruit on restreint les distributions angulaires à une région dite fiducielle. On établit les coupures fiducielles optimales à l'aide de la simulation en utilisant un ensemble de pseudo-données afin de minimiser l'incertitude statistique de l'asymétrie mesurée au niveau partonique dans tout l'espace des phases (voir section 6.2.2. b pour la définition de l'asymétrie partonique). Cette mesure pourra être comparée directement avec les prédictions théoriques. Les critères obtenus sont :

$$|\eta| < 2,0 \text{ et } |\Delta\eta| < 2,4. \quad (6.7)$$

Les deux critères sont appliqués à la fois à chaque événement.

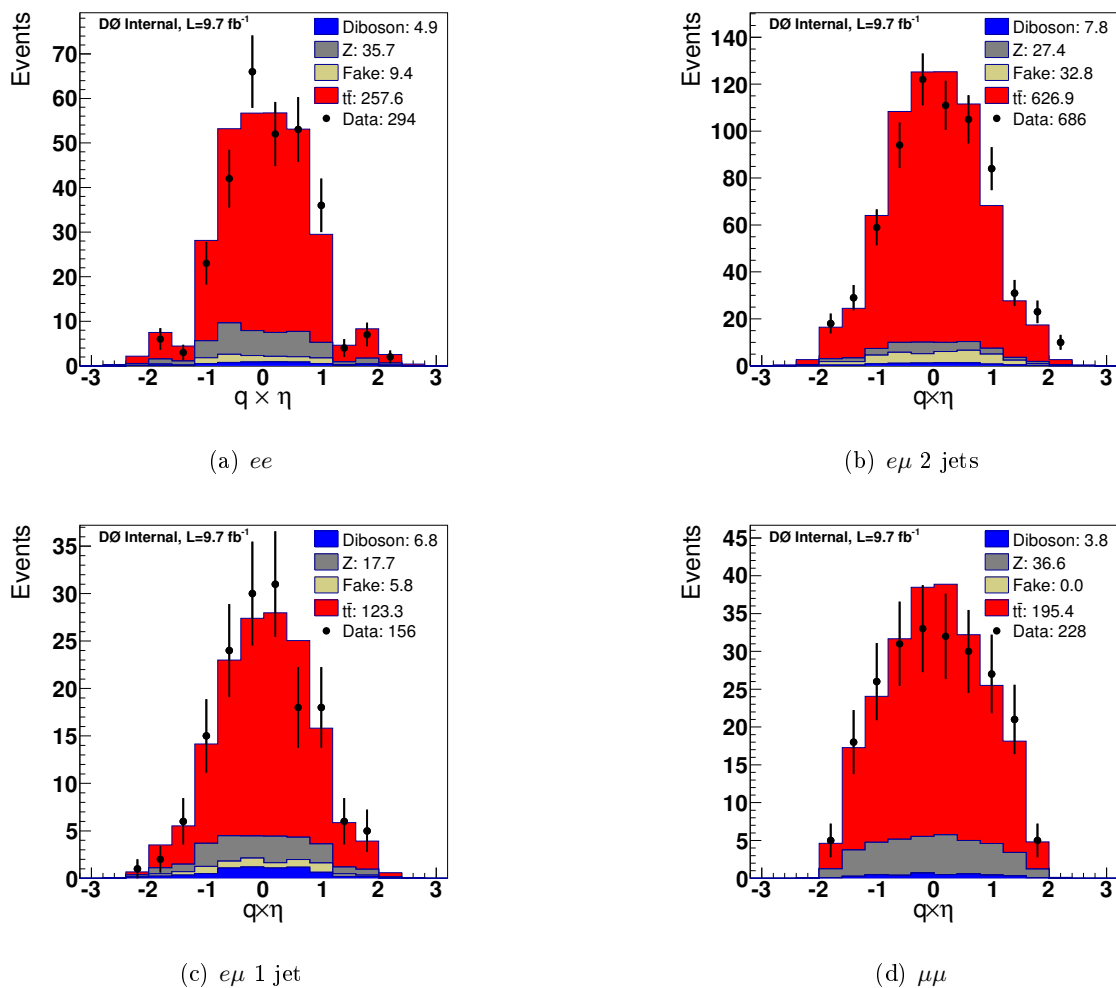


FIGURE 6.12 – Distributions reconstruites $q \times \eta$ dans les différents canaux. Les barres d'erreurs indiquent l'incertitude statistique liée aux événements de données.

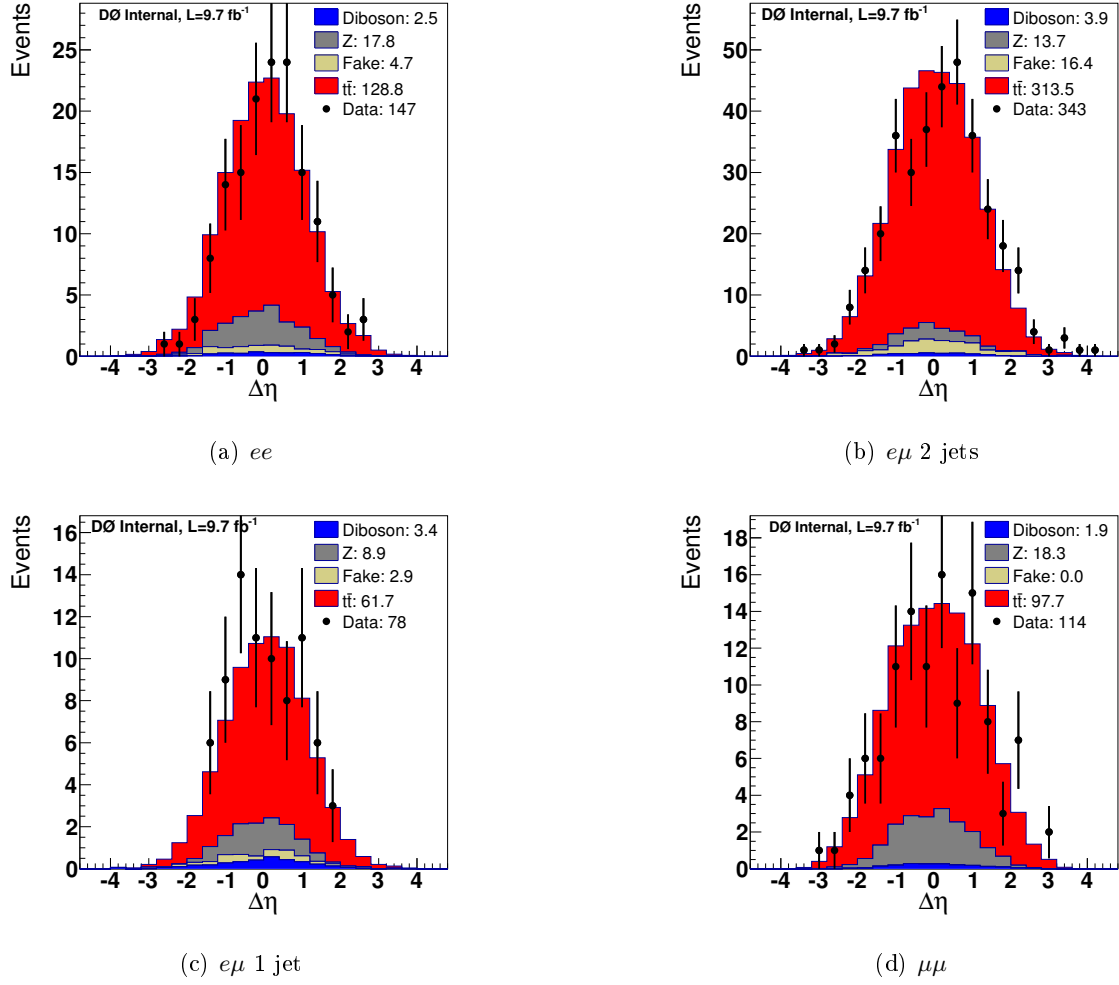


FIGURE 6.13 – Distributions reconstruites $\Delta\eta = \eta_{\ell^+} - \eta_{\ell^-}$ dans les différents canaux. Les barres d'erreurs indiquent l'incertitude statistique liée aux événements de données.

6.2.2. b Mesure de l'asymétrie reconstruite corrigée des effets de sélection

On souhaite ensuite mesurer l'asymétrie au niveau partonique, *i.e.* l'asymétrie dans les distributions des leptons produits lors des collision avant détection. Pour ce faire on doit corriger le nombre d'événements obtenu après soustraction du bruit de fond $N_i^{\text{data}-\text{bdf}}$ par l'efficacité de sélection dans chaque intervalle angulaire i . Cette correction est définie et estimée à l'aide d'événements simulés $t\bar{t}$ dans chaque intervalle comme :

$$\epsilon_i = \frac{N_{i,\text{partonique}}^{MC,t\bar{t}}}{N_{i,\text{sel.}}^{MC,t\bar{t}}} \quad (6.8)$$

où $N_{i,\text{partonique}}^{MC,t\bar{t}}$ est le nombre d'événement attendu dans l'intervalle i au niveau partonique sans sélection et $N_{i,\text{sel.}}^{MC,t\bar{t}}$ le nombre d'événements attendus dans l'intervalle i après reconstruction et sélection. Les figures 6.15-6.16 montrent les corrections $\epsilon_i(q \times \eta)$ et $\epsilon_i(\Delta\eta)$ pour les quatre canaux séparément.

6.2. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DES PAIRES DE LEPTONS

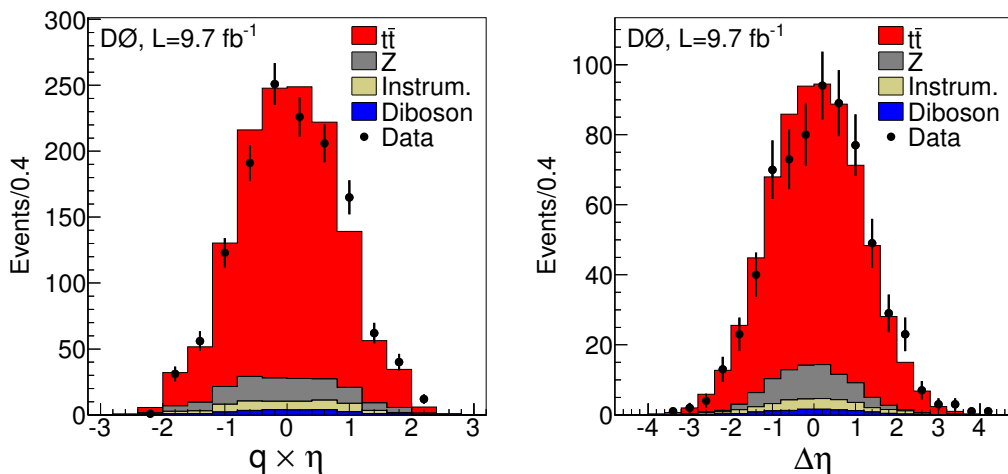


FIGURE 6.14 – Distributions reconstruites $q \times \eta$ (gauche) et $\Delta\eta = \eta_{\ell^+} - \eta_{\ell^-}$ (droite) pour la combinaison des canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$. Les barres d'erreurs indiquent l'incertitude statistique liée aux événements de données.

Le nombre d'événements corrigé de l'efficacité de sélection dans chaque intervalle s'exprime finalement par :

$$N_i^{corr} = \epsilon_i \times N_i^{data-bdf}. \quad (6.9)$$

Au regard des figures 6.15-6.16 et de l'expression ci-dessus, l'intérêt de limiter notre mesure à la région fiducielle prend tout son sens : plus la correction d'efficacité est grande et plus l'incertitude statistique sur le nombre d'événements corrigé sera grande. Autrement dit, les quelques événements isolés très loin du centre des distributions vont acquérir un poids important après la correction.

La correction décrite ci-dessus ne corrige que de l'efficacité de sélection dans chaque intervalle car la mesure des angles des leptons est précise à D0. Nous avons mesuré la résolution sur la mesure des angles des électrons et des muons à l'aide d'événements $t\bar{t}$ simulés. Pour les électrons et les muons, la résolution relative est meilleure que 1 %. La résolution absolue est environ 120 plus petite que la taille de l'intervalle choisi pour les distributions angulaires servant à la mesure de l'asymétrie. Les effets de reconstruction (de résolution) entraînant la migration d'événements d'un intervalle à un autre entre le niveau partonique et reconstruit sont donc négligeables. Les figures 6.17 et 6.18 montrent les distributions angulaires après soustraction du bruit de fond et après correction des effets de sélection pour les quatre canaux séparément. L'asymétrie mesurée après correction de l'efficacité de sélection est dite asymétrie "corrigée".

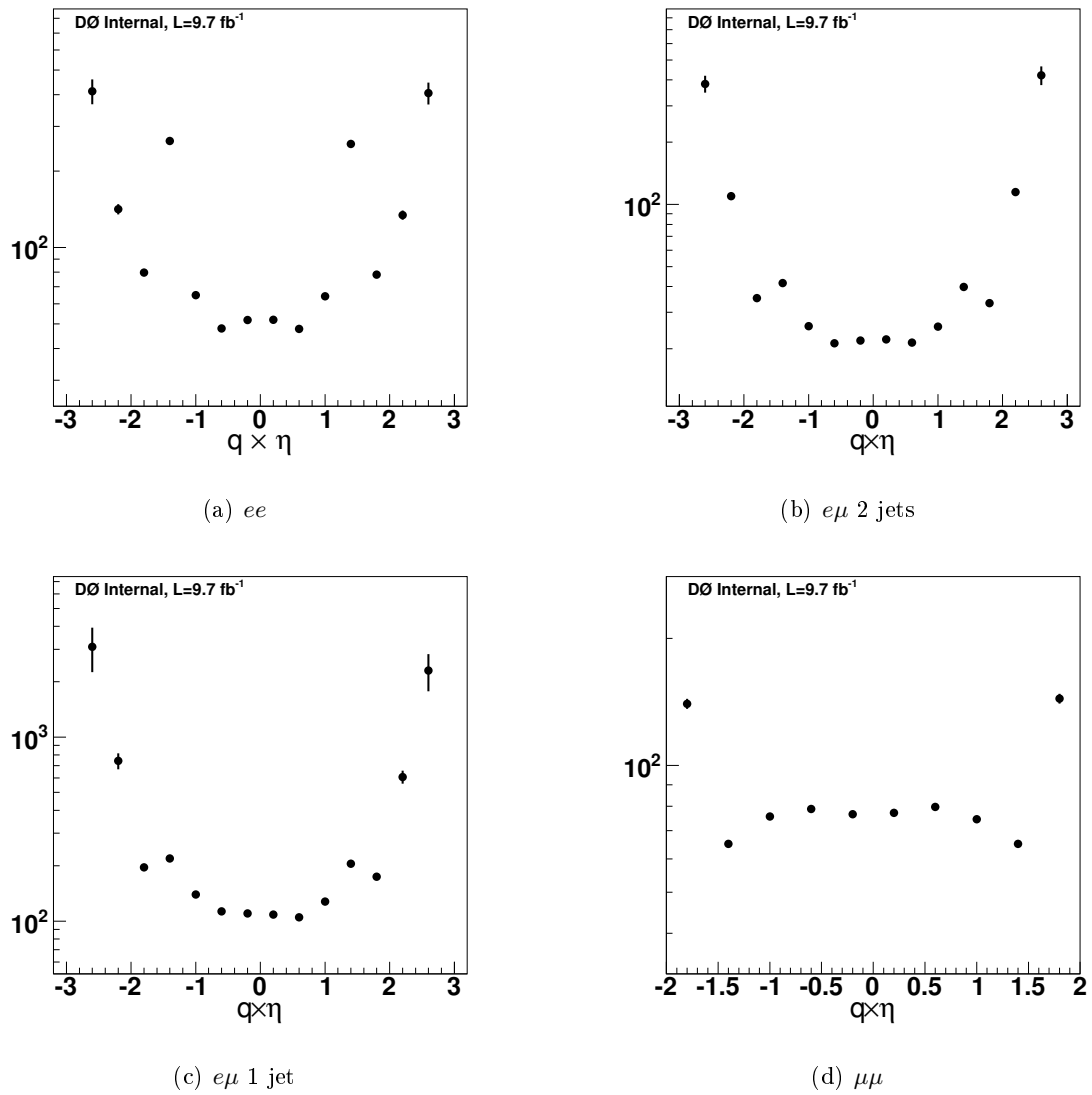


FIGURE 6.15 – Fonction de correction de l'efficacité de sélection $\epsilon(q \times \eta)$ définie par l'équation 6.8.

6.2. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DES PAIRES DE LEPTONS

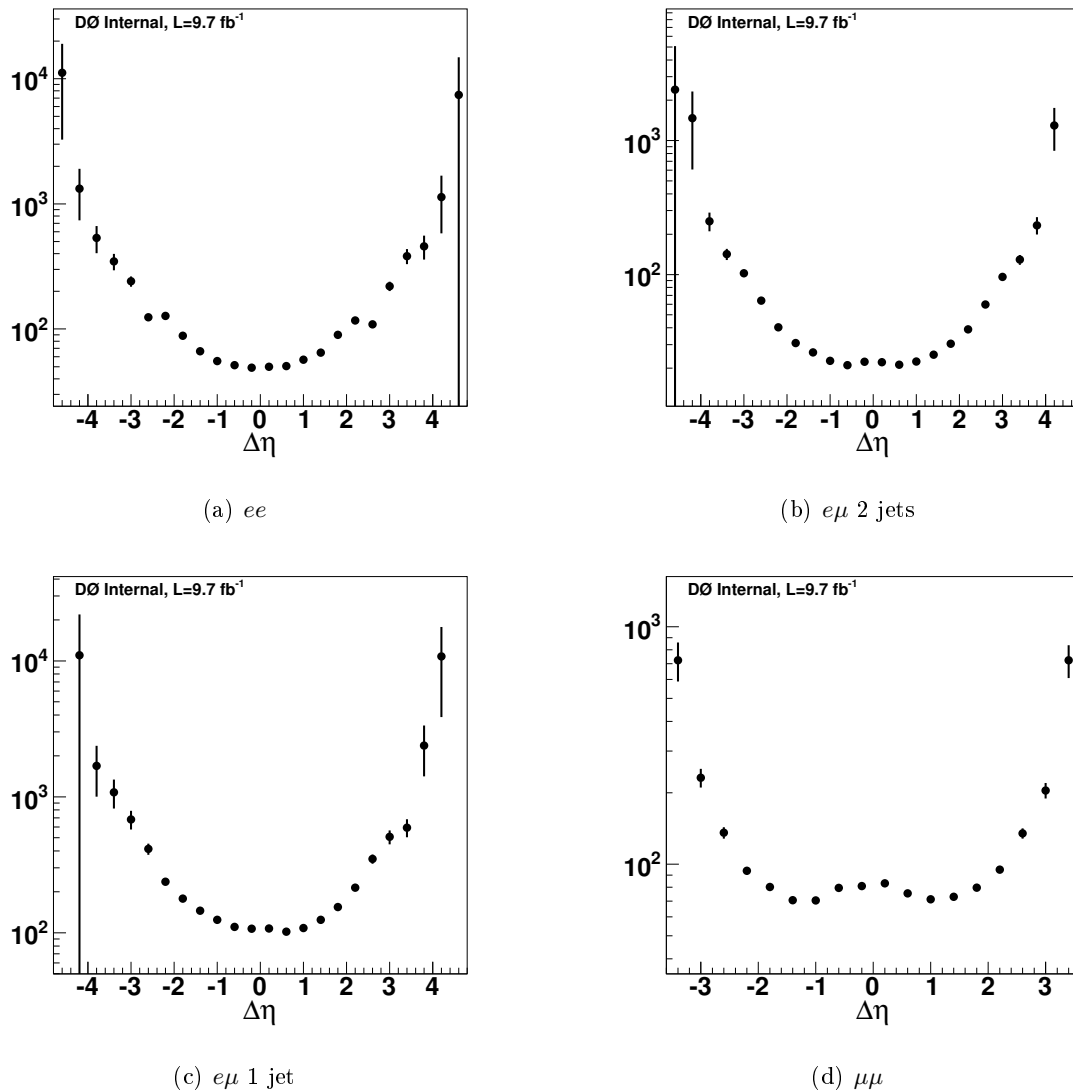


FIGURE 6.16 – Fonction de correction de l'efficacité de sélection $\epsilon(\Delta\eta)$ définie par l'équation 6.8.

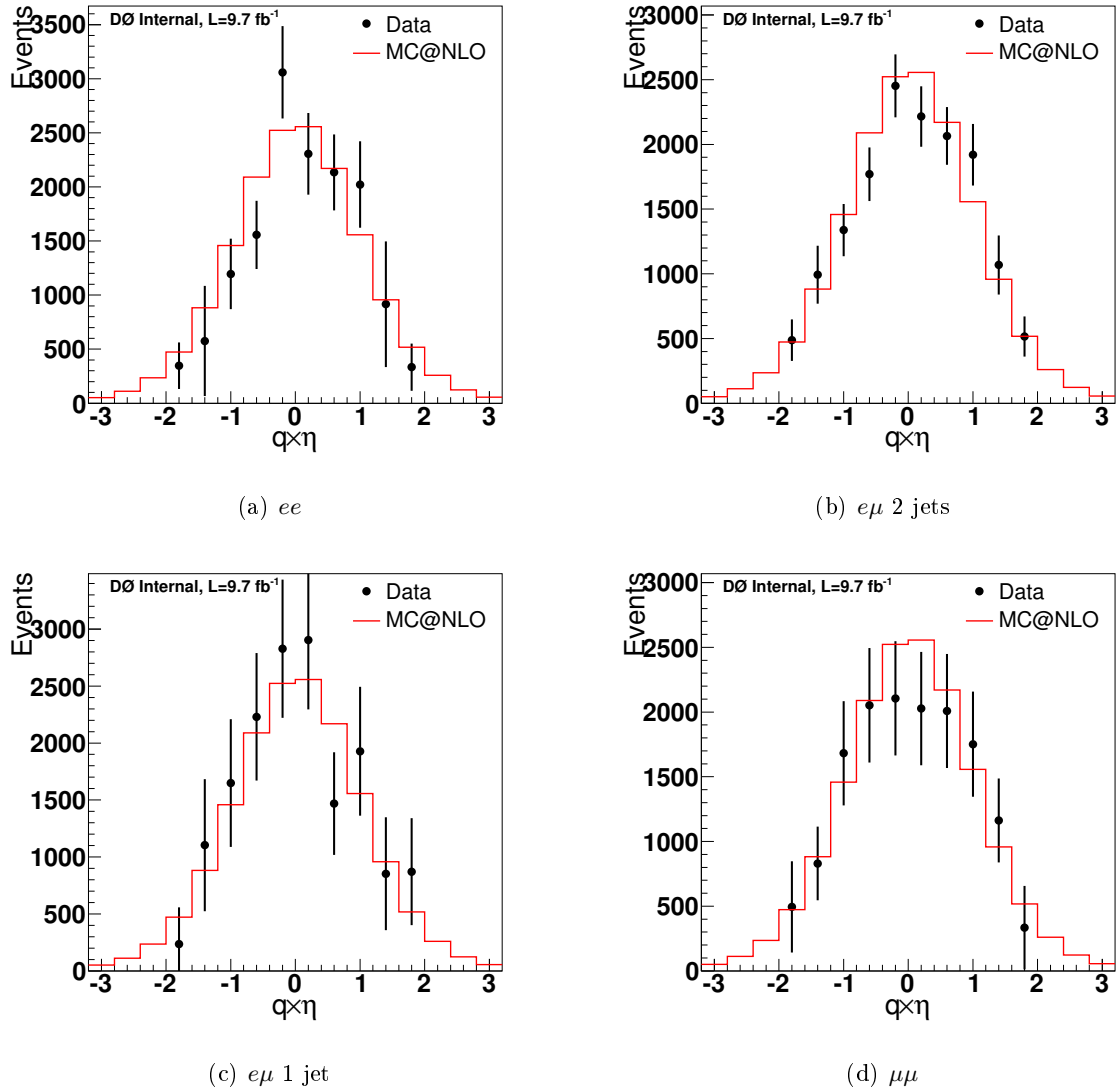


FIGURE 6.17 – Distribution reconstruite $q \times \eta$ des événements après soustraction du bruit de fond et correction de l'efficacité de sélection pour les différents canaux. Les barres d'erreurs indiquent l'incertitude statistique liée aux événements de données.

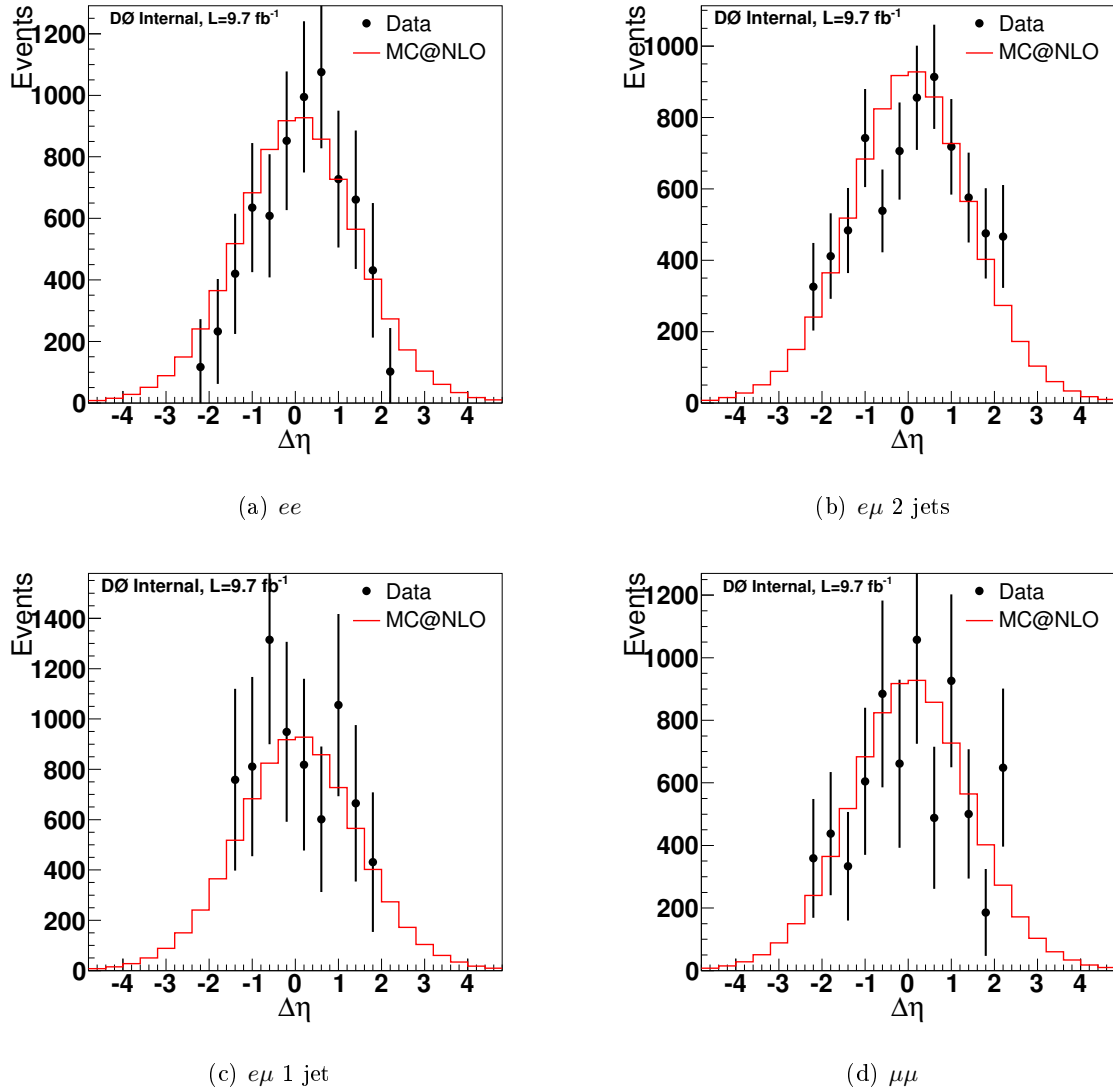


FIGURE 6.18 – Distribution reconstruite $\Delta\eta = \eta_{\ell^+} - \eta_{\ell^-}$ des événements après soustraction du bruit de fond et correction de l'efficacité de sélection pour les différents canaux. Les barres d'erreurs indiquent l'incertitude statistique liée aux événements de données.

6.2.2. c Mesure de l'asymétrie reconstruite corrigée de l'efficacité de sélection et extrapolée à toute l'acceptance

L'asymétrie mesurée dans le région fiducielle doit être étendue au-delà de l'acceptance géométrique du détecteur afin de pouvoir comparer nos mesures avec les prédictions théoriques. L'asymétrie "extrapolée" est obtenue avec l'expression suivante :

$$A^{extr} = A^{fiducielle} \times f_{extr}. \quad (6.10)$$

Le facteur d'extrapolation f_{extr} est calculée à l'aide des informations partoniques des événements $t\bar{t}$:

$$f_{extr} = \frac{A_{acceptance}^{part,MC t\bar{t}}}{A_{fiducielle}^{part,MC t\bar{t}}}, \quad (6.11)$$

où $A_{acceptance}^{part,MC t\bar{t}}$ est l'asymétrie mesurée au niveau partonique dans toute l'acceptance et $A_{fiducielle}^{part,MC t\bar{t}}$ est l'asymétrie mesurée au niveau partonique dans la région fiducielle. Cette extrapolation est réalisée avec le générateur MC@NLO et donc en supposant le modèle standard. Le facteur f_{extr} vaut 1,07 pour l'asymétrie A_{FB}^{ℓ} et 1,17 pour l'asymétrie $A^{\ell\ell}$.

Les tables 6.9-6.12 montrent les valeurs mesurées pour les asymétries présentées ci-dessus dans chaque canal : l'asymétrie mesurée dans les données (première ligne) et attendu dans le bruit de fond (deuxième ligne), l'asymétrie mesurée dans les données après soustraction du bruit de fond (troisième ligne) et l'asymétrie mesurée dans le signal $t\bar{t}$ (quatrième ligne), l'asymétrie mesurée dans les données après soustraction du bruit de fond et corrigée de l'efficacité de sélection (cinquième ligne) et enfin l'asymétrie précédente extrapolée à toute l'acceptance (sixième ligne).

Au vu des différentes tables, la procédure suivie pour la mesure est satisfaisante. En effet, les valeurs mesurées des asymétries après extrapolation à tout l'espace des phases sont en accord dans les incertitudes avec ce que l'on mesure dans les événements de données au niveau reconstruit. Nous n'observons pas de variations anormales dans les valeurs d'asymétrie étape après étape et il en est de même pour les incertitudes statistiques associées.

6.2. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DES PAIRES DE LEPTONS

	A_{FB}^ℓ		
Données	2.8	±	5.9
B.d.f	-5.5	±	1.9
Données - b.d.f.	4.5	±	7.1
Signal	1.8	±	0.4
Corrigée	6.8	±	8.5
Extrapolée	7.2	±	9.1

	$A^{\ell\ell}$		
Données	12.7	±	8.3
B.d.f	-4.1	±	2.7
Données - b.d.f.	16.0	±	10.0
Signal	2.4	±	0.5
Corrigée	16.4	±	10.4
Extrapolée	19.2	±	12.1

TABLE 6.9 – Asymétries mesurées et attendues dans le canal ee . L'erreur indiquée correspond à l'incertitude statistique. Les valeurs d'asymétrie sont en %.

	A_{FB}^ℓ		
Données	4.0	±	3.9
B.d.f	-0.6	±	2.1
Données - b.d.f.	4.5	±	4.4
Signal	1.7	±	0.2
Corrigée	5.0	±	4.6
Extrapolée	5.4	±	4.9

	$A^{\ell\ell}$		
Données	9.9	±	5.5
B.d.f	-6.0	±	3.0
Données - b.d.f.	11.7	±	6.2
Signal	3.1	±	0.3
Corrigée	11.1	±	6.3
Extrapolée	12.9	±	7.3

TABLE 6.10 – Asymétries mesurées et attendues dans le canal $e\mu$ 2 jets. L'erreur indiquée correspond à l'incertitude statistique. Les valeurs d'asymétrie sont en %.

	A_{FB}^ℓ		
Données	0.0	±	8.1
B.d.f	-2.3	±	3.2
Données - b.d.f.	0.5	±	9.9
Signal	4.4	±	0.5
Corrigée	-0.1	±	10.4
Extrapolée	-0.1	±	11.1

	$A^{\ell\ell}$		
Données	-1.3	±	11.8
B.d.f	-2.7	±	4.5
Données - b.d.f.	-1.0	±	14.5
Signal	6.7	±	0.7
Corrigée	-2.1	±	15.7
Extrapolée	-2.4	±	18.3

TABLE 6.11 – Asymétries mesurées et attendues dans le canal $e\mu$ 1 jet. L'erreur indiquée correspond à l'incertitude statistique. Les valeurs d'asymétrie sont en %.

	A_{FB}^ℓ		
Données	0.9	±	6.7
B.d.f	-1.0	±	2.2
Données - b.d.f.	1.3	±	8.3
Signal	1.8	±	0.4
Corrigée	0.8	±	8.5
Extrapolée	0.9	±	9.1

	$A^{\ell\ell}$		
Données	5.5	±	9.5
B.d.f	-1.9	±	3.1
Données - b.d.f.	7.1	±	11.7
Signal	2.7	±	0.6
Corrigée	7.4	±	11.7
Extrapolée	8.7	±	13.6

TABLE 6.12 – Asymétries mesurées et attendues dans le canal $\mu\mu$. L'erreur indiquée correspond à l'incertitude statistique. Les valeurs d'asymétrie sont en %.

6.2.3 Incertitudes systématiques

Nous allons présenter ici les différentes sources d'erreurs systématiques qui ont un impact sur la mesure de l'asymétrie. Celles-ci affectent à la fois les événements de bruit de fond et de signal (*i.e.* la fonction de correction ϵ_i). Les incertitudes systématiques sont estimées pour les asymétries corrigée et extrapolée. Le facteur d'extrapolation f_{extr} relie les deux incertitudes :

$$\sigma_{syst}^{extr} = f_{extr} \times \sigma_{syst}^{corr}, \quad (6.12)$$

où σ_{syst}^{extr} est l'incertitude systématique liée à l'asymétrie extrapolée et σ_{syst}^{corr} l'incertitude systématique liée à l'asymétrie corrigée. La seule exception concerne la systématique liée au modèle d'hadronisation (voir ci-dessous) qui utilise un générateur différent pour la fonction de correction et donc un facteur d'extrapolation différent. Nous n'avons pas estimé d'incertitude systématique sur le facteur d'extrapolation car celle-ci est attendue négligeable du fait que ce facteur est défini comme le rapport de deux valeurs de la même asymétrie dans des espaces des phases légèrement différents (la contribution dominante à l'asymétrie est commune au numérateur et au dénominateur).

Identification des leptons. Comme nous l'avons vu précédemment, la distribution de la pseudorapidité η des électrons dans les événements de données n'est pas bien reproduite par la simulation au niveau inclusif. Une pondération est donc appliquée aux événements simulés au niveau inclusif (voir section 6.2.1. a). Dans le canal ee la différence entre l'asymétrie mesurée avec et sans pondération est prise comme valeur de l'incertitude systématique. La distribution de la pseudorapidité des muons dans les événements de données est reproduite de manière satisfaisante par la simulation. Afin d'être cohérent entre tous les canaux nous avons tout de même estimé une incertitude dans les canaux muoniques de la même façon que pour la canal ee .

Dans les canaux ee et $e\mu$ on applique la pondération sur les électrons lors de la mesure nominale. Dans les canaux $e\mu$ et $\mu\mu$ on n'applique pas de pondération sur les muons lors de mesure nominale de l'asymétrie mais on l'applique pour l'estimation de l'incertitude systématique.

Jets. Différents facteurs de correction liés aux jets sont appliqués aux événements simulés afin de reproduire les données. Ces corrections concernent : la confirmation de vertex, l'identification des jets issus de quarks b (dont l'incertitude liée à l'identification des jets *taggable*, voir section 5.2.3. e), l'efficacité d'identification des jets, la correction en énergie des jets, la résolution sur l'énergie des jets. Pour chaque correction la valeur du facteur correctif est variée de plus et moins l'incertitude (1 déviation standard) et l'asymétrie est recalculée. La plus grande différence entre la variation positive et négative et la valeur nominale de l'asymétrie est prise comme valeur de l'incertitude systématique.

Déclenchement. L'efficacité du système de déclenchement est estimée directement dans les données. La différence de l'asymétrie mesurée dans le cas nominal, où l'un ou l'autre des leptons peut satisfaire le terme de déclenchement et le cas où seul un lepton de l'événement satisfait le terme de déclenchement sur les leptons, sert d'estimation de l'incertitude systématique.

6.2. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DES PAIRES DE LEPTONS

Identification de la charge des leptons. La charge des leptons peut être faussement reconstruite. On estime dans les données le taux de mauvaise identification de la charge des électrons avec des événements $Z \rightarrow ee$ dont la masse invariante des deux électrons est proche de la masse du boson Z ($M_Z = 91,1876 \pm 0,0021$ GeV [16]). Ce taux est estimé comme le rapport du nombre d'événements où les deux leptons sont de même signe et le nombre d'événements où les deux leptons sont de signes opposés. On fait de même dans les événements simulés. Cette estimation est faite séparément pour des événements où les deux électrons se situent dans le CC (CC-CC) et dont l'un se situe dans le CC et l'autre le EC (CC-EC). La table 6.13 montre que la simulation sous-estime le taux de mauvaise identification. On applique en conséquence une pondération aux événements simulés correspondant au rapport entre le taux estimé dans les données et dans la simulation. On mesure à nouveau l'asymétrie avec les événements simulés pondérés afin d'estimer l'incertitude systématique sur l'identification de la charge des leptons.

emvPoint 0.5	Données	MC	emvPoint 2	Données	MC
CC-EC	7.80 %	4.84 %	CC-EC	5.13 %	3.27 %
CC-CC	1.28 %	0.61 %	CC-CC	0.62 %	0.28 %

TABLE 6.13 – Taux de mauvaise identification de la charge pour des électrons dans les données et la simulation. Il est estimé séparément pour les paires d'électrons CC-CC et CC-EC et pour deux critères de qualités d'électrons.

Le taux de mauvaise identification de la charge des muons à D0 a été estimée inférieure à 0,5 %. Nous avons reproduit cette valeur de 0,5 % en comparant le nombre d'événements $t\bar{t}$ dans le canal $\mu\mu$ avec et sans sélection sur la charge des muons. L'incertitude systématique sur l'identification de la charge des muons est estimée en construisant la fonction de correction à l'aide des événements $t\bar{t} \mu\mu$ auxquels on n'applique pas la sélection sur la charge.

Normalisation du bruit de fond. L'incertitude sur le nombre d'événements attendus de bruit de fond doit être prise en compte. Elle est estimée en faisant varier les facteurs de correction suivants de leurs incertitudes respectives : l'identification des leptons, l'identification des jets, la résolution en énergie des jets, l'identification des jets issus de quarks b , l'identification du vertex primaire et la luminosité intégrée. L'incertitude obtenue sur le nombre d'événements de bruit de fond attendus est présentée dans la table 6.14. On estime l'incertitude sur la mesure de l'asymétrie en faisant varier le nombre d'événements de bruit de fond dans les incertitudes que l'on vient d'estimer.

Distribution angulaire du bruit de fond instrumental. On estime l'incertitude systématique liée à la forme de la distribution angulaire du bruit de fond instrumental. Le nombre d'événements de bruit de fond instrumental est augmenté (diminué) de son incertitude statistique dans la partie droite $q \times \eta > 0$, $\Delta\eta > 0$ (gauche $q \times \eta < 0$, $\Delta\eta < 0$) des distributions angulaires. La distribution est ensuite renormalisée au nombre d'événements attendus afin de modifier seulement la forme de cette distribution. La différence entre la mesure dans le cas nominal et celle avec la distribution modifiée est prise comme incertitude systématique.

Asymétrie du bruit de fond Z . Nous avons vu que l'asymétrie du bruit de fond Z n'est pas bien reproduite par ALPGEN au niveau inclusif. Malgré une pondération appliquée aux

Canal	$Z \rightarrow \ell\ell$	Dibosons	B.d.f instrumental
$e\mu$	10%	20%	15%
ee	15%	20%	7%
$\mu\mu$	10%	20%	50%

TABLE 6.14 – Incertitude sur le nombre d'événements de bruit de fond attendu.

événements au niveau inclusif des différences entre données et simulation demeurent après la sélection sur le nombre de jets. Une incertitude systématique liée à l'asymétrie du boson Z a donc été estimée. Pour ce faire, on sélectionne les événements avec au moins deux jets et on inverse le critère sur l'identification des jets issus de quarks b . Les échantillons obtenus sont dominés par des événements $Z \rightarrow \ell\ell$. On mesure dans ces échantillons la différence d'asymétrie dans les données et dans la simulation. Cette différence est ensuite utilisée pour faire varier l'asymétrie du bruit de fond Z lors de la mesure avec la sélection nominale. La différence entre les valeurs d'asymétrie est prise comme valeur de l'incertitude systématique.

Hadronisation et gerbe partoniques. Afin de prendre en compte les effets d'hadronisation, de formation des gerbes partoniques et des différences entre générateurs LO et NLO on construit une fonction de correction en utilisant ALPGEN+PYTHIA à la place de MC@NLO+HERWIG. La différence entre les mesures d'asymétrie avec la fonction de correction nominale et modifiée est prise comme incertitude systématique.

Statistique de la simulation $t\bar{t}$. Les incertitudes sur la fonction de correction et le facteur d'extrapolation, dues à la statistique limitée de la simulation $t\bar{t}$ MC@NLO sont propagées à la mesure de l'asymétrie et la différence avec la mesure nominale est prise comme incertitude systématique.

Les tables 6.15-6.16 présentent les valeurs des différentes incertitudes systématiques déterminées aux niveaux corrigé et extrapolé. Nos mesures sont largement dominées par l'incertitude statistique (voir section 6.2.4. a).

Nous avons également vérifié que la correction de l'efficacité de sélection et la procédure d'extrapolation à tout l'espace des phases n'étaient pas biaisées. Pour ce faire nous avons réalisé les corrections d'efficacité $\epsilon_i(q \times \eta)$ et $\epsilon_i(\Delta\eta)$ et l'extrapolation en utilisant les modèles d'axiglouons (voir section 6.1.4. c) à la place de MC@NLO. Les nouvelles valeurs d'asymétries obtenues sont compatibles avec celles obtenues en utilisant MC@NLO. Ceci nous permet d'affirmer que les mesures présentées ici sont peu affectées par le modèle théorique utilisé pour la correction d'efficacité et l'extrapolation à tout l'espace des phases.

6.2. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DES PAIRES DE LEPTONS

A_{FB}^ℓ								
Source	Corrigée				Extrapolée			
	ee	$e\mu$ 2 jets	$e\mu$ 1 jet	$\mu\mu$	ee	$e\mu$ 2 jets	$e\mu$ 1 jet	$\mu\mu$
Vertex confirmation	0,04	0,00	0,01	0,03	0,04	0,00	0,01	0,03
B-tagging	0,07	0,03	0,08	0,07	0,07	0,03	0,09	0,08
Taggability	0,11	0,10	0,03	0,12	0,12	0,11	0,03	0,13
Jet ID efficiency	0,00	0,03	0,10	0,16	0,00	0,03	0,11	0,17
Jet energy scale	0,08	0,12	0,15	0,28	0,08	0,12	0,16	0,30
Jet resolution	0,12	0,12	0,23	0,26	0,12	0,13	0,25	0,28
JES flavor correction	0,07	0,11	0,11	0,22	0,07	0,11	0,12	0,24
Trigger	0,17	0,30	0,35	0,74	0,19	0,32	0,37	0,79
Lepton ID	0,42	0,09	0,08	0,09	0,45	0,09	0,09	0,10
Bkg normalization	0,37	0,08	0,18	0,03	0,40	0,08	0,19	0,03
Z bkg asymmetry	0,57	0,32	1,02	0,27	0,61	0,34	1,09	0,29
Charge mis-id	0,02	0,23	1,31	0,02	0,02	0,23	1,31	0,03
Fake event shape	0,71	0,66	0,91	0,00	0,76	0,70	0,97	0,00
Hadronization	0,55	0,33	1,44	0,92	0,68	0,43	1,56	0,98
MC statistics	0,42	0,26	0,53	0,41	0,50	0,32	0,57	0,44
Total	1,30	0,96	2,49	1,37	1,45	1,04	2,63	1,47

TABLE 6.15 – Incertitudes systématiques pour l'asymétrie A_{FB}^ℓ aux niveaux corrigé et extrapolée dans les quatre canaux.

CHAPITRE 6. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE DANS D0

$A^{\ell\ell}$								
Source	Corrigée				Extrapolée			
	ee	$e\mu$ 2 jets	$e\mu$ 1 jet	$\mu\mu$	ee	$e\mu$ 2 jets	$e\mu$ 1 jet	$\mu\mu$
Vertex confirmation	0.05	0.02	0.01	0.00	0.05	0.02	0.01	0.00
B-tagging	0.02	0.06	0.17	0.25	0.03	0.07	0.19	0.29
Taggability	0.34	0.17	0.03	0.01	0.40	0.20	0.04	0.01
Jet ID efficiency	0.03	0.18	0.14	0.35	0.04	0.21	0.16	0.40
Jet energy scale	0.18	0.20	0.85	0.59	0.21	0.23	0.99	0.69
Jet resolution	0.53	0.14	0.80	0.03	0.62	0.17	0.94	0.04
JES flavor correction	0.12	0.12	0.11	0.46	0.13	0.14	0.12	0.54
Trigger	0.46	0.13	0.06	0.53	0.54	0.15	0.07	0.62
Lepton ID	0.00	0.01	0.04	0.02	0.00	0.01	0.05	0.02
Bkg normalization	0.59	0.22	0.14	0.22	0.68	0.25	0.16	0.26
Z bkg asymmetry	0.22	0.33	1.11	0.40	0.26	0.38	1.30	0.46
Charge mis-id	0.00	0.00	0.01	0.03	0.00	0.00	0.01	0.04
Fake event shape	1.00	0.97	1.47	0.00	1.16	1.14	1.71	0.00
Hadronization	0.52	0.47	2.45	0.67	1.23	0.91	2.88	0.94
MC statistics	0.41	0.37	0.77	0.49	0.82	0.62	0.91	0.65
Total	1.58	1.27	3.38	1.39	2.23	1.71	3.96	1.73

TABLE 6.16 – Incertitudes systématiques pour l'asymétrie $A^{\ell\ell}$ aux niveaux corrigé et extrapolée dans les quatre canaux.

6.2.4 Résultats et discussion

6.2.4. a Résultats

Les asymétries corrigées mesurées dans les quatre canaux sont combinées en prenant en compte les corrélations entre leurs incertitudes systématiques à l'aide de la méthode BLUE [17, 18]. Nous avons considérés que les incertitudes systématiques étaient 100 % corrélées entre les canaux. Les asymétries combinées au niveau corrigé valent :

$$A_{\text{FB}}^{\ell} (|\eta| < 2,0 \text{ et } |\Delta\eta| < 2,4) = 4,1 \pm 3,5 \text{ (stat)} \pm 1,0 \text{ (syst)\%,} \quad (6.13)$$

$$A^{\ell\ell} (|\eta| < 2,0 \text{ et } |\Delta\eta| < 2,4) = 10,5 \pm 4,7 \text{ (stat)} \pm 1,1 \text{ (syst)\%.} \quad (6.14)$$

Les combinaisons ont également été réalisées en ne considérant que les incertitudes statistiques et n'ont pas montrés de différence pour les valeurs centrales et les incertitudes statistiques combinées. La figure 6.19 montre les distributions angulaires $q \times \eta$ et $\Delta\eta$ pour les quatre canaux combinés en prenant seulement en compte l'incertitude statistique. Les distributions représentent les sections efficaces différentielles de production $t\bar{t}$ en fonction de $q \times \eta$ et $\Delta\eta$.

Nous nous sommes également intéressés à la mesure des asymétries A_{FB}^{ℓ} et $A^{\ell\ell}$ en fonction de $|q \times \eta|$ et $|\Delta\eta|$ respectivement, comme on peut le voir sur la figure 6.20. Les mesures sont comparées aux prédictions de MC@NLO et à deux modèles d'axigluons. La grande incertitude statistique sur cette mesure ne nous permet pas d'établir des contraintes pertinentes sur les différents modèles d'axigluons. L'accord entre la mesure et les prédictions de MC@NLO est bon.

Les asymétries extrapolées mesurées dans les quatre canaux sont également combinées avec la méthode BLUE :

$$A_{\text{FB}}^{\ell} = 4,4 \pm 3,7 \text{ (stat)} \pm 1,1 \text{ (syst)\%,} \quad (6.15)$$

$$A^{\ell\ell} = 12,3 \pm 5,4 \text{ (stat)} \pm 1,5 \text{ (syst)\%.} \quad (6.16)$$

Les asymétries combinées aux niveaux corrigé et extrapolé sont en bon accord avec les prédictions du modèle standard. Les différentes valeurs sont résumées dans la table 8.11.

	Corrigée	Extrapolée	modèle standard
A_{FB}^{ℓ}	$4.1 \pm 3.5 \pm 1.0$	$4.4 \pm 3.7 \pm 1.1$	3.8 ± 0.3
$A^{\ell\ell}$	$10.5 \pm 4.7 \pm 1.1$	$12.3 \pm 5.4 \pm 1.5$	4.8 ± 0.4

TABLE 6.17 – Asymétries mesurées corrigées et extrapolées pour tous les canaux combinés. Les valeurs extrapolées peuvent être comparées aux prédictions faites dans le cadre du modèle standard (qui incluent ici les corrections électrofaibles). La première incertitude sur les mesures correspond à l'incertitude statistique et la seconde à l'incertitude systématique. L'incertitude sur la prédiction [7] est due à la variation de l'échelle de renormalisation et de factorisation qui sont prises comme égale à $\mu = m_t/2, m_t, 2m_t$. Toutes les valeurs sont en %.

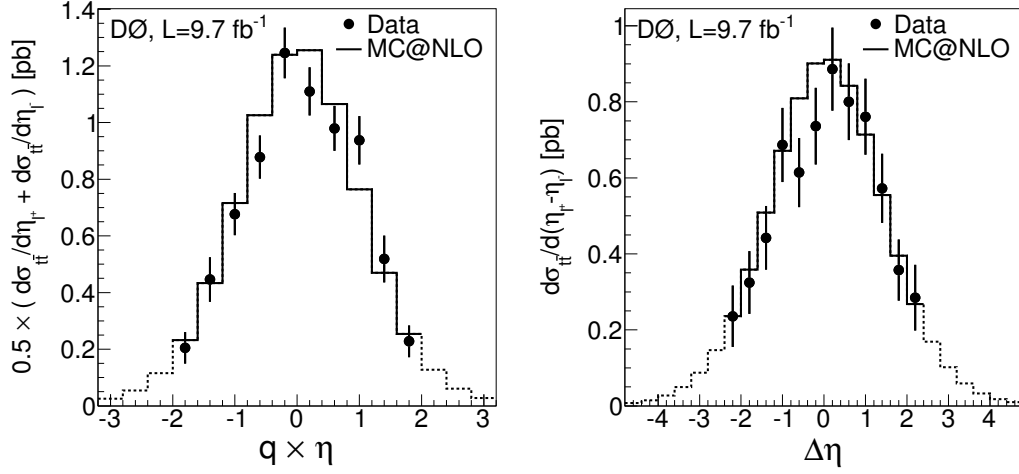


FIGURE 6.19 – Section efficace différentielle de production $t\bar{t}$ en fonction de $q \times \eta$ (gauche) et $\Delta\eta = \eta_{\ell^+} - \eta_{\ell^-}$ (droite) pour la combinaison des canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ après soustraction du bruit de fond et correction de l'efficacité de sélection au sein de la région fiducielle. Les barres d'erreurs indiquent l'incertitude statistique liée aux événements de données.

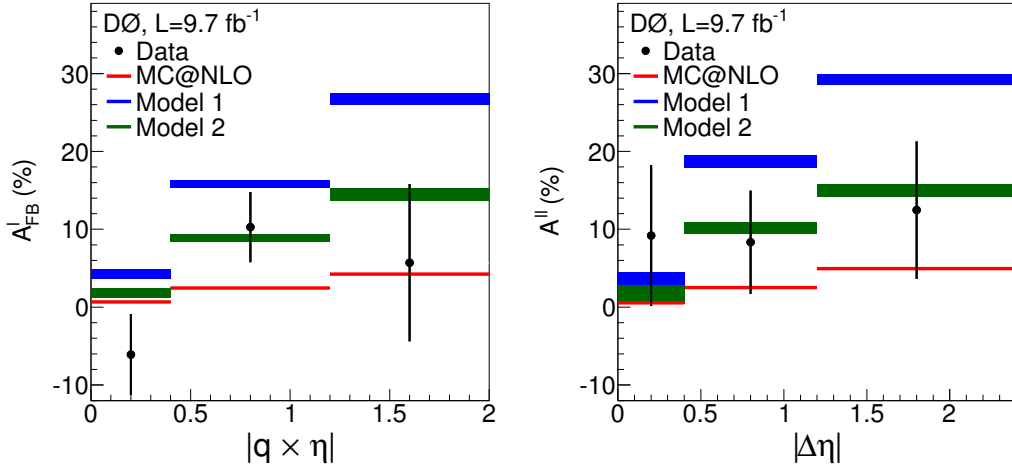


FIGURE 6.20 – A_{FB}^{ℓ} en fonction de $|q \times \eta|$ (gauche) et $A^{\ell\ell}$ en fonction de $|\Delta\eta| = |\eta_{\ell^+} - \eta_{\ell^-}|$ (droite) pour la combinaison des canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ après soustraction du bruit de fond et correction de l'efficacité de sélection au sein de la région fiducielle. Les barres d'erreurs indiquent l'incertitude statistique liée aux événements de données. Toutes les valeurs sont en %.

6.2.4. b Corrélation entre A_{FB}^{ℓ} et $A^{\ell\ell}$

Dans le canal dileptonique, il est possible de mesurer simultanément A_{FB}^{ℓ} et $A^{\ell\ell}$ et donc d'étudier les corrélations qui existent entre ces deux observables. On s'attend à ce que ces deux asymétries soient fortement corrélées car construites avec les mêmes leptons qui sont dynamiquement liés dans chaque événement.

La relation attendue dans le cas où la distribution angulaire des deux leptons est donnée par $(1 + \alpha \cdot \cos\theta_1)(1 - \alpha \cdot \cos\theta_2)$ est $A_{\text{FB}}^{\ell} = 3/4 A^{\ell\ell}$ où α est une constante qui fixe la valeur

6.2. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DES PAIRES DE LEPTONS

de A_{FB}^ℓ [19] et $\theta_{1(2)}$ est l'angle entre la direction de vol du lepton 1 (2) et du quark top (antitop) dans le référentiel du centre de masse $t\bar{t}$. Le rapport $A_{\text{FB}}^\ell/A^{\ell\ell}$ permet de sonder les moments supérieurs dans la distribution angulaire dileptonique.

Nous avons étudiés la corrélation entre les asymétries A_{FB}^ℓ et $A^{\ell\ell}$ en deux étapes décrites ci-dessous.

Effet de la corrélation des leptons sur $A^{\ell\ell}$. Dans un premier temps nous avons déterminé l'impact de la corrélation statistique des leptons sur l'asymétrie $A^{\ell\ell}$. Pour ce faire nous avons généré aléatoirement des paires $(\eta_{\ell^+}, \eta_{\ell^-})$ à partir de la distribution $q \times \eta$ dans la simulation au niveau partonique et calculé $\Delta\eta = \eta_{\ell^+} - \eta_{\ell^-}$. Avec cette technique, il n'y a aucune corrélation directe entre la pseudorapidité des deux leptons. Dix mille paires sont générées afin de construire une distribution de $\Delta\eta$ avec laquelle on peut mesurer $A^{\ell\ell}$. Cette procédure a été réalisée avec trois échantillons différents de signal : MC@NLO, MC@NLO avec corrélation de spin entre le top et l'antitop et MADGRAPH avec le modèle 1 d'axigluon. On observe dans la table 6.18 que les valeurs mesurées pour $A^{\ell\ell}$ sont très proches lorsque les leptons sont corrélés (simulation standard) ou dans le cas contraire (procédure ci-dessus). L'asymétrie $A^{\ell\ell}$ est donc peu sensible aux effets de corrélations des leptons pour différents modèles simulés. Nous allons donc nous baser sur la méthode ci-dessus afin d'étudier la corrélation entre les asymétries A_{FB}^ℓ et $A^{\ell\ell}$.

$A^{\ell\ell}$ (%)	MC@NLO	MC@NLO avec corrélation de spin	Modèle 1
MC nominal	3.0 ± 0.3	2.3 ± 0.2	21.6 ± 0.6
Sans corrélation (ℓ^+, ℓ^-)	2.9	2.5	20.4

TABLE 6.18 – Valeurs de $A^{\ell\ell}$ prédites et obtenues grâce à des ensembles de pseudo-données pour trois échantillons $t\bar{t}$.

Estimation de la corrélation entre A_{FB}^ℓ et $A^{\ell\ell}$. Afin de pouvoir faire une mesure du rapport entre A_{FB}^ℓ et $A^{\ell\ell}$ nous avons estimé la corrélation entre ces deux asymétries. En utilisant un ensemble de pseudo-données, on applique la méthode suivante :

- On utilise la distribution de $q \times \eta$ corrigée et combinée pour tous les canaux (voir figure 6.19) ;
- Pour chaque intervalle de cette distribution dite initiale on génère un nombre d'événements de manière aléatoire à l'aide d'une fonction gaussienne afin d'obtenir une nouvelle distribution de $q \times \eta$. La valeur moyenne de la gaussienne dans un intervalle donné est le nombre d'événements présent dans l'intervalle de la distribution initiale et la largeur est l'incertitude statistique sur ce nombre d'entrée ;
- On génère aléatoirement 10000 paires $(\eta_{\ell^+}, \eta_{\ell^-})$ pour chaque nouvelle distribution de $q \times \eta$ générée. On calcule A_{FB}^ℓ et $A^{\ell\ell}$ à partir des distributions de $q \times \eta$ et $\Delta\eta$ provenant des paires générées.

On répète cette procédure 50000 fois afin de construire la distribution de A_{FB}^ℓ en fonction de $A^{\ell\ell}$. Le résultat de cette procédure est présentée sur la figure 6.21. Il montre une corrélation statistique significative entre les asymétries A_{FB}^ℓ et $A^{\ell\ell}$. On extrait de la figure 6.21 un facteur de corrélation égal à $\rho = 0,82$.

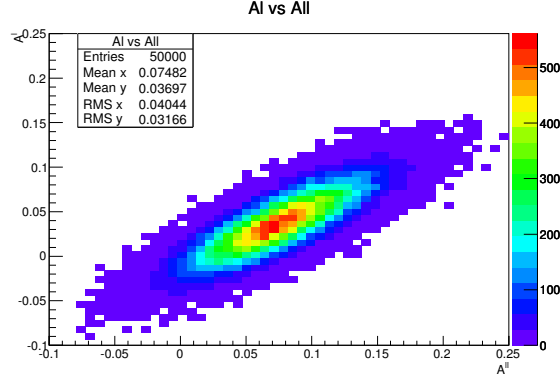


FIGURE 6.21 – Distributions en deux dimensions A_{FB}^ℓ versus $A^{\ell\ell}$ pour la détermination du facteur de corrélation ρ .

On peut maintenant tracer dans le plan $(A^{\ell\ell}, A_{\text{FB}}^\ell)$ les ellipses correspondant à 1, 2 et 3 déviations standard (σ) à l'aide de la formule :

$$\frac{(x - A^{\ell\ell})^2}{\Delta A^{\ell\ell 2}} + \frac{(y - A_{\text{FB}}^\ell)^2}{\Delta A_{\text{FB}}^{\ell 2}} + \frac{2\rho(x - A^{\ell\ell})(y - A_{\text{FB}}^\ell)}{\Delta A^{\ell\ell} \Delta A_{\text{FB}}^\ell} = (1 - \rho^2)\Delta\chi^2, \quad (6.17)$$

où (x, y) sont les coordonnées d'un point de l'ellipse, $\Delta A_{\text{FB}}^\ell$ et $\Delta A^{\ell\ell}$ les incertitudes totales sur A_{FB}^ℓ et $A^{\ell\ell}$ respectivement et $\Delta\chi^2$ la probabilité en deux dimensions égale à 2,3 (1σ), 6,18 (2σ) et 11,83 (3σ). La figure 6.22 montre les mesures en deux dimensions de A_{FB}^ℓ et $A^{\ell\ell}$ avec les contours à 1, 2 et 3 σ et les prédictions faites par MC@NLO, les deux modèles d'axiguons et celles dans le cadre du modèle standard. L'accord entre les mesures et les prédictions est correct. Le rapport $A_{\text{FB}}^\ell/A^{\ell\ell}$ mesuré dans les données vaut $0,36 \pm 0,20$. On peut noter que l'incertitude sur ce rapport est relativement petite du fait que les deux mesures sont corrélées (voir équation 6.18). Cette incertitude est calculée en prenant en compte la corrélation ρ entre A_{FB}^ℓ et $A^{\ell\ell}$ telle que :

$$\Delta(A_{\text{FB}}^\ell/A^{\ell\ell}) = \sqrt{\left(\frac{1}{A^{\ell\ell}}\right)^2 \Delta A_{\text{FB}}^{\ell 2} + \left(\frac{A_{\text{FB}}^\ell}{-A^{\ell\ell 2}}\right)^2 \Delta A^{\ell\ell 2} - 2\rho \frac{A_{\text{FB}}^\ell}{A^{\ell\ell 3}} \Delta A_{\text{FB}}^\ell \Delta A^{\ell\ell}}. \quad (6.18)$$

La prédiction faite dans le cadre du modèle standard est $0,79 \pm 0,10$. L'incertitude est calculée seulement à partir des incertitudes sur A_{FB}^ℓ et $A^{\ell\ell}$. Le facteur de corrélation théorique entre ces deux asymétries n'est pas connu. L'accord entre la mesure et la prédiction est de l'ordre de 2 σ .

6.2.4. c Comparaison avec la mesure précédente réalisée à D0.

Les résultats des asymétries A_{FB}^ℓ et $A^{\ell\ell}$ peuvent être comparés avec les mesures précédentes réalisées à D0 avec $5,4 \text{ fb}^{-1}$ [20] :

$$A_{\text{FB}}^\ell(5.4 \text{ fb}^{-1}) = 5,8 \pm 5,1 \text{ (stat)} \pm 1,3 \text{ (syst)} \%, \quad (6.19)$$

$$A^{\ell\ell}(5.4 \text{ fb}^{-1}) = 5,3 \pm 7,9 \text{ (stat)} \pm 2,9 \text{ (syst)} \%. \quad (6.20)$$

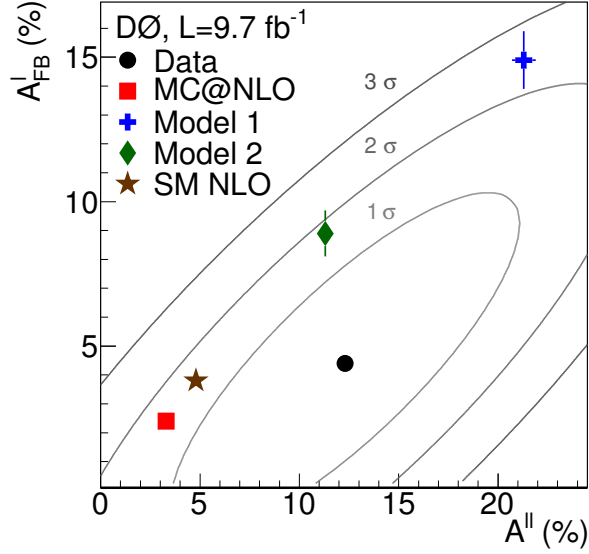


FIGURE 6.22 – Asymétrie extrapolée A_{FB}^{ℓ} versus $A^{\ell\ell}$ pour la combinaison des canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ dans les événements de données, la prédiction faite par MC@NLO, les prédictions des modèles d’axi-gluons et la prédiction faite dans le cadre du modèle standard. Les ellipses représentent l’incertitude totale sur la mesure à 1, 2 et 3 déviations standard. Toutes les valeurs sont en %.

Ces mesures ne peuvent être strictement comparées aux asymétries (corrigée ou extrapolée) présentées dans cette thèse car la correction des effets de sélection et de reconstruction avait été réalisée dans toute l’acceptance géométrique du détecteur sans extrapolation à tout l’espace des phases. Pour autant, et comme nous avons vu que les facteurs d’extrapolation sont relativement petits, on peut noter que les mesures de A_{FB}^{ℓ} sont en bon accord et que l’on observe une différence dans les mesures de $A^{\ell\ell}$. Nous avons étudié cette différence et vérifié que les deux mesures sont compatibles. Les principaux changements entre les deux analyses sont les suivants :

- identification des objets (par exemple la qualité des électrons) ;
- sélection des événements (avec notamment l’utilisation à présent de l’identification des jets issus de quarks b) ;
- la simulation (pour l’analyse $5,4 \text{ fb}^{-1}$ il n’y avait pas de simulation spécifique pour le Run IIb2) ;
- corrections apportées à la simulation.

Ces changements, et surtout les nouveaux critères de sélection des événements, ont permis d’obtenir un meilleur rapport signal sur bruit de fond (S/B) et de réduire significativement les incertitudes systématiques liées au bruit de fond.

6.3 Combinaison des mesures

6.3.1 Combinaison des mesures de D0

La mesure de l’asymétrie A_{FB}^{ℓ} a été réalisée dans le canal l +jets à D0 [21]. La combinaison de ce résultat avec celui du canal dilepton va permettre d’obtenir une mesure plus précise.

CHAPITRE 6. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE DANS D0

La mesure réalisée dans le canal l +jets est restreinte à la région angulaire $|\eta| < 1,5$ et vaut :

$$A_{\text{FB}}^{\ell} = 4,2 \pm 2,3 \text{ (stat)} \text{ }^{+1,7}_{-2,0} \text{ (syst) } \% . \quad (6.21)$$

Ce résultat n'est pas extrapolé à toute l'acceptance. La mesure que nous avons présenté dans le canal dileptonique est restreinte à la région $|\eta| < 2$ et ne peut donc être combinée en l'état avec le résultat l +jets. Afin de pouvoir combiner, nous avons refait la mesure dans le canal dileptonique en se restreignant à la région $|\eta| < 1,5$ et sans extrapoler à tout l'espace des phases. La restriction $|\Delta\eta| < 2,4$ est également levée. Le résultat obtenu est :

$$A_{\text{FB}}^{\ell} = 4,3 \pm 3,4 \text{ (stat)} \pm 1,0 \text{ (syst) } \% . \quad (6.22)$$

Il est en bon accord avec celui du canal l +jets et proche de celui présenté dans la section 6.13. Les événements situés entre $1,5 < |\eta| < 2$ contribuent faiblement à l'asymétrie. On remarque que l'incertitude statistique est à présent plus faible malgré le fait que le nombre d'événement est réduit. Cela s'explique par le fait que nous avons supprimé les événements à grand η qui acquièrent un poids important après la correction d'efficacité de sélection et donc augmente l'incertitude statistique de manière plus importante que les événements centraux. La combinaison a été réalisée en prenant en compte les corrélations entre les incertitudes systématiques à l'aide de la méthode BLUE. Les incertitudes systématiques ont été regroupées par catégorie (reconstruction des jets, modélisation du signal ...) et considérées comme totalement corrélées (*e.g.* incertitude sur l'identification des jets issus de quarks b) ou totalement non-corrélées (*e.g.* modélisation du bruit de fond). Le résultat de la combinaison est :

$$A_{\text{FB}}^{\ell} = 4,2 \pm 2,0 \text{ (stat)} \pm 1,4 \text{ (syst) } \% . \quad (6.23)$$

Le canal dileptonique possède un poids de 0,43 dans la combinaison et le canal l +jets un poids de 0,57. La combinaison réduit l'incertitude du résultat dans le canal l +jets de 20 %.

On souhaite à présent extrapoler ces résultats à tout l'espace des phases. Pour ce faire, et afin de profiter du maximum de couverture angulaire dans chaque canal, nous extrapolons tout d'abord les résultats dans chaque canal et combinons ensuite. Nous avons dans un premier temps extrapolé les mesures par le biais de la méthode utilisée dans la section 6.2.2. c où l'on fait l'hypothèse d'une dépendance linéaire de A_{FB}^{ℓ} en fonction de η . Le facteur d'extrapolation dans le canal l +jets est égal à 1,19. La valeur de l'asymétrie extrapolée combinée avec BLUE est :

$$A_{\text{FB}}^{\ell} = 4,7 \pm 2,3 \text{ (stat)} \pm 1,5 \text{ (syst) } \% . \quad (6.24)$$

Il n'existe pas de prescription générique pour réaliser l'extrapolation du résultat. Nous avons donc réalisé une nouvelle extrapolation de chaque mesure à l'aide d'une somme pondérée :

$$A_{\text{FB}}^{\ell}(\text{extrap.}) = \epsilon \times A_{\text{FB}}^{\ell} + (1 - \epsilon) \times A_{\text{FB}}^{\ell}(\text{pred.}), \quad (6.25)$$

où ϵ est la fraction d'événements dans l'acceptance géométrique du détecteur où la mesure est réalisée et $A_{\text{FB}}^{\ell}(\text{pred.})$ l'asymétrie prédite en dehors de l'acceptance. En utilisant les informations de MC@NLO, $\epsilon = 0,86$ et $A_{\text{FB}}^{\ell}(\text{pred.}) = 4,6$ % pour le canal dileptonique

et $\epsilon = 0,94$ et $A_{\text{FB}}^{\ell}(\text{pred.}) = 4,9 \%$ pour le canal ℓ +jets, on obtient une mesure extrapolée combinée de :

$$A_{\text{FB}}^{\ell} = 4,3 \pm 1,7 (\text{stat}) \pm 1,7 (\text{syst}) \%. \quad (6.26)$$

Les valeurs de (6.24) et (6.27) sont relativement proches. La méthode d'extrapolation ne semble pas dans notre cas décisive pour comparer l'expérience et la théorie. La méthode utilisant un facteur d'extrapolation à l'avantage de ne pas supposer l'asymétrie du modèle standard en dehors de l'acceptance, elle fixe seulement le rapport f_{extr} qui comme nous l'avons vu est peu biaisé. Cette méthode nécessite l'hypothèse d'une dépendance linéaire de l'asymétrie A_{FB}^{ℓ} en fonction de $q \times \eta$. La seconde méthode utilisant une somme pondérée suppose l'asymétrie du modèle standard en dehors de l'acceptance et ne peut donc extrapoler correctement une valeur quelconque d'asymétrie mesurée dans l'espace visible.

Le choix est fait d'extrapoler les résultats comme en (6.24) et d'assigner la différence entre (6.24) et (6.27) comme la valeur de l'incertitude systématique liée à la procédure d'extrapolation. Le résultat final :

$$A_{\text{FB}}^{\ell} = 4,7 \pm 2,3 (\text{stat}) \pm 1,6 (\text{syst}) \%, \quad (6.27)$$

est en bon accord avec la prédiction de $3,8 \pm 0,3 \%$. Les détails sur la combinaison sont disponibles dans [3]. Cette combinaison a été publiée dans [21].

6.3.2 Vers une combinaison des mesures de CDF et D0.

La mesure des asymétries A_{FB}^{ℓ} et $A^{\ell\ell}$ a également été réalisée par la collaboration CDF dans les canaux dileptonique [22] et ℓ +jets [23] (voir table 6.19 pour un résumé des valeurs de CDF et D0). L'ensemble des mesures de CDF et D0 sont en accord. La combinaison des résultats de CDF et D0 va écrire l'héritage du Tevatron à propos des asymétries leptoniques.

La collaboration CDF a suivi une approche différente pour l'extrapolation à tout l'espace des phases. Leur approche utilise un ajustement des distributions $A_{\text{FB}}^{\ell} = f(|q \times \eta|)$ et $A^{\ell\ell} = f(|\Delta\eta|)$. Il a été montré [23] comme le présente la figure 6.23, qu'une fonction de la forme $\alpha.tanh(\frac{1}{2}|X|)$, avec $X = q \times \eta$ ou $\Delta\eta$, permet de décrire le comportement des asymétries pour différents modèles physique. Cette fonction est ajustée dans les distributions $A_{\text{FB}}^{\ell} = f(|q \times \eta|)$ et $A^{\ell\ell} = f(|\Delta\eta|)$ des événements de données corrigées des effets de détecteur au sein de la région fiducielle. Connaissant la valeur ajustée du paramètre α , l'asymétrie extrapolée à tout l'espace des phases est obtenue avec l'expression :

$$A^{extr} = \frac{\int_0^{\infty} d\eta f(\eta) N(\eta)}{\int_0^{\infty} d\eta f(\eta)} = \omega(\eta) \int_0^{\infty} d\eta f(\eta), \quad (6.28)$$

où $\omega(\eta)$ représente la fraction d'événements dans un intervalle $d\eta$ considéré par rapport au nombre d'événements total $\int_0^{\infty} d\eta f(\eta)$.

Les discussions sont actuellement en cours entre les collaborations CDF et D0 concernant la combinaison des résultats afin de choisir la méthode jugée la plus satisfaisante. Une approche pouvant être suivie est d'appliquer aux mesures de D0 la méthode d'extrapolation utilisée par CDF afin de combiner les différentes valeurs du paramètre α obtenues et ainsi obtenir une mesure combinée des asymétries dans tout l'espace des phases.

La figure 6.24 montre **à titre d'exemple** un résultat préliminaire obtenu dans le canal dileptonique à D0 en suivant l'approche de CDF pour l'extrapolation. Les asymétries extrapolées en utilisant l'équation (6.28) seraient :

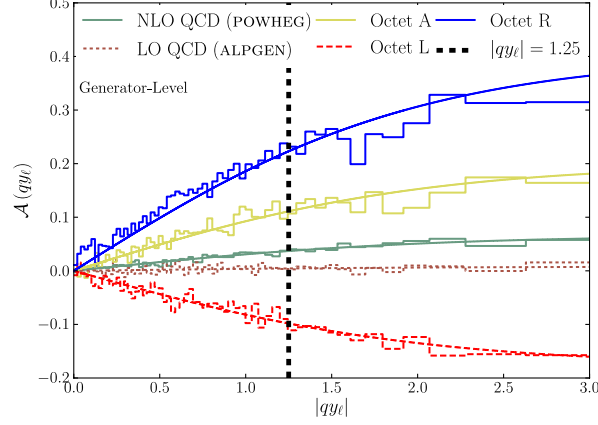


FIGURE 6.23 – Ajustement des distributions $A_{\text{FB}}^{\ell} = f(|q \times \eta|)$ pour différents modèles de physique au niveau partonique à l'aide de la fonction $\alpha \cdot \tanh(\frac{1}{2}|q \times \eta|)$. Les modèles de physique notés Octet A, R et L sont des modèles d'axiglouons [23].

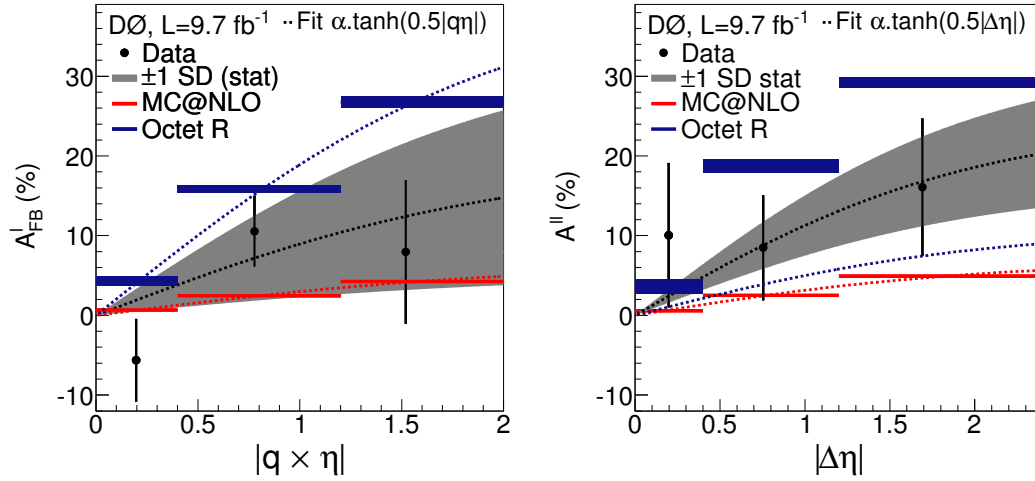


FIGURE 6.24 – Ajustement des distributions $A_{\text{FB}}^{\ell} = f(|q \times \eta|)$ et $A^{\ell\ell} = f(|\Delta\eta|)$ dans les événements de données corrigés de l'efficacité de sélection au sein de la région fiducielle dans le canal dileptonique à D0.

$$A_{\text{FB}}^{\ell} = 6,6 \pm 3,1 \text{ (stat + syst) } \% , \quad (6.29)$$

$$A^{\ell\ell} = 10,4 \pm 4,5 \text{ (stat + syst) } \% . \quad (6.30)$$

La distribution $\omega(\eta)$ a été obtenue à l'aide des informations de MC@NLO au niveau partonique. L'incertitude totale sur l'asymétrie est estimée en propageant dans (6.28) l'incertitude sur α . Les valeurs centrales et les incertitudes diffèrent de celles obtenues dans la section 6.2.4. a. Ceci s'explique par l'ajout d'informations dans la procédure d'extrapolation à travers la forme de la fonction $\alpha \cdot \tanh(\frac{1}{2}|X|)$ et le fait d'imposer une asymétrie nulle pour $\eta = 0$ ($\tanh(x = 0) = 0$).

On peut aller au bout de cette exemple avec les résultats dileptonique et ℓ +jets de D0 afin d'avoir une idée de l'incertitude statistique totale. En combinant les valeurs du paramètre α à l'aide d'une somme pondérée, l'incertitude statistique sur l'asymétrie A_{FB}^{ℓ} obtenue serait de $\sim 2,1$ %. En s'appuyant sur le fait que l'incertitude combinée sur A_{FB}^{ℓ} est équivalente dans CDF [22] et D0 [21], l'incertitude statistique totale CDF+D0 attendue serait $\sim 1,5$ %.

Nous venons de présenter la mesure des asymétries de charge $t\bar{t}$ leptonique A_{FB}^{ℓ} et $A^{\ell\ell}$ dans le canal dileptonique à D0 [2]. Les mesures sont en accord avec les prédictions du modèle standard à un niveau meilleur que 2 déviations standard. La mesure de A_{FB}^{ℓ} dans le canal dileptonique a été combinée avec celle du canal ℓ +jets à D0 [3, 21]. La valeur combinée, dont l'incertitude est améliorée de 20 % par rapport à l'incertitude du résultat ℓ +jets seul, est en accord avec la prédiction. La combinaison des mesures de CDF et D0 est actuellement en cours de discussion. Elle permettra d'obtenir la mesure la plus précise possible au Tevatron.

Ce chapitre conclue le travail réalisé à D0. Il sera mis en perspective dans la conclusion générale de cette thèse que nous développerons après la partie suivante consacrée à la mesure de l'asymétrie de charge $t\bar{t}$ dans le canal dileptonique dans ATLAS.

	A_{FB}^{ℓ}			$A^{\ell\ell}$		
CDF dilepton	7,2	±	5,2	±	3,0	7,6 ± 7,2 ± 3,9
CDF ℓ +jets	9,4	±	2,4	±	$\begin{smallmatrix} 2,2 \\ 1,7 \end{smallmatrix}$	
D0 dilepton	4,4	±	3,7	±	1,1	12,3 ± 5,4 ± 1,5
D0 ℓ +jets	4,2	±	2,3	±	$\begin{smallmatrix} 1,7 \\ 2,2 \end{smallmatrix}$	
CDF combinés	9,0	±	$\begin{smallmatrix} 2,8 \\ 2,6 \end{smallmatrix}$			
D0 combinés	4,7	±	2,3	±	1,5	

TABLE 6.19 – Résumé des mesures des asymétries leptoniques réalisées par les collaboration CDF et D0 avec l'ensemble du lot de données enregistré [22, 23, 2, 21]. La première incertitude correspond à l'incertitude statistique et la seconde correspond à l'incertitude systématique. Dans le cas où une seule incertitude est présentée elle correspond à l'incertitude totale. Les valeurs d'asymétrie sont en %.

Bibliographie

- [1] M. Besançon, A. Chapelain, F. Déliot, A. Falkowski, V. Sharyy, *Measurement of the $t\bar{t}$ forward-backward asymmetry in the dilepton final states using the full Tevatron dataset* (2013), D0 note 6337 v2.3.
- [2] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of the asymmetry in angular distributions of leptons produced in dilepton $t\bar{t}$ final states in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys.Rev. **D88**, 112002 (2013), [arXiv:1308.6690 \[hep-ex\]](#).
- [3] A. Chapelain, F. Déliot, R. Demina, A. Harel, D. Orbaker, V. Sharyy, *Combination of inclusive A_{FB}^ℓ measurement from the dilepton and l +jets channels* (2014), D0 note 6407 v1.4.
- [4] S. Frixione et B. R. Webber, *The MC@NLO 3.4 Event Generator* (2008), [arXiv:arXiv:0812.0770 \[hep-ph\]](#).
- [5] G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6.5 : an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*, J. High Energy Phys. **01**, 010 (2001).
- [6] S. Moch et P. Uwer, *Theoretical status and prospects for top-quark pair production at hadron colliders*, Phys. Rev. D **78**, 034003 (2008), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.78.034003>.
- [7] W. Bernreuther et Z.-G. Si, *Top quark and leptonic charge asymmetries for the Tevatron and LHC*, prd **86**, 034026 (2012), [arXiv:1205.6580 \[hep-ph\]](#).
- [8] M. L. Mangano *et al.*, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **07**, 001 (2003), [arXiv:hep-ph/0206293](#).
- [9] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *Pythia 6.4 physics and manual*, J. High Energy Phys. **05**, 026 (2006), [arXiv:hep-ph/0603175](#).
- [10] R. Gavin, Y. Li, F. Petriello, et S. Quackenbush, *FEWZ 2.0 : A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order*, Comput. Phys. Commun. **182**, 2388 (2011).
- [11] F. Déliot, C. Deterre, et V. Sharyy, *Z/ γ^* cross section measurement at NNLO using the FEWZ code* (2010), D0 note 6020.
- [12] A. Falkowski, M. L. Mangano, A. Martin, G. Perez, *et al.*, *Data driving the top quark forward-backward asymmetry with a lepton-based handle*, Phys. Rev. D **87**, 034039 (2013), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.034039>.
- [13] V. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^\ell$ and Z-light quark couplings using the forward-backward charge asymmetry in $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ events with $\mathcal{L} = 5.0 \text{ fb}^{-1}$ at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys.Rev. **D84**, 012007 (2011), [arXiv:1104.4590 \[hep-ex\]](#).
- [14] T. Sjöstrand, S. Mrenna, et P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. **178**, 852 (2008).
- [15] Z. Was, *TAUOLA the library for tau lepton decay, and KKMC/KORALB/KORALZ/... status report*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **98**, 96 (2001), [arXiv:hep-ph/0011305 \[hep-ph\]](#).

-
- [16] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), *Review of particle physics*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [17] L. Lyons, D. Gibaut, et P. Clifford, *How to combine correlated estimates of a single physical quantity*, Nucl.Instrum.Meth. **A270**, 110 (1988), ISSN 0168-9002.
- [18] A. Valassi, *Combining correlated measurements of several different physical quantities*, Nucl.Instrum.Meth. **A500**, 391 (2003), ISSN 0168-9002.
- [19] A. Falkowski, G. Perez, et M. Schmaltz, *Spinning the Top*, Phys.Rev. **D87**, 034041 (2013), [arXiv:1110.3796](https://arxiv.org/abs/1110.3796) [hep-ph].
- [20] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of leptonic asymmetries and top-quark polarization in $t\bar{t}$ production*, Phys. Rev. D **87**, 011103 (2013), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.011103>.
- [21] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Measurement of the forward-backward asymmetry in the distribution of leptons in $t\bar{t}$ events in the lepton+jets channel* (2014), [arXiv:1403.1294](https://arxiv.org/abs/1403.1294) [hep-ex].
- [22] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), *Measurement of the Leptonic Forward-Backward Asymmetry of $t\bar{t}$ Production and Decay in the Dilepton Final State and Combination of Charge Weighted Leptonic A_{FB}^{ℓ} at CDF* (2013), CDF note 11035.
- [23] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), *Measurement of the leptonic asymmetry in $t\bar{t}$ events produced in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ tev*, Phys. Rev. D **88**, 072003 (2013), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.88.072003>.

Quatrième partie

Mesure de l'asymétrie de charge auprès du détecteur ATLAS.

7

Reconstruction et identification des objets dans ATLAS

Sommaire

7.1	Reconstruction et identification des traces et des vertex	157
7.2	Reconstruction et identification des électrons	158
7.2.1	Reconstruction des électrons	158
7.2.2	Identification des électrons	159
7.2.3	Corrections et performances	160
7.3	Reconstruction et identification des muons	161
7.3.1	Reconstruction des muons	161
7.3.2	Identification des muons	161
7.3.3	Corrections et performances	161
7.4	Reconstruction et identification des jets	162
7.4.1	Reconstruction des jets	162
7.4.2	Identification des jets	163
7.4.3	Corrections et performances	164
7.5	Énergie transverse manquante	164
	Bibliographie	166

Nous allons dans ce chapitre présenter la reconstruction des objets (traces, vertex, électrons, muons, jets, lepton, énergie transverse manquante) dans ATLAS à partir des informations fournies par le détecteur. Contrairement à la description des objets dans D0 (voir chapitre 5), nous passerons davantage de temps à décrire les corrections apportées aux objets ainsi que les performances.

7.1 Reconstruction et identification des traces et des vertex

La reconstruction des traces se fait en deux étapes successives à l'aide de plusieurs algorithmes [1, 2]. La première étape consiste à convertir les signaux soit en coups dans le détecteur à pixel et le SCT soit en rayon de dérive dans le TRT.

L'approche par défaut consiste à former des traces avec les coups présents dans les trois couches du détecteur à pixel et dans la première couche du SCT. Les traces sont ensuite prolongées dans tout le SCT. Elles sont ajustées en considérant plusieurs critères de qualité comme le nombre de couches où la trace n'a pas laissé de coups ou bien le nombre de coups en commun entre plusieurs traces. Les traces sont finalement prolongées jusqu'au

CHAPITRE 7. RECONSTRUCTION ET IDENTIFICATION DES OBJETS DANS ATLAS

TRT et associées par ajustement avec les rayons de dérive compatibles. Enfin, l'ensemble des informations provenant du trajectographe est utilisée dans un ajustement global.

Une approche complémentaire utilise les segments de trace non-utilisés du TRT qui sont prolongés dans le SCT afin de reconstruire les traces et vertex secondaires issues de la désintégration de particules à durée de vie longue.

Les vertex primaires pour chaque croisement de faisceaux sont reconstruits par ajustement de l'ensemble des traces reconstruites [3]. Les candidats vertex primaires sont élaborés en considérant les positions des maxima de la distribution du nombre de trace le long de l'axe z . Un ajustement adaptatif des vertex (similaire à celui utilisé à D0, voir section 5.2.2) est réalisé et les traces dont la contribution au χ^2 d'ajustement est supérieure à une valeur optimisée sont retirées. L'ajustement s'arrête lorsque plus aucune trace ne doit être retirée ou lorsqu'il ne reste plus que deux traces disponibles pour l'ajustement.

L'empilement est important au LHC du fait de la fréquence des collisions et du nombre élevé d'interactions par croisement de faisceaux (voir Table 3.1 dans la section 3.3). Il est donc important d'étudier les performances des algorithmes de reconstruction en fonction de la quantité d'empilement, à commencer par la reconstruction des traces et des vertex. Des études réalisées lors de la prise de données en 2011 dans des événements de biais minimum sélectionnés aléatoirement ont montré que les performances sont raisonnablement stables lorsque l'empilement augmente [4]. L'efficacité de reconstruction des traces appartenant au vertex primaire est constante, environ 90 % (75 %) dans la partie centrale (avant) pour un nombre d'interactions moyen par croisement de faisceau allant de 21 à 41. La contribution au vertex primaire de fausses traces ou de traces issues d'un vertex secondaire passe elle d'environ 10 % (10 %) à 25 % (40 %) dans la partie centrale (avant) lorsque l'empilement varie de la même manière. L'efficacité de reconstruction du vertex primaire ne chute que de 60 % à 55 % et le taux de reconstruction de faux vertex reste stable.

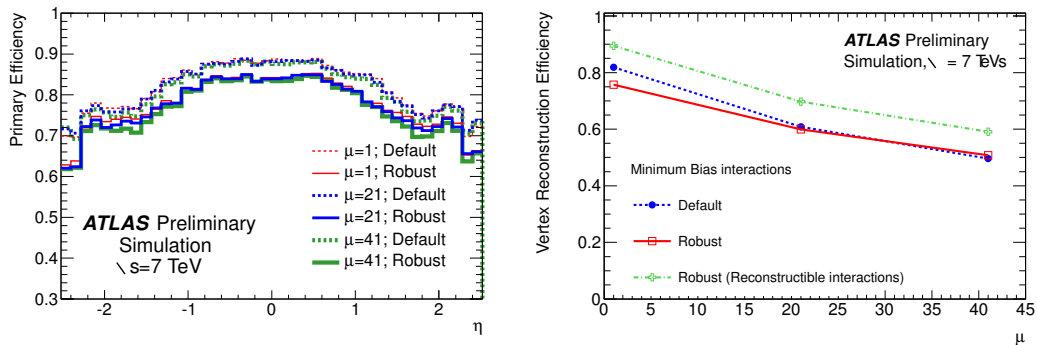


FIGURE 7.1 – Efficacité de reconstruction des traces associées au vertex primaire en fonction de η pour un nombre d'empilement différent (gauche) et efficacité de reconstruction des vertex primaires en fonction du nombre d'empilement (droite) pour différents critères de reconstruction [4].

7.2 Reconstruction et identification des électrons

7.2.1 Reconstruction des électrons

Les électrons [5] sont reconstruits à partir d'une gerbe électromagnétique associée à une trace du trajectographe dans la région $|\eta_{det}| < 2,5$. Les gerbes électromagnétiques sont

7.2. RECONSTRUCTION ET IDENTIFICATION DES ÉLECTRONS

reconstruites en recherchant des amas de dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Un algorithme à fenêtre glissante [6] va sommer les dépôts d'énergie dans une zone de 3×5 tours en $\eta \times \phi$ en ne considérant que la seconde couche du calorimètre électromagnétique. Une tour est définie comme une zone du calorimètre de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$, ce qui correspond à la segmentation du du calorimètre. Les amas d'énergie transverse $E_T > 2,5$ GeV sont retenus et une tentative d'association avec une trace est réalisée. La trace de meilleure qualité, *i.e.* celle avec le plus grand nombre de coup dans les trajectographes silicium, et avec la distance angulaire ΔR la plus petite par rapport à la direction de la gerbe est sélectionnée. S'il n'y a aucune trace disponible dans la région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,05$ autour de l'amas, le candidat électron est rejeté.

La direction de l'électron dans le plan (η, ϕ) est celle de la trace sélectionnée et son énergie est celle de l'amas. L'énergie de l'amas doit être étalonnée du fait des effets suivants :

- dépôt d'énergie de l'électron en amont du calorimètre électromagnétique (corrigé à l'aide du pré-échantillonneur) ;
- dépôt d'énergie de l'électron dans le calorimètre électromagnétique en dehors de la zone définie pour reconstruire l'amas (fuite latérale) ;
- dépôt d'énergie de l'électron dans le calorimètre hadronique (fuite longitudinale).

L'étalonnage est réalisée à l'aide de simulations de la réponse aux électrons du détecteur. Ces simulations ont été validées en exposant à un faisceau test d'électron des modules identiques à ceux installés dans le calorimètre.

7.2.2 Identification des électrons

Une série de critères d'identification est appliquée aux électrons reconstruits afin de sélectionner de vrais électrons et rejeter le bruit de fond composé de photons et d'électrons produits au sein d'un jet. Les électrons que nous utiliserons dans l'analyse (voir chapitre 8) sont identifiés avec les critères *Tight++*. Ces critères utilisent les informations du trajectographe et du calorimètre. Ils sont présentés ci-dessous.

Critère sur la gerbe. Le profil latéral de la gerbe dans les deux premières couches du calorimètre électromagnétique est étudiée afin de discriminer les électrons des π_0 . La fuite d'énergie dans le calorimètre hadronique doit être faible et l'électron doit être isolé, *i.e.* les dépôts d'énergie dans un cône $\Delta R < 0,2$ autour de l'électron doivent être faibles (inférieure à 10 % de l'énergie de l'électron) et la somme des impulsions des traces se trouvant dans un cône $\Delta R < 0,3$ autour de l'électron ne doit pas avoir être supérieure à 10 % de l'énergie de l'électron. Ces critères d'isolation ont pour but de rejeter les jets pouvant être identifié comme des électrons.

Critère sur la trace. Le nombre de coup dans chaque sous-détecteur du trajectographe doit être supérieur à un seuil donné pour définir une qualité de trace suffisante. Le paramètre d'impact de la trace par rapport au vertex primaire doit être faible pour qu'ils soient associés. Un seuil est appliqué aux nombre de coups dans le TRT pour discriminer les pions et muons.

Critère sur association trace-gerbe. L'association spatiale entre la trace et la gerbe doit être bonne, $|\Delta\eta| < 0,005$ et $|\Delta\phi| < 0,015$, et le rapport entre l'énergie de l'électron mesurée dans le calorimètre et son impulsion transverse mesurée dans le trajectographe doit être suffisamment grand.

CHAPITRE 7. RECONSTRUCTION ET IDENTIFICATION DES OBJETS DANS ATLAS

L'efficacité de reconstruction des électrons est estimée à 98 % et l'efficacité d'identification avec les critères *Tight++* à 90 %. Ces efficacités sont estimées avec une méthode *tag-and-probe* (voir section 5.2.4. c) dans des événements $Z \rightarrow ee$ en fonction de η et p_T des électrons. Elles sont légèrement différentes dans les événements de données et les simulations, moins de 1 % et 5 % de différence pour respectivement les efficacités de reconstruction et d'identification. Un facteur correctif est donc appliqué aux efficacités dans la simulation pour reproduire celles dans les données.

7.2.3 Corrections et performances

L'étalonnage de l'énergie des amas réalisé à l'aide de simulations ne corrige pas tous les effets de reconstruction. Un étalonnage supplémentaire est effectué en condition réelle de prise de données (*in situ*) à l'aide d'événements $Z \rightarrow ee$ afin de corriger de la modulation de la réponse du calorimètre en fonction de η (la réponse selon ϕ est davantage uniforme). Il est réalisé avec les événements dilepton dont la masse invariante est proche de celle du boson Z ($|m_{ee} - m_Z| < 10$ GeV). Les corrections d'étalonnage et de la résolution en énergie sont estimées par ajustement de la masse invariante dilepton dans les données à l'aide de gabarits (*templates*) obtenus avec la simulation. La correction d'étalonnage typique de l'énergie mesurée est de -2 % avec une incertitude relative de 5 %. Il existe une différence résiduelle dans l'énergie corrigée des électrons entre les événements de données et la simulation qui est couverte par l'incertitude systématique sur la correction en énergie. Il n'y a donc pas de facteur correctif appliqué à la simulation. Enfin la linéarité de la réponse en fonction de l'énergie est vérifiée à 1 % près à l'aide d'événements $J/\psi \rightarrow ee$.

L'accord entre la mesure de l'énergie dans les données et la simulation est bon après corrections comme le montre la Figure 7.2. La résolution finale sur la mesure de l'énergie des électrons est d'environ 2 %.

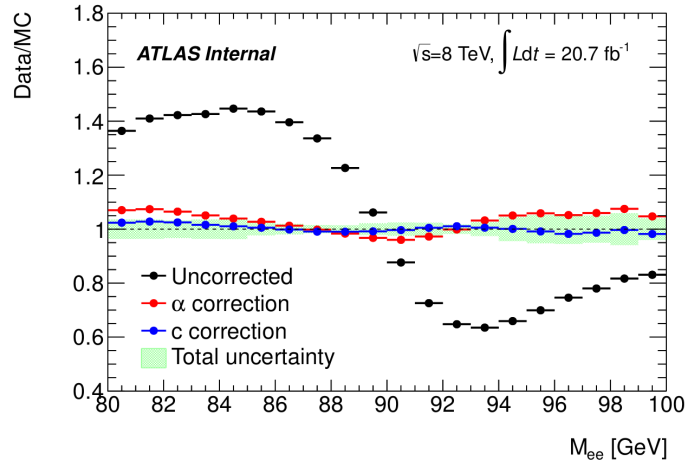


FIGURE 7.2 – Rapport de l'énergie mesurée des électrons dans les événements de données et la simulation. Le rapport est présenté avant correction de l'énergie (en noir), après étalonnage de l'énergie (en rouge) et après la correction de la résolution en énergie (en bleu). La bande verte représente l'incertitude systématique sur la courbe bleue [5].

7.3 Reconstruction et identification des muons

7.3.1 Reconstruction des muons

La reconstruction des muons [7] est réalisée en trois étapes. La reconstruction débute par la définition d'une zone d'intérêt dans les chambres à muons à l'aide des informations des TGC et RPC. Les informations des CSC, MDT (rayons de dérive) et TGC, RPC sont associées afin de construire par ajustement (minimisation de χ^2) un segment de trace tangent au rayon de dérive et compatible avec les coups. Une trace dans l'ensemble du système à muons est alors recherchée en extrapolant un segment reconstruit dans les couches externes vers les segments reconstruits dans les couches internes. Cette extrapolation prend en compte l'effet du champ magnétique, l'alignement des chambres et suppose le muon issu du point d'interaction. La trace reconstruite est ajustée en prenant en compte les inhomogénéités du champ magnétique et les diffusions multiples dans les différents matériaux. Dans la seconde étape, la trace ajustée est extrapolée jusqu'au point d'interaction en prenant en compte les pertes d'énergie dans le calorimètre (environ 3 GeV). La dernière étape consiste à associer la trace du muon extrapolée avec une trace reconstruite dans le détecteur interne. Si cette dernière existe la trace finale du muon est obtenue par ajustement des deux (minimisation de χ^2 en utilisant les paramètres et erreurs des deux traces). Dans notre analyse (voir chapitre 8) nous utilisons seulement des muons de type combiné c'est à dire ceux reconstruit comme décrit ci-dessus. Les muons reconstruit dans le système à muons n'ayant pas de trace associée dans le détecteur de traces interne sont rejetés.

7.3.2 Identification des muons

Les muons qui seront utilisés dans l'analyse (voir chapitre 8) sont identifiés suivant les recommandations officielles du groupe de performances dédiés d'ATLAS. Les muons doivent être isolés. L'énergie dans le calorimètre non-associée au muon dans un cône $\Delta R < 0,2$ autour de la trajectoire du muon doit être inférieure à 4 GeV. L'ensemble des traces dans un cône $\Delta R < 0,3$ autour du muon ne doit pas avoir une énergie supérieure à 10 % de celle du muon. Les muons d'origine cosmique sont rejetés en ne sélectionnant que les muons dont la significativité du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire est faible. Enfin, la trace associée au muon doit posséder un nombre de coup minimum dans chaque sous-détecteur considéré.

7.3.3 Corrections et performances

L'efficacité de reconstruction des muons est estimées à 98 % (voir Figure 7.4) à l'aide d'une méthode *tag – and – probe* pour des événements $Z \rightarrow \mu\mu$. Cette efficacité est estimée comme la fraction d'événements dont le muon test (*probe*), qui correspond à une trace dans le système à muons, est associé (même charge électrique et compatibilité spatiale) à un muon de type combiné reconstruit dans l'événement n'étant pas le muon de contrôle (*tag*). Les efficacités mesurées dans les données et la simulation sont en bon accord à 1 % près. La variation d'efficacité est inférieure à 4 % pour un nombre d'interaction par croisement de faisceau allant de 5 à 40.

L'étalonnage de l'impulsion mesurée des muons est réalisé à l'aide d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ pour une masse invariante de la paire de muon proche de la masse du boson Z . La résolution sur l'énergie des muons est extraite à partir de la largeur du pic du Z . Les performances sont meilleures dans la simulation du fait de l'alignement optimal du trajectographe et du

CHAPITRE 7. RECONSTRUCTION ET IDENTIFICATION DES OBJETS DANS ATLAS

système à muons. Les performances de la simulation sont dégradées afin de reproduire celles mesurées dans les données. Des événements $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ et $\Upsilon \rightarrow \mu\mu$ sont utilisés afin de vérifier la linéarité de la réponse en impulsion du système à muon. L'accord final entre les événements de données et la simulation est bon comme le montre la Figure 7.4. La résolution typique sur la mesure de l'impulsion d'un muon de 50 GeV est de 3 %.

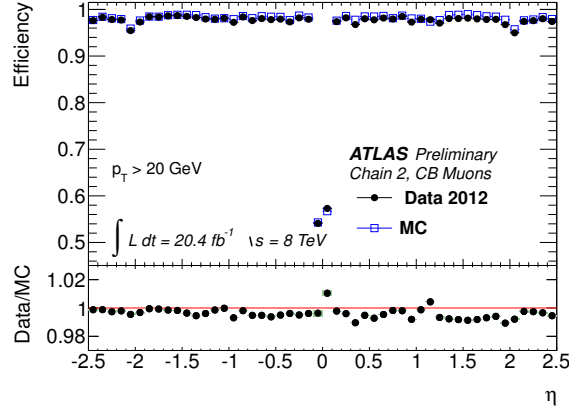


FIGURE 7.3 – Efficacité de reconstruction des muons de type combiné en fonction de η . L'efficacité diminue à $|\eta| \sim 0$ car le système à muons n'est que partiellement équipé pour laisser la place aux câbles et à l'électronique de lecture [7].

7.4 Reconstruction et identification des jets

7.4.1 Reconstruction des jets

La reconstruction des jets [8, 9] débute par la formation d'amas de cellules calorimétrique du calorimètre hadronique. Une cellule dont l'énergie est quatre fois supérieure au niveau de bruit de fond typique d'une cellule est le point de départ d'un amas. Les cellules voisines dont les énergies sont deux fois supérieures au niveau de bruit de fond sont ajoutées. Toutes les cellules voisines de celles sélectionnées comme ci-dessus sont également ajoutées à l'amas. Les amas, appelés alors protojets, vont être traités par un algorithme de reconstruction de type anti- k_T [10] avec une taille de cône de $R = 0.4$. Cet algorithme est plus robuste vis-à-vis des radiations molles et colinéaires que l'algorithme de cône utilisé à D0. La reconstruction suit quatre étapes successives :

1. on définit pour un protojet i donné $d_i = \frac{1}{p_{T,i}^2}$ et pour tous les protojets j voisins de i :

$$d_{i,j} = \min\left(\frac{1}{p_{T,i}^2}, \frac{1}{p_{T,j}^2}\right) \frac{\Delta R_{i,j}}{R}$$
avec $\Delta R_{i,j} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}$. $p_{T,i}^2$ et $p_{T,j}^2$ sont les impulsions transverses des protojets i et j ;
2. on cherche le minimum de $d_{i,j}$ pour le protojet i donné ;
3. dans le cas où $d_i < d_{i,j}$ alors il ne reste plus de protojets j à combiner avec i qui est maintenant un jet (il est retiré de la liste (i,j)). Dans le cas où $d_{i,j} < d_i$, un jet j plus énergétique que i se trouve dans $\Delta R_{i,j} \leq 0,4$ et i est donc ajouté à j ;
4. les d_i et $d_{i,j}$ sont recalculés et la procédure reprend à l'étape 2.

Suivant cet algorithme, les cellules de plus faible énergie vont avoir tendance à être ajoutées aux cellules de plus grande énergie. Les jets vont se former autour des cellules les

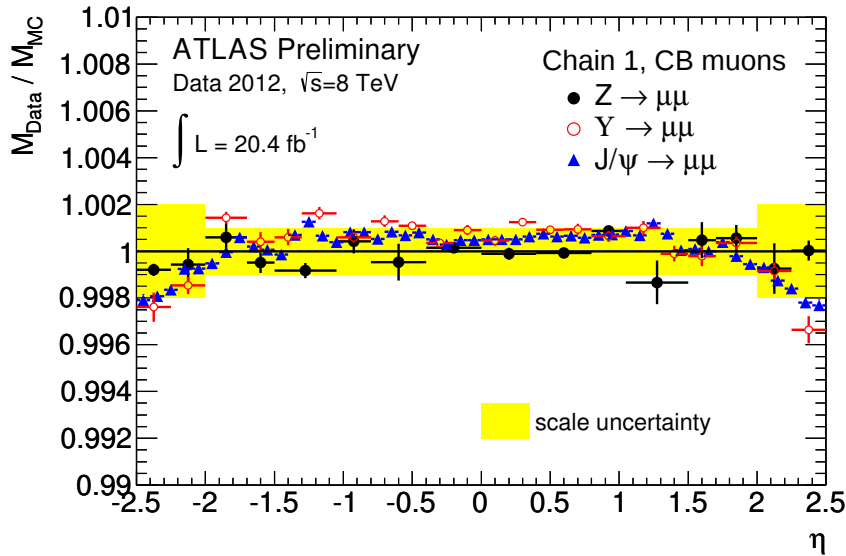


FIGURE 7.4 – Rapport de la masse invariante dilepton mesurée corrigée des muons dans les événements de données et la simulation pour des événements Z , J/ψ et Υ dimuon [7]. La bande jaune montre l'incertitude sur le rapport due aux incertitudes systématiques sur l'étalonnage de l'impulsion.

plus énergétiques. L'efficacité de reconstruction des jets est quasiment égale à 100 % pour des jets avec $p_T > 25$ GeV.

7.4.2 Identification des jets

Les jets reconstruits sont soumis à une série de critères afin de rejeter ceux provenant des bruits de fond suivants :

- interaction entre les faisceaux de protons et le gaz résiduel présent dans les tubes à vide déposant de l'énergie dans le calorimètre ;
- muons d'origine cosmique traversant le calorimètre ;
- bruit du à l'électronique du calorimètre.

Le bruit de fond du aux muons cosmiques et aux interaction faisceaux-gaz peut être réduit en demandant que la différence en temps entre le moment où le jet est détecté et le moment où l'événement est détecté par le système de déclenchement soit suffisamment petite. Ces bruits de fond n'ont en effet généralement pas lieu en coïncidence avec l'interaction des faisceaux. Une coupure inférieure sur la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique est également requise car on s'attend à ce qu'un jet provenant de la collision dépose de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Lorsqu'un jet est issu du bruit de fond calorimétrique, la fraction d'énergie déposé dans les cellules à fort bruit de fond est importante. Une coupure supérieure permet donc de réduire l'impact de ce type de cellule. De plus, la forme du signal enregistré pour ces cellules sera différent de celui attendu pour une cellule avec un faible bruit de fond. La comparaison de la forme des signaux permet donc de réduire davantage ce bruit de fond. La sélection des jets suivant les critères définis ci-dessus est proche de 100 %.

7.4.3 Corrections et performances

- L'énergie mesurée des jets a besoin d'être étalonnée pour corriger des effets suivants :
- non-compensation du calorimètre (réponse différente des gerbes électromagnétique et hadronique) ;
 - dépôt d'énergie en dehors du calorimètre ou dans une zone inactive ;
 - dépôt d'énergie en dehors du cône utilisé pour la reconstruction ;
 - inefficacité de reconstruction et perte d'énergie du aux cellules trop bruyantes.

L'étalonnage est réalisée en trois étapes. Premièrement, l'énergie moyenne supplémentaire due à l'empilement est estimée et soustraite de l'énergie mesurée du jet. L'estimation est faite dans les événements simulés en fonction de η et du nombre de vertex primaire. Deuxièmement, la direction du jet est recalculée en prenant son origine au vertex primaire plutôt qu'au centre du détecteur. Cette correction ne cherche pas à modifier l'énergie du jet mais à améliorer la précision sur sa direction. Troisièmement, l'énergie du jet mesurée est corrigée à l'aide des simulations. Le facteur correctif est estimé en comparant l'énergie des particules du jet dans des événements multijets simulés au niveau partonique et après reconstruction. Cette correction est paramétrée en fonction de η et de l'énergie non-corrigée du jet. La Figure 7.5 montre la correction de l'énergie mesurée des jets suivants la procédure ci-dessus. Une correction résiduelle est appliquée pour tenir compte des différences d'énergie dans les événements de données et la simulation après correction (méthode *tag-and-probe* avec des événements photon+jet similaire à D0).

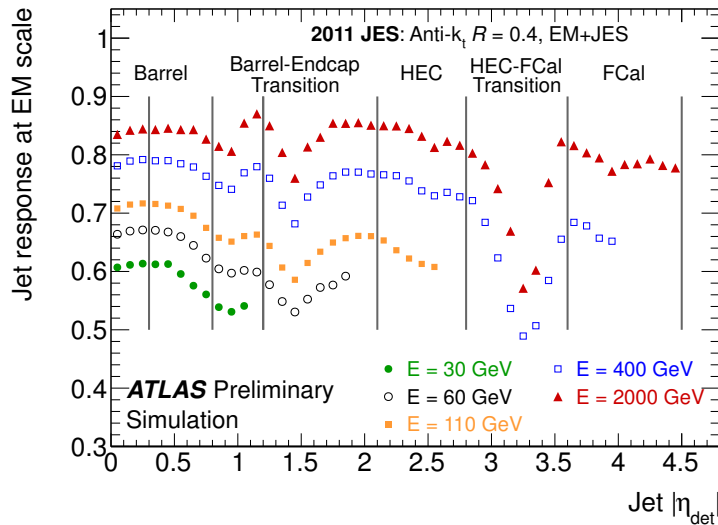


FIGURE 7.5 – Correction de l'énergie mesurée des jets en fonction η mesurée par rapport au centre du détecteur $|\eta_{det}^{jet}|$ pour différentes énergie des jets [9]. L'énergie mesurée doit être divisée par le facteur correctif présenté par cette figure.

7.5 Énergie transverse manquante

La reconstruction de l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T [11] est faite de la même manière qu'à D0 en faisant le bilan d'énergie dans le plan transverse à la direction du faisceau. Ce bilan est réalisé à l'aide des dépôts d'énergie dans le calorimètre et dans le système à muons

7.5. ÉNERGIE TRANSVERSE MANQUANTE

qui sont associés à des objets reconstruits précédemment (électron, photon, jet, muon) issus du même vertex primaire. Les dépôts d'énergie non-associés à un objet sont également utilisés si le rapport signal sur bruit de fond est élevé. L'énergie de chacun de ces objets est étalonnée suivant les procédures standard décrites précédemment. Le double comptage de l'énergie des muons est évité en retirant les dépôts d'énergie calorimétrique des muons. La performance de la reconstruction de l'énergie transverse manquante est étudiée dans des événements sans vraie \cancel{E}_T ($Z \rightarrow \ell\ell$) et des événements avec vraie \cancel{E}_T ($W \rightarrow \ell\nu$, $t\bar{t}$...). Les événements sans vraie \cancel{E}_T permettent d'étudier l'erreur de reconstruction de la \cancel{E}_T et les événements vraie \cancel{E}_T permettent d'en mesurer la résolution. La Figure 7.6 montre le bon accord entre les données et la simulation dans un échantillon enrichi en événement $Z \rightarrow \mu\mu$ après suppression de la contribution due à l'empilement. Cette suppression est réalisée à l'aide des dépôts d'énergie non-associés à un objet reconstruit (*soft term*). Le terme correspondant dans la définition de la \cancel{E}_T est normalisé par la fraction de ces dépôts qui sont associés à une trace compatible avec le vertex primaire et non-associée à un objet physique. Dans le cas où toute les traces sont associées à un vertex primaire, l'effet de l'empilement est nul. La résolution absolue sur la mesure de la \cancel{E}_T en fonction de la somme totale de l'énergie transverse manquante est présentée sur la Figure 7.7) avant et après suppression de la contribution due à l'empilement. La résolution est nettement améliorée dans des événements ne présentant pas de jets (*e.g.* $W \rightarrow \mu\nu$) comparé à des événements présentant des jets (*e.g.* $t\bar{t}$) car dans les événements sans jets la contribution du *soft term* est plus importante.

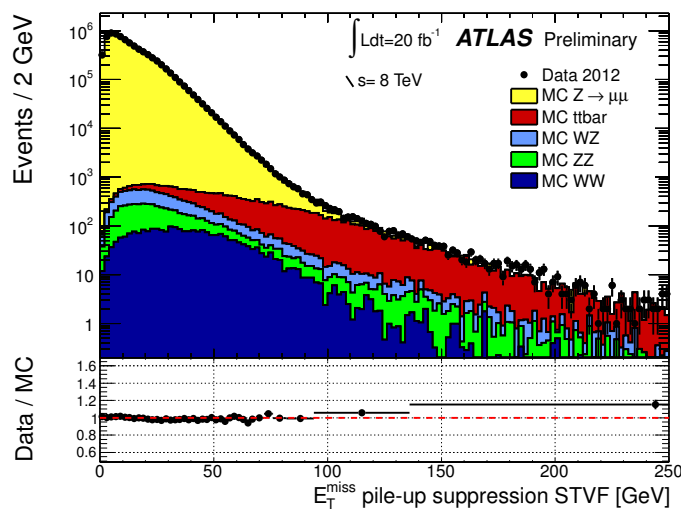


FIGURE 7.6 – Distribution de l'énergie transverse manquante pour des événements enrichis en $Z \rightarrow \mu\mu$ dans les données et la simulation après suppression de la contribution due à l'empilement [11].

Nous venons de voir comment reconstruire et identifier les différents objets physiques à partir des informations fournies par le détecteur ATLAS. Ces objets vont nous permettre d'identifier les événements ayant une topologie proche ou identique à celle des événements $t\bar{t}$ afin de réaliser la mesure de l'asymétrie de charge des paires $t\bar{t}$ dans ATLAS.

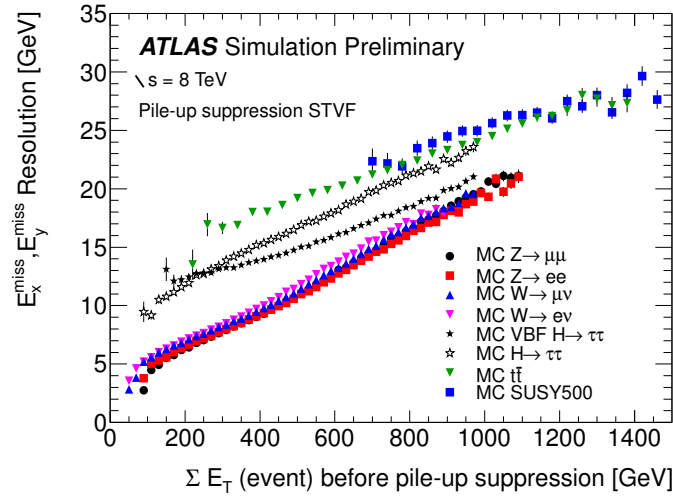


FIGURE 7.7 – Résolution sur la mesure de l'énergie transverse manquante dans les simulations pour des événements avec différentes topologies après suppression de la contribution due à l'empilement [11].

Bibliographie

- [1] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3**, S08003 (2008).
- [2] ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html>.
- [3] *Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS experiment*, rap. tech. ATLAS-CONF-2010-069, CERN, Geneva (2010).
- [4] *Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment*, rap. tech. ATLAS-CONF-2012-042, CERN, Geneva (2012).
- [5] Many, A., *Electron and Photon calibration for the LHC Run1*, rap. tech. ATL-COM-PHYS-2013-1652, CERN, Geneva (2013).
- [6] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, European Physical Journal C **72**, 1909 (2012), [arXiv:1110.3174](https://arxiv.org/abs/1110.3174) [hep-ex].
- [7] *Preliminary results on the muon reconstruction efficiency, momentum resolution, and momentum scale in ATLAS 2012 pp collision data*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-088, CERN, Geneva (2013).
- [8] G. Aad *et al.*, *Jet energy measurement with the atlas detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, The European Physical Journal C **73** (2013), ISSN 1434-6044, <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2304-2>.

- [9] *Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with ATLAS 2011 data*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-004, CERN, Geneva (2013).
- [10] M. Cacciari, G. P. Salam, et G. Soyez, *The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm*, JHEP **0804**, 063 (2008), [arXiv:0802.1189 \[hep-ph\]](#).
- [11] *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS studied in Proton-Proton Collisions recorded in 2012 at 8 TeV*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-082, CERN, Geneva (2013).

8

Mesure de l'asymétrie de charge $t\bar{t}$ dans ATLAS

Sommaire

8.1	Sélection des événements	169
8.1.1	Sélection des événements	169
8.1.2	Estimation du signal et du bruit de fond	171
8.2	Reconstruction du système $t\bar{t}$	178
8.2.1	Méthode de l'élément de matrice (ME)	179
8.2.2	Méthode de pondération des neutrinos (NW)	179
8.2.3	Méthode cinématique (KIN)	180
8.2.4	Performances des méthodes de reconstruction	181
8.2.5	Performances générales	181
8.2.6	Performances spécifiques	182
8.3	Mesure de l'asymétrie de charge $t\bar{t}$	184
8.3.1	Asymétrie reconstruite	184
8.3.2	Asymétrie corrigée des effets de détecteurs	187
8.3.3	Estimation des incertitudes systématiques	195
8.3.4	Résultats	198
	Bibliographie	198

La mesure de l'asymétrie de charge $t\bar{t}$ est, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, complémentaire au Tevatron et au LHC. Les déviations observées dans les mesures par rapport aux prédictions au Tevatron rendent très intéressante la mesure au LHC. Ce chapitre va présenter la mesure de l'asymétrie de charge ($t\bar{t}$ et leptonique) dans le canal dileptonique dans ATLAS.

Nous présenterons dans un premier temps la sélection des événements, puis dans un deuxième la comparaison de différentes méthodes de reconstruction de la cinématique des événements $t\bar{t}$. Enfin, nous présenterons la procédure suivie pour la mesure de l'asymétrie ainsi que l'estimation des incertitudes systématiques, les résultats et les perspectives.

8.1 Sélection des événements

8.1.1 Sélection des événements

La stratégie de sélection des événements est similaire à celle utilisée pour la mesure de l'asymétrie de charge leptonique dans le canal dileptonique dans D0 (voir chapitre 6). La topologie des événements est identique ainsi que les différents bruits de fond à une exception près. Le bruit de fond dû à la production du quark top célibataire en association avec un

CHAPITRE 8. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $t\bar{t}$ DANS ATLAS

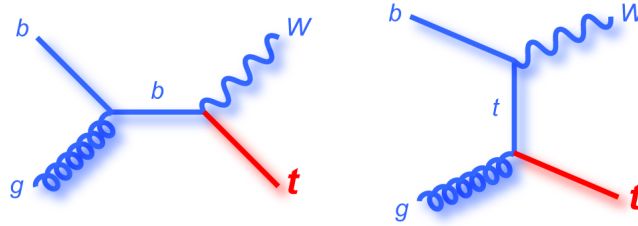


FIGURE 8.1 – Diagramme de Feynman de production d'un top célibataire en voie Wt .

boson W (voie Wt : voir figure 8.1) n'est pas négligeable. En effet, le rapport entre la section efficace de production $t\bar{t}$ et top célibataire en voie Wt vaut environ 37 au Tevatron et seulement 8 au LHC (pour $\sqrt{s} = 8$ TeV).

Le lot de données analysées correspond à l'ensemble des données enregistrées en 2012 avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV par ATLAS. Cela correspond à une luminosité intégrée de $20,3 \text{ fb}^{-1}$ après suppression des événements ne satisfaisant pas les critères de qualités. Ce lot de données correspond à une production d'environ 5 millions de paires $t\bar{t}$ contre environ 70 mille pour le lot de données enregistrés par D0.

Les critères généraux de sélection des objets (électrons, muon, jets ...) sont présentés ci-dessous. Ces objets ont été reconstruits et identifiés comme présenté dans le chapitre précédent (chapitre 5).

Électrons. Les électrons sélectionnés sont de qualité *Tight++* (voir section 7.2.2). L'impulsion transverse des électrons doit être supérieure à 25 GeV et ils ne doivent pas se trouver dans la région de transition du calorimètre, *i.e.* $|\eta_{det}| \leq 1,37$ et $1,52 \leq |\eta_{det}| \leq 2,47$. L'énergie transverse des électrons est définie comme $E_T = E_{amas}/\cosh(\eta_{trace})$ où E_{amas} est l'énergie de l'amas calorimétrique et η_{trace} la pseudorapidité de la trace associée à l'amas. Si un jet (sélectionné comme ci-dessous) se trouve à une distance $\Delta R(jet,electron) < 0,2$ d'un électron alors le jet est rejeté. Si de plus un jet se trouve à une distance $\Delta R(jet,electron) < 0,4$ d'un électron alors l'électron est rejeté.

Muons. Les muons sélectionnés sont de type combiné (voir section 7.3.2). L'impulsion transverse des muons doit être supérieure à 25 GeV et ils doivent se trouver dans la région $|\eta_{det}| < 2,5$. Les muons situés près d'un jet, $\Delta R(muons,jets) < 0,4$, sont éliminés. Ce critère permet de réduire le bruit de fond où le muon est produit au sein d'un jet.

Jets. L'énergie des jets doit être supérieure à 25 GeV et ils doivent se trouver dans la région $|\eta_{det}| < 2,5$. La fraction de jets associés à une trace pointant vers le vertex primaire (JVF) doit être supérieure à $JVF > 0,5$. Ce critère permet de réduire le bruit de fond du à l'empilement en temps.

On applique des critères de sélection aux événements afin de réduire le bruit de fond et obtenir un échantillon de données enrichi en événement $t\bar{t}$:

- il doit y avoir au moins 5 traces associées au vertex primaire ;
- les événements sélectionnés doivent satisfaire un terme de déclenchement sur les électrons ou sur les muons ;
- les critères de sélection sur le nombre de leptons sont différents dans les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ afin qu'ils soient exclusifs :

8.1. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

- exactement 1 électron ($e\mu$) et 2 électrons ou plus (ee) sélectionnés comme ci-dessus ;
- aucun électron dans le canal $\mu\mu$;
- 1 muon ou plus ($e\mu$) et 2 muons ou plus ($\mu\mu$) sélectionnés comme ci-dessus.
- dans le canal $e\mu$, l'électron et le muon ne peuvent être trop proches ($\Delta\phi > 0.005$ et $\Delta\eta > 0.005$) sinon l'événement est éliminé. Ce critère permet de réduire le bruit de fond dû au bremsstrahlung où un photon émis par un muon est identifié comme un électron si la trace du muon ou une autre trace quelconque est associée au photon ;
- chaque événement doit contenir exactement 2 leptons chargés de signes différents. Au moins un des deux leptons doit correspondre à l'objet ayant validé le terme de déclenchement ;
- il doit y avoir au moins 2 jets satisfaisant les critères présentés plus haut ;
- dans les canaux ee et $\mu\mu$, l'énergie transverse manquante doit être supérieur à 60 GeV. La masse invariante des deux leptons doit être supérieure à 15 GeV et un veto est appliqué pour réduire le bruit de fond $Z \rightarrow \ell\ell$ en demandant que $|m_{\ell\ell} - m_Z| > 10$ GeV. Dans le canal $e\mu$, on requiert que la variable H_T , définie comme la somme scalaire des impulsions transverses des deux leptons et des deux jets les plus énergétiques, soit supérieure à 130 GeV.

Cette sélection présente des différences notables avec celle utilisée pour l'analyse réalisée dans D0. L'identification des jets issus de quarks b n'est pas utilisé ici, ni la significativité de l'énergie transverse manquante. Les rapports S/B et $S/\sqrt{S+B}$ obtenue dans le canal dileptonique dans ATLAS sont déjà suffisamment élevé (voir section 8.1.2. c) en appliquant des coupures simples (E_T^{miss} , H_T) et donc permettent de s'affranchir de l'utilisation de variables plus compliquées.

8.1.2 Estimation du signal et du bruit de fond

8.1.2. a Signal $t\bar{t}$

Le signal $t\bar{t}$ est généré avec le générateur NLO POWHEG [1, 2, 3] qui est interfacé avec PYTHIA [4] pour l'hadronisation et la génération des gerbes partoniques. POWHEG est préféré à MC@NLO car il décrit mieux dans l'ensemble le comportement des événements $t\bar{t}$ dans les données.

8.1.2. b Bruits de fond

Les bruits de fond électrofaibles sont estimés à partir des simulations. Le bruit de fond Z est estimé avec ALPGEN interfacé avec PYTHIA ou HERWIG [5] plus JIMMY [6] suivant l'intervalle de masse considéré. Le bruit de fond dibosons est estimé avec ALPGEN interfacé avec HERWIG+JIMMY. Le bruit de fond top célibataire est estimé avec POWHEG interfacé avec PYTHIA. Chacun de ces bruits de fond générés avec des générateurs LO sont normalisés à leur section efficace théorique NLO où NNLO selon le processus considéré. L'incertitude sur les section efficaces théoriques sera considérée comme un source d'incertitude systématique (voir section 8.3.3).

Le bruit de fond instrumental est comme à D0 estimé dans les données. Les événements de données avec deux leptons de même signe sont utilisés en attribuant aléatoirement une charge électrique à chacun des deux leptons d'un événement.

CHAPITRE 8. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $t\bar{t}$ DANS ATLAS

8.1.2. c Événements attendus et observés

	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Faux leptons	98 ± 9.8	523 ± 22.8	84 ± 9.1
Dibosons	164.8 ± 5.8	1047.6 ± 14.7	343.7 ± 8.7
Top célibataire	249.8 ± 10.6	1453.4 ± 25.6	499.7 ± 15
$Z \rightarrow ee$	311 ± 16.9	0 ± 0.0	0 ± 0.0
$Z \rightarrow \mu\mu$	0 ± 0.0	0 ± 0.0	914.8 ± 28
$Z \rightarrow \tau\tau$	111.8 ± 6.5	927 ± 18.9	224.6 ± 8.7
$t\bar{t}$	4046.5 ± 27.4	26825.5 ± 70.5	9291.3 ± 41.5
Simulation	4982 ± 36.4	30776.7 ± 82.1	11358.3 ± 54.5
Données	4666	29115	11045

TABLE 8.1 – Nombre d'événements attendus et observés après que l'ensemble de la sélection ait été appliquée pour les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$. L'incertitude sur le nombre d'événement est seulement statistique.

La table 8.1 présente le nombre d'événements attendus et observés dans les trois canaux après que l'ensemble de la sélection ait été appliquée. Le nombre total d'événements de signal attendu est 40163.

Le nombre d'événements est plus faible dans le canal ee que dans le canal $\mu\mu$ alors que le rapport d'embranchement $t\bar{t} \rightarrow \mu\mu$ est le même que $t\bar{t} \rightarrow ee$. Ceci est dû aux coupures plus strictes d'identification et d'isolation appliquées aux électrons par rapport aux muons afin de réduire le bruit de fond instrumental qui est plus important dans le canal ee . Le canal $\mu\mu$ a en effet l'avantage de combiner les informations complémentaires du détecteur de traces interne et du système à muons qui permettent de réduire le taux de mauvaise identification des muons.

Les rapport S/B et $S/\sqrt{S+B}$ valent respectivement 4,3 et 57,4 (ee), 6,8 et 153,2 ($e\mu$) et 4,5 et 85,3 ($\mu\mu$). Ces nombres sont comparés avec ceux obtenus pour la mesure de l'asymétrie dans le canal dileptonique dans D0 dans la table 8.2. Les deux dernières lignes de la table 8.1 montrent le nombre d'événements total attendus et observés. On note que le nombre d'événements attendus est de quelques % supérieur (respectivement 7 %, 6 % et 3 % pour les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$) dans la simulation. Cette différence est cohérente avec la section efficace $t\bar{t}$ dileptonique mesurée dans ATLAS avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV [7] inférieure de 6 % à la prédiction théorique. La normalisation du signal $t\bar{t}$ n'entrant pas en compte dans la mesure de l'asymétrie de charge, nous n'avons pas cherché à corriger cet effet.

	D0			ATLAS		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
S/B	5,3	9,3	5	4,3	6,8	4,5
$S/\sqrt{S+B}$	10,4	16,7	9,0	57,4	153,2	85,3

TABLE 8.2 – Comparaison des rapports S/B et $S/\sqrt{S+B}$ attendus pour les événements de signal $t\bar{t}$ dileptonique dans D0 et ATLAS.

Les figures 8.2-8.5 montrent les distributions de contrôle dans les événements de données et la simulation à différents niveaux de sélection. La figure 8.2 montre les distributions de la

8.1. SÉLECTION DES ÉVÈNEMENTS

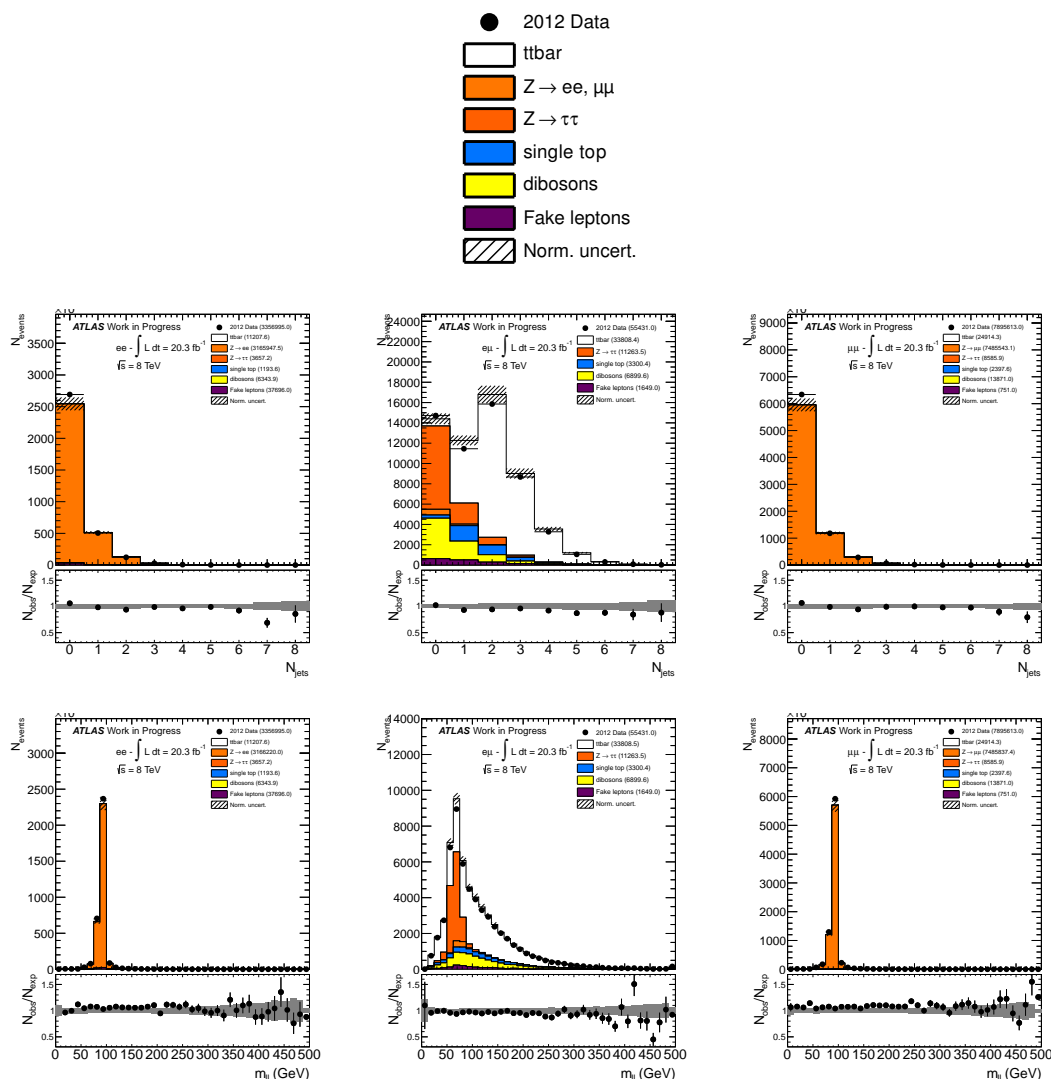


FIGURE 8.2 – Distributions de contrôle : (haut) multiplicité des jets et (bas) masse invariante des deux leptons dans les canaux (gauche) ee , (milieu) $e\mu$ et (gauche) $\mu\mu$ au niveau inclusif.

multiplicité des jets et de la masse invariante dilepton au niveau inclusif. Le niveau inclusif est défini comme dans D0 en ne requérant que 2 leptons de signes opposés. La figure 8.3 montre les mêmes distributions et les distributions pour les variables topologiques (E_T^{miss} et H_T) après la sélection sur le nombre de jets ($N_{jets} > 2$). Dans les canaux ee et $\mu\mu$ le bruit de fond Z domine encore largement. Ce bruit de fond va être réduit drastiquement à l'aide des coupures topologiques. Le canal $e\mu$ est quant à lui déjà dominé par le signal. La figure 8.4 montre les mêmes variables que sur la figure 8.3 après que l'ensemble de la sélection ait été appliquée. La figure 8.5 montre les distributions de l'impulsion des jets et leptons ainsi que leur pseudorapidité η . L'incertitude statistique sur les données est représentée ainsi que les incertitudes théoriques de normalisation des événements simulés (hachures). Le rapport du nombre d'événements dans les données et la simulation est présenté sous chaque distribution avec l'erreur statistique (données et simulation) associée. L'incertitude théorique de normalisation et l'incertitude statistique dans la simulation sont présentées ensemble par le biais des bandes grisées.

CHAPITRE 8. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $T\bar{T}$ DANS ATLAS

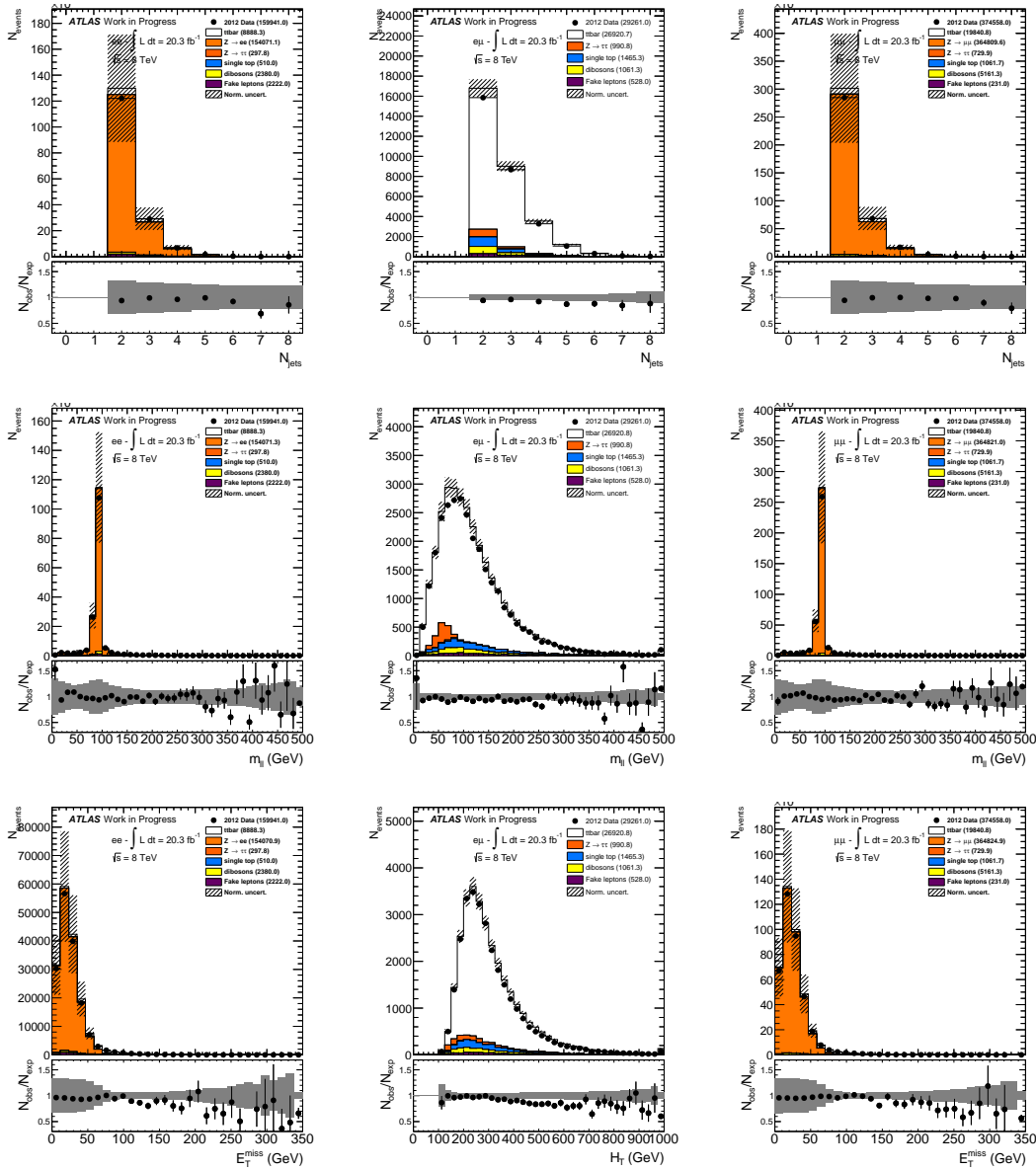


FIGURE 8.3 – Distributions de contrôle : (première ligne) multiplicité des jets, (deuxième ligne) masse invariante des deux leptons et (troisième ligne) variables topologiques (E_T^{miss} ; H_T) dans les canaux (gauche) ee , (milieu) $e\mu$ et (gauche) $\mu\mu$ après la sélection sur le nombre de jets ($N_{jets} \geq 2$).

L'accord entre les distributions dans les données et la simulation est bon dans l'ensemble à l'exception de la distribution de l'impulsion transverse des jets et donc de H_T et de l'énergie transverse manquante. La figure 8.6 montre la distribution de l'impulsion transverse des jets et de H_T en utilisant MC@NLO à la place de POWHEG dans le canal $e\mu$ ainsi que l'énergie transverse manquante dans le canal $\mu\mu$. L'accord entre les données et la simulation est meilleur. Le générateur MC@NLO va être utilisé pour estimer l'incertitude systématique (voir section 8.3.3) sur la modélisation du signal. Le désaccord dans les distributions en utilisant POWHEG sera couvert par cette incertitude systématique. Nous n'avons donc pas appliqué de correction à cette distribution.

8.1. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

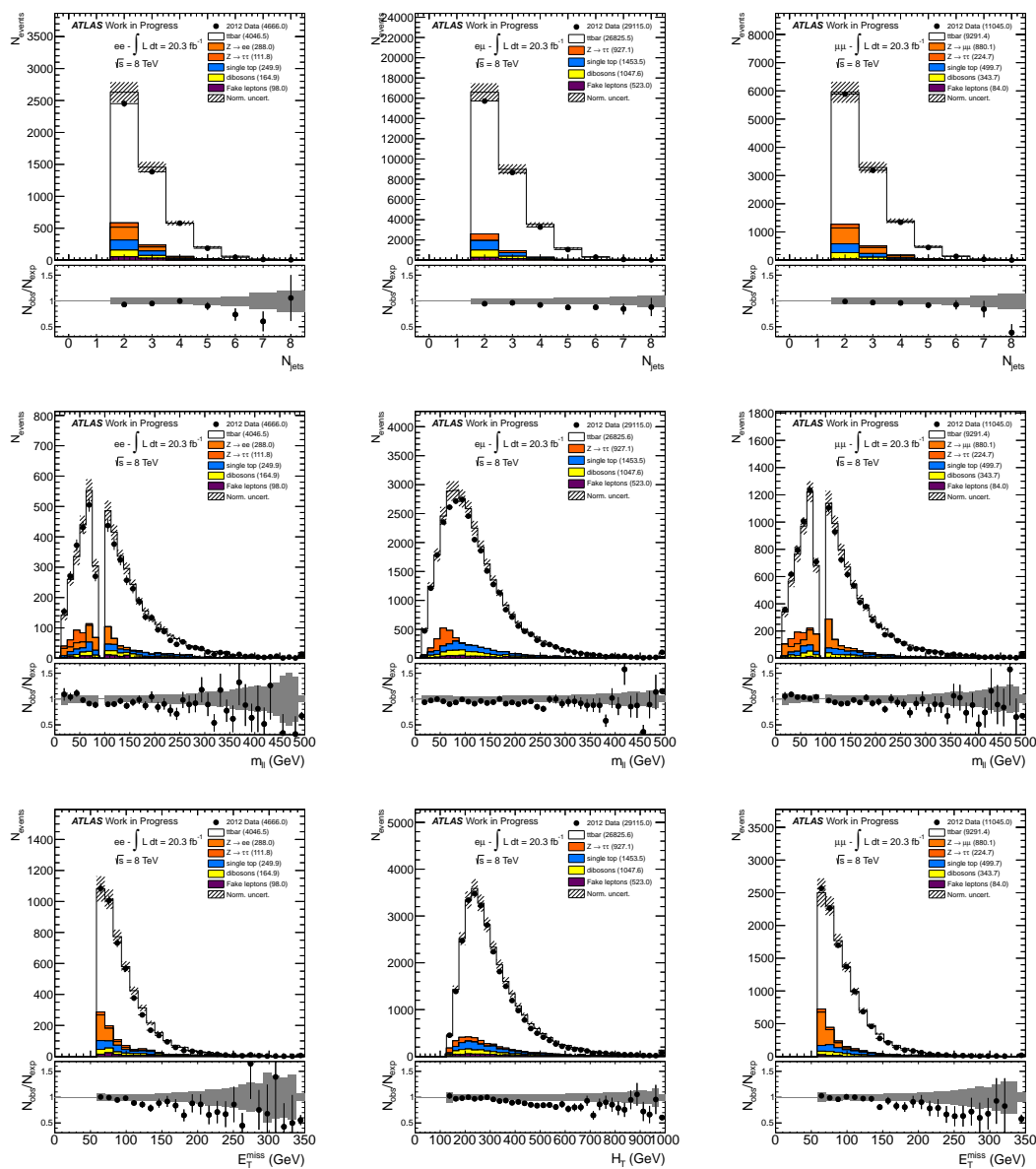


FIGURE 8.4 – Distributions de contrôle : (première ligne) multiplicité des jets, (deuxième ligne) masse invariante des deux leptons, (troisième ligne) variable topologique (E_T^{miss} , H_T) dans les canaux (gauche) ee , (milieu) $e\mu$ et (gauche) $\mu\mu$ après l'ensemble de la sélection.

CHAPITRE 8. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $T\bar{T}$ DANS ATLAS

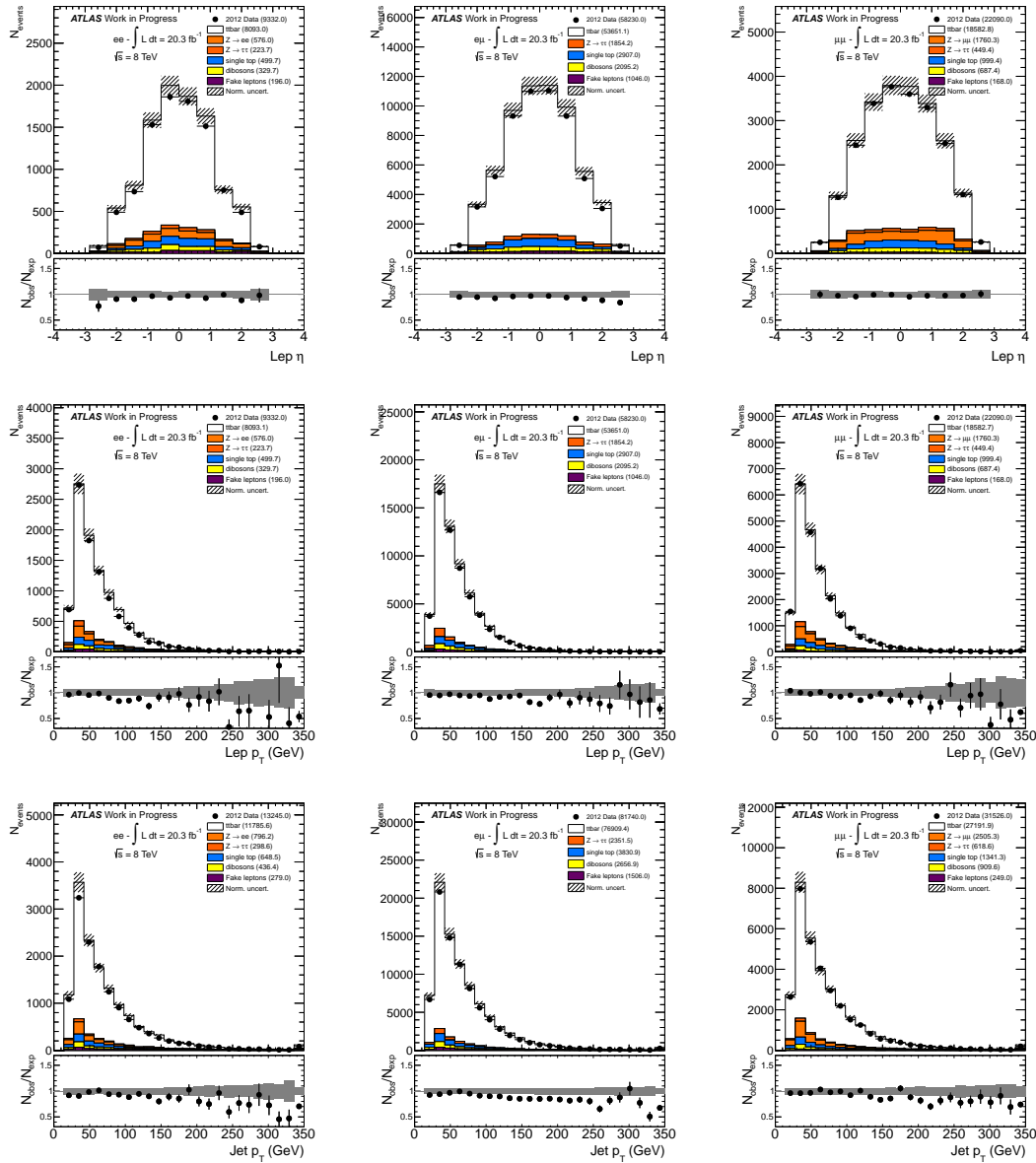


FIGURE 8.5 – Distributions de contrôle : (première ligne) pseudorapidité des leptons, (deuxième ligne) impulsion transverse des leptons et (quatrième ligne) et impulsion transverse des jets dans les canaux (gauche) ee , (milieu) $e\mu$ et (gauche) $\mu\mu$ après l'ensemble de la sélection.

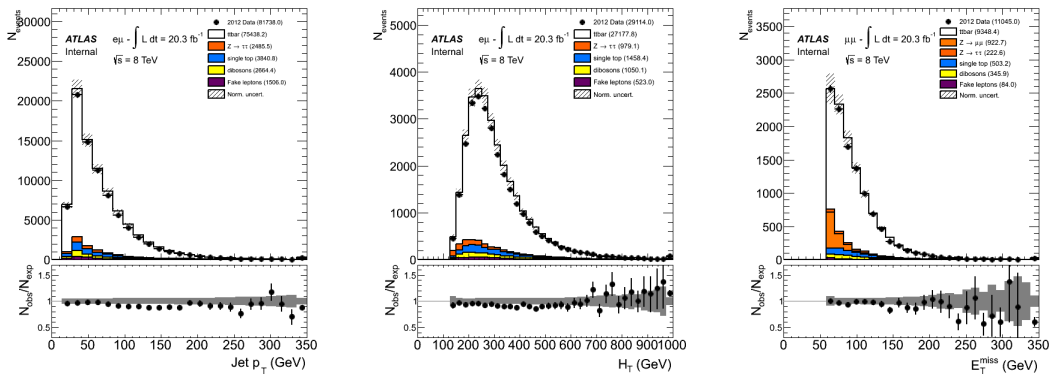


FIGURE 8.6 – Distribution de (gauche) l'impulsion transverse des jets, (milieu) H_T et (droite) l'énergie transverse manquante dans le canal $e\mu$ et $\mu\mu$ après que l'ensemble de la sélection ait été appliquée en utilisant le générateur MC@NLO à la place de POWHEG pour modélisation le signal $t\bar{t}$.

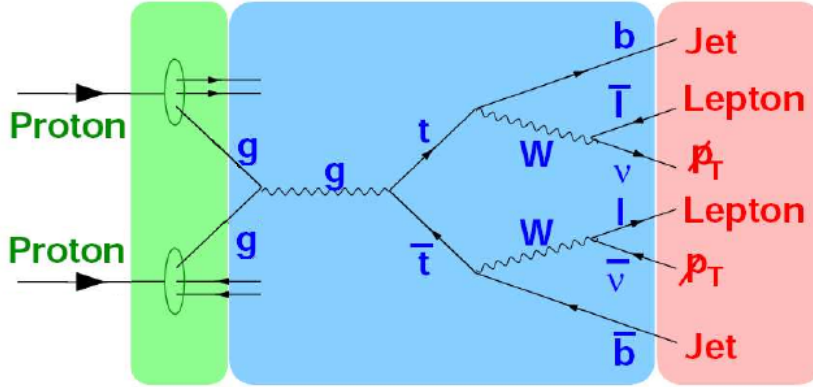


FIGURE 8.7 – Schéma du processus $gg \rightarrow t\bar{t} \rightarrow WWbb \rightarrow \ell\nu\ell\nu jj$ issu d'une collision proton-proton. En rouge sont indiqués les objets que l'on mesure et en bleu ceux que l'on ne mesure pas et que l'on cherche à reconstruire.

8.2 Reconstruction du système $t\bar{t}$

Afin de mesurer l'asymétrie de charge $t\bar{t}$ A_C , nous avons besoin de reconstruire la cinématique du système $t\bar{t}$ pour construire la distribution de $\Delta|y| = |y_t| - |y_{\bar{t}}|$. Le principe de la reconstruction est de résoudre un système d'équations élaboré en écrivant à chaque vertex de l'élément de matrice $t\bar{t} \rightarrow WWbb \rightarrow \ell\nu\ell\nu jj$ la conservation de l'énergie-impulsion. La figure 8.7 schématise le processus $gg \rightarrow t\bar{t}$. Le système d'équations obtenu permet de relier les observables que l'on peut mesurer (énergie, impulsion, η et ϕ des jets, leptons et \cancel{E}_T) à celles des quarks b et top et bosons W que l'on ne peut mesurer :

$$\begin{aligned} p_b + p_{W^+} &= p_t, \\ p_{\bar{b}} + p_{W^-} &= p_{\bar{t}}, \\ p_{\ell^+} + p_{\nu} &= p_{W^+}, \\ p_{\ell^-} + p_{\bar{\nu}} &= p_{W^-}, \end{aligned} \quad (8.1)$$

où les p_i sont les quadrivecteurs énergie-impulsion des différentes particules. Le système (8.1) correspond à un système de 16 équations (écriture compactée avec la notation quadrivectorielle) avec 22 inconnues (4 quadrivecteurs pour les 2 quarks top et les 2 bosons W , 2 trivecteurs pour les deux neutrinos considéré de masse nulle) et 16 connues (4 quadrivecteurs pour les 2 jets et les 2 leptons chargés). Le système est donc sous-contraint et ne peut être résolu. On peut réduire le nombre d'inconnues à 18 en fixant la masse des 2 quarks top et des 2 bosons W aux valeurs suivantes : $m_t = 172,5$ GeV et $m_W = 80,4$ GeV. Pour résoudre le système, on peut par exemple ajouter les deux équations suivantes (comme le font les méthodes KIN et ME que nous allons voir par la suite) qui relient l'impulsion transverse des neutrinos à l'énergie transverse manquante :

$$p_{\nu_x} + p_{\bar{\nu}_x} = E_x^{miss}, \quad (8.2)$$

$$p_{\nu_y} + p_{\bar{\nu}_y} = E_y^{miss}. \quad (8.3)$$

Une fois le système contraint, il reste deux types d'ambiguïtés à lever. Premièrement, le système d'équations correspond à un polynôme de degré 2 ou 4 suivant la méthode utilisée pour le résoudre (voir ci-après) et conduit donc à plusieurs solutions pour chaque événement. Deuxièmement, il y a un bruit de fond combinatoire. En effet, même dans le cas le plus simple d'un événement avec deux jets, il existe 2 permutations pour assigner les jets et leptons aux bosons W . Dans le cas où l'on considère 3 (4) jets, il y a 6 (24) permutations différentes.

Nous allons étudier 3 méthodes différentes afin de choisir celle ayant les meilleures performances pour la mesure de l'asymétrie de charge [8]. Chacune de ces méthodes résout à sa manière les ambiguïtés ci-dessus. Elles prennent toutes en compte les résolutions expérimentales des différents objets afin d'améliorer les performances de la reconstruction. Au final, le nombre de solution obtenue vaut :

$$N_{sol} = N_{degre} \times N_{perm} \times \sum_{i=1}^{N_{objets}} N_i \times \sum_{j=1}^{N_{smear}} N_{ij}, \quad (8.4)$$

où N_{degre} est le degré du système d'équations considéré, N_{perm} le nombre de permutations considéré, $\sum_{i=1}^{N_{objets}} N_i$ le nombre d'objet dont l'énergie va être variée dans la résolution expérimentale va être variée et $\sum_{j=1}^{N_{smear}} N_{ij}$ le nombre de fois où cette résolution est variée.

8.2.1 Méthode de l'élément de matrice (ME)

La méthode de l'élément de matrice a été développée au Tevatron par les collaborations CDF et D0 et appliquée avec succès par exemple à la mesure de la masse du quark top [9]. Le principe de la méthode est qu'elle calcule pour chaque solution trouvée la probabilité qu'elle corresponde à un événement $gg \rightarrow t\bar{t}$. Cette probabilité est basée sur l'élément de matrice LO $gg \rightarrow t\bar{t}$, $\mathcal{M}(y)$, les fonctions de distributions partoniques $f(\varepsilon_i)$ pour les deux gluons incidents 1 et 2 et la fonction de transfert $W(x,y)$ reliant la valeur mesurée d'une observable x à sa valeur au niveau partonique y . Cette probabilité est définie comme :

$$\frac{(2\pi)^4}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 s} d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 f_{PDF}(\varepsilon_1) f_{PDF}(\varepsilon_2) |\mathcal{M}(y)|^2 W(x,y) d\Phi_n, \quad (8.5)$$

où ε_i est l'impulsion portée par le gluon i , s est l'énergie dans le référentiel du centre de masse de la collision et $d\Phi_n$ est l'élément de l'espace des phases avec n le nombre de particules. Pour chaque événement un échantillonnage de $d\Phi_n$, $d\varepsilon_1$ et $d\varepsilon_2$ est réalisé et une probabilité est calculée à chaque point où une solution est trouvée. L'échantillonnage sur les incertitudes des objets prend en compte la résolution sur les jets et la largeur du quark top et du boson W . La procédure ci-dessus est réalisée pour toutes les permutations considérées (2 ou 6). Les 2 (3) jets les mieux identifiés comme étant issus de quarks b sont sélectionnés dans chaque événement et pour chaque permutation possède 10000 points d'échantillonnage sont effectués. L'échantillonnage est réalisé par le programme VEGAS [10]. La solution sélectionnée pour chaque événement est celle dont la probabilité est la plus grande.

8.2.2 Méthode de pondération des neutrinos (NW)

La méthode de pondération des neutrinos (*neutrino weighting*) a été utilisé par exemple pour la mesure de la polarisation du quark top dans ATLAS [11]. Cette méthode n'utilise pas directement l'énergie transverse manquante mais va procéder à un échantillonnage de la pseudorapidité des deux neutrinos afin de rendre le système d'équations contraint et pouvoir

CHAPITRE 8. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $t\bar{t}$ DANS ATLAS

le résoudre. Pour chaque paire $(\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}})$ deux solutions différentes existent. À chaque solution est associée une probabilité basée sur la compatibilité entre l'impulsion des neutrinos et l'énergie transverse manquante définie comme :

$$\omega = \exp\left(-\frac{(E_x^{miss} - p_{x1} - p_{x2})^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(-\frac{(E_y^{miss} - p_{y1} - p_{y2})^2}{2\sigma_y^2}\right), \quad (8.6)$$

où $p_{(x/y)1}$ et $p_{(x/y)2}$ sont les composantes selon x et y des vecteurs des neutrinos et $\sigma_{x,y}$ les composantes selon x et y de la résolution sur la mesure de l'énergie transverse manquante. L'échantillonnage de la pseudorapacité des deux neutrinos est réalisé à l'aide de deux distributions. La première est une distribution générée dans la simulation au niveau partonique de $\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}}$ qui est une distribution gaussienne centrée en 0 et de largeur 1,2. La seconde est une distribution uniforme. La distribution uniforme permet d'améliorer l'efficacité de reconstruction lorsque la paire $t\bar{t}$ est boostée car dans ce cas la gaussienne n'est plus centrée en 0 mais en une valeur inconnue a priori et dépendante du boost. Pour chaque paire $(\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}})$ les deux distributions d'échantillonnage sont utilisées tour à tour pour le neutrino et l'antineutrino et l'énergie des jets est variée 50 fois à l'aide d'une distribution gaussienne dont la largeur vaut 2 % de l'énergie mesurée des jets. Tous les jets de chaque événements sont considérés. La solution est choisie comme la somme pondérée de toutes les solutions d'un événement.

8.2.3 Méthode cinématique (KIN)

La méthode KIN a été utilisée pour mesurer entre autre la masse du quark top au sein de la collaboration CDF [12, 13]. Le système d'équations est résolu numériquement avec la méthode de Newton-Raphson. Deux jets seulement sont utilisés pour la reconstruction. Ce sont les deux jets les mieux identifiés comme issus de quarks b . La sélection des jets comme ci-dessus améliore l'efficacité d'associer correctement un jet issu d'un quark b au quark b correspondant dans la simulation de 54 % à 69 % comparé au cas où les deux jets sélectionnés sont ceux avec la plus grande impulsion transverse. Pour chaque résolution du système, il peut y avoir jusqu'à 4 solutions. La solution retenue est celle dont la masse invariante du système $t\bar{t}$ est la plus petite. En effet, la section efficace de production $t\bar{t}$ décroît quand la masse invariante $t\bar{t}$ augmente (à l'exception des valeurs de $m_{t\bar{t}}$ inférieure au seuil de production) comme le montre la figure 2.13. La probabilité de production d'événements avec de faibles valeurs de $m_{t\bar{t}}$ est donc supérieure. Les résolutions expérimentales des jets et de l'énergie transverse manquante sont prises en compte. Les fonctions de résolution sont construites dans la simulation en faisant la différence $p_T^{gen} - p_T^{reco}/p_T^{gen}$ pour les jets et $\sum p_{T\nu}^{x,y} - E_{x,y}^{miss}$ pour l'énergie transverse manquante dans différents intervalles en p_T^{jet} et $\sum E_T$ respectivement (voir figures 8.8 et 8.9).

La prise en compte de la résolution des leptons n'améliore pas les performances de la méthode car la résolution des leptons est nettement meilleure que celle des jets et de l'énergie transverse manquante. L'ambiguïté due aux deux permutations possibles leptons-jets est levée de la manière suivante. Chaque permutation est reconstruite 500 fois en faisant varier la résolution des objets avec les fonctions de résolution. La bonne permutation est choisie comme celle qui à le plus grand nombre de solution parmi les 500 tentatives de reconstruction.

8.2. RECONSTRUCTION DU SYSTÈME $T\bar{T}$

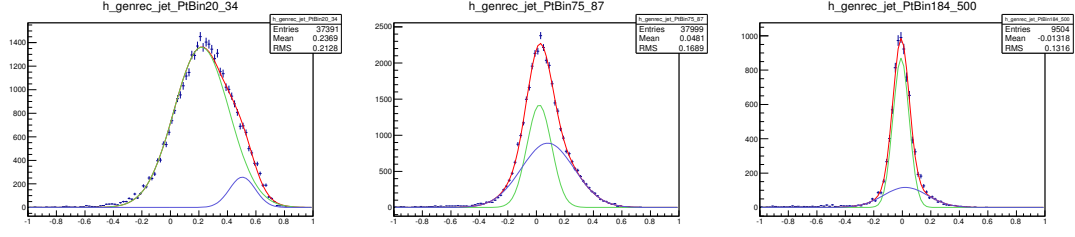


FIGURE 8.8 – Fonctions de résolution $p_T^{gen} - p_T^{rec}/p_T^{gen}$ des jets pour des intervalles en p_T de (gauche) 20-34 GeV, (milieu) 75-87 et (droite) 184-500. Les distributions sont ajustées à l'aide de deux fonctions gaussiennes (courbes bleu et verte) afin de prendre en compte les queues des distributions. La courbe rouge représente l'ajustement à l'aide des deux gaussiennes combinées.

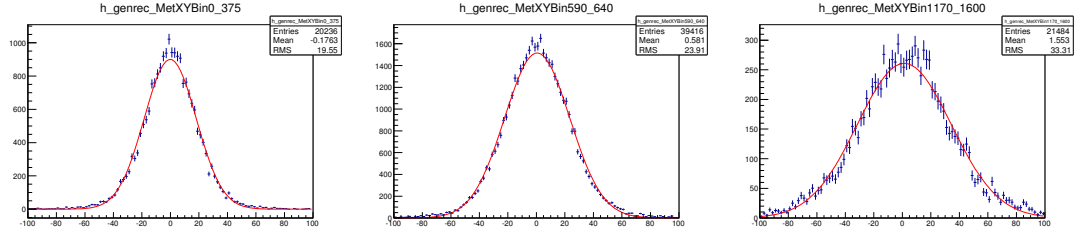


FIGURE 8.9 – Fonctions de résolution $\sum p_T^{\nu} - E_{x,y}^{miss}$ de l'énergie transverse manquante pour des intervalles en $\sum E_T$ de (gauche) 0-375 GeV, (milieu) 590-640 et (droite) 1170-1600.

8.2.4 Performances des méthodes de reconstruction

Nous allons comparer les performances des différentes méthodes afin de sélectionner la plus performante pour la mesure de l'asymétrie de charge. Pour ce faire nous définissons deux séries de critères : des critères généraux sur la reconstruction du système $t\bar{t}$ et des critères spécifiques à la mesure de l'asymétrie de charge.

8.2.5 Performances générales

Les performances générales des méthodes de reconstruction sont définies ci-dessous.

Efficacité de reconstruction ε_{rec} . Cette efficacité correspond à la fraction d'événement candidat à la reconstruction qui possèdent au moins une solution.

Qualité de reconstruction. Cette quantité est définie comme la fraction d'événement dont la distance angulaire entre le quark top (antitop) reconstruit et généré est inférieur à $\Delta R(rec, gen) < 0,3$.

Résolution des variables du quark top/antitop reconstruit. On estime la résolution sur les variables p_T , η , ϕ et y du top reconstruit comme la largeur (RMS) de la distribution de la différence absolue entre le niveau reconstruit et généré.

Résolution des variables du système $t\bar{t}$. On estime la résolution sur les variables p_T , M , η et y du système $t\bar{t}$ reconstruit comme la largeur (RMS) de la distribution de la différence absolue entre le niveau reconstruit et généré.

CHAPITRE 8. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $t\bar{t}$ DANS ATLAS

	KIN	ME	NW
Éfficacité de reconstruction ε_{rec} [%]	90.27	97.8	84.24
Qualité de reconstruction ($\Delta R(reco, truth) < 0.3$) [%]	15.51	13.6	12.56
Temps moyen de reconstruction [s]	3.5	2.5	1.44
Résolutions (RMS) - top & antitop			
p_T [GeV]	67.70	61.4	62.86
y	0.45	0.47	0.44
ϕ	0.86	0.95	1.02
η	0.81	0.87	0.77
Résolutions (RMS) - système $t\bar{t}$			
p_T [GeV]	36.86	45.5	39.60
y	0.31	0.33	0.30
M [GeV]	133.40	116.0	129.7
η	1.22	1.27	1.153

TABLE 8.3 – Performances générales des trois méthodes de reconstruction estimées pour l'ensemble des événements $t\bar{t}$.

Les performances ci-dessus sont estimées en fonction du boost de la paire $t\bar{t}$ le long de l'axe z $\beta_{Zt\bar{t}}$. On a vu qu'il est intéressant (voir section 2.2.2. b) de mesurer l'asymétrie en fonction de $\beta_{Zt\bar{t}}$ et comme on s'attend à ce que la cinématique du système $t\bar{t}$ évolue avec le boost il nous faut regarder les performances pour différents régimes de $\beta_{Zt\bar{t}}$. Le temps moyen nécessaire pour reconstruire un événement est aussi un critère intéressant.

La table 8.3 présente les performances générales pour les événements $t\bar{t}$ sélectionnés comme décrit dans la section 8.1.1 sans sélection sur la valeur de $\beta_{Zt\bar{t}}$ et la table 8.4 présente les mêmes performances pour $|\beta_{Zt\bar{t}}| > 0,6$. Dans l'ensemble, les performances des trois méthodes sont similaires.

8.2.6 Performances spécifiques

Les critères spécifiques à la mesure de l'asymétrie de charge sont présentés ci-dessous.

(1) $\sigma(\Delta|y|)/\varepsilon_{rec}$. La variable $\Delta|y|$ est la variable utilisée pour calculer l'asymétrie. Il est donc important d'estimer sa résolution. On pondère la résolution par l'efficacité de reconstruction ε_{rec} . On souhaite une valeur faible de $\sigma(\Delta|y|)$ et une valeur proche de 1 pour ε_{rec} . Le critère (1) est donc recherché le plus faible possible.

(2) $signe(\Delta|y_{rec}|) \times signe(\Delta|y_{gen}|)$. La capacité à reconstruire correctement le signe de $\Delta|y|$ est fondamentale pour la mesure de l'asymétrie. On souhaite donc une fraction importante d'événement avec $signe(\Delta|y_{rec}|) \times signe(\Delta|y_{gen}|) > 0$.

(3) Résolution des variables différentielles. La mesure de l'asymétrie sera réalisée à terme de manière inclusive mais également en fonction de $m_{t\bar{t}}$, $p_{Tt\bar{t}}$ et $\beta_{Zt\bar{t}}$. La résolution (absolue) sur ces trois variables doit donc être estimée.

8.2. RECONSTRUCTION DU SYSTÈME $T\bar{T}$

	KIN	ME	NW
Éfficacité de reconstruction ε_{rec} [%]	89.2	97.6	83.70
Qualité de reconstruction ($\Delta R(reco, truth) < 0.3$) [%]	15.1	13.1	12.3
Temps moyen de reconstruction [s]	3.5	2.5	1.44
Résolutions (RMS) - top & antitop			
p_T [GeV]	68.2	60.9	62.0
y	0.47	0.52	0.49
ϕ	0.90	0.98	1.05
η	0.81	0.87	0.77
Résolutions (RMS) - système $t\bar{t}$			
p_T [GeV]	37.4	45.3	38.7T
y	0.33	0.36	0.34
M [GeV]	129.4	109.8	123.0
η	1.05	1.12	0.96

TABLE 8.4 – Performances générales des trois méthodes de reconstruction estimées dans l'échantillon de signal $t\bar{t}$ avec $|\beta_{Zt\bar{t}}| > 0,6$.

	KIN	ME	NW
(1) $\sigma(\Delta y)/\varepsilon_{rec}$ [GeV]	0.59	0.62	0.60
(2) $signe(\Delta y_{rec}) \times signe(\Delta y_{gen})$	0.758	0.744	0.763
(3a) resolution $m(t\bar{t})$ [GeV]	133.40	116.0	129.7
(3b) resolution $p_T(t\bar{t})$ [GeV]	36.86	45.5	39.60
(3c) resolution $\beta_Z(t\bar{t})$	0.22	0.23	0.20

TABLE 8.5 – Performances spécifiques à la mesure de l'asymétrie des trois méthodes de reconstruction estimées pour l'ensemble des événements $t\bar{t}$.

	KIN	ME	NW
(1) $\sigma(\Delta y)/\varepsilon_{rec}$ [GeV]	0.67	0.70	0.69
(2) $signe(\Delta y_{rec}) \times signe(\Delta y_{gen})$	0.794	0.781	0.802
(3a) resolution $m(t\bar{t})$ [GeV]	129.4	109.8	123.0
(3b) resolution $p_T(t\bar{t})$ [GeV]	37.4	45.3	38.7
(3c) resolution $\beta_Z(t\bar{t})$	0.17	0.20	0.16

TABLE 8.6 – Performances spécifiques à la mesure de l'asymétrie des trois méthodes de reconstruction estimées dans l'échantillon de signal $t\bar{t}$ avec $|\beta_{Zt\bar{t}}| > 0,6$.

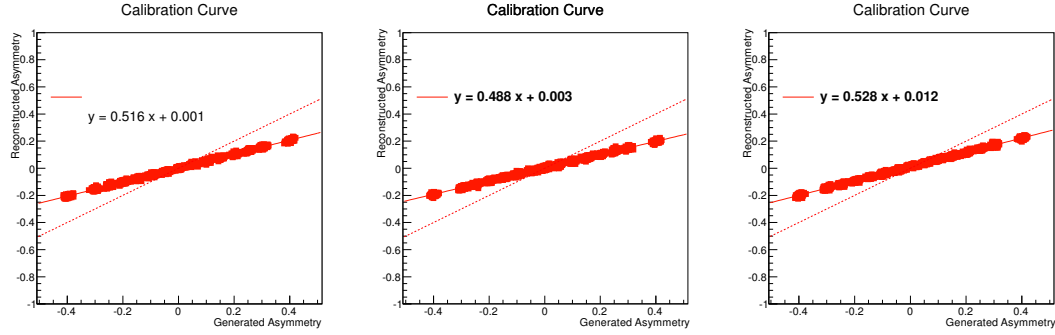


FIGURE 8.10 – Test de linéarité : distribution de l’asymétrie reconstruite en fonction de différente asymétrie générée pour la méthode (gauche) KIN, (milieu) ME et (droite) NW pour des événements $t\bar{t}$. Les distributions sont ajustées avec une droite.

Les tables 8.5 et 8.6 présentent les performances pour l’ensemble des événements $t\bar{t}$ et pour $|\beta_{Zt\bar{t}}| > 0,6$. On constate que les méthodes KIN et NW possèdent des performances très similaires qui sont légèrement meilleures que celles de la méthode ME.

Nous avons également estimé l’uniformité de la reconstruction de l’asymétrie $t\bar{t}$ pour différentes valeurs d’asymétrie générée (test de linéarité). Pour ce faire, nous avons mesuré la valeur de l’asymétrie reconstruite pour plusieurs valeurs d’asymétrie générée. Ce test a été réalisé simplement en sélectionnant de manière aléatoire davantage d’événements avec $\Delta|y| > 0$ ou avec $\Delta|y| < 0$ dans l’échantillon de signal $t\bar{t}$ afin d’obtenir les valeurs d’asymétrie désirées. Le résultat est montré sur la figure 8.10 pour les trois méthodes. Le coefficient directeur (pente) de la droite servant à l’ajustement quantifie la dilution de l’asymétrie mesurée au niveau reconstruit par rapport au niveau partonique. Une valeur de 0,5 signifie que pour une asymétrie générée donnée, la moitié seulement de cette asymétrie sera reconstruite. L’écart par rapport à 0 de l’ordonnée à l’origine (*offset*) quantifie le biais introduit par la méthode. La prédiction du modèle standard étant de l’ordre de 1 %, une ordonnée à l’origine de 1,2 % n’est pas acceptable. La méthode NW introduit un biais trop importante alors que celui de la méthode KIN est raisonnable ($\simeq 0,1$ %). C’est pourquoi la méthode KIN a été choisie pour la reconstruction du système $t\bar{t}$ dans le cadre de la mesure de l’asymétrie de charge.

8.3 Mesure de l’asymétrie de charge $t\bar{t}$

8.3.1 Asymétrie reconstruite

8.3.1. a Asymétrie leptonique

La figure 8.11 présente les distributions de $\Delta|\eta|$ des leptons dans les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ dans les données et la simulation après que l’ensemble de la sélection ait été appliquée. Ces distributions vont servir à la mesure de l’asymétrie de charge des leptons :

$$A_C^{\ell\ell} = \frac{N(\Delta|\eta| > 0) - N(\Delta|\eta| < 0)}{N(\Delta|\eta| > 0) + N(\Delta|\eta| < 0)}. \quad (8.7)$$

La figure 8.12 montre également la distribution de $\Delta|\eta|$ des leptons mais au niveau inclusif où le bruit de fond Z domine très largement. On constate que l’asymétrie du bruit de fond Z est un peu différente dans les données et la simulation au vu des valeurs de

8.3. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $T\bar{T}$

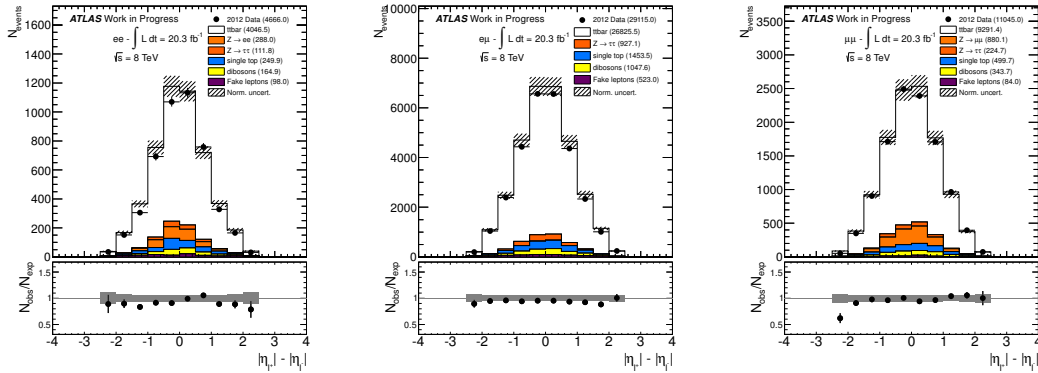


FIGURE 8.11 – Distributions de $\Delta|\eta|$ des leptons dans les canaux (gauche) ee , (milieu) $e\mu$ et (droite) $\mu\mu$ après que l'ensemble de la sélection ait été appliquée.

la table 8.7. Cette différence sera pris en compte comme incertitude systématique (voir section 8.3.3).

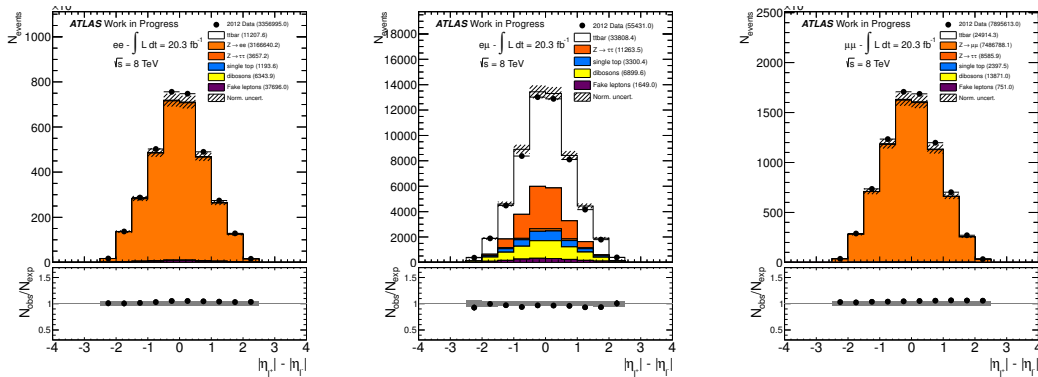


FIGURE 8.12 – Distributions de $\Delta|\eta|$ des leptons dans les canaux (gauche) ee , (milieu) $e\mu$ et (droite) $\mu\mu$ au niveau inclusif.

$A_C^{\ell\ell}$	ee	$\mu\mu$
Simulation	-0.0182 ± 0.0011	-0.0207 ± 0.0007
Données	0.0131 ± 0.0006	-0.0138 ± 0.0004

TABLE 8.7 – Valeurs de l'asymétrie leptonique dans un échantillon d'événement dominé par le bruit de fond Z dans les données et la simulation pour les canaux ee et $\mu\mu$. Les incertitudes présentées sont seulement statistiques.

8.3.1. b Asymétrie $t\bar{t}$

La figure 8.13 présente les distributions de $\Delta|y|$ de la paire $t\bar{t}$ dans les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ dans les données et la simulation après que l'ensemble de la sélection ait été appliquée.

CHAPITRE 8. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $T\bar{T}$ DANS ATLAS

Ces distributions vont servir à la mesure de l'asymétrie de charge de la paire $t\bar{t}$:

$$A_C = \frac{N(\Delta|y| > 0) - N(\Delta|y| < 0)}{N(\Delta|y| > 0) + N(\Delta|y| < 0)}. \quad (8.8)$$

La figure 8.14 présente les distributions des variables $m_{t\bar{t}}$ et $p_{Tt\bar{t}}$ qui pourront servir à la mesure de l'asymétrie différentielle dans le futur.

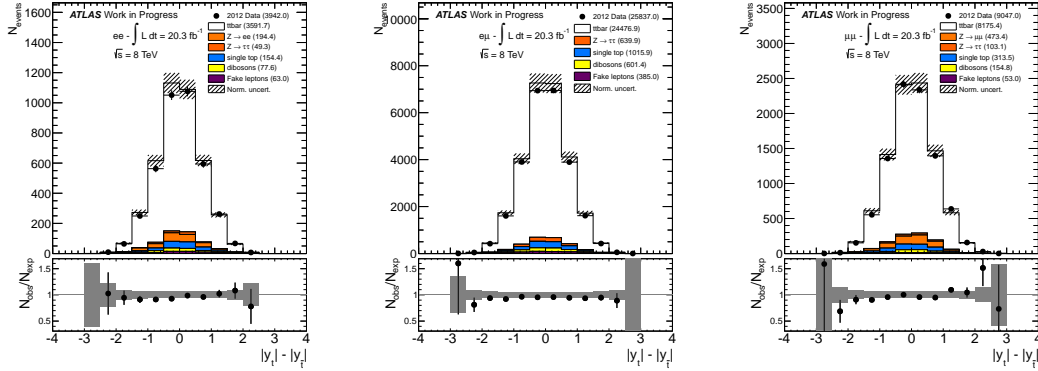


FIGURE 8.13 – Distributions de $\Delta|y|$ de la paire $t\bar{t}$ dans les canaux (gauche) ee , (milieu) $e\mu$ et (droite) $\mu\mu$ après que l'ensemble de la sélection ait été appliquée.

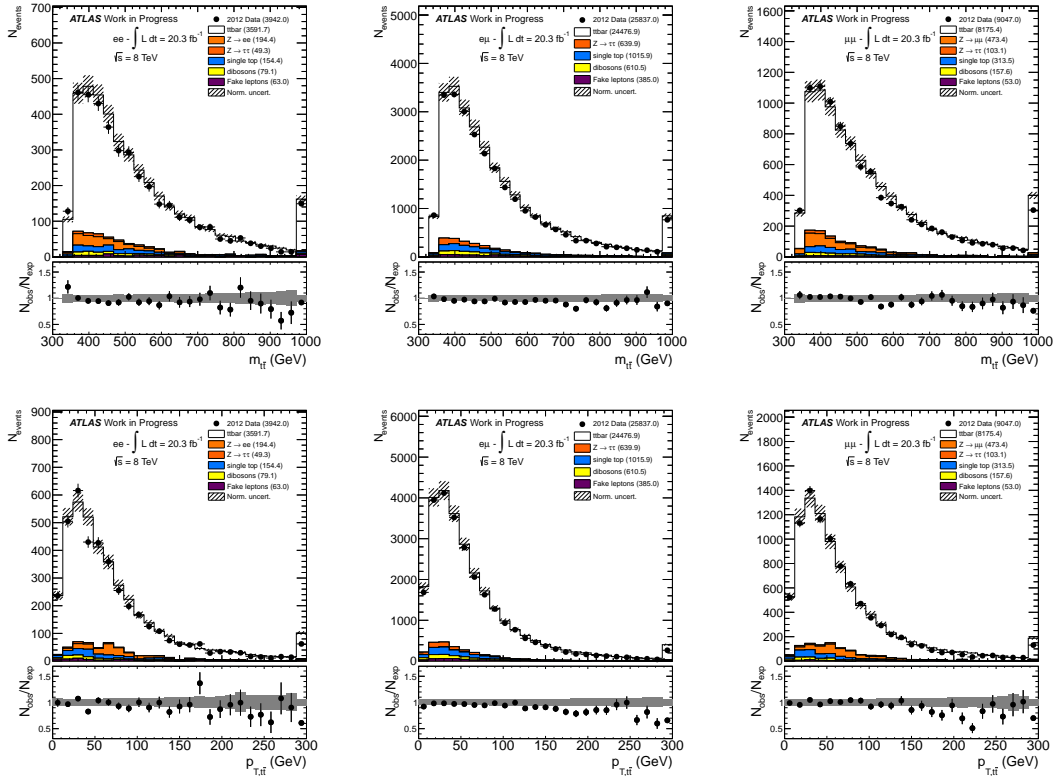


FIGURE 8.14 – Distributions de (haut) la masse invariante et (bas) de l'impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$ dans les canaux (gauche) ee , (milieu) $e\mu$ et (droite) $\mu\mu$.

8.3.2 Asymétrie corrigée des effets de détecteurs

Nous allons présenter ci-après la procédure suivie afin de réaliser la mesure des asymétries leptonique et $t\bar{t}$. Ces études préliminaires se concentrent sur le canal $e\mu$ qui est celui possédant le poids le plus important parmi les trois canaux.

8.3.2. a Principe

Comme nous l'avons vu pour la mesure de l'asymétrie dans $D0$, l'asymétrie reconstruite doit être corrigée des deux effets de détecteur suivants :

- la perte d'événements due à l'acceptance géométrique limitée du détecteur et due également à l'inefficacité de reconstruction des objets, de la sélection des événements et de la reconstruction du système $t\bar{t}$ (dans le cas de l'asymétrie $t\bar{t}$) ;
- la résolution finie du détecteur qui entraîne la migration d'événements d'un intervalle donné en $\Delta|y|$ où $\Delta|\eta|$ au niveau généré à un autre intervalle au niveau reconstruit.

Le phénomène de migration est important pour la distribution de $\Delta|y|$ au contraire de la distribution de $\Delta|\eta|$ comme le montre la figure 8.15. Ceci s'explique par la bonne reconstruction de l'angle des leptons (résolution $\sigma(\Delta|\eta|) \sim 0,04$) alors que la reconstruction de la direction des quarks top/antitop est moins bonne (résolution $\sigma(\Delta|y|) \sim 0,5$). Ces résolutions ont été estimées dans la simulation avec des événements $t\bar{t}$.

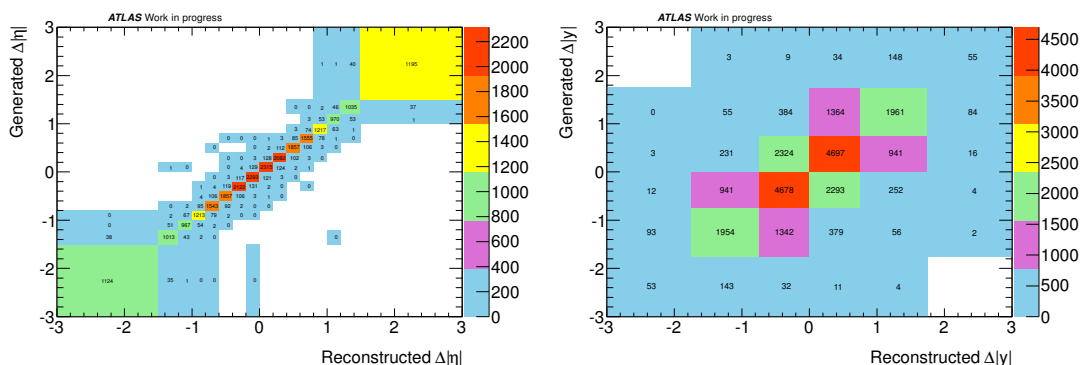


FIGURE 8.15 – Matrice de migration construite dans les événements de signal simulés pour l'asymétrie (gauche) leptonique et (droite) $t\bar{t}$ dans le canal $e\mu$. Cette matrice quantifie la migration des événements d'un intervalle à un autre entre le niveau généré et reconstruit. Les intervalles considérés sont ceux qui seront utilisés pour la mesure.

La procédure de déconvolution suivie pour corriger les distributions des effets ci-dessus est appelée *unfolding*. La méthode d'unfolding utilisée dans le cadre de cette analyse est basée sur le théorème de Bayes (FBU, *Fully Bayesian Unfolding*). Cette méthode décrite dans [14] a été utilisée pour la première fois pour la mesure de l'asymétrie de charge $t\bar{t}$ dans le canal semileptonique dans ATLAS avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV [15]. Elle est également utilisée dans le canal dileptonique avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Nous allons présenter le principe de cette méthode.

Considérons la distribution $D = (D_1, D_2, \dots, D_n)$ où D_1, D_2, \dots, D_n représentent le nombre d'événements reconstruits dans n intervalles à l'aide d'un détecteur pour une observable donnée ($\Delta|y|$ ou $\Delta|eta|$ ici). La distribution mesurée est différente de la distribution vraie (celle préexistante à la mesure) $\hat{T} = (\hat{T}_1, \hat{T}_2, \dots, \hat{T}_n)$ car elle est impactée par les effets d'acceptance et de migration. On peut estimer la distribution de probabilité du nombre d'événements

CHAPITRE 8. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $T\bar{T}$ DANS ATLAS

dans chaque intervalle au niveau généré à l'aide du théorème de Bayes ayant mesurée la distribution reconstruite D comme :

$$p(T|D) \propto L(D|T) \cdot \pi(T), \quad (8.9)$$

où $p(T|D)$ est la probabilité que la distribution générée T soit la vraie distribution \hat{T} étant donné la distribution de données D . Elle est proportionnelle à $L(D|T)$ qui est la vraisemblance (*likelihood*) d'observer la distribution de données D sachant la distribution T et à $\pi(T)$ appelé le *prior* qui renferme l'information concernant \hat{T} que nous croyons connaître *a priori*. En considérant que les données obéissent à la statistique de Poisson, il vient :

$$L(D|T) = \prod_{r=1}^n \frac{R_r^{D_r}}{D_r!} e^{-R_r}, \quad (8.10)$$

où $R_r = \sum_{t=1}^n T_t \cdot P(r|t)$ représente la distribution que l'on s'attend à mesurer sachant la distribution générée T . La probabilité $P(r|t)$ est celle de mesurer un événement dans l'intervalle r sachant qu'il a été produit dans l'intervalle t . Cette probabilité s'exprime :

$$P(r|t) = \frac{\varepsilon_t \mathcal{M}_{tr}}{\sum_{k=1}^{N_n} \mathcal{M}_{tk}}. \quad (8.11)$$

Elle est estimée entièrement dans la simulation. \mathcal{M} est la matrice de réponse (voir figure 8.17). Cette matrice quantifie la migration des événements d'un intervalle à un autre entre le niveau généré t et reconstruit r . Elle est construite à partir de la matrice de migration (voir figure 8.15) dont chaque ligne est normalisée par le nombre d'événement total dans cette ligne afin d'obtenir la probabilité de migration. Chaque intervalle de la matrice est ensuite multiplié par l'efficacité d'acceptance ε_t correspondante afin d'obtenir finalement la probabilité $P(r|t)$. L'efficacité d'acceptance est estimée en faisant le rapport des distributions obtenues après reconstruction et des distributions générées (voir figure 8.16). Le premier et le dernier intervalle de la distribution d'efficacité d'acceptance prennent en compte les événements générés situés au-delà de la limite supérieure ou inférieure définie dans cette distribution afin d'extrapoler, lors de la procédure d'unfolding, l'asymétrie à tout l'espace des phases.

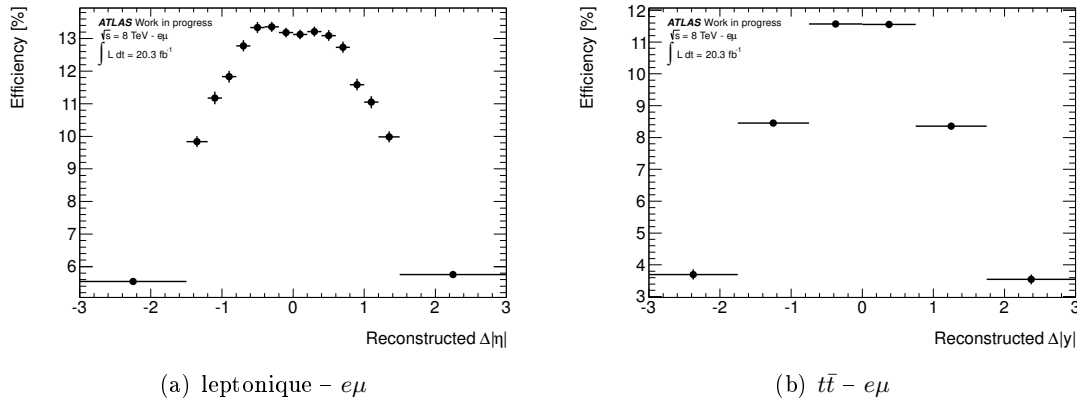


FIGURE 8.16 – Distributions des efficacités de sélection du signal pour les asymétries leptonique et $t\bar{t}$. La distribution générée de référence comprend les événements $t\bar{t}$ dans les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$.

8.3. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $T\bar{T}$

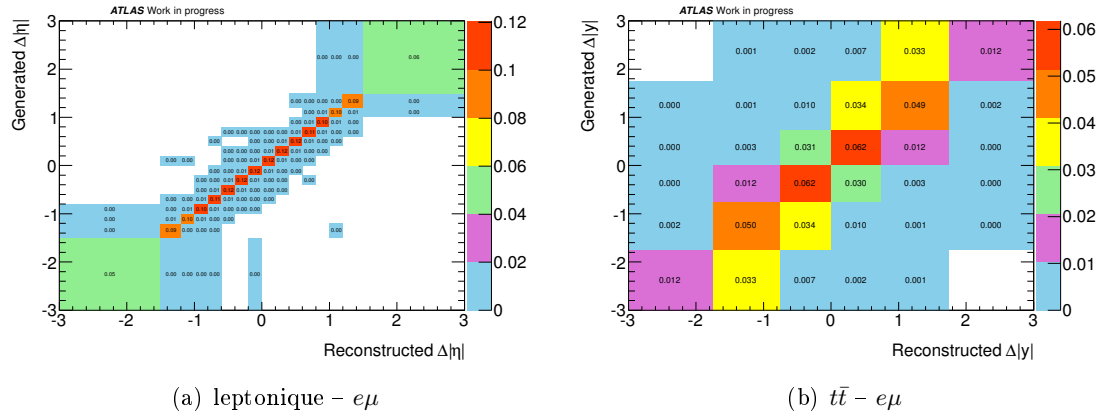


FIGURE 8.17 – Matrice de réponse pour les asymétries leptonique et $t\bar{t}$ dans le canal $e\mu$.

Le bruit de fond dans les données est pris en compte par l'ajout d'un terme dans R_r :

$$R_r = B_r + \sum_{t=1}^n T_t \cdot P(r|t), \quad (8.12)$$

où B_r est le nombre d'événements de bruit de fond attendus dans l'intervalle r . La distribution de probabilité du nombre d'événements dans chaque intervalle de la distribution après correction est construite en prenant pour référence la distribution T obtenue dans la simulation dont le nombre d'événements dans chaque intervalle est fluctué aléatoirement à l'aide d'une distribution poissonnienne. On construit la distribution de probabilité de l'asymétrie après correction en calculant l'asymétrie obtenue pour chaque distribution T fluctuée à laquelle on associe la probabilité $p(T|D)$. La figure 8.18 montre un exemple de distribution de probabilité de l'asymétrie estimée après correction au niveau généré. La valeur centrale choisie correspond à la valeur moyenne de cette distribution et l'incertitude statistique correspond à la largeur de cette distribution.

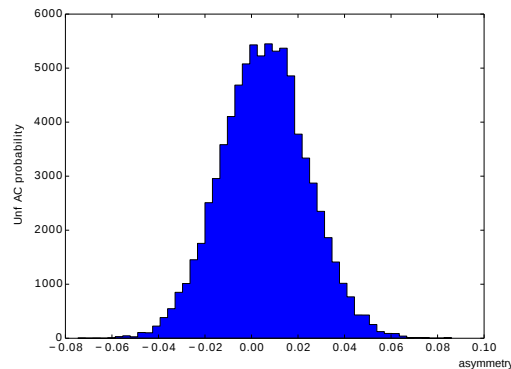


FIGURE 8.18 – Distribution de probabilité de l'asymétrie estimée au niveau généré pour l'asymétrie $t\bar{t}$ dans le canal $e\mu$ dans la simulation. La distribution n'est pas normalisée à 1.

La procédure d'unfolding peut être optimisée afin de réduire l'incertitude statistique après correction et afin d'obtenir une estimation de l'asymétrie générée la moins biaisée possible.

8.3.2. b Optimisation de l'intervalle des distributions

Le choix des intervalles utilisés dans les distributions de $\Delta|y|$ et $\Delta\eta$ est important car il modifie la quantité de migration attendue. Le nombre (et la taille) des intervalles doit être suffisamment grand pour permettre de modéliser correctement les effets de migrations mais pas trop grand pour avoir suffisamment de statistique dans chaque intervalle. Les critères utilisés pour optimiser le nombre (et la taille) des intervalles sont présentés ci-dessous.

Linéarité. La linéarité de la procédure de correction de l'asymétrie est testée dans la simulation. Pour ce faire les distributions de $\Delta|y|$ et $\Delta|\eta|$ du signal $t\bar{t}$ générées avec POWHEG sont pondérées de deux manières :

- en injectant une asymétrie dite plate : les événements $t\bar{t}$ sont pondérés en fonction de leur valeur de $\Delta|y|$ ($\Delta\eta$) par le facteur $\omega_{plate} = 1 + \Delta|y| \times \beta$ où β va de -0,06 à +0,06 par pas de 0,02. Cette pondération linéaire va permettre d'augmenter ou de diminuer la valeur d'asymétrie suivant le signe de β entre -3,5 % et 3,5 % ;
- en utilisant des échantillons d'événements $t\bar{t}$ produits par le biais d'axigluon pour pondérer les distributions. Cela permet d'obtenir des asymétries prédites de -3 % à 7 %, couvrant ainsi un large spectre autour de la prédiction du modèle standard. Les modèles d'axigluon sont les mêmes que ceux utilisés pour les mesures de l'asymétrie dans les canaux dileptonique et semileptonique dans ATLAS à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV [15].

On construit la distribution de l'asymétrie reconstruite en fonction des différentes asymétries générées que l'on ajuste par une droite. Chaque valeur d'asymétrie reconstruite correspond à la valeur moyenne d'asymétries obtenues à l'aide d'un ensemble de lots de pseudodonnées. Un lot de pseudodonnées est obtenu à partir des distributions de $\Delta|y|$ et $\Delta\eta$ simulées en fluctuant le nombre d'événements dans chaque intervalle de façon poissonnienne. On souhaite que la valeur de la pente soit le plus proche de 1 possible et que la valeur de l'ordonnée à l'origine soit la plus faible possible (pas plus grande que $\sim 0,1$ %).

Incertitude statistique de l'asymétrie reconstruite. L'incertitude statistique attendue sur la mesure de l'asymétrie reconstruite est évaluée à l'aide de la simulation pour différentes configurations des intervalles. On souhaite obtenir l'incertitude statistique attendue la plus faible possible.

Étalonnage de l'incertitude statistique. Pour s'assurer que l'incertitude statistique est bien estimée, on construit la quantité suivante (appelée *pull*) à l'aide de la simulation :

$$pull = \frac{A_C^{rec} - A_C^{gen}}{\sigma(A_C^{rec})}, \quad (8.13)$$

où A_C^{rec} et A_C^{gen} sont respectivement les asymétries reconstruite et générée et $\sigma(A_C^{rec})$ l'incertitude statistique sur l'asymétrie reconstruite. Dans le cas où l'incertitude statistique est bien estimée, cette distribution doit être une gaussienne centrée en 0 et de largeur 1. La distribution du pull est construite à l'aide d'un ensemble de pseudodonnées.

La figure 8.19 présente le résultat des tests ci-dessus pour une configuration donnée d'intervalles en $\Delta|y|$ dans le canal $e\mu$. Le choix des intervalles testés s'est fait en considérant l'incertitude relative attendue sur le nombre d'événements dans chaque intervalle au niveau corrigé, la résolution sur la mesure de $\Delta|y|$ et $\Delta|\eta|$ et l'importance de la migration. La table 8.8 résume les résultats pour deux configurations différentes choisies pour l'asymétrie $t\bar{t}$ et leptonique. Ces deux configurations vont être testées dans l'étape suivante d'optimisation.

8.3. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $T\bar{T}$

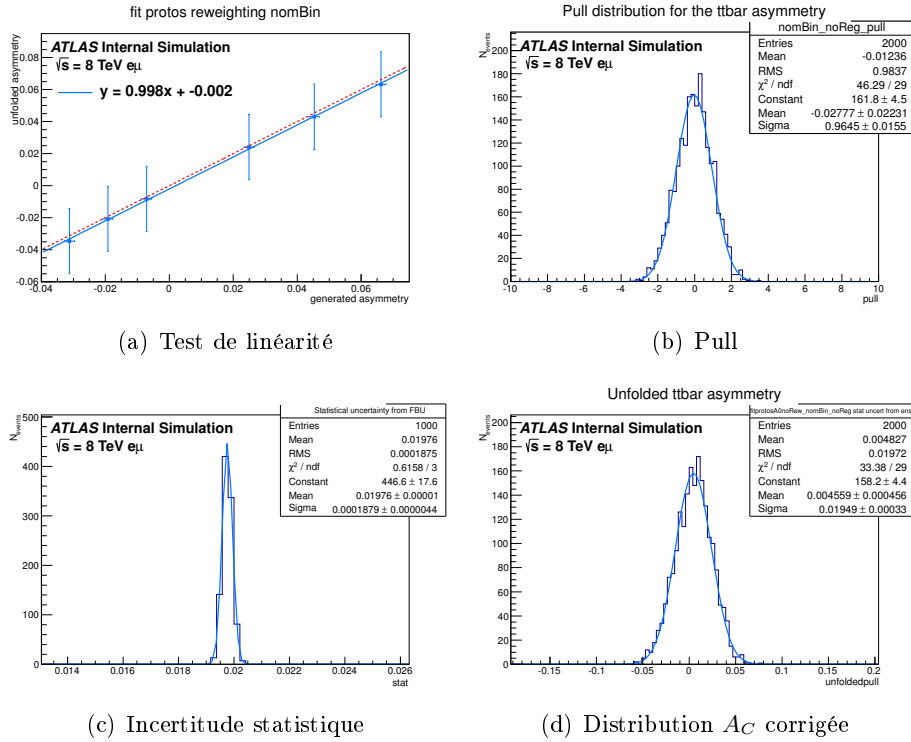


FIGURE 8.19 – Exemple des tests effectués pour l’optimisation de l’intervalle des distributions pour le cas de l’asymétrie $t\bar{t}$ dans le canal $e\mu$.

Asymétrie leptonique					
canal	intervalles	pende	ord. à l’orig.	pull	σ_{stat}
$e\mu$	0,0 ; 0,4 ; 0,8 ; 1,2 ; 1,6 ; 3,0	1,00	0,0001	0,976	0,0066
	0,0 ; 0,2 ; 0,4 ; 0,6 ; 0,8 ; 1,0 ; 1,2 ; 1,5 ; 3,0	1,00	-0,0001	1,010	0,0066

Asymétrie $t\bar{t}$					
canal	intervalles	pende	ord. à l’orig.	pull	σ_{stat}
$e\mu$	0,0 ; 0,65 ; 3,0	1,00	-0,0020	0,965	0,0195
	0,0 ; 0,75 ; 1,75 ; 3,0	1,03	-0,0016	0,984	0,0187

TABLE 8.8 – Résultats de l’optimisation des intervalles des distributions pour les asymétries $t\bar{t}$ et leptonique dans le canal $e\mu$.

8.3.2. c Optimisation via la régularisation

La procédure d’unfolding permet d’utiliser l’information que l’on peut avoir a priori sur la distribution générée afin d’améliorer l’incertitude statistique obtenue après correction. On appelle cette procédure la procédure de régularisation. Dans le cas de la méthode FBU la régularisation passe par la définition d’un prior $\pi(T)$ qui renferme l’information sur la distribution générée. Le prior s’écrit :

$$\pi(T) = e^{-\alpha S(T)}, \quad (8.14)$$

CHAPITRE 8. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $T\bar{T}$ DANS ATLAS

où α est le paramètre de régularisation et $S(T)$ la fonction de régularisation. Plusieurs fonctions de régularisation sont présentées dans [14]. En particulier, nous avons testé la fonction suivante :

$$S(T) = |C(T) - C_{ref}(T)|, \quad (8.15)$$

avec $C(T) = \sum_i [(T_{i+1} - T_i) - (T_i - T_{i-1})]^2$ qui représente la courbure de la distribution T où i parcourt chaque intervalle de la distribution. La fonction de référence $C_{ref}(T)$ est construite dans la simulation à l'aide de la distribution générée nominale. La fonction $S(T)$ calcule donc la différence entre la courbure d'une distribution quelconque T (obtenue en fluctuant la distribution nominale) et la courbure de la distribution nominale. Les distributions générées quelconques dont les courbures sont suffisamment différentes de celle de référence voient leur probabilité réduite par un facteur $e^{-\alpha S(T)}$. La régularisation permet de donner un poids plus important aux distributions générées quelconques dont le comportement est proche de celui que l'on attend. La valeur du paramètre α définit l'intensité de la régularisation, depuis $\alpha = 0$ lorsqu'aucune régularisation n'a lieu jusqu'à $\alpha \sim C_{ref}(T)^{-1}$ où la régularisation est forte.

Les tests réalisés pour optimiser la régularisation sont basés sur la linéarité, l'optimisation de l'incertitude statistique et son étalonnage. Les résultats obtenus sont similaires pour les différentes configurations des intervalles et donc nous allons utiliser celles avec le plus grand nombre d'intervalles afin d'avoir le plus d'informations possibles dans les distributions de $\Delta|y|$ et $\Delta|\eta|$ corrigées. L'incertitude statistique obtenue diminue, comme attendue, lorsque le paramètre de régularisation augmente. Cependant, nous constatons que pour $\alpha \geq 10^{-8}$ (suivant les intervalles considérés) la distribution de probabilité de l'asymétrie corrigée se déforme. Dans ce cas la valeur moyenne de cette distribution n'est plus adéquate comme estimateur de l'asymétrie corrigée (voir figure 8.20). Compte tenu de ces études nous avons sélectionné pour l'asymétrie $t\bar{t}$ l'intervalle

$$[-3; -1,75; -0,75; 0,0; 0,75; 1,75; 3]$$

et le paramètre de régularisation $\alpha = 10^{-9}$. Nous observons que pour le paramètre de régularisation $\alpha = 10^{-9}$ l'incertitude statistique sur l'asymétrie $t\bar{t}$ est surestimée d'environ 15 %. Ce phénomène est aussi observé dans la mesure de l'asymétrie dans les canaux dileptonique et semileptonique avec une énergie dans le centre de masse de 7 et 8 TeV.

Nous avons sélectionné pour l'asymétrie leptonique l'intervalle

$$[-3,0; -1,5; -1,2; -1,0; -0,8; -0,6; -0,4; -0,2; 0,0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,2; 1,5; 3,0]$$

sans appliquer de régularisation. La régularisation ne permet pas dans le cas de l'asymétrie leptonique de diminuer l'incertitude statistique attendue du fait que les effets de migration sont faibles.

La table 8.9 résume les valeurs des asymétries $t\bar{t}$ et leptonique mesurées au niveau reconstruit dans le canal $e\mu$ dans les données, la simulation (signal et bruit de fond) et dans les données auxquelles on a soustrait les événements de bruit de fond attendues dans chaque intervalle, puis après correction des effets de détecteurs pour l'asymétrie dans les données. Contrairement à la mesure de l'asymétrie leptonique réalisée à D0, il n'est pas besoin d'une procédure d'extrapolation additionnelle car l'extrapolation est prise en compte dans la construction de la matrice de réponse. La figure 8.21 présente les distributions de $\Delta|y|$ et de $\Delta|\eta|$ dans les données et la simulation au niveau reconstruit et la figure 8.22 montre les mêmes distributions dans les données et la simulation au niveau généré après correction.

8.3. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $T\bar{T}$

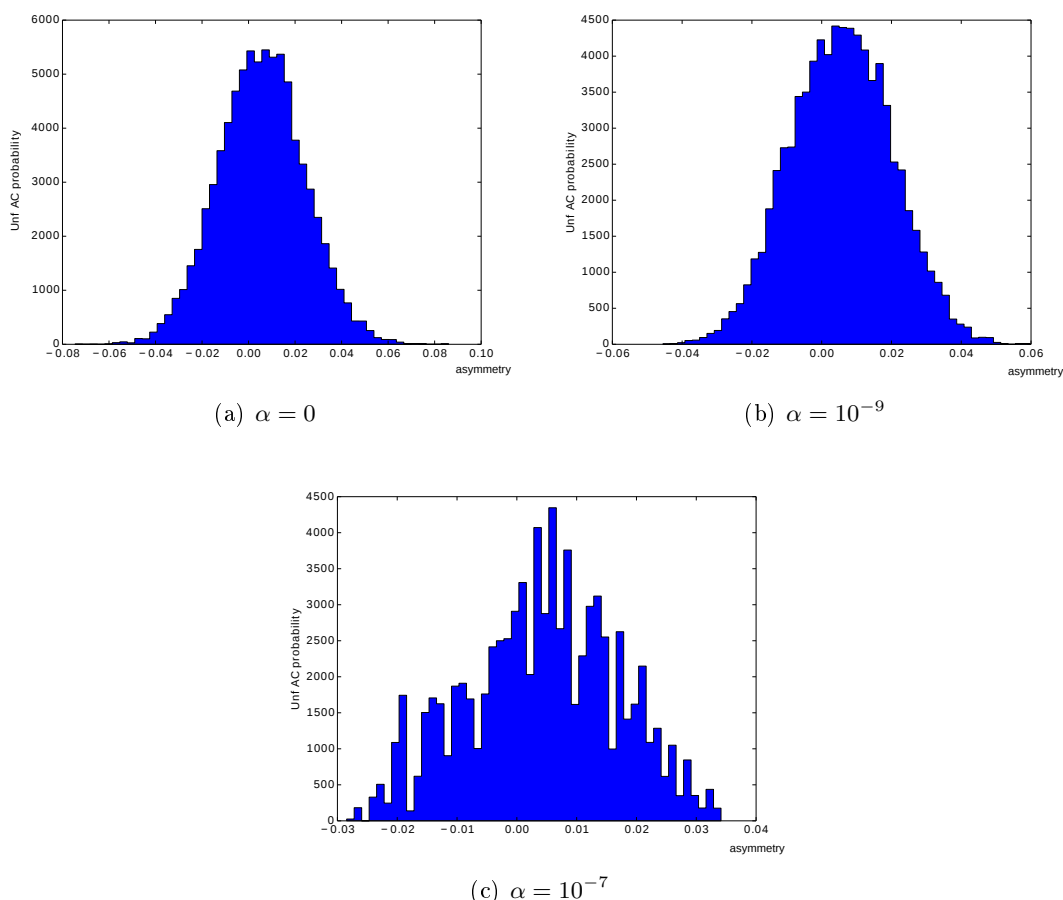


FIGURE 8.20 – Distributions de probabilité de l'asymétrie simulée $t\bar{t}$ corrigée dans la simulation dans le canal $e\mu$ pour différents paramètres de régularisation pour la configuration sélectionnée possédant 6 intervalles.

$A_C^{\ell\ell}$	$e\mu$	A_C	$e\mu$
Données	$0,004 \pm 0,006$	Données	$0,001 \pm 0,006$
B.d.f	$-0,020 \pm 0,014$	B.d.f	$-0,020 \pm 0,022$
Données - b.d.f	$0,0001 \pm 0,006$	Données - b.d.f	$0,003 \pm 0,006$
Corrigée	$0,0006 \pm 0,007$	Corrigée	$0,004 \pm 0,014$
Générée (MC)	0,004	Générée (MC)	0,006

TABLE 8.9 – Asymétries $t\bar{t}$ et leptonique mesurées et attendues dans le canal $e\mu$. L'erreur indiquée correspond à l'incertitude statistique.

CHAPITRE 8. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $t\bar{t}$ DANS ATLAS

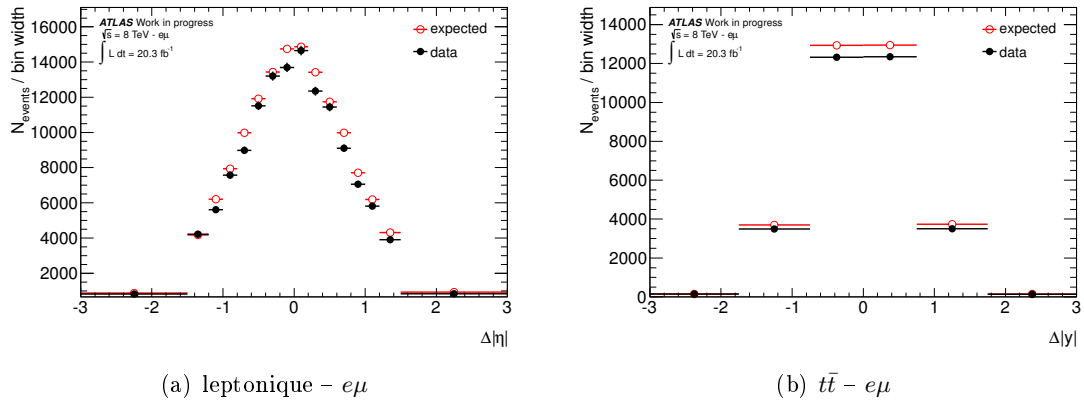


FIGURE 8.21 – Distributions de $\Delta|\eta|$ et $\Delta|y|$ au niveau reconstruit dans les données et la simulation pour le canal $e\mu$.

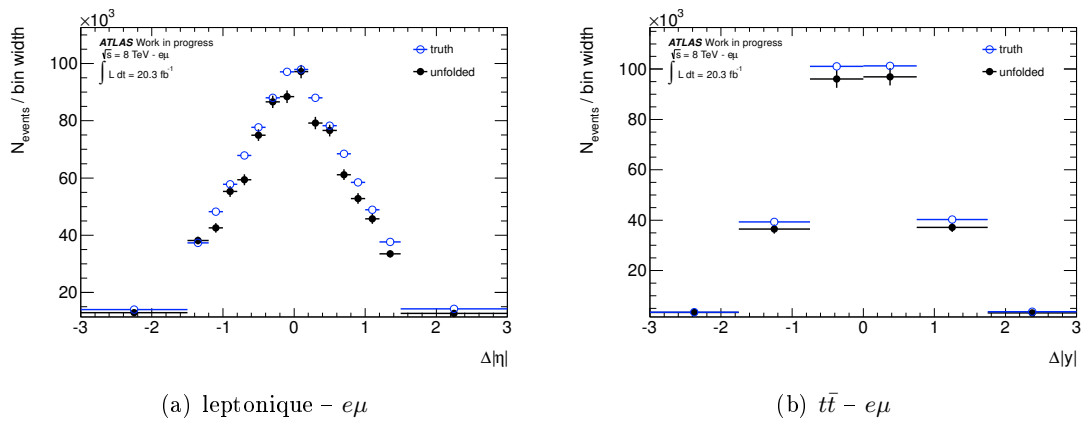


FIGURE 8.22 – Distributions de $\Delta|\eta|$ et $\Delta|y|$ au niveau corrigé dans les données et la simulation pour le canal $e\mu$.

8.3.3 Estimation des incertitudes systématiques

Nous allons estimer l'impact des erreurs systématiques sur la mesure des asymétries $t\bar{t}$ et leptonique. On définit deux catégories d'incertitudes systématiques : une liée aux objets (jets, leptons) et au faisceau (luminosité, empilement) et une liée à la simulation.

8.3.3. a Systématiques liées aux objets et au faisceau

Les incertitudes systématiques liées aux objets et au faisceau sont listées ci-dessous. La méthode pour estimer l'incertitude est la suivante : les distributions de bruit de fond et la matrice de réponse dans la simulation sont modifiées par l'effet systématique pris en compte et l'asymétrie dans les données est mesurée après correction au niveau généré. La valeur de l'asymétrie est comparée à la valeur nominale et la différence est prise comme valeur de l'incertitude systématique.

Luminosité. La mesure de la luminosité que nous avons présentée dans la section 4.3.4 permet de normaliser les événements simulés. L'incertitude sur la luminosité de 2,8 % est propagée à la normalisation du bruit de fond évalué par simulation.

Leptons. Différentes incertitudes liées à la reconstruction des leptons sont prises en compte et propagées dans la simulation du bruit de fond et à la matrice de réponse : erreur sur les corrections d'énergie et sur la résolution, et erreurs sur l'estimation de l'efficacité de reconstruction et d'identification. Les incertitudes systématiques sur les leptons sont propagées à la mesure de l'énergie transverse manquante.

Jets. Différentes incertitudes liées à la reconstruction des jets sont prises en compte et propagées dans la simulation du bruit de fond et à la matrice de réponse : erreur sur les corrections d'énergie et sur la résolution, et erreurs sur l'estimation de l'efficacité de reconstruction et d'identification. Les incertitudes systématiques sur les jets sont propagées à la mesure de l'énergie transverse manquante.

Déclenchement. Le système de déclenchement est simulé dans ATLAS contrairement à D0. L'incertitude liée à la simulation du système de déclenchement est propagée à la simulation du bruit de fond et de la matrice de réponse.

Empilement. Le phénomène d'empilement (en temps et hors-temps) est pris en compte dans la simulation mais ne représente pas exactement les conditions d'empilement dans les données. L'empilement dans la simulation est donc pondéré pour reproduire celui mesuré dans les données. La quantité d'empilement affecte l'ensemble de la reconstruction des objets.

8.3.3. b Systématiques liées à la simulation

Les incertitudes systématiques liées à la modélisation du signal vont être estimées en modifiant la matrice de migration selon l'effet systématique considéré. La valeur de l'asymétrie est comparée à la valeur nominale et la différence est prise comme valeur de l'incertitude systématique.

Fonctions de distribution partonique. Le signal $t\bar{t}$ généré avec POWHEG utilise les fonctions de distributions partoniques CT10. Ces fonctions de distributions partoniques sont variées suivant leurs incertitudes qui vont être propagées à la simulation afin d'estimer une incertitude dite intra-PDF. Une deuxième incertitude est estimée en utilisant la différence entre la valeur centrale de l'asymétrie obtenue avec les distributions de fonction partoniques CT10, MWST et NNPDF. Cette systématique est dite inter-PDF. L'incertitude totale est prise comme l'enveloppe des différentes incertitudes individuelles.

Radiation Initial/Finale. La quantité de radiation par les quarks de l'état initial et final affecte la cinématique des événements $t\bar{t}$ et donc les distributions de $\Delta|y|$ ainsi que $\Delta\eta$ et la migration des événements entre intervalles de ces distributions. Cette incertitude est évaluée avec le générateur ACERMC où la quantité de radiation a été augmentée ou diminuée. La moitié de la différence entre l'asymétrie mesurée dans les deux échantillons est prise comme valeur de l'incertitude systématique.

Modélisation du signal $t\bar{t}$. Tout d'abord, l'influence du modèle d'hadronisation sur la mesure de l'asymétrie a été prise en compte en comparant les résultats obtenus avec POWHEG+PYTHIA (échantillon nominal) et POWHEG+HERWIG. Ensuite, l'influence de l'hadronisation et du choix du générateur ont été prises en compte en comparant les mesures avec POWHEG+PYTHIA et MC@NLO+HERWIG. Finalement, l'influence de l'hadronisation, du générateur et de l'émission multiple de partons dans l'élément de matrice ont été prises en compte en comparant POWHEG+PYTHIA et ALPGEN+HERWIG. La plus grande différence entre ces trois étapes est prise comme valeur de l'incertitude systématique afin d'éviter de compter deux fois une source d'incertitude.

Reconnexion de couleur et événements sous-jacents. Le phénomène de reconnexion de couleur (interaction d'un parton spectateur avec un parton de l'interaction dure) et l'impact des événements sous-jacents (interactions de partons spectateurs) sont pris en compte en comparant les résultats pour différents échantillons de signal simulés avec ACERMC.

Normalisation du bruit de fond. Les sections efficaces théoriques utilisées pour normaliser les événements simulés sont variées selon leurs incertitudes. Ces incertitudes valent 7 % pour la simulation du top célibataire, 34 % pour la simulation du Z et 5 % pour la simulation des dibosons. L'incertitude sur le bruit de fond instrumental est choisi a priori de 50 %. L'incertitude théorique sur le signal vaut 6 % mais la normalisation du signal n'entre pas en compte dans la mesure.

Forme du bruit de fond. Nous avons vu que l'asymétrie du bruit de fond Z n'est pas parfaitement reproduite par la simulation. Nous estimons une incertitude systématique en pondérant la simulation à l'aide des données au niveau inclusif et en prenant la différence entre la valeur centrale nominale de l'asymétrie et celle obtenue avec le bruit de fond Z pondéré.

La table 8.10 présente les estimations préliminaires d'une partie des incertitudes systématiques présentées ci-dessus.

8.3. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE CHARGE $T\bar{T}$

$A_C^{\ell\ell}$	$e\mu$	A_C	$e\mu$
<i>Jets</i>		<i>Jets</i>	
échelle d'énergie	± 0.0004	échelle d'énergie	± 0.0082
reconstruction	± 0.0000	reconstruction	± 0.0005
résolution en énergie	± 0.0004	résolution en énergie	± 0.0033
<i>Muons</i>		<i>Muons</i>	
déclenchement	± 0.0000	déclenchement	± 0.0000
échelle d'énergie	± 0.0000	échelle d'énergie	± 0.0038
identification	± 0.0000	identification	± 0.0054
reconstruction	± 0.0000	reconstruction	± 0.0000
résolution en énergie	± 0.0000	misc	± 0.0068
<i>Electrons</i>		<i>Electrons</i>	
déclenchement	± 0.0000	déclenchement	± 0.0000
échelle d'énergie	± 0.0001	échelle d'énergie	± 0.0099
identification	± 0.0001	identification	± 0.0000
reconstruction	± 0.0000	reconstruction	± 0.0000
résolution en énergie	± 0.0004	résolution en énergie	± 0.0063

TABLE 8.10 – Valeurs des incertitudes systématiques pour les asymétries (gauche) leptonique et (droite) $t\bar{t}$ dans le canal $e\mu$.

8.3.4 Résultats

Les valeurs des asymétries $t\bar{t}$ et leptonique ainsi que leur incertitude statistique et une partie des incertitudes systématiques sont résumées dans la table 8.11 pour le canal $e\mu$ et sont comparées aux prédictions théoriques [16]. Les valeurs sont en accord avec les prédictions de [16] et également avec les autres mesures précédemment réalisées dans ATLAS et CMS [17, 18, 19, 20, 21]. On peut noter que les incertitudes systématiques dominent la mesure contrairement à ce qui était observé pour la mesure dans le canal dileptonique dans ATLAS avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV.

Lorsque les mesures avec l'ensemble des incertitudes systématiques auront été réalisées dans les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$, nous pourrions combiner proprement les trois canaux pour chaque asymétrie. Pour ce faire, on peut utiliser par exemple, comme pour la mesure dans D0, la méthode BLUE. Les distributions de $\Delta|y|$ et $\Delta|\eta|$ seront également combinées et pour ce faire il faudra estimer les incertitudes systématiques dans chacun des intervalles des distributions.

Les mesures actuelles réalisées dans le canal dileptonique seront combinées avec les mesures également en cours dans le canal semileptonique à 8 TeV. À terme les mesures réalisées par les collaborations ATLAS et CMS seront combinées afin d'obtenir la meilleure sensibilité possible au LHC. Une combinaison des mesures d'ATLAS et de CMS a déjà été réalisée dans le canal semileptonique avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV [22].

$A_C^{\ell\ell}$		$e\mu$
Mesure	$0,0005 \pm 0,0074$ (stat) $\pm 0,0007$ (syst)	
Prédiction	$0,0064 \pm 0,0003$	

A_C		$e\mu$
Mesure	$0,004 \pm 0,014$ (stat) $\pm 0,017$ (syst)	
Prédiction	$0,0111 \pm 0,0004$	

TABLE 8.11 – Valeurs des asymétries $t\bar{t}$ et leptonique mesurées après correction des effets de détecteurs dans le canal $e\mu$ comparées aux prédictions [16].

La mesure inclusive constitue la première étape. Elle permet, outre la mesure elle-même, de mettre en place tous les outils nécessaires à la mesure. La seconde étape consistera à mesurer l'asymétrie différentielle en fonction de la masse invariante, de l'impulsion et du boost de la paire $t\bar{t}$. Les mesures inclusives et différentielles seront également combinées avec celles qui sont actuellement en cours dans le canal semileptonique.

D'autres mesures sont possibles à plus long terme comme nous allons l'évoquer dans la conclusion générale de ce manuscrit.

Bibliographie

- [1] S. Frixione, P. Nason, et C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with parton shower simulations : the POWHEG method*, Journal of High Energy Physics **2007**, 070

- (2007), <http://stacks.iop.org/1126-6708/2007/i=11/a=070>.
- [2] P. Nason, *A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms*, Journal of High Energy Physics **2004**, 040 (2004), <http://stacks.iop.org/1126-6708/2004/i=11/a=040>.
- [3] S. Frixione, G. Ridolfi, et P. Nason, *A positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction*, Journal of High Energy Physics **2007**, 126 (2007), <http://stacks.iop.org/1126-6708/2007/i=09/a=126>.
- [4] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *Pythia 6.4 physics and manual*, J. High Energy Phys. **05**, 026 (2006), [arXiv:hep-ph/0603175](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175).
- [5] G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6.5 : an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*, J. High Energy Phys. **01**, 010 (2001).
- [6] J. Butterworth, J. Forshaw, et M. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, Zeitschrift für Physik C : Particles and Fields **72**, 637 (1996), ISSN 0170-9739, <http://dx.doi.org/10.1007/s002880050286>.
- [7] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using $e\mu$ events with b -tagged jets*, rap. tech. ATLAS-CONF-2013-097, CERN, Geneva (2013).
- [8] J. Antos, S. Borroni, A. Chapelain, F. Déliot, *et al.*, *Performance studies of $t\bar{t}$ reconstruction methods in the dilepton channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV in ATLAS*, rap. tech. ATL-COM-PHYS-2014-226, CERN, Geneva (2014).
- [9] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), *Precision measurement of the mass of the top quark in l +jets final states using 9.7 fb^{-1} of D0 data* (2014), Wine and Cheese Seminar, http://theory.fnal.gov/jetp/talks/2014_04_04_WandC_mtop_DO_BRANDT.pdf.
- [10] G. Lepage, *A New Algorithm for Adaptive Multidimensional Integration*, Journal of Computational Physics **27**, 192 (1978).
- [11] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of Top Quark Polarization in Top-Antitop Events from Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV Using the ATLAS Detector*, Phys. Rev. Lett. **111**, 232002 (2013), <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.232002>.
- [12] A. Abulencia *et al.* (CDF), *Measurement of the top quark mass using template methods on dilepton events in p anti- p collisions at $s^{*(1/2)} = 1.96$ -TeV*, Phys. Rev. **D73**, 112006 (2006), [arXiv:hep-ex/0602008](http://arxiv.org/abs/hep-ex/0602008).
- [13] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), *W boson polarization measurement in the $t\bar{t}$ dilepton channel using the CDF II Detector*, Phys.Lett. **B722**, 48 (2013), [arXiv:1205.0354](http://arxiv.org/abs/1205.0354) [hep-ex].
- [14] G. Choudalakis, *Fully Bayesian Unfolding*, ArXiv e-prints (2012), [arXiv:1201.4612](http://arxiv.org/abs/1201.4612) [physics.data-an].

BIBLIOGRAPHIE

- [15] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of the top quark pair production charge asymmetry in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, JHEP **1402**, 107 (2014), [arXiv:1311.6724 \[hep-ex\]](#).
- [16] W. Bernreuther *et al.*, *Top quark and leptonic charge asymmetries for the Tevatron and LHC*, prd **86**, 034026 (2012), [arXiv:1205.6580 \[hep-ph\]](#).
- [17] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Inclusive and differential measurements of the $t\bar{t}$ charge asymmetry in proton-proton collisions at*, Physics Letters B **717**, 129 (2012), ISSN 0370-2693, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312009756>.
- [18] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Top charge asymmetry measurement in dileptons at 7 TeV*, rap. tech. CMS-PAS-TOP-12-010, CERN, Geneva (2012).
- [19] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Measurement of the $t\bar{t}$ charge asymmetry with lepton+jets events at 8 TeV*, rap. tech. CMS-PAS-TOP-12-033, CERN, Geneva (2013).
- [20] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of the top quark pair production charge asymmetry in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector* (2013), [arXiv:1311.6724 \[hep-ex\]](#).
- [21] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Measurement of the charge asymmetry in dileptonic decay of top quark pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, rap. tech. ATLAS-CONF-2012-057, CERN, Geneva (2012).
- [22] 1286960, *Combination of ATLAS and CMS $t\bar{t}$ charge asymmetry measurements using LHC proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV* (2014).

Conclusion générale

Le quark top, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, occupe une place spéciale au sein des quarks du modèle standard et représente une sonde idéale pour la recherche de physique au-delà du modèle standard. La mesure de l'asymétrie de charge des paires de quarks top-antitop en 2011-2012 par les collaborations CDF et D0 a suscité un vif intérêt du fait des tensions observées entre les mesures et les prédictions (voir figure 8.23(a) et 8.24(a)). Aujourd'hui (début mai 2014), l'ensemble de ces mesures ont été mises à jour en utilisant l'intégralité du lot de données disponibles au Tevatron et de nouvelles mesures ont également été réalisées. Nous avons présentées dans ce manuscrit (voir chapitre 6) la mesure des asymétries leptoniques A_{FB}^{ℓ} et $A^{\ell\ell}$ réalisées au sein de la collaboration D0 dans le canal dileptonique et la combinaison (pour A_{FB}^{ℓ}) avec la mesure réalisée dans le canal semileptonique. Ces mesures et toutes les autres mesures réalisées par les collaborations CDF et D0 sont présentées sur les figures 8.23(b) et 8.24(c), 8.24(b). L'accord entre les mesures et les prédictions pour les asymétries inclusives (voir figure 8.23) s'est amélioré avec notamment les nouvelles mesures réalisées par D0 des asymétries $t\bar{t}$ et leptonique A_{FB}^{ℓ} dans le canal semileptonique.

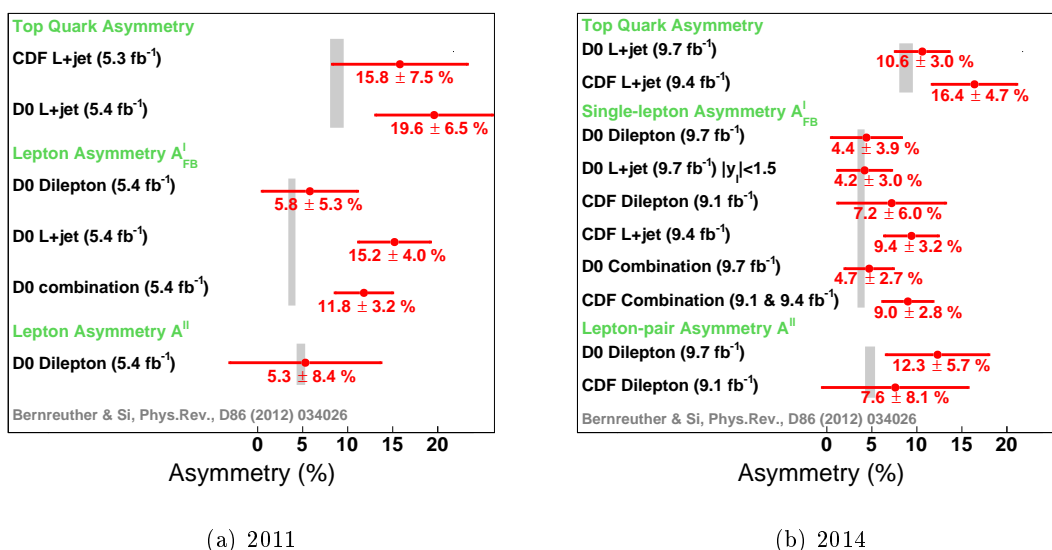


FIGURE 8.23 – Résumé des mesures inclusives des asymétries au Tevatron (a) début 2012 et (b) en mai 2014. Les mesures et leurs incertitudes sont indiquées en rouge et les prédictions et leurs incertitudes (NLO+EW) sont indiquées en gris.

L'excès observé en 2011 par la collaboration CDF pour la mesure de l'asymétrie $t\bar{t}$ en fonction de la masse invariante de la paire $t\bar{t}$ (voir figure 8.24(a)) persiste aujourd'hui même s'il s'est légèrement réduit (voir figure 8.24(c)). Comme en 2011, la collaboration D0 ne confirme pas cet excès (voir figure 8.24(b)). Dans l'ensemble, les mesures réalisées par la collaboration D0 sont en accord avec les prédictions disponibles à ce jour alors que les mesures réalisées par la collaboration CDF présentent des différences de l'ordre de deux déviations standard. Les collaborations CDF et D0 devraient présenter prochainement les mesures des asymétries $t\bar{t}$ dans le canal dileptonique. Avec ces deux mesures supplémentaires, l'ensemble des mesures auront été réalisées au Tevatron. Des discussions sont actuellement en cours pour une éventuelle combinaison des différentes mesures.

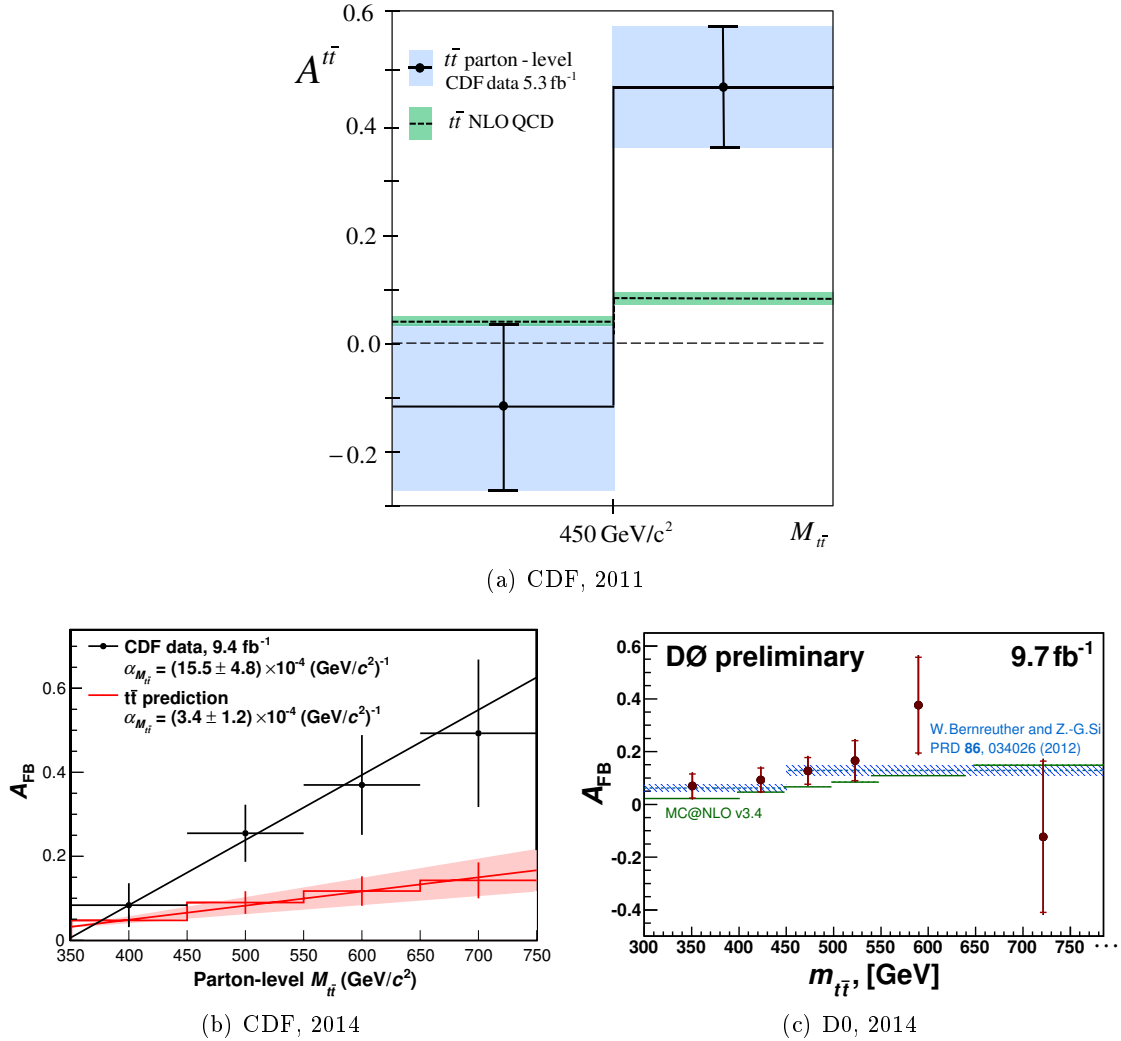


FIGURE 8.24 – Mesure par CDF et D0 de l’asymétrie $t\bar{t}$ en fonction de $M_{t\bar{t}}$.

Les collaborations ATLAS et CMS ont également mesurées l’asymétrie de charge au LHC qui est une mesure complémentaire à celle mesurée au Tevatron. L’ensemble des mesures inclusives à ce jour sont présentées sur la figure 8.25. Celles-ci sont en accord avec les prédictions théoriques disponibles. Les mesures différentielles sont elles aussi en accord avec les prédictions. L’enjeu au LHC est de réduire les incertitudes sur la mesure afin d’être sensible aux prédictions du modèle standard. C’est dans cette optique que s’inscrit la mesure inclusive des asymétries $t\bar{t}$ et leptonique dans le canal dileptonique présentée dans le chapitre 8 au sein de la collaboration ATLAS. La mesure inclusive constitue la première étape qui sera suivie des mesures différentielles.

Les valeurs prédites d’asymétrie au LHC étant faibles, il est intéressant de définir des observables alternatives avec des prédictions dont les valeurs sont plus grandes que celles de l’asymétrie de charge. C’est le cas des deux observables définies par les auteurs de [1] dans des événements $t\bar{t}$ plus un jet. L’une des deux observables (*energy asymmetry*) permettrait en plus de mesurer pour la première fois la contribution à l’asymétrie du processus $qg \rightarrow t\bar{t}j$. Une nouvelle observable est également définie par les auteurs de [2] dans des événements

$t\bar{t} + \gamma$. Cette nouvelle observable permet d'augmenter la fraction d'événements produit par annihilation $q\bar{q}$ et donc l'asymétrie produite et également de sonder la physique au-delà du modèle standard de manière complémentaire avec ce que l'on a vu précédemment. Une proposition a été faite dans [3, 4] de mesurer une asymétrie au niveau des quarks u et d qui collisionnent, ce qui permet de définir une observable indépendante de l'environnement de production et donc de comparer directement les mesures du Tevatron et du LHC.

Une autre mesure est possible à plus court terme. C'est la mesure de l'asymétrie dite fiducielle. Elle consiste à mesurer l'asymétrie reconstruite dans une région déterminée du détecteur (comme ce que nous avons réalisé à D0) et à définir des particules (quark top/antitop et leptons) au niveau partonique un peu différemment de ce qui est fait pour les mesures présentées dans ce manuscrit. Pour les mesures fiducielles, les particules au niveau partonique sont ce que l'on appelle "habillées", c'est à dire que l'on considère les particules avec que les radiations éventuelles qu'elles ont subis depuis leur création. Une telle mesure permettra d'abord de réduire les incertitudes liées à la simulation qui peuvent être importantes en dehors de la région fiducielle, de ne pas appliquer de correction d'extrapolation qui dépend des modèles utilisés et de faire une comparaison plus juste entre les mesures et les prédictions.

Pour conclure, il faut ajouter qu'à côté des progrès déjà réalisés et les mesures additionnelles présentées ci-dessus, le calcul complet de l'asymétrie à l'ordre NLO est attendu car il pourrait permettre de stabiliser les prédictions théoriques et donc peut-être d'apporter des conclusions plus tranchées sur l'accord entre les prédictions et les mesures.

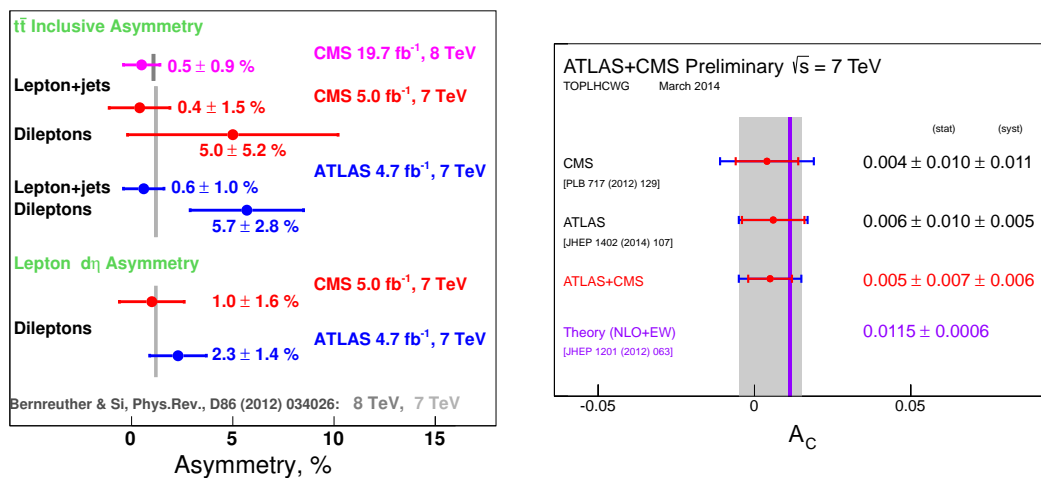


FIGURE 8.25 – Résumé des mesures inclusives des asymétries au LHC.

Bibliographie

- [1] S. Berge et S. Westhoff, *Top-quark charge asymmetry goes forward : two new observables for hadron colliders*, Journal of High Energy Physics **2013**, 1 (2013), <http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07%282013%29179>.
- [2] J. A. Aguilar-Saavedra, E. Alvarez, A. Juste, et F. Rubbo, *Shedding light on the $t\bar{t}$ asymmetry : the photon handle*, ArXiv e-prints (2014), [arXiv:1402.3598](https://arxiv.org/abs/1402.3598) [hep-ph].
- [3] J. A. Aguilar-Saavedra, W. Bernreuther, et Z.-G. Si, *Collider-independent top quark*

BIBLIOGRAPHIE

- forward-backward asymmetries : Standard model predictions*, Phys. Rev. D **86**, 115020 (2012), arXiv:1209.6352 [hep-ph].
- [4] J. A. Aguilar-Saavedra et A. Juste, *Collider-Independent $t\bar{t}$ Forward-Backward Asymmetries*, Physical Review Letters **109**, 211804 (2012), arXiv:1205.1898 [hep-ph].