

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U. F. R. Scientifique d'Orsay

THESE *présentée*

pour obtenir

Le grade de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Samira HASSANI

Mesure des couplages à trois bosons de jauge neutres au LHC
&
Etude de la linéarité du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Soutenue le 25 Septembre 2002 devant la Commission d'examen

MM.	E.	AUGÉ	
	D.	BLOCH	Rapporteur
	B.	D'ALMAGNE	Président
	J.	DERKAOUI	
	L.	FAYARD	
MME.	F.	GIANOTTI	Rapporteur
M.	O.	PÈNE	

A ma mère

Remerciements

Je remercie François Richard pour son accueil au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire ainsi que Bernard D'Almagne pour avoir accepté de présider ce jury. Je suis reconnaissante à Jamal Derkaoui et Olivier Pène de m'avoir fait l'honneur de faire partie du jury. Ma gratitude s'adresse plus particulièrement à Fabiola Gianotti et Daniel Bloch qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail et qui m'ont fait profiter de leurs commentaires et suggestions.

Je suis reconnaissante à Etienne Augé de m'avoir aidée à venir faire ma thèse en France et d'avoir accepté de me prendre sous sa direction. Un grand merci à Daniel Fournier pour son sens de la rigueur et sa confiance.

Je ne saurais trop comment remercier Louis Fayard pour tout ce qu'il m'a appris. Ses conseils avisés et sa grande disponibilité m'ont été d'une grande aide. J'ai pu apprécier ses qualités humaines, son sens de la rigueur et tirer profit de ses remarques.

J'exprime ma plus profonde gratitude à Laurent Serin pour son aide dans les moments difficiles, ses remarques, ses explications et sa sympathie.

Merci infiniment à Patrick Puzo pour sa sympathie et sa gentillesse à mon égard. Je tiens à remercier mon collègue de bureau Dirk Zerwas pour les discussions toujours enrichissantes que j'ai eues avec lui. Je remercie Lydia Iconomidou-Fayard pour ses conseils, ses encouragements et sa bonne humeur. Merci à Guillaume Unal pour toutes ses réponses à mes questions.

Je remercie tous les autres physiciens du groupe ATLAS-LAL : C. Bourdarios, G. Graziani, K. Kordas, G. Parrou, D. Rousseau, R. Sacco, A.C Schaffer.

Je veux aussi remercier M. Dobbs et J.B Hansen pour tous les échanges enrichissants que j'ai eus à leur contact. J'adresse également mes remerciements à F. Renard, J. Layssac et E. Nuss, théoriciens de Montpellier pour leurs aides.

Je remercie également Jocelyne Brosselard de m'avoir aidé à la réalisation de ce document, toujours avec le sourire. Merci aux membres du secrétariat scientifique et de l'imprimerie pour la réalisation et la reprographie de la version finale de cette thèse.

Finalement, je remercie mes parents et ma famille pour leur affection et leur confiance et plus particulièrement mon frère Mostafa pour ses encouragements, ses coups de téléphone et sa présence.

Table des matières

1	Le Modèle Standard et l'Approche Effective des Couplages à Trois Bosons	3
1.1	Introduction	3
1.2	Principe d'invariance de jauge	3
1.3	Les interactions électrofaibles	4
1.4	Brisure spontanée de symétrie dans le Modèle Standard	6
1.5	Auto-couplages des bosons de jauge	8
1.6	Le Modèle Standard: ses succès expérimentaux et ses imperfections théoriques	9
1.6.1	La trivialité	9
1.6.2	L'unitarité	10
1.6.3	Naturalité des divergences quadratiques et problème de hiérarchie .	10
1.7	Approche effective des couplages bosoniques	11
1.7.1	Un exemple historique de théorie effective: la théorie de Fermi des interactions faibles	12
1.8	Approches effectives des couplages trilineaires	13
1.8.1	Couplages chargés	13
1.8.2	Couplages neutres	14
1.8.3	Contraintes d'unitarité et facteurs de forme	16
1.9	Approche effective en termes d'opérateurs invariants de jauge	18
1.9.1	Opérateurs dans une réalisation linéaire du mécanisme de Higgs . .	18
1.9.2	Opérateurs dans une réalisation non linéaire du mécanisme de Higgs	19
1.10	Couplages bosoniques trilineaires et corrections radiatives standards	20
1.10.1	Couplages neutres	20
1.11	Nouvelle physique et secteur bosonique	21
1.11.1	Effets virtuels de nouvelles particules: exemple du MSSM	21
1.11.2	Effets virtuels de nouvelles particules: exemple explicite d'une boucle de fermions lourds	22
1.11.3	Les ordres supérieurs et les effets non-perturbatifs	22
1.11.4	Nouvelle physique et sous-structure des bosons	23
1.11.5	Couplages chargés	23
1.12	Contraintes indirectes sur les couplages effectifs	24
1.13	Mesures des couplages à LEP2 et au TeVatron	25
2	Le LHC et le détecteur ATLAS	29
2.1	Le collisionneur LHC	29
2.1.1	Description	30

2.1.2	Caractéristiques des collisions proton-proton	31
2.1.3	Définition des variables cinématiques utilisées	31
2.2	Le détecteur ATLAS	32
2.2.1	Le détecteur interne	33
2.2.2	Le solénoïde	34
2.2.3	Le système de calorimétrie	35
2.2.4	Spectromètre à muons	38
2.2.5	DAQ et déclenchement	39
2.3	Simulation du détecteur ATLAS	40
2.3.1	Dépôt d'énergie dans les calorimètres et "clusterisation"	40
2.3.2	Identification des photons	41
2.3.3	Identification des électrons	41
2.3.4	Identification des muons	41
2.3.5	Identification des jets	42
2.3.6	Energie transverse manquante	42
3	Mesure des couplages à trois bosons de jauge neutres dans la voie ZZ	46
3.1	Aspects Théoriques	47
3.1.1	Les couplages anormaux ZZZ et $ZZ\gamma$	47
3.1.2	Limites d'unitarité et facteurs de formes	48
3.1.3	Génération des événements	48
3.2	Analyse	51
3.2.1	Sélection des événements $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$	51
3.2.2	Sélection des événements $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$	57
3.2.3	Les erreurs systématiques sur la section efficace totale	58
3.2.4	Signatures Expérimentales des Couplages anormaux ZZV	59
3.3	Mesure des Couplages Anormaux	63
3.3.1	Impact des facteurs de forme sur les limites sur les NTGC	63
3.3.2	Limites sur les couplages anormaux	66
3.3.3	Résultats	70
3.3.4	Mesure des facteurs de forme	72
3.4	Conclusion	76
4	Mesure des couplages à trois bosons de jauge neutres dans la voie $Z\gamma$	81
4.1	Aspects théoriques	81
4.1.1	Les couplages anormaux $Z\gamma\gamma$ et $Z\gamma Z$	81
4.1.2	Limites d'unitarité et facteur de forme	83
4.1.3	Génération des événements	83
4.1.4	Générateur d'événements	85
4.2	Analyse	86
4.2.1	Sélection des événements $Z\gamma \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma (\ell = e, \mu)$	87
4.2.2	Bruits de fond au processus $Z\gamma \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma (\ell = e, \mu)$	88
4.2.3	Erreurs systématiques sur la section efficace totale	91
4.2.4	Les signatures Expérimentales des Couplages Anormaux $Z\gamma V$	92
4.3	Interprétation	95
4.3.1	Impact des facteur de forme sur les Limites	95

4.3.2	Limites sur les couplages anormaux	97
4.3.3	Résultats	98
4.4	Conclusion	101
5	Si un TGC est observé au LHC dans la voie $W^\pm Z$?	107
5.1	Introduction	107
5.2	Formalisme de production de WZ au LHC	108
5.3	Les effets de corrections de QCD $\mathcal{O}(\alpha_s)$	111
5.3.1	Le processus $Z\gamma$ et $W^\pm\gamma$	112
5.3.2	Les processus ZZ et WZ	113
5.3.3	Effets de QCD sur la masse invariante et les distributions angulaires	115
5.3.4	Efficacité de reconstruction des jets	119
5.4	Le signal WZ et les bruits de fond	120
5.5	Si un TGC anormal est observé au LHC?	122
5.6	Les limites sur les TGC au LHC	128
5.7	Conclusion	131
6	Détermination de l'énergie du faisceau test	138
6.1	Principe de calibration de la ligne de faisceau	139
6.1.1	Description géométrique du faisceau	140
6.2	Principe de mesure du champ magnétique	142
6.3	Champ magnétique à partir des mesures de courant	143
6.4	Description et calibration d'une sonde à effet Hall	144
6.4.1	Sondes utilisées au faisceau test	145
6.4.2	Calibration des sondes à effet Hall	146
6.5	Mesures du champ magnétique pour un faisceau d'énergie de 245 GeV . .	147
6.5.1	Variation du courant en fonction du temps	149
6.5.2	Variations du champ magnétique B_{Hall} en fonction de la température	149
6.5.3	Stabilité dans le temps	150
6.5.4	Précision de la mesure du champ magnétique	150
6.6	Détermination de l'énergie du faisceau	152
6.6.1	Valeur du champ B_{Hall} sur l'axe du faisceau	153
6.6.2	Comparaison entre les deux méthodes	154
6.6.3	Déduction de l'intégrale $\int B dl$ à partir des valeurs de B sur l'axe . .	154
6.6.4	Correction concernant l'aimant B4	155
6.6.5	Perte d'énergie par rayonnement synchrotron	157
6.6.6	Résultats: Energies des faisceaux	157
6.6.7	Estimation des erreurs	159
6.7	Conclusion	159
6.8	Perspectives	160
7	Etude de la linéarité du calorimètre électromagnétique	163
7.1	Calorimètre électromagnétique à échantillonnage avec l'argon liquide . . .	164
7.1.1	Principe de fonctionnement et résolution intrinsèque	164
7.2	Description de la chaîne de lecture du signal	165
7.2.1	Pré-amplification et mise en forme	168

7.2.2	Echantillonnage et stockage analogique	168
7.2.3	Numérisation et reconstruction	168
7.2.4	Linéarité de la carte d'électronique frontale	169
7.3	Description du module du calorimètre	170
7.3.1	Calibration électronique du détecteur	171
7.3.2	Reconstruction de l'énergie en gain haut et moyen gain	172
7.4	Linéarité de réponse en énergie dans le Monte Carlo	174
7.4.1	Taille des clusters	176
7.4.2	Modulation en η et ϕ	176
7.4.3	Pondérations entre compartiments	176
7.4.4	Linéarité de la réponse dans le Monte Carlo	179
7.5	Comparaison des fractions d'énergie dans les données et le Monte Carlo . .	180
7.6	Linéarité de réponse du module	181
7.6.1	Pondérations entre compartiments	183
7.6.2	Résultats préliminaire de la linéarité	184
7.7	Résolution en énergie du module	186
7.8	Conclusion	189

Introduction

Les buts principaux des deux expériences ATLAS et CMS auprès du futur collisionneur LHC au CERN sont l'étude du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible, la recherche d'une nouvelle physique et les mesures de précision des paramètres du modèle standard tels que la masse du boson W et les couplages à trois bosons de jauge. L'énergie disponible de 14 TeV et la très grande luminosité de $10^{34} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ permettront de tester le secteur des bosons de jauge du modèle standard qui est actuellement peu contraint. Une nouvelle physique au-delà du modèle standard peut se manifester dans le secteur bosonique.

Le travail de cette thèse a porté sur l'évaluation du potentiel du détecteur ATLAS pour la mesure des couplages à trois bosons de jauge neutres dans les états finaux ZZ et $Z\gamma$. La deuxième partie de la thèse est consacrée à l'étude de la linéarité du calorimètre électromagnétique.

Le premier chapitre donne un rappel du modèle standard et un résumé de ses imperfections théoriques donnant des arguments en faveur de l'existence d'une nouvelle physique au-delà du modèle standard. Le formalisme général des théories effectives pour les interactions bosoniques trilinéaires est présenté et quelques exemples de contributions explicites aux couplages à trois bosons de jauge provenant de différents type de modèle de physique non standard sont données.

Le deuxième chapitre décrit les caractéristiques de l'accélérateur LHC et présente le détecteur ATLAS.

Le troisième et le quatrième chapitres traitent en détail des productions des paires ZZ et $Z\gamma$, des bruits de fond, et des signatures des couplages trilinéaires neutres au LHC. Dans l'hypothèse où aucun signal est observé, des limites supérieures sur les couplages à trois bosons de jauge sont extraites en utilisant une simulation rapide du détecteur ATLAS.

Le cinquième chapitre décrit les corrections de QCD, très importantes dans la production de paires WZ et leurs effets sur l'étude des couplages trilinéaires chargés. Si un signal est observé, la possibilité de séparer les différents couplages en utilisant les distributions angulaires est présentée.

Le sixième chapitre détaille la méthode de la mesure précise de l'énergie du faisceau test à partir des données enregistrées des courants et de tension de Hall.

Le septième chapitre présente les résultats de la linéarité de réponse du module du calorimètre électromagnétique dans le Monte Carlo. Les résultats d'une étude préliminaire de la linéarité sur les données du faisceau test ainsi que les limitations observées sont exposés.

Chapitre 1

Le Modèle Standard et l'Approche Effective des Couplages à Trois Bosons

1.1 Introduction

L'étude des symétries de jauge joue un rôle fondamental dans la description et l'unification des interactions des particules élémentaires. La notion d'invariance de jauge locale fut introduite dès 1919 par H. Weyl pour obtenir une description unifiée de l'électromagnétisme et de la gravitation. Cette tentative n'eut pas de succès, mais Weyl donna en 1929 le premier exemple d'une théorie de jauge locale et montra que l'électromagnétisme pouvait être décrit par une théorie de jauge de ce type basée sur le groupe $U(1)_{em}$.

L'idée fut reprise après par Dirac puis plus tard par Yang-Mills qui généralisèrent la théorie en utilisant des groupes de jauge plus grands que $U(1)$. Ce sont ces théories qui ont conduit à la théorie standard des interactions électrofaibles, basée sur un groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et à la chromodynamique, basée sur un groupe de jauge $SU(3)_c$.

1.2 Principe d'invariance de jauge

En mécanique analytique, l'invariance par un certain nombre de transformations comme la translation, le déplacement dans le temps et la rotation engendrent la conservation de l'impulsion, de l'énergie et du moment angulaire. En physique des particules, la conservation de la charge électrique ou de la charge de couleur est reliée à l'invariance par des transformations de phase, dite de jauge [1, 2].

Une théorie est dite de jauge si le Lagrangien la décrivant est invariant par une transformation de phase de la forme :

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

Pour une particule libre, la phase est inobservable. si la phase α est une constante, le Lagrangien est invariant par une transformation de jauge globale. Si la phase α dépend de la position dans l'espace-temps, la transformation est appelée transformation de jauge locale.

L'électrodynamique quantique (QED) est le prototype des théories de jauge. En effet, le Lagrangien de Dirac pour une particule de spin $\frac{1}{2}$ et de masse m est décrit par :

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

Ce Lagrangien n'est pas invariant par la transformation de jauge locale de U(1) suivante:

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

parce que le terme $\partial_\mu\psi$ ne l'est pas. Pour établir l'invariance, un champ de jauge A_μ est introduit et un opérateur de dérivation covariante se substitue à l'opérateur de dérivation habituelle:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ieQA_\mu.$$

Le Lagrangien invariant de jauge locale s'écrit alors:

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

avec

$$\mathcal{L}_{int} = eQ\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$$

L'invariance par transformation de jauge locale donne ainsi naissance à une théorie décrivant les interactions des fermions avec un champ de jauge A_μ qui est le photon. Afin d'obtenir le Lagrangien complet, il faut encore ajouter un terme représentant le Lagrangien libre du champ électromagnétique. Il faut noter qu'un photon de masse $m_\gamma \neq 0$ aurait nécessité l'introduction dans la densité lagrangienne d'un terme $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$; mais ce dernier terme n'est pas invariant par une transformation de jauge locale.

1.3 Les interactions électrofaibles

Le Modèle Standard de l'interaction électrofaible unifie l'interaction électromagnétique et l'interaction faible dans un groupe de jauge produit direct $SU(2) \otimes U(1)$.

Le Modèle Standard est une théorie de jauge renormalisable, à symétrie de jauge non-Abélienne.

Cette description classe la matière et décrit ses interactions. La matière est décrite par les fermions (spin $\frac{1}{2}$) constitués de deux classes: des leptons et des quarks qui sont supposés élémentaires. Les fermions de chiralité gauche (L) sont des doublets d'isospin faible de $SU(2)_L$ et les fermions de chiralité droite (R) sont des singulets d'isospin. Les fermions sont organisés en trois familles, et peuvent être regroupés de la façon suivante:

$$\left. \begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \\ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{les doublets de fermions} \\ \text{gauches de } SU(2) \left(T = \frac{1}{2}\right) \end{array}$$

$$\left. \begin{array}{ccc} e_R^- & \mu_R^- & \tau_R^- \\ u_R & c_R & t_R \\ d_R & s_R & b_R \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{les singulets de fermions} \\ \text{droits de SU(2) (T = 0)} \end{array}$$

et se transforment de la façon suivante:

$$\begin{aligned} \psi_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \rightarrow e^{i\alpha^j(x)\mathcal{T}_j + i\beta(x)\mathcal{Y}}\psi_L \\ \psi_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi \rightarrow e^{i\beta(x)\mathcal{Y}}\psi_R \end{aligned}$$

où $\mathcal{T}_j = 1, 2, 3$ sont les générateurs de $SU(2)_L$ et $\mathcal{Y}$ est le générateur de $U(1)_Y$ et correspondent respectivement à l'isospin faible et à l'hypercharge faible. Le contenu en fermions du Modèle Standard est résumé dans le tableau (1.1) [3].

	Quarks			Leptons		
	Saveur	Charge	Masse	Saveur	Charge	Masse
1 ère Génération	down(d)	-1/3	$\sim 0.01 \text{ GeV}/c^2$	e	-1	$0.511 \text{ MeV}/c^2$
	up (u)	+2/3	$\sim 0.005 \text{ GeV}/c^2$	ν_e	0	$< 0.017 \text{ MeV}/c^2$
2 ème Génération	strange (s)	-1/3	$\sim 0.1 \text{ GeV}/c^2$	μ	-1	$0.106 \text{ GeV}/c^2$
	charm (c)	+2/3	$\sim 1.3 \text{ GeV}/c^2$	ν_μ	0	$< 0.27 \text{ GeV}/c^2$
3 ème Génération	bottom (b)	-1/3	$\sim 4.3 \text{ GeV}/c^2$	τ	-1	$1.777 \text{ GeV}/c^2$
	top (t)	+2/3	$174 \text{ GeV}/c^2$	ν_τ	0	$< 35 \text{ MeV}/c^2$

Tableau 1.1: Les fermions fondamentaux en physique des particules.

Puisque la transformation de jauge locale sous $U(1)$ est directement liée à la conservation de la charge, il existe une relation qui permet de retrouver la charge électrique:

$$Q = \mathcal{T}_3 + \frac{\mathcal{Y}}{2}$$

C'est la relation de Gell-Mann-Nishijima, où $\mathcal{T}_3$ est la troisième composante de l'isospin faible. Les fermions possèdent deux nombres quantiques additionnels, le nombre baryonique B et le nombre leptonique L . La conservation de ces nombres quantiques implique que les quarks et leptons ne peuvent pas se coupler. Les valeurs de ces nombres sont résumées dans le tableau (1.2).

Dans le Modèle Standard, les interactions sont réalisées par l'échange de bosons vecteurs (spin 1) associés à 4 champs de jauge non massifs. Après la brisure spontanée de symétrie, les bosons $W^\pm$ et Z^0 médiateurs de l'interaction faibles acquièrent de la masse, tandis que le photon γ véhiculant l'interaction électromagnétique reste non massif.

Pour maintenir l'invariance par rapport aux transformations locales du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ du Lagrangien électrofaible, il faut introduire 4 champs de jauge: 3 champs W_i^μ avec $i =$

	T	T ₃	Q	Y = 2(Q - T ₃)	B	L
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	0	-1	0	1
$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	1/2	-1/2	-1	-1	0	1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	2/3	1/3	1/3	0
$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	1/2	-1/2	-1/3	1/3	1/3	0
$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	0	-1	0	1
$\begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix}_R$	0	0	-1	-2	0	1
$\begin{pmatrix} u \\ c \\ s \end{pmatrix}_R$	0	0	2/3	4/3	1/3	0
$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_R$	0	0	-1/3	-2/3	1/3	0

Tableau 1.2: les nombres quantiques des trois générations de quarks et de leptons.

1,2,3 et un champ B_μ , et substituer l'opérateur dérivatif par l'opérateur dérivé covariante:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig\tau_i W_\mu^i + ig' \frac{Y}{2} B_\mu,$$

où les τ_i sont les matrices de Pauli qui sont des représentations matricielles des générateurs du groupe $SU(2)$. Les constantes g et g' sont les constantes de couplage associées aux groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$.

Le Lagrangien invariant s'écrit alors sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QFD} = & \sum_f \left[\bar{f}_L \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - \frac{g}{2} \tau_i W_\mu^i - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_L + \bar{f}_R \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_R \right] \\ & - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \end{aligned}$$

où les deux premiers termes décrivent l'énergie cinétique et l'interaction des champs de jauge avec les fermions gauches et droits. Les deux autres termes représentent l'énergie cinétique et l'auto-couplage des champs W_μ^i , et le dernier terme décrit l'énergie cinétique du B_μ . Les tenseurs de champ s'expriment par:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.1)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.2)$$

Le terme non-commutatif $\epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k$ reflète le caractère non-abélien du groupe $SU(2)_L$. C'est ce terme qui génère les couplages à trois et quatre bosons de jauge W_μ^i qui sont l'objet de cette thèse. Mais les bosons de jauge tels qu'ils sont apparus, sont tous de masse nulle. En conclusion, l'invariance de jauge ne confère pas de masse aux bosons de W_μ^i, B^μ sans adjonction d'un mécanisme de brisure de symétrie.

1.4 Brisure spontanée de symétrie dans le Modèle Standard

La brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ par l'introduction d'un doublet de champs scalaires complexes, confère de la masse aux bosons intermédiaires $W^\pm$ et Z^0 tout

en laissant le photon avec une masse nulle. Ce mécanisme, dit de Higgs, peut aussi donner de la masse aux fermions via leurs couplages au Higgs (termes de Yukawa).

Le doublet de champs scalaires apparaît dans l'expression du Lagrangien électrofaible, en plus des termes cinétiques et des termes d'interaction, dans un potentiel de la forme:

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.3)$$

où $\mu^2 > 0$ et λ est arbitraire.

Ce potentiel possède un minimum ($\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$) pour une valeur non-nulle du champ Φ . En effet toute configuration vérifiant la relation $\langle \Phi^\dagger \Phi \rangle = \frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$ minimise l'équation (1.3), et donc l'état du vide, qui correspond à une énergie nulle, est dégénéré. Parmi tous ces états, le système physique en choisit un seul, et ainsi la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée. Un choix particulier, pour le développement perturbatif du champ Φ autour de l'état fondamental du vide, correspond au choix de la jauge unitaire pour laquelle:

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

où $H(x)$ est le Higgs physique. H est le degré de liberté résiduel dans le mécanisme, les trois autres degrés de liberté scalaires étant absorbés par les composantes longitudinales du $W^\pm$ et du Z^0 .

Les bosons Z et γ , états propres de masse sont des combinaisons linéaires d'états propres de jauge W_μ^3 et B^μ :

$$\begin{aligned} Z^\mu &= \frac{gW_3^\mu - g'B^\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \\ A^\mu &= \frac{g'W_3^\mu + gB^\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \end{aligned}$$

et leurs masses sont définies par:

$$\begin{aligned} M_Z^2 &= \frac{1}{4}v^2(g^2 + g'^2), \\ M_\gamma^2 &= 0, \end{aligned}$$

de même, les états physiques des $W^\pm$ sont données par:

$$W^{\pm\mu} = \frac{W_1^\mu \mp iW_2^\mu}{\sqrt{2}}$$

et leurs masses obéissent à l'équation:

$$M_W^2 = \frac{1}{4}v^2g^2.$$

Les masses des bosons W et Z sont reliées à l'angle de Weinberg θ_W par la relation:

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W.$$

Le boson de Higgs acquiert aussi une masse: $M_H^2 = 2\mu^2$. Le Modèle Standard paramètre les masses des différentes particules mais ne les prédit pas. Toutes les masses sont exprimées en fonction de l'échelle de brisure spontanée de symétrie v dont la valeur expérimentale est 246 GeV.

Le spectre des interactions du Modèle Standard est ainsi obtenu et le boson de Higgs reste la seule particule n'ayant pas été découverte expérimentalement.

1.5 Auto-couplages des bosons de jauge

Le terme de jauge responsable de l'apparition des vertex à trois et quatre bosons de jauge, peut être exprimé maintenant en fonction des champs physiques ($G^{\mu\nu} = \partial^\mu G^\nu - \partial^\nu G^\mu$, $G^\mu = A^\mu$, Z^μ , $W^{\pm\mu}$) par:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} = & -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^+ W^{\mu\nu-} - \frac{1}{4}Z^{\mu\nu} Z_{\mu\nu} - \frac{1}{4}A^{\mu\nu} A_{\mu\nu} \\ & -ig \left[W^{\mu\nu-} W_\mu^+ - W^{\mu\nu+} W_\mu^- \right] (\cos \theta_W Z_\nu + \sin \theta_W A_\nu) \\ & +ig \cos \theta_W Z^{\mu\nu} + \sin \theta_W A^{\mu\nu} \left[W_\mu^+ W_\nu^- \right] \\ & +g^2 \cos^2 \theta_W Z_\nu (Z_\mu W^{+\nu} W^{-\mu} - Z^\nu W_\mu^+ W^{-\mu}) \\ & +g^2 \sin^2 \theta_W A_\nu (A_\mu W^{+\nu} W^{-\mu} - A^\nu W_\mu^+ W^{-\mu}) \\ & +g^2 \cos \theta_W \sin \theta_W \left[W^{+\nu} W^{-\mu} (Z_\mu A_\nu + A_\mu Z_\nu) \right. \\ & \left. - W_\mu^+ W^{-\mu} (2A_\nu Z^\nu) \right] + \frac{g^2}{2} W_\nu^- W_\mu^+ (W^{-\nu} W^{+\mu} - W^{-\mu} W^{+\nu}) \end{aligned}$$

où la première ligne définit les termes cinétiques, la deuxième et troisième lignes décrivent les couplages à trois bosons de jauge et les quatre dernières lignes décrivent les couplages à 4 bosons de jauge. Dans le Modèle Standard, il existe deux vertex à trois bosons $Z^0 W^+ W^-$ et $\gamma W^+ W^-$ et quatre vertex à quatre bosons de jauge $\gamma \gamma W^+ W^-$, $\gamma Z^0 W^+ W^-$, $Z^0 Z^0 W^+ W^-$ et $W^+ W^- W^+ W^-$. Il faut noter que la force des couplages trilineaires est du même ordre que celle des couplages des fermions aux bosons, tandis que la force des couplages quartiques est de l'ordre de g^2 .

A la lumière de ce résumé du Modèle Standard, l'étude des interactions entre bosons de jauge apparaît particulièrement attrayante comme test de la structure fondamentale de la théorie électrofaible.

Non seulement ces interactions sont la manifestation directe du caractère non-abélien de la symétrie sur laquelle la théorie est fondée, mais elles sont intimement liées à la brisure spontanée de symétrie et au mécanisme de Higgs qui permet de décrire ces vertex.

En particulier, toute déviation des paramètres standards dans la production des paires de bosons de jauge $W^+ W^-$, WZ , $W\gamma$ est caractéristique d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. La production de paires de bosons neutres $Z\gamma$, ZZ et $\gamma\gamma$, bien que

n'étant pas prévue par le Modèle Standard peuvent elles aussi tester des interactions non-standards.

1.6 Le Modèle Standard: ses succès expérimentaux et ses imperfections théoriques

Depuis sa présentation en 1967 [4], ce modèle connaît de grands succès. Tout d'abord par la découverte des courants neutres dans l'expérience Gargamelle au CERN en 1973 [5]. Puis, de 1978 à 1986 auprès des accélérateurs PETRA à DESY et PEP au SLAC, où l'effet des interférences électrofaibles a été détecté. Mais son succès culminant fut l'observation directe des particules $W^\pm$ [6] et Z^0 [7] par les collaborations UA1 et UA2 en 1983 au CERN. Depuis 1989, notamment grâce au LEP, le Modèle Standard est entré dans une ère de tests de haute précision qui sont de l'ordre ou meilleurs que le pourcent. Le spectre des particules de matière (voir tableau 1.2) est expérimentalement parfaitement représenté, en particulier avec la découverte du quark top à Fermilab en 1995. La pièce maîtresse du mécanisme standard de génération de masse, qu'est le boson de Higgs, n'a cependant pas encore été mise en évidence. Les derniers résultats de LEP privilégient une masse du Higgs supérieure à 114 GeV [9].

Les expériences du Tevatron, et celles futures du LHC permettront de confirmer si le mécanisme de Higgs est responsable de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

Le Modèle Standard demeure attrayant par sa simplicité, cependant il souffre de certaines incohérences d'ordre conceptuel en plus de certaines insuffisances prédictives dont l'inventaire est donné aux paragraphes suivants [10, 11].

1.6.1 La trivialité

Le propagateur et la masse du Higgs doivent être corrigés pour des effets de boucle. L'évolution du couplage renormalisé est donnée par:

$$\lambda_R(Q) = \frac{\lambda(\nu)}{1 - \frac{3\lambda(\nu)}{4\pi^2} \ln\left(\frac{Q^2}{\nu^2}\right)}$$

où Q est l'échelle de renormalisation et ν l'échelle de référence. $\lambda_R(Q)$ passe par une singularité en $Q = \nu \exp[2\pi^2/3\lambda(\nu)]$ et devient infini lorsque $Q \rightarrow \infty$ pour un $\lambda(\nu)$ fixé et positif. C'est ce qui est appelé un "pôle de Landau", et qui existe aussi pour la QED. Il est généralement interprété comme étant l'indication qu'à cette énergie, la théorie perd la validité de son traitement perturbatif.

A l'inverse, pour un $\lambda(\nu) > 0$ fixé, $\lambda(Q) \rightarrow 0$ lorsque $Q \rightarrow 0$, c'est à dire que les particules se découplent et deviennent non interagissantes avec le reste des champs de matière et de jauge. La théorie est dite alors "triviale" à l'échelle d'énergie arbitraire ν . Le problème de trivialité peut être résolu en supposant que le potentiel de Higgs est

valable jusqu'à l'échelle de Planck $M_{\text{Planck}} \simeq 10^{19}$ GeV, cela implique que la masse du boson de Higgs $m_H < 180$ GeV.

Si par contre l'échelle de la nouvelle physique est de l'ordre de 1 TeV, un calcul non-perturbatif donne une limite supérieure à la masse du Higgs de 640 GeV. Dans les sections suivantes, cette échelle d'énergie est considérée, mais sous un autre point de vue de la théorie, qui sera directement relié au secteur bosonique.

1.6.2 L'unitarité

L'unitarité de la matrice S de diffusion, $SS^\dagger = 1$, assure la conservation de la normalisation et de l'orthogonalité des états lors des réactions de diffusion. L'unitarité doit être asymptotiquement vraie à haute énergie.

Dans le Modèle Standard, un scalaire est nécessaire pour régulariser la section efficace de plusieurs processus de diffusion, qui croissent avec l'énergie du centre de masse. A titre d'exemple, l'onde partielle $J = 0$ pour la diffusion élastique de W longitudinaux est donnée par:

$$a_0(W_L^+ W_L^+ \rightarrow W_L^+ W_L^+) = -\frac{G_F m_H^2}{8\sqrt{2}\pi} \left[2 + \frac{m_H^2}{s - m_H^2} - \frac{m_H^2}{s} \ln \left(1 + \frac{s}{m_H^2} \right) \right]$$

En appliquant la condition de l'unitarité perturbative, une étude en termes d'ondes partielles restreint la masse de Higgs à $m_H < 860$ GeV pour $\sqrt{s} \gg M_H$. Ceci ne signifie pas que le boson de Higgs ne peut pas être plus lourd que cette valeur, mais plutôt que la théorie des perturbations n'est plus valable et que des interactions fortes seront requises pour régulariser la section efficace de diffusion.

La condition d'unitarité peut être aussi appliquée dans la limite où $s \ll M_H^2$. Dans ce cas la relation $\sqrt{S_c} < 1.2$ TeV est déduite, où $\sqrt{S_c}$ représente l'échelle d'énergie critique à laquelle l'unitarité perturbative est violée.

C'est principalement cet argument qui est utilisé pour dire: *“Il doit y avoir de la nouvelle physique à l'échelle du TeV!”*

1.6.3 Naturalité des divergences quadratiques et problème de hiérarchie

Dans le Modèle Standard, les corrections perturbatives à une boucle à la masse du Higgs sont quadratiquement divergentes et sont proportionnelles à l'échelle d'énergie où le Modèle Standard cesse d'être valable: $\delta m_H^2 \propto \Lambda^2$. Si la divergence Λ^2 est remplacée par M_{Planck}^2 , la correction qui en résulte est environ 30 ordres de grandeur plus grande que la masse du Higgs standard (< 1 TeV).

Ces divergences quadratiques doivent être annulées par l'ajout de contre-termes ajustés finement ordre par ordre dans la théorie des perturbations. C'est ce qui est appelé le “fine tuning”. Une théorie nécessitant une telle précision est dite “non naturelle”. Ce

problème n'apparaît pas pour les fermions et les bosons de jauge, car les divergences sont logarithmiques. C'est la symétrie de jauge et la symétrie chirale qui interdisent les divergences d'ordre supérieur. Mais, il n'y a rien dans le Modèle Standard qui "protège" la masse du Higgs contre ces divergences.

C'est le problème technique de la hiérarchie, qui peut être résolu dans les modèles supersymétriques par l'introduction de nouveaux champs qui engendrent des corrections compensant les divergences quadratiques.

Outre les problèmes techniques énumérés dans les paragraphes précédents, le Modèle Standard comprend aussi de nombreuses lacunes du côté prédictif:

- Le modèle repose sur 19 paramètres libres ajustable qui sont: 6 masses de quarks, 3 masses de leptons, 3 constantes de couplage, 4 paramètres de la matrice CKM (3 angles de mélange et une phase de la violation de CP), 2 paramètres du potentiel du Higgs (λ, μ) et 1 paramètre de violation forte de CP.
- La dynamique de brisure spontanée de symétrie électrofaible demeure une énigme.
- La mystérieuse symétrie entre les leptons et les quarks qui obéissent tous les deux à la relation $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$.
- La réplication des familles et la hiérarchie de masses sont inexplicables.

A la lumière de ces paragraphes, il s'avère que malgré l'absence d'évidences expérimentales directes de nouvelle physique, le Modèle Standard ne peut être la théorie ultime. Il est au mieux une bonne approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale valable dans le domaine du TeV.

Cette nouvelle physique peut se manifester de façon spectaculaire par la découverte de nouvelles résonances (particules supersymétriques, le boson Z' ,...), ou alors de façon plus subtile, par des tests de précision dans le secteur bosonique. L'étude des couplages à trois bosons de jauge semble un bon terrain d'investigation. D'une part, ce secteur est la conséquence du caractère non-Abélien du Modèle Standard et du mécanisme de Higgs. D'autre part, il est un des secteurs du Modèle Standard qui demeure très peu contraint par les expériences actuelles.

1.7 Approche effective des couplages bosoniques

Pour répondre aux insuffisances du Modèle Standard, plusieurs extensions ont été suggérées. Par exemple, la supersymétrie, la théorie de technicouleurs ou encore les modèles de bosons composites et de Z' additionnel.

En choisissant une approche par les théories effectives, il est cependant possible de tester, indépendamment des suppositions faites sur les origines de la nouvelle physique, l'existence de déviations aux prédictions du Modèle Standard.

En faisant l'hypothèse que la nouvelle physique est connectée au secteur bosonique, ces effets peuvent être mesurés par des corrections aux amplitudes pour des vertex à trois et quatre bosons de jauge.

Dans cette partie, l'approche en terme de couplages effectifs trilinéaires dans le secteur bosonique chargé et neutre est détaillée. A la fin, quelques exemples de contributions des modèles de la nouvelle physique à ces couplages seront donnés.

1.7.1 Un exemple historique de théorie effective: la théorie de Fermi des interactions faibles

En 1934, Fermi postula que la désintégration β était une interaction ponctuelle comme le montre la figure 1.1. La théorie de Fermi décrit l'interaction de quatre fermions par un terme de contact donné par le Lagrangien:

$$-\frac{G}{\sqrt{2}}\bar{\Psi}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\Psi\bar{\Psi}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)\Psi,$$

Ce Lagrangien n'est pas renormalisable et viole l'unitarité.

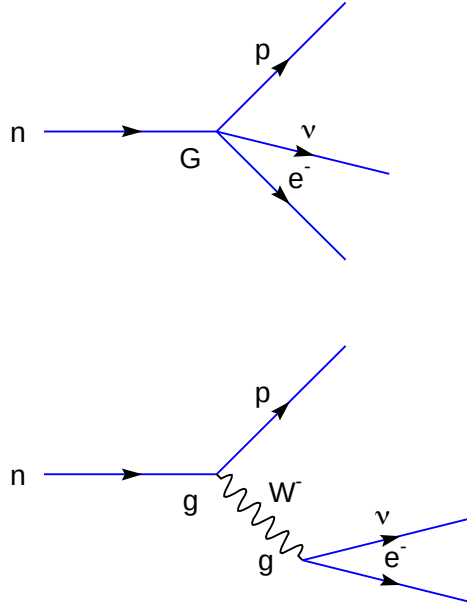


Figure 1.1: Interaction ponctuelle (haut), et avec boson de jauge (bas)

Au début des années soixante, dans le cadre du Modèle Standard, cette interaction fut décrite par des courants chargés d'interactions entre deux fermions via l'échange d'un boson W par:

$$\frac{g^2}{8}\bar{\Psi}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\Psi\frac{1}{q^2-m_W^2}\bar{\Psi}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)\Psi,$$

Le propagateur du W peut être développé en puissances de $\frac{q^2}{m_W^2}$:

$$\frac{1}{q^2 - m_W^2} = -\frac{1}{m_W^2} \left[1 + \frac{q^2}{m_W^2} + \dots \right]$$

Lorsque l'énergie $q^2 \ll m_W^2$ le premier terme du développement est dominant, et en identifiant les deux Lagrangiens, la relation reliant les constantes de couplage faible et la constante de Fermi $\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2}$ est établie. La théorie de Fermi peut être alors considérée comme une théorie effective du Modèle Standard à basse énergie. Elle s'obtient lorsque les degrés de liberté les plus lourds (dans ce cas le W) sont isolés et négligés. Cependant pour des valeurs de q^2 du même ordre que m_W^2 , le Lagrangien effectif cesse d'être valable car tous les termes deviennent du même ordre, et il viole l'unitarité de la matrice S . Ceci s'explique par le fait qu'on se rapproche de l'échelle d'énergie où de nouvelles résonances sont produites directement. L'unitarité est rétablie par les effets du propagateur de W .

1.8 Approches effectives des couplages trlinéaires

Les arguments de la section précédente peuvent être transposés au Modèle Standard, qui peut être considéré comme une théorie effective d'une théorie plus générale comme l'était la théorie de Fermi pour les interactions faibles. Pour rester indépendant des modèles, des Lagrangiens de la forme la plus générale sont considérés en respectant les symétries imposées par les évidences expérimentales à basses énergies. Dans un premier temps, les couplages effectifs des Lagrangiens respectant l'invariance de Lorentz et l'invariance de jauge $U(1)_{em}$ sont discutés. Dans un second temps, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est imposée aux opérateurs effectifs.

1.8.1 Couplages chargés

Dans le Modèle Standard, les vertex à trois bosons de jauge existent (équation 1.1). En utilisant les opérateurs présents dans le Lagrangien du Modèle Standard, les couplages à trois bosons de jauge (TGC : Triple Gauge Couplings) peuvent être introduits par:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{TGC}^{SM} = & -ig_{\gamma WW} \left[-g_1^\gamma A_\mu (W^{-\mu\nu} W_\nu^+ - W^{+\mu\nu} W_\nu^-) + \kappa_\gamma F^{\mu\nu} W_\mu^- W_\nu^+ \right] \\ & -ig_{ZWW} \left[-g_1^Z Z_\mu (W^{-\mu\nu} W_\nu^+ - W^{+\mu\nu} W_\nu^-) + \kappa_Z Z^{\mu\nu} W_\mu^- W_\nu^+ \right], \end{aligned}$$

où $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$. Dans le modèle standard $\kappa_Z = \kappa_\gamma = g_1^Z = g_1^\gamma = 1$. Tous les opérateurs dans ce Lagrangien sont de dimension 4 et conservent les symétries C et P. Par analogie avec le cas de l'électron, les termes associés au vertex γWW déterminent la charge Q_W , le moment magnétique dipolaire μ_W et le moment électrique quadripolaire q_W du W avec les relations suivantes:

$$Q_W = eg_1^\gamma$$

$$\mu_W = \frac{e}{2M_W}(g_1^\gamma + \kappa_\gamma)$$

$$q_W = -\frac{e}{M_W^2}\kappa_\gamma$$

Si la nouvelle physique se manifeste à une grande échelle d'énergie Λ , la théorie effective résiduelle à basse énergie pourrait être décrite par un développement des opérateurs effectifs. Ce développement peut contenir des termes similaires aux termes des TGC du Modèle Standard et représentant des TGC additionnels ou comprendre des contributions supplémentaires de TGC non-standards. L'expression la plus générale du Lagrangien effectif des couplages bosoniques trilinéaires ZW^+W^- et γW^+W^- respectant l'invariance de Lorentz et l'invariance de jauge $U(1)_{em}$ est donnée par [12, 13]:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{TGC}^V = & ig_{WWV} \left[g_1^V V^\mu (W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) + \kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} \right. \\ & + \frac{\lambda_V}{M_W^2} V^{\mu\nu} W_\nu^{+\rho} W_{\rho\mu}^- \\ & + ig_5^V \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} ((\partial^\rho W^{-\mu}) W^{+\nu} - W^{-\mu} (\partial^\rho W^{+\nu})) V^\sigma \\ & + ig_4^V W_\mu^- W_\nu^+ (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) - \frac{\tilde{\kappa}_V}{2} W_\mu^- W_\nu^+ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} \\ & \left. - \frac{\tilde{\lambda}_V}{2M_W^2} W_{\rho\mu}^- W^{+\mu\nu} \epsilon^{\nu\rho\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \right]\end{aligned}$$

où $V = \gamma, Z$ et les constantes de couplages sont définis par: $g_{\gamma W^+W^-} = e$ et $g_{Z W^+W^-} = e \cot \theta_W$.

Cette paramétrisation contient 14 opérateurs indépendants, chaque vertex ZW^+W^- et γW^+W^- est décrit par 7 opérateurs. Dans le Modèle Standard $g_1^Z = g_1^\gamma = \kappa_Z = 1$ et les autres paramètres sont nuls. Les couplages $\kappa_V, \tilde{g}_4^V$ et $\tilde{\lambda}_V$ violent CP tandis que κ_V, g_1^V et λ_V la conservent.

Les couplages de type λ_V et $\tilde{\lambda}_V$ sont des opérateurs de dimension 6, et les autres couplages sont tous de dimension 4. Le tableau (1.3) résume les caractéristiques des couplages reliés au vertex ZZW et γWW . Les couplages trilinéaires dans le secteur chargé (TGC) sont souvent redéfinis pour paramétriser toute déviation par rapport à leurs valeurs prédites par le Modèle Standard: $\Delta\kappa_Z = \kappa_Z - 1$ et $\Delta g_Z^1 = g_Z^1 - 1$.

Dans la littérature, il existe une autre paramétrisation des TGC, équivalente à la précédente et dite B.M.T (Bielefeld, Montpellier et Thessalonique) [14].

1.8.2 Couplages neutres

À l'ordre de l'arbre, les vertex à trois bosons de jauge neutres (NTGC) sont interdits dans le Modèle Standard.

Le Lagrangien effectif respectant les invariances de Lorentz et de jauge $U(1)_{em}$ ainsi que la statistique de Bose est donné par [15]:

$$\mathcal{L}_{NP} = \frac{e^2}{m_Z^2} \left[-[f_4^\gamma (\partial_\mu A^{\mu\beta}) + f_4^Z (\partial_\mu Z^{\mu\beta})] Z_\alpha (\partial^\alpha Z_\beta) + [f_5^\gamma (\partial^\sigma A_{\sigma\mu}) + f_5^Z (\partial^\sigma Z_{\sigma\mu})] \tilde{Z}^{\mu\beta} Z_\beta \right]$$

	Couplages conservant CP		Couplages violant CP	
	Vertex $\gamma W^+ W^-$	Vertex $Z W^+ W^-$	Vertex $\gamma W^+ W^-$	Vertex $Z W^+ W^-$
	$g_{\gamma WW}(=e)$	$g_{ZWW}(=e \cot \theta_W)$		
dim. 4	$g_1^\gamma (=1)$	$g_1^Z (=1)$		
dim 4	$\kappa_\gamma (=1)$	$\kappa_Z (=1)$	$\tilde{\kappa}_\gamma \not{P} (=0)$	$\tilde{\kappa}_Z \not{P} (=0)$
dim 4			$g_4^\gamma \not{Q} (=0)$	$g_4^Z \not{Q} (=0)$
dim 6	$\lambda_\gamma (=0)$	$\lambda_Z (=0)$	$\lambda_\gamma \not{P} (=0)$	$\lambda_Z \not{P} (=0)$
dim 4	$g_5^\gamma \not{P}, \not{Q} (=0)$	$g_5^Z \not{P}, \not{Q} (=0)$		

Tableau 1.3: Propriétés des couplages trilineaires chargés. Les valeurs dans le cas du modèle standard sont mises entre parenthèses

$$\begin{aligned}
& - [h_1^\gamma (\partial^\sigma A_{\sigma\mu}) + h_1^Z (\partial^\sigma Z_{\sigma\mu})] Z_\beta A^{\mu\beta} - [h_3^\gamma (\partial_\sigma A^{\sigma\rho}) + h_3^Z (\partial_\sigma Z^{\sigma\rho})] Z^\alpha \tilde{A}_{\rho\alpha} \\
& - \left\{ \frac{h_2^\gamma}{m_Z^2} [\partial_\alpha \partial_\beta \partial^\rho F_{\rho\mu}] + \frac{h_2^Z}{m_Z^2} [\partial_\alpha \partial_\beta (\Box + m_Z^2) Z_\mu] \right\} Z^\alpha F^{\mu\beta} \\
& + \left\{ \frac{h_4^\gamma}{2m_Z^2} [\Box \partial^\sigma A^{\rho\alpha}] + \frac{h_4^Z}{2m_Z^2} [(\Box + m_Z^2) \partial^\sigma Z^{\rho\alpha}] \right\} Z_\sigma \tilde{F}_{\rho\alpha}
\end{aligned}$$

avec

$$\tilde{Z}_{\mu\nu} = 1/2 \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} Z^{\rho\sigma} \text{ avec } Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu$$

Quatre couplages f_i^V ($V = Z, \gamma$; $i = 4, 5$) décrivent les vertex γZZ et ZZZ dans l'état final ZZ , et huit couplages h_i^V ($V = Z, \gamma$; $i = 1, 4$) correspondent aux vertex $ZZ\gamma$ et $\gamma Z\gamma$ dans l'état final $Z\gamma$. Les paramètres f_4^V, h_1^V, h_2^V violent CP, tandis que f_5^V, h_3^V, h_4^V ($V = Z, \gamma$) la conservent.

Les couplages f_4^V, f_5^V, h_3^V et h_1^V sont de dimension 6, les autres h_4^V et h_2^V ($V = Z, \gamma$) sont de dimension 8. Dans le Modèle Standard, tous les couplages h_i^V et f_i^V sont nuls.

Les différentes propriétés des couplages neutres sont résumées dans le tableau 1.4. Il est très important de noter que les 4 couplages décrivant l'interaction $Z\gamma Z$ et les 2 couplages associés au vertex $ZZ\gamma$ sont complètement indépendants. Le cas où les trois bosons sont hors de leurs couches de masse a été récemment étudié théoriquement [16]; le formalisme présente l'avantage de généraliser l'approche décrite ci-dessus, tout en opérant une unification entre les états finaux ZZ et $Z\gamma$. Ce modèle n'est pas détaillé ici.

Les couplages neutres ont les relations suivantes avec les quantités physiques [17, 18]:

$$\begin{aligned}
\mu_Z &= \frac{-e}{\sqrt{2}m_Z} \frac{E_\gamma^2}{m_Z^2} (h_1^Z - h_2^Z); & Q_Z^e &= \frac{2\sqrt{10}e}{m_Z^2} h_1^Z \\
d_Z &= \frac{-e}{\sqrt{2}m_Z} \frac{E_\gamma^2}{m_Z^2} (h_3^Z - h_4^Z); & Q_Z^m &= \frac{2\sqrt{10}e}{m_Z^2} h_3^Z
\end{aligned}$$

où μ_Z et d_Z représentent les moments magnétique et électrique dipolaire du Z et Q_Z^m, Q_Z^e correspondent aux moments quadripolaires magnétique et électrique du boson Z et E_γ est l'énergie du photon.

	Couplages conservant CP		Couplages violant CP	
	$ZZV(V = Z, \gamma)$	$Z\gamma V(V = Z, \gamma)$	$ZZV(V = Z, \gamma)$	$Z\gamma V(V = Z, \gamma)$
dim 6	f_5^V		f_4^V	
dim 6		h_3^V		h_1^V
dim 8		h_4^V		h_2^V

Tableau 1.4: Propriétés des couplages trilinéaires neutres.

1.8.3 Contraintes d'unitarité et facteurs de forme

Les couplages trilinéaires chargés et neutres contribuent à l'onde partielle $J = 1$ qui provient de l'échange d'un boson virtuel dans la voie s . L'unitarité de la matrice S , implique que toutes les ondes partielles soient bornées par une constante lorsque l'énergie tend vers l'infini. Or, les contributions des couplages trilinéaires chargés vont donner des contributions divergentes en $\frac{\sqrt{\hat{s}}}{m_{W^2}}$ et $\frac{\hat{s}}{m_{W^2}}$ dans les amplitudes de diffusion du processus $q\bar{q}' \rightarrow W^\pm Z$. Alors que les couplages neutres génèrent des contributions divergentes proportionnelles à $\left(\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2m_Z}\right)^{3/2}$ dans la diffusion $q\bar{q} \rightarrow ZZ$, et des contributions de l'ordre de $\left(\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2m_Z}\right)^{3/2}$ et $\left(\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2m_Z}\right)^{5/2}$ pour la diffusion $q\bar{q} \rightarrow Z\gamma$.

Pour préserver l'unitarité, les couplages trilinéaires doivent posséder une dépendance en énergie qui assure que les différents couplages s'annulent quand des énergies du centre de masse $\sqrt{\hat{s}} \gg M_Z$ sont atteintes. Pour paramétriser cette dépendance en énergie, un facteur de forme est utilisé. Un couplage $C_i(\hat{s})$ est relié à une valeur "nue" du couplage $C_i(0)$ indépendante de l'énergie, par une relation du type:

$$C_i(\hat{s}) = \frac{C_{i0}}{\left(1 + \frac{\hat{s}}{\Lambda^2}\right)^n}, \quad (1.4)$$

où Λ est une échelle d'énergie reliée à l'échelle d'énergie de la nouvelle physique. Cette formule est inspirée des collisions e-p où l'extension spatiale de la distribution de charge du proton est modélisée par un facteur de forme.

Les valeurs de $C_{i0} = C_i(0)$ et la puissance n du facteur de forme à basse énergie sont contraintes par l'unitarité des ondes partielles des processus de diffusion inélastique de WZ , $Z\gamma$ et ZZ .

Le choix de la paramétrisation de la dépendance en énergie de type facteur de forme, n'est pas unique. En principe, toute fonction asymptotiquement monotone et décroissante

avec l'énergie $\sqrt{\hat{s}}$ peut être utilisée. En particulier, les deux paramétrisations suivantes sont possibles:

$$C_i(\hat{s}) = C_i(0)\mathcal{O}(\Lambda^2 - \hat{s}),$$

et

$$C_i(\hat{s}) = \frac{C_{i0}}{\left[\left(1 - \frac{\hat{s}}{\Lambda^2}\right)^2 + \Gamma^2/\Lambda^2\right]^n},$$

Cette dernière redéfinition présente l'avantage d'avoir une interprétation physique évidente sous la forme d'une nouvelle résonance de largeur Γ se manifestant à la valeur d'énergie Λ . Par contre, ce choix introduit un nouveau paramètre supplémentaire Γ , c'est pourquoi il est délaissé au profit de la forme 1.4.

La méthode employée pour extraire des limites d'unitarité sur les couplages trilineaires est décrite dans les références [20, 21, 22]. Par exemple, la contribution des couplages anormaux au processus:

$$f(\sigma)\bar{f}(\bar{\sigma}) \rightarrow Z(\lambda_1)Z(\lambda_2)$$

est donnée par l'amplitude d'hélicité $\Delta\mathcal{M}$ qui s'écrit:

$$\Delta\mathcal{M}^V(\sigma\bar{\sigma}, \lambda_1\lambda_2) = \sqrt{2}e^2 g_{2\sigma}^V f_1 f_2 \frac{\hat{s}}{M_Z^2} \beta \delta_{\sigma,\bar{\sigma}} A_{\lambda_1\lambda_2}^V \times d_{\sigma+\bar{\sigma}, \lambda_1-\lambda_2}^1(\Theta)$$

où $\sigma, \bar{\sigma}$ et λ_1, λ_2 représentent les hélicités initiales et les polarisations finales des particules de l'état initial et l'état final. La contribution des couplages anormaux est absorbée dans les amplitudes réduites $A_{\lambda_1\lambda_2}^V$.

L'unitarité des ondes partielles conduit aux bornes d'unitarité suivantes:

$$\begin{aligned} \left(\sum_{\lambda_1\lambda_2} |A_{\lambda_1\lambda_2}^\gamma|^2\right)^{1/2} &\leq \frac{1}{\alpha\beta^{3/2}} \left[\frac{3}{5}(3 - 6\sin^2\theta_W + 8\sin^4\theta_W)\right]^{1/2} \frac{M_Z^2}{\hat{s}}, \\ \left(\sum_{\lambda_1\lambda_2} |A_{\lambda_1\lambda_2}^\gamma|^2\right)^{1/2} &\leq \frac{4}{\alpha\beta^{3/2}} \sqrt{\frac{3}{10}} \sin\theta_W \cos\theta_W \frac{M_Z^2}{\hat{s}} \end{aligned}$$

Si un seul couplage est supposé varier et que les autres sont arbitrairement fixés à leurs valeurs du Modèle Standard, les relations précédentes donnent les contraintes suivantes :

$$|f_{40,50}^\gamma| \leq \frac{\left(\frac{2}{3}n\right)^n}{\left(\frac{2}{3}n-1\right)^{(n-3/2)}} \frac{0.11 \text{ TeV}^3}{\Lambda^3}, \quad |f_{40,50}^Z| \leq \frac{\left(\frac{2}{3}n\right)^n}{\left(\frac{2}{3}n-1\right)^{(n-3/2)}} \frac{0.089 \text{ TeV}^3}{\Lambda^3},$$

et de façons similaires, les contraintes d'unitarité appliquées aux processus de diffusion inélastique de WZ et $Z\gamma$ donnent par exemple [23]:

$$\begin{aligned} |g_1^Z 0| &\leq \frac{(2n)^n}{(2n-1)^{n-1/2}} \frac{3.2 \text{ TeV}}{\Lambda} \\ |\Delta\kappa_{Z0}| &\leq \frac{n^n}{(n-1)^{n-1}} \frac{0.83 \text{ TeV}^2}{\Lambda^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
|\lambda_{Z0}| &\leq \frac{n^n}{(n-1)^{n-1}} \frac{0.52 \text{ TeV}^2}{\Lambda^2} \\
|h_{10}^Z|, |h_{30}^Z| &\leq \frac{\left(\frac{2}{3}n\right)^n}{\left(\frac{2}{3}n-1\right)^{n-3/2}} \frac{0.126 \text{ TeV}^3}{\Lambda^3} \quad |h_{10}^\gamma|, |h_{30}^\gamma| \leq \frac{\left(\frac{2}{3}n\right)^n}{\left(\frac{2}{3}n-1\right)^{n-3/2}} \frac{0.151 \text{ TeV}^3}{\Lambda^3} \\
|h_{40}^Z|, |h_{20}^Z| &\leq \frac{\left(\frac{2}{5}n\right)^n}{\left(\frac{2}{5}n-1\right)^{n-5/2}} \frac{2.1 \times 10^{-3} \text{ TeV}^5}{\Lambda^5}, \quad |h_{20}^\gamma|, |h_{40}^\gamma| \leq \frac{\left(\frac{2}{5}n\right)^n}{\left(\frac{2}{5}n-1\right)^{n-5/2}} \frac{2.5 \times 10^{-3} \text{ TeV}^5}{\Lambda^5}
\end{aligned}$$

Dans le cas où plusieurs couplages diffèrent de 0, des interférences destructives peuvent se produire, relâchant ainsi les contraintes sur l'unitarité.

1.9 Approche effective en termes d'opérateurs invariants de jauge

Pour définir un Lagrangien effectif, il est nécessaire de spécifier les symétries et le contenu en particules que la théorie effective résiduelle à basse énergie doit conserver. Actuellement, tous les résultats expérimentaux sont en accord avec l'existence d'une symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il est alors naturel d'imposer que le Lagrangien effectif respecte cette invariance. Or, les Lagrangiens décrivant les couplages trilineaires chargés et neutres semblent violer cette symétrie. Rétablir cette invariance dépend du contenu en particules de la théorie, si le boson de Higgs est inclus, la symétrie peut être réalisée de façon linéaire, autrement elle est réalisée de façon non linéaire [17, 23, 24, 25, 26, 27].

1.9.1 Opérateurs dans une réalisation linéaire du mécanisme de Higgs

Suivant l'exemple de la théorie de Fermi (section 1.7.1), pour une échelle d'énergie de nouvelle physique $\Lambda \gg M_W^2$, le Lagrangien effectif décrivant les particules usuelles est obtenu en isolant et en négligeant la contribution des degrés de liberté les plus lourds (le boson W). Le Lagrangien peut s'écrire en fonction d'opérateurs $\mathcal{O}^{(d)}$ de dimension d comme :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \frac{f_i}{\Lambda_{NP}^{d-4}} \mathcal{O}_i^{(d)}(x)$$

où Λ^{d-4} est un facteur d'échelle qui assure que le Lagrangien a une dimension quatre quand les constantes de couplages f_i sont sans dimension. Λ est relié à la masse des nouvelles résonances de la nouvelle physique, et favorise les opérateurs de faible dimension ($d = 4, 6$ ou 8) quand $\Lambda \gg M_W^2$. C'est cet argument heuristique qui est utilisé pour dire que ce sont les opérateurs de plus faible dimension qui peuvent être détectés en premier expérimentalement.

Les opérateurs générés par le Modèle Standard sont tous de dimension 4, les premiers termes effectifs respectant les contraintes ci-dessus, apparaissent aux dimensions 6 et 8 :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \frac{f_i^{(6)}}{\Lambda_{NP}^2} \mathcal{O}_i^{(6)}(x) + \sum_i \frac{f_i^8}{\Lambda_{NP}^4} \mathcal{O}_i^{(8)}(x) + \dots$$

Dans le secteur chargé, la nouvelle physique peut être générée à partir des opérateurs de dimension 6, tandis que dans le secteur neutre, ce sont les opérateurs de dimension 8 et 10 qui peuvent générer la nouvelle physique.

La réalisation linéaire est aussi appelée scénario de “physique découlante” dans la littérature car, avec l’inclusion d’un boson de Higgs léger, l’échelle de nouvelle physique peut être arbitrairement grande. Dans ce scénario, les valeurs des couplages trilineaires chargés sont de l’ordre $\mathcal{O}\left(\frac{m_W^2}{\Lambda_{NP}^2}\right)$. Tandis que, pour les couplages trilineaires neutres, les valeurs attendues sont de l’ordre $\mathcal{O}\left(\frac{m_Z^4}{\Lambda_{NP}^4}\right)$.

1.9.2 Opérateurs dans une réalisation non linéaire du mécanisme de Higgs

Il est techniquement possible de réaliser la brisure spontanée de symétrie $SU(2) \times U(1)$ sans la présence du Higgs physique. Pour cela, seuls des bosons de Goldstone sont inclus pour donner de la masse aux $W^\pm$ et Z . Mais dans ce cas la théorie devient non-renormalisable et viole l’unitarité à une échelle de l’ordre $4\pi v \simeq 3 \text{ TeV}$. La nouvelle physique doit donc apparaître à une échelle $\Lambda_{NP} < 4\pi v$.

Le terme en facteur d’un opérateur, qui donne la dimension, est calculé de la façon suivante:

$$d_n(\Lambda_{NP}) \simeq v^2 \Lambda_{NP}^2 \left(\frac{1}{v}\right)^b \left(\frac{1}{\Lambda_{NP}}\right)^d \left(\frac{g_2}{\Lambda_{NP}}\right)^\omega$$

pour un opérateur ayant b bosons de Goldstone, d dérivées et ω bosons de jauge. Dans ce scénario Δg_1^Z et $\Delta \kappa_Z$ sont de dimension 6 et sont de l’ordre $\mathcal{O}\left(\frac{m_W^2}{\Lambda^2}\right)$. Par contre λ_Z apparaît de dimension 8 et proportionnel à $\mathcal{O}\left(\frac{m_W^4}{\Lambda_{NP}^4}\right)$. Le couplage λ_Z devient alors négligeable par rapport à Δg_1^Z et $\Delta \kappa_Z$ dans ce cas.

A l’instar de la réalisation linéaire, les couplages neutres sont générés par les termes de dimension supérieure ou égale à 8.

En résumé, le classement en dimension des termes du Lagrangien effectif dépend des contraintes supplémentaires imposées. Si l’invariance de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est demandée dans une réalisation linéaire, il faut dans plusieurs termes ajouter des champs de Higgs qui font monter la dimension à partir de 6 pour les couplages chargés et de 8 pour les couplages neutres. Dans une réalisation non-linéaire, il n’y a pas de champs de Higgs ($m_H \rightarrow \infty$), et un nouveau classement en dimension apparaît.

Les arguments précédents sont une manière de limiter le nombre d’opérateur pris en compte, de façon à pouvoir effectuer les calculs mais sans trop restreindre le modèle. Dans

la littérature, seuls les opérateurs peu contraints (“blind”), de dimension six et respectant la symétrie CP, sont considérés pour l’étude des couplages chargés.

L’étude en terme d’opérateurs de dimension six et conservant CP qui était justifiée à LEP2, puisqu’elle réduisait le nombre de paramètres libres, peut être abandonnée au LHC, au profit de l’approche effective des couplages trilinéaires uniquement et qui est plus indépendante des modèle .

1.10 Couplages bosoniques trilinéaires et corrections radiatives standards

Pour être sûr de tester des déviations au Modèle Standard, il faut prendre en considération les corrections radiatives aux couplages trilinéaires induites par des boucles virtuelles du premier ordre. Ces contributions étant calculées de façon exacte, toute mesure des couplages s’écartant de celles prédites par le Modèle Standard pourrait être considérée comme une signature d’un couplage anormal et donc d’une nouvelle physique.

Les contributions de boucle au Modèle Standard sont faibles dans le cas des couplages chargés et neutres. ceux-ci sont un peu plus détaillés ci-dessous [16].

1.10.1 Couplages neutres

Les boucles fermioniques triangulaires de la figure (1.2) peuvent engendrer des couplages trilinéaires neutres effectifs. Les contributions des bosons $W^\pm$ ou des particules scalaires parcourant la boucle s’annulent mutuellement, ne participant donc pas aux couplages.

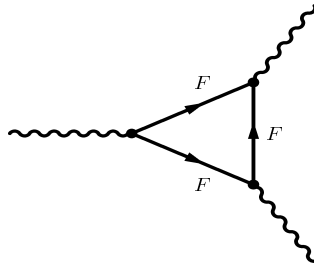


Figure 1.2: Boucle fermionique triangulaire pouvant engendrer des couplages trilinéaires neutres effectifs.

Au niveau d’une boucle unique, les couplages de dimension 8: h_4^Z et h_4^γ ne peuvent pas être générés. Les seuls couplages neutres qui peuvent apparaître à ce niveau sont $f_5^{\gamma,Z}$ et $h_3^{Z,\gamma}$. Les couplages $h_3^{Z,\gamma}$ et f_5^γ reçoivent uniquement des contributions des fermions

chargés; tandis que f_5^Z peut aussi recevoir des contributions provenant des neutrinos. Les couplages violant CP ne peuvent être générés par de telles boucles au sein desquelles CP est conservée à chaque vertex.

La figure 1.3 montre les contributions des leptons et des quarks à la partie réelle et imaginaire des couplages neutres. Ces corrections décroissent avec l'énergie s comme l'exige l'unitarité et sont de l'ordre de 10^{-4} . Les couplages neutres sont des complexes, l'importance relative des parties réelles et imaginaires dépend de l'énergie. Pour des énergies $\sqrt{s} < 2m_t$ (ou m_t est la masse du quark top), la partie imaginaire est faible par rapport à la partie réelle, mais pour $\sqrt{s} > 2m_t$, les deux contributions deviennent du même ordre de grandeur comme illustré sur la figure 1.3.

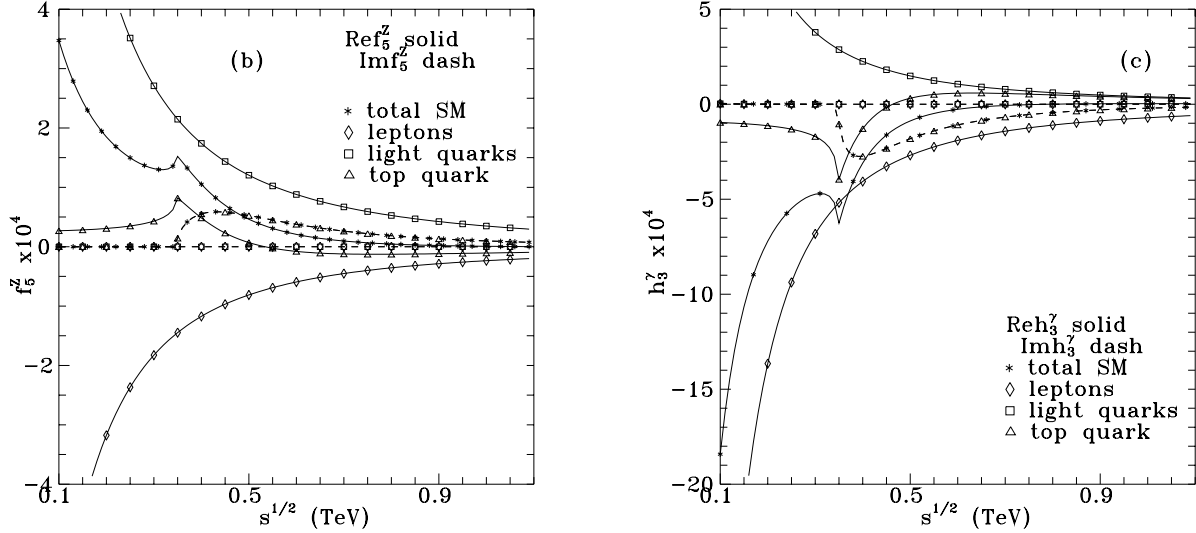


Figure 1.3: Contributions des boucles fermioniques du Modèle Standard aux couplages neutres à trois bosons de jauge [16]. Les contributions des leptons, des quarks légers et du quark top sont montrées séparément.

1.11 Nouvelle physique et secteur bosonique

1.11.1 Effets virtuels de nouvelles particules: exemple du MSSM

Dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), les boucles triangulaires peuvent être parcourues par de nouveaux type de fermions [16]: les charginos $\chi_{1,2}^\pm$ et les neutralinos $\chi_{1,4}^0$. Les deux charginos $\chi_{1,2}^\pm$ contribuent aux quatre couplages $h_3^{Z,\gamma}$ et $f_5^{Z,\gamma}$; tandis que les quatre neutralinos $\chi_{1,4}^0$ contribuent uniquement à f_5^Z . Les charginos se couplent aux bosons de jauge via leurs composantes gaugino et higgsino, et les neutralinos contribuent à travers leurs composantes higgsino.

Au vu des contraintes provenant des paramètres fondamentaux -inconnus- de la supersymétrie, il apparaît que les masses des charginos peuvent appartenir à un spectre assez large. La configuration la plus favorable pour observer une influence sur les couplages neutres consiste en deux charginos avec un écart de masse suffisamment important pour que la contribution dominante soit celle du chargino le plus léger. Les contributions finales demeurent néanmoins faibles et du même ordre que les corrections radiatives du Modèle Standard.

1.11.2 Effets virtuels de nouvelles particules: exemple explicite d'une boucle de fermions lourds

L'exemple du paragraphe précédent peut être généralisé au cas où les fermions qui circulent dans la boucle sont très lourds, de masse M_F avec des couplages du type V-A. Ce type de fermions est prédit par des modèles de grande unification ou de technicouleur.

Pour des valeurs des masses de fermions ($M_F \gg \sqrt{s}/2$) très supérieures à l'énergie dans le centre de masse de la collision, les valeurs des couplages peuvent être approximées par les relations empiriques suivantes:

$$\begin{aligned} h_3^\gamma &= 0.02 \times 10^{-4} \left(\frac{1 \text{ TeV}}{M_F} \right)^2, \\ h_3^Z &= -f_5^\gamma = -0.01 \times 10^{-4} \left(\frac{1 \text{ TeV}}{M_F} \right)^2, \\ f_5^Z &= 0.009 \times 10^{-4} \left(\frac{1 \text{ TeV}}{M_F} \right)^2. \end{aligned}$$

Les calculs aboutissant à ce résultat sont basés sur des hypothèses de fortes différences de masse entre les fermions de la nouvelle physique, afin de limiter les interférences destructives. Dans ce cas aussi, les valeurs des couplages sont faibles, de l'ordre de 10^{-6} pour M_F de l'ordre du TeV.

Un calcul des contributions à une boucle provenant du modèle à deux doublets de Higgs (THDM) engendre un couplage $f_4 \sim 10^{-6}$ [28].

1.11.3 Les ordres supérieurs et les effets non-perturbatifs

Au niveau d'une boucle fermionique unique, les couplages $h_4^{\gamma,Z}$ ne peuvent pas être générés. Il est cependant possible de les produire dans des ordres supérieurs du développement perturbatif des boucles. Mais dans ce cas, ils sont produits accompagnés d'un facteur additionnel $\frac{\alpha}{4\pi}$ qui les rend totalement inobservables. La seule possibilité de générer $h_4^{\gamma,Z}$ est à travers des contributions non-perturbatives. Dans des modèles de mésons vecteurs interagissant de façon forte, les h_4^V sont de l'ordre de:

$$\frac{h_4^V}{h_3^V} \sim \frac{m_Z^2}{\Lambda_{NP}^2}$$

Une valeur relativement faible de Λ_{NP} peut rendre h_4^V observable.

1.11.4 Nouvelle physique et sous-structure des bosons

Grâce au développement en $\frac{1}{N}$ d'une théorie à cutoff, les particules vectorielles faites de paires de fermions se comportent exactement comme des bosons de jauge lorsque l'interaction entre les particules sous-constituantes devient infiniment forte. Le modèle utilisé est un modèle de boson Z composite qui est soluble par un développement en $1/N$ bien que renormalisable et non confiné. Dans ce modèle le boson Z consiste en paire de particules hypothétiques: les préons et les anti-préons. Les couplages neutres sont générés par des diagrammes montrés dans la figure (1.4) et sont de l'ordre $h_i^V = 0.1 - 1$ [29].

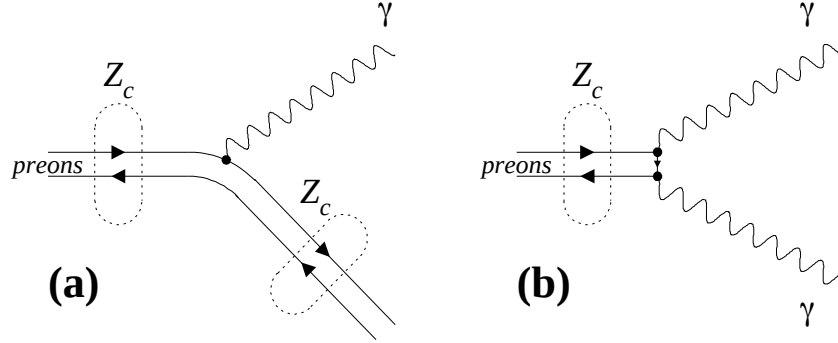


Figure 1.4: Les couplages trilinéaires neutres dans des modèles de boson Z composite de paire préon anti-préon: a) le vertex $ZZ\gamma$; b) le vertex $Z\gamma\gamma$

1.11.5 Couplages chargés

Il existe dans la littérature plusieurs exemples de contributions aux couplages bosoniques chargés dues à différents modèles. Le tableau (1.5) résume ces différentes contributions aux couplages $\Delta\kappa_\gamma$, λ_γ et $\tilde{\kappa}_\gamma$ [17].

Modèle	$ \Delta\kappa_\gamma $	$ \lambda_\gamma $	$ \tilde{\kappa}_\gamma $
Modèle Standard	0.008	0.002	10^{-22}
2HDM	0.016	0.0014	-
Multi-doublet	-	-	4×10^{-6}
E6	2.5×10^{-5}	0.003	-
Supersymétrie	0.005	5×10^{-5}	3×10^{-4}
Technicouleur	0.002	-	7×10^{-6}
4ème génération	-	-	5×10^{-3}

Tableau 1.5: Les limites supérieures des différents modèles sur les couplages chargés.

1.12 Contraintes indirectes sur les couplages effectifs

Plusieurs mesures de précision peuvent être affectées par la présence des couplages anormaux chargés et neutres, parmi lesquelles, la mesure des paramètres obliques, du moment magnétique anormal du muon, du moment dipolaire de l'électron et de la désintégration $b \rightarrow s\gamma$. Ces expériences sont sensibles aux différents couplages via des boucles de corrections virtuelles, un exemple de diagramme pingouin contribuant au vertex $ZZ\gamma$ et $Z\gamma\gamma$ est illustré sur la figure (1.5). Contrairement aux tests directs dans les expériences de hautes énergies, les résultats des tests indirects à basses énergies dépendent des schémas de régularisation, et des paramètres de cutoff des boucles utilisés dans les calculs. Ce qui les rend très dépendants des modèles de nouvelle physique et par conséquent très controversés. Le tableau (1.6) résume ces limites [17].

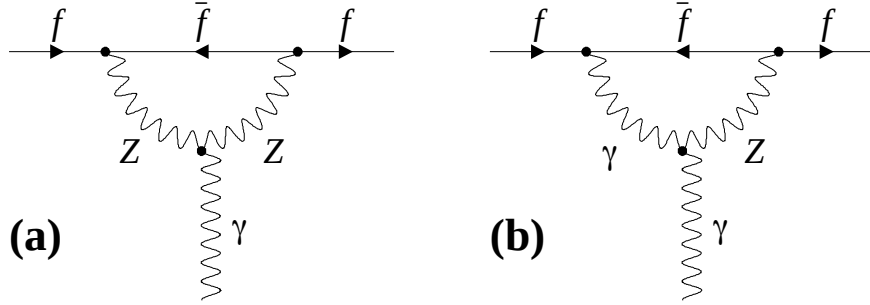


Figure 1.5: Un exemple typique de boucles contribuant au moment électromagnétique du leptons ou du quark: a) via le vertex $ZZ\gamma$; b) via le vertex $Z\gamma\gamma$

	Paramètre Oblique	$(g-2)_\mu$	d_n	d_e	$b \rightarrow s\gamma$	Violation de la parité dans les atomes
$ \Delta\kappa_Z $	0.4	-	-	-	-	0.12
$ \lambda_Z $	0.2	-	-	-	-	0.13
$ \tilde{\kappa}_Z $	-	-	-	0.04	-	-
$ g_4^Z $	-	-	-	0.80	-	-
$ h_3^\gamma $	-	4.5	-	-	-	-

Tableau 1.6: Limites indirectes sur les couplages chargés effectifs résultant des mesures de précision.

1.13 Mesures des couplages à LEP2 et au TeVatron

Les contraintes les plus importantes sur les couplages chargés et neutres proviennent de LEP2 et du TeVatron. Les limites du TeVatron prennent en compte les effets de facteur de forme et sont données pour une valeur fixée Λ de l'échelle d'énergie. Par contre à LEP, la gamme d'énergie balayée étant relativement restreinte, les couplages sont considérés constants ($\Lambda \rightarrow \infty$).

- Les mesures de LEP2 des couplages chargés sont en accord avec les valeurs prédites par le modèle standard et sont données par:

$$g_1^Z = 0.990_{-0.024}^{+0.023} \quad \kappa_\gamma = 0.896_{-0.056}^{+0.058} \quad \lambda_\gamma = -0.023_{-0.023}^{+0.025}$$

Au RunII du TeVatron, les limites prévues [30] sont du même ordre que celles établies par LEP2, et dix fois meilleures que celles obtenues durant le RunI [31, 32].

- Les limites à une dimension à 95 % de niveau de confiance de LEP2 sur les couplages neutres dans l'état final $Z\gamma$ sont résumées ci-dessous [33]:

$$-0.130 < h_1^Z < 0.130 \quad -0.071 < h_2^Z < 0.071 \quad -0.200 < h_3^Z < 0.070 \quad -0.050 < h_4^Z < 0.0120$$

$$-0.055 < h_1^\gamma < 0.055 \quad -0.045 < h_2^\gamma < 0.025 \quad -0.049 < h_3^\gamma < 0.008 \quad 0.050 < h_4^\gamma < 0.034$$

Les limites actuelles données par DØ [35, 36] (voir aussi CDF [37]) correspondent à $\Lambda = 750$ GeV:

$$|h_{30}^Z| < 0.36 \quad |h_{30}^\gamma| < 0.37 \quad |h_{40}^Z| < 0.05 \quad |h_{40}^\gamma| < 0.05$$

Au RunII, CDF et DØ pourraient améliorer certaines des limites de LEP2 par un facteur allant jusqu'à 30 pour les couplages h_4^Z et h_2^Z [30].

- Dans la voie ZZ , les limites de LEP2 sont:

$$-0.17 < f_4^\gamma < 0.19 \quad -0.30 < f_4^Z < 0.28 \quad -0.34 < f_5^\gamma < 0.38 \quad -0.36 < f_5^Z < 0.38$$

CDF et DØ pourraient atteindre des limites 4 à 8 fois meilleures que celles du LEP [30, 34].

Le LHC possède un potentiel important qui permettrait d'améliorer les limites actuelles sur les couplages chargés et neutres de plusieurs ordres de grandeur.

Bibliographie

- [1] C. Quigg, Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions (Perseus, New York, 1997).
- [2] Quang Ho-Kim and Xuan-Yem Pham, Elementary Particles and their Interactions, (Springer, 1988).
- [3] D.E. Groom et al., Review of Particle Physics, EPJC15 (2000) 1.
- [4] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967); A. Salam, Proceedings of the 8th Nobel Symposium, edited by N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968), p. 367.
- [5] F.J. Masert et al., Phys. Lett. 46B (1973) 121; Phys. Lett. 46B 91973) 138.
- [6] G. Arnison et al., (UA1 Collaboration), Phys. Lett. 122B (1983) 103.
M. Banner et al., (UA2 Collaboration), Phys. Lett. 122B (1983) 476.
- [7] G. Arnison et al., (UA1 Collaboration), Phys. Lett. 126B (1983) 398.
P. Bagnaia et al., (UA2 Collaboration), Phys. Lett. 129B (1983) 130.
- [8] F. Abe et al., (CDF Collaboration), Phys. Rev. D50 (1994) 2966; Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626.
S. Abachi et al., (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632.
- [9] A. Quadt, présenté aux 37èmes Rencontres de Moriond, les Arcs, 9-16 mars 2002.
- [10] C. Quigg, hep-ph/0204104 (April 2002).
- [11] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane and S. Dawson, The Higgs Hunter's guide (Addison-Wesley, 1990).
- [12] K. Hagiwara, R.D. Peccei, D. Zeppenfeld and K. Hikasa, Nucl. Phys. B282 (1987) 253.
- [13] K.J.F. Gaemers and G.J. Gounaris, Z. Phys. C1 (1979) 259.
- [14] G. Gounaris, J. Layssac, G. Moultaka and F.M. Renard, Int. J. Mod. Phys. A8 (1993) 3285.
- [15] G.J. Gounaris, J. Layssac and F.M. Renard, Phys. Rev. D61 (2000) 073013.

- [16] G.J. Gounaris, J. Layssac and F.M. Renard, Phys. Rev. D62 (2000) 073013.
- [17] J. Ellison and J. Wudka, Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. 48 (1998) 33.
- [18] F.M. Renard, Nucl. Phys. B196 (1982) 93.
- [19] T.G. Rizzo, Phys. Rev. D32 (1985) 43.
- [20] U. Baur and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. B201 (1988) 383.
- [21] U. Baur and E.L. Berger, Phys. Rev. D47 (1993) 4889.
- [22] U. Baur and D. Rainwater, Phys. Rev. D62 (2000) 113011.
- [23] H. Aihara et al., hep-ph-9503425 (March 1995).
- [24] E. Nuss, thèse de l'Université de Montpellier II (décembre 1997).
- [25] A. De Rújula, M.B. Gavela, P. Hernandez and E. Massó, Nucl. Phys. B384 (1992) 3.
- [26] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. B283 (1992) 353, Phys. Rev. D48 (1993) 2182.
- [27] CERN 96-01 (ed. G. Altarelli, T. Sjostrand and F. Zwiner, February 1996) chapitre p 525.
- [28] D. Chang, W-YKeung and P.B. Pal Phys. Rev. D51 (1995) 1326.
- [29] G. Landsberg, PhD, State University of New York at Stony Brook (1994).
- [30] Report of the Working Group on Photon and Weak Boson Production (conveners U. Baur et al.) hep-ph/005226.
- [31] B. abbott et al., (D0 Collaboration) Phys. Rev. D60 (1999) 072002.
- [32] B. Abbott et al., (D0 Collaboration), Phys. Rev. D62 (2000) 052005.
- [33] M. Weber, hep-ex/0205024 présenté aux Rencontres de Moriond, session électrofaible.
- [34] U. Baur and D. Rainwater, Phys. Rev. D62 (2000) 113011.
- [35] A. Abachi et al., (D0 Collaboration), Phys. Rev. D56 (1997) 6742.
- [36] B. Abbott et al., (D0 Collaboration), Phys. Rev. D57 (1998) 3817.
- [37] D. Benjamin, for the CDF Collaboration, Fermilab-conf-95/241-E.

Chapitre 2

Le LHC et le détecteur ATLAS

2.1 Le collisionneur LHC

Le LHC [1] est l'acronyme anglais de “Large Hadron Collider” ou grand collisionneur d'hadrons. Cet accélérateur est en construction au CERN (Centre Européen pour la Recherche en Physique des Particules) près de Genève en Suisse. Le projet a été approuvé en décembre 1994 par le Conseil du CERN, et le collisionneur sera opérationnel à partir de l'année 2007 [2].

Le LHC a un programme de recherche varié et ambitieux dont le but principal est la quête du boson de Higgs, témoin de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible du Modèle Standard.

Les données enregistrées par les détecteurs serviront d'une part à accroître la connaissance actuelle du Modèle Standard, et à rechercher de la nouvelle physique au delà de cette théorie:

- Mesure avec précision de la masse du boson W , étude de la physique du quark top et mesure des couplages à trois bosons dans la production de paires de boson de jauge.
- Recherche des particules supersymétriques, des sous-structures des fermions et des répliques lourdes des bosons vecteurs (Z' , W').
- Recherche du Higgs standard et dans le cadre de la supersymétrie.
- Etude de la violation de CP dans le système des mésons beaux.

Ces recherches nécessitent des énergies et luminosités très élevées et imposent des contraintes importantes pour la conception de l'appareillage expérimental.

2.1.1 Description

Le LHC sera construit dans le tunnel du LEP (Large Electron-Positron Collider), de circonférence d'environ 27 km. Le réseau d'accélérateurs actuels du CERN permet de produire et de pré-accélerer les faisceaux de protons avant leur injection dans le LHC (voir figure 2.1). L'énergie des protons sera successivement portée à 50 MeV par un accélérateur linéaire, le Linac, 1 GeV par le Booster, 26 GeV par le "PS" (Synchrotron à Proton) et 450 GeV par le SPS (Super Synchrotron à Protons). Le faisceau sera composé de 2835 paquets de forme oblongue, séparés d'une distance de 7,48 m, et accélérés par des cavités radio-fréquences pour atteindre une énergie de 7 TeV par proton. Dans ce but, 1232 dipôles supra-conducteurs de 8.36 T et 376 quadripoles supra-conducteur seront utilisés afin de maintenir les protons sur leur trajectoire. Les aimants seront refroidis jusqu'à une température de 1.9 K par de l'hélium liquide super-fluide. Les deux faisceaux de protons seront installés dans la même culasse magnétique, contenue dans un cryostat. Les principales performances de la machine sont récapitulées dans le tableau 2.1.

Les faisceaux se croisent en quatre points correspondant aux expériences: ATLAS, CMS, LHCb et ALICE. Deux expériences fonctionneront en mode proton-proton auprès du LHC, ATLAS et CMS. L'expérience LHCb étudiera la physique du quark b, et ALICE sera consacrée à la physique du plasma quarks-gluons. Le LHC pourra en effet accélérer des ions de plomb jusqu'à une énergie de 7 TeV par unité de charge, ce qui correspond à une énergie de 2.76 TeV par unité de masse atomique. Ceci permettra des collisions entre noyaux de plomb à environ 1150 TeV.

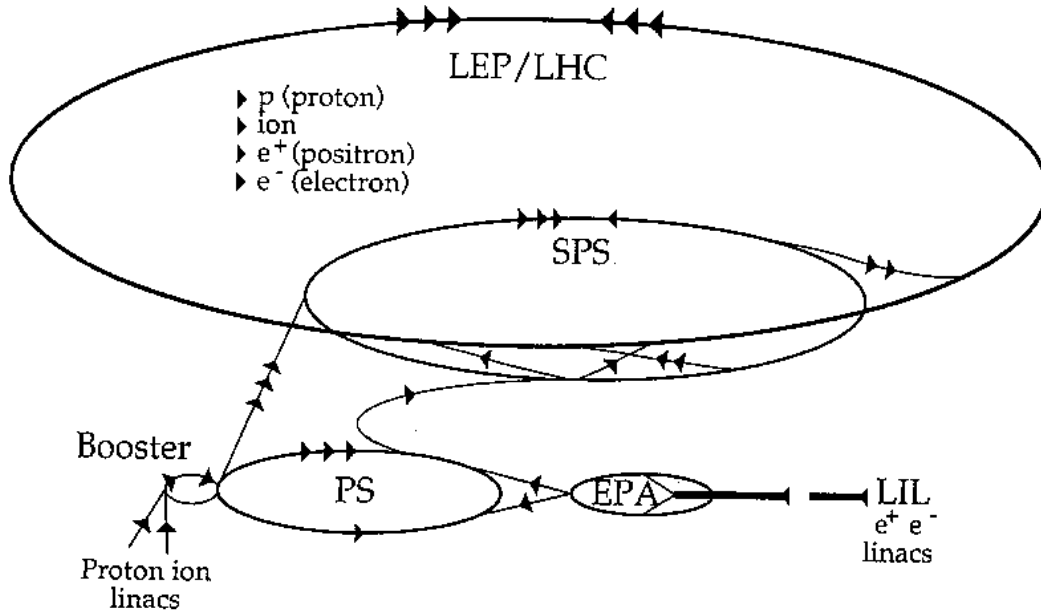


Figure 2.1: Réseaux d'accélérateurs servant à l'injection des protons dans le LHC.

Energie par faisceau	7 TeV
Energie à l'injection	450 GeV
Luminosité nominale	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Temps de vie de la luminosité	10 heures
Temps de vie du faisceau	22 heures
Nombre de paquets en circulation	2835
Nombre de protons par paquet	10^{11}
Espacement des paquets	25 ns (soit 7.5 m)
Intensité du courant de protons	0.54 A
Energie totale par faisceau	334 MJ
Perte en énergie par tour	6.7 KeV
Puissance totale rayonnée par faisceau	3.6 KW

Tableau 2.1: Principaux paramètres du LHC

2.1.2 Caractéristiques des collisions proton-proton

Chaque interaction proton-proton a lieu à une énergie dans le centre de masse de:

$$\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$$

La section efficace totale des interactions proton-proton est : $\sigma_{pp14TeV}^{Totale} = 100 \text{ mb}$. Le LHC n'atteindra pas sa luminosité nominale ($L_o = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) dès sa mise en service. Pendant les trois premières années de fonctionnement, il devra passer par un premier régime dit de "basse luminosité" ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). En considérant une année de fonctionnement du LHC à haute luminosité, la luminosité intégrée est :

$$L_o = \int_{10^7 s} L_o dt = 100 \text{ fb}^{-1}$$

Les faisceaux se croisent toutes les 25 nanosecondes et des collisions inélastiques non diffractives dont la section efficace est $\sim 70 \text{ mb}$ se produisent. A haute luminosité, leur nombre se répartit selon une loi de Poisson de moyenne 23 par croisement de faisceaux. Ces événements sont dits à biais minimum. Ils constituent des interactions parasites qui se superposent aux signaux physiques intéressants dans les divers sous-détecteurs. Il faut donc chercher à minimiser leurs effets.

Ce fond de particules engendre de plus un important niveau de radiation, susceptible d'endommager les matériaux et l'instrumentation des détecteurs. Les matériaux utilisés doivent pouvoir supporter un flux de 10^{14} à 10^{15} neutrons/cm² et 10^3 à 10^5 Gy , correspondant aux doses accumulées pendant 10 années de fonctionnement du LHC.

2.1.3 Définition des variables cinématiques utilisées

Un repère cylindrique peut être défini autour du point d'interaction où l'axe de symétrie Oz s'identifie naturellement à l'axe des faisceaux. Dans le plan xOy , l'angle azimuthal

ϕ est utilisé. L'angle entre la direction des faisceaux et celle d'une particule émergeant d'une interaction est l'angle θ .

Au LHC, une forte proportion des particules qui sont produites lors des collisions pp restent dans le tube à vide. Par conséquent, il n'est pas possible d'imposer la conservation de l'énergie dans le détecteur. La mesure des énergies transverses des particules donne une contrainte presque équivalente. La somme totale du flux d'énergie transverse E_T doit être nulle.

Au lieu de l'angle θ , il est préférable d'utiliser la pseudo-rapacité η car la section efficace des interactions inélastiques est uniforme suivant cette variable :

$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

La pseudo-rapacité est l'approximation, en négligeant les masses devant les impulsions, de la rapidité y définie par :

$$y = -\frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_z}{E - P_z} \right)$$

Pour maintenir constant le flux des particules émises dans les différentes cellules qui constituent les détecteurs, il faut segmenter les détecteurs suivant les variables η et ϕ .

En utilisant les trois variables cinématiques E_T , η et ϕ , le quadrivecteur impulsion-énergie d'une particule ultra-relativiste est donnée par :

$$\begin{pmatrix} \vec{P} \\ E \end{pmatrix} = E_T \times \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \\ \sinh \eta \\ \cosh \eta \end{pmatrix}$$

2.2 Le détecteur ATLAS

La proposition de construction du détecteur ATLAS (A Toroïdal Lhc ApparatuS) a été approuvée par le CERN en janvier 1996 [3] .

Le détecteur ATLAS a la forme d'un cylindre de 44 m de long et de 22 m de diamètre, pour un poids total de 7000 tonnes (voir figure 2.2). Il est organisé autour d'une configuration à deux aimants: un aimant solénoïdal dont le champ baigne le détecteur interne et un toroïde à air associé au détecteur à muons.

Du point de collision vers les couches les plus externes, une particule rencontre successivement le détecteur interne, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et le spectromètre à muons. Les paragraphes suivants décrivent les différents sous-détecteurs de façon succincte en rappelant les performances attendues, utilisées dans les études de simulation. Tous les détails sont regroupés dans les publications de la collaboration ATLAS sous forme de Rapports Techniques de Conception ou TDR (Technical Design Report)[4, 18].

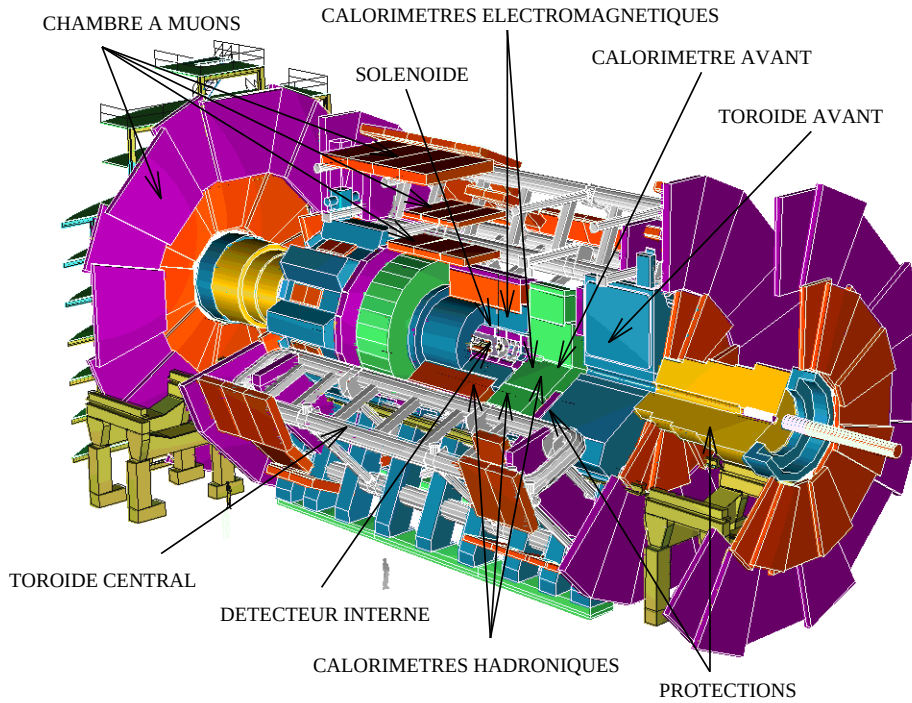


Figure 2.2: Vue générale du détecteur ATLAS.

2.2.1 Le détecteur interne

La figure (2.3) illustre les composantes du détecteur interne: le détecteur à pixels, le SCT (SemiConductor Tracker) et le TRT (Transition Radiation Tracker).

Le détecteur interne permet de mesurer avec précision l'impulsion des électrons et d'étiqueter les quarks b . En association avec la calorimétrie, il aide à l'identification des photons et des électrons. A basse luminosité, il permet de reconstruire la position des vertex de désintégration dans le cas de la production des hadrons B et des leptons τ .

Les positions, les acceptances et les résolutions des trois sous-détecteurs sont résumés dans le tableau 2.2.

- **Le détecteur à pixels:** se trouve autour du tube à vide et est disposé en trois couches concentriques. Son principe consiste à collecter les charges créées par le passage d'une particule dans le silicium segmenté en pixels. Ce détecteur permet de déterminer la position des vertex secondaires.
- **Le SCT:** est un détecteur à micro-rubans au silicium qui sont disposés en quatre couches. Le SCT donne quatre points de mesure par trace et contribue aux mesures

Sous-détecteurs	Position	Résolution spatiale $\sigma(\mu m)$	Couverture en η
Pixels	1 couche tonneau à ($R = 5$ cm) du point d'interaction	$R\phi = 12, z = 66$	± 2.5
	2 couches tonneau à ($R = 8.85, 12.25$ cm)	$R\phi = 12, z = 66$	± 1.7
	2×5 couches bouchon	$R\phi = 12, R = 77$	$\pm 1.7 - 2.5$
SCT	4 couches tonneau	$R\phi = 16, z = 580$	± 1.4
	2×9 couche bouchon	$R\phi = 16, z = 580$	$\pm 1.4 - 2.5$
TRT	tubes tonneau (axiaux)	170/tube	± 0.7
	tubes bouchon (radiaux)	170/tube	$\pm 0.7 - 2.5$

Tableau 2.2: Paramètres du détecteur interne. Les résolutions indiquées sont des valeurs typiques qui dépendent du paramètre d'impact.

du vertex de l'interaction et du paramètre d'impact des particules issues d'un vertex secondaire.

- **TRT**: le trajectographe à rayonnement de transition est constitué de trois blocs: deux bouchons dont les pailles sont radiales et une partie centrale où l'orientation des pailles est axiale. Entre les pailles, de la mousse de polypropylène sert de radiateur produisant des rayons X lors du passage des particules chargées. Le TRT est installé dans une zone où la densité de traces est plus faible. Ces tubes à dérive assurent un suivi quasi-continu des particules chargées en fournissant l'équivalent de 36 points le long de leur trajectoire pour la mesure précise de leur quantité de mouvement.

La résolution du détecteur interne sur des grandes valeurs de quantité de mouvement varie de $\sigma(1/p_T) \simeq 0.4 \text{ TeV}^{-1}$ pour $|\eta| < 2$ à $\sigma(1/p_T) \simeq 1.2 \text{ TeV}^{-1}$ à $|\eta| = 2.5$.

2.2.2 Le solénoïde

Il est situé dans la partie tonneau d'ATLAS, directement après le détecteur interne. Utilisant la technologie supraconductrice, le solénoïde est inclus dans le cryostat du tonneau du calorimètre électromagnétique et couvre un intervalle en pseudo-rapacité $|\eta| < 1.5$. Il délivre un champ magnétique de 2 Tesla au centre du détecteur interne. Le champ magnétique courbe la trajectoire des particules chargées dans le plan transverse aux faisceaux, rendant possible la mesure des impulsions par le détecteur interne. Le solénoïde doit représenter peu de matière pour ne pas dégrader les performances du calorimètre électromagnétique.

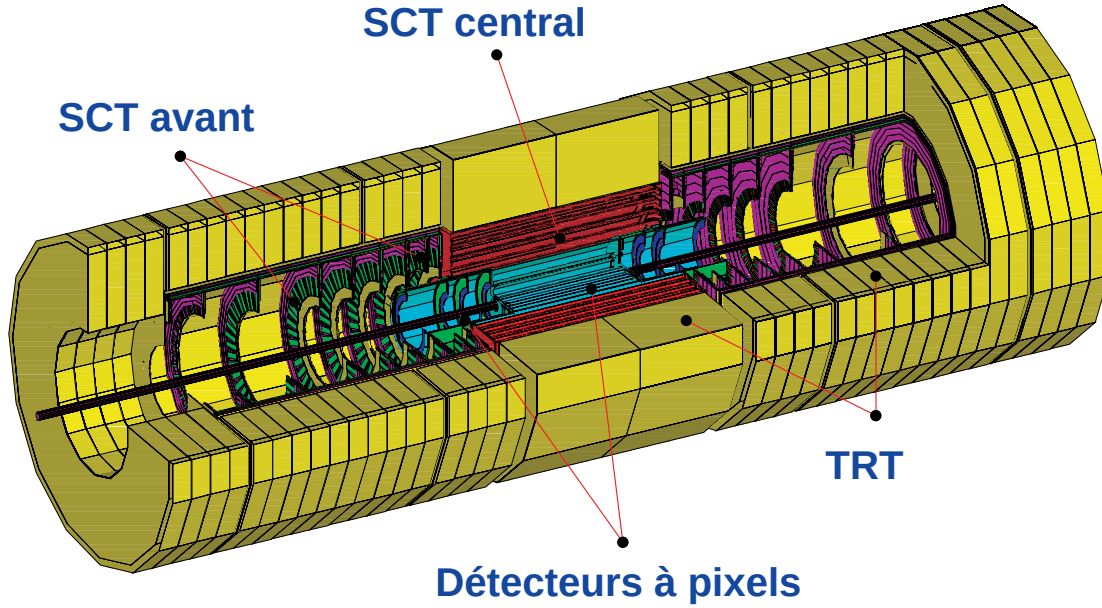


Figure 2.3: Le détecteur interne d'ATLAS.

2.2.3 Le système de calorimétrie

La figure (2.4) présente une vue en perspective du système de calorimétrie du détecteur ATLAS. Ses dimensions externes sont contenues dans un volume cylindrique de 4.25 m de rayon et 13.35 m de longueur. Le rôle des calorimètres est de mesurer avec précision et d'identifier efficacement les électrons et les photons. Il permet aussi de reconstruire les jets de hadrons et de mesurer leur énergie. Il dispose d'une grande couverture en pseudo-rapacité ($0 < |\eta| < 5$) pour mesurer l'énergie transverse manquante.

Calorimètre électromagnétique

Il est composé d'un tonneau de rayon interne 1.4 m couvrant la région ($|\eta| < 1.5$) et de deux bouchons situés à $z = \pm 4.3$ m, couvrant la région $1.4 < |\eta| < 3.2$.

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est de type à échantillonnage, avec de l'argon liquide comme matériel actif et du plomb comme absorbeur. Cette technique offre de nombreux avantages parmi lesquels la résistance aux radiations qui peut atteindre 10^{14} Gy pour 10 ans de fonctionnement du LHC à haute luminosité, et la stabilité au cours du temps qui permet une bonne calibration qui assure une meilleure uniformité du signal et une meilleure résolution à grandes énergies.

Ces détecteurs utilisent une géométrie particulière en forme d'accordéon dont le concept a été mis au point par la collaboration RD3 [19, 20]. Cette géométrie permet une grande rapidité de réponse et une herméticité totale en ϕ .

ATLAS Calorimétrie (Geant)

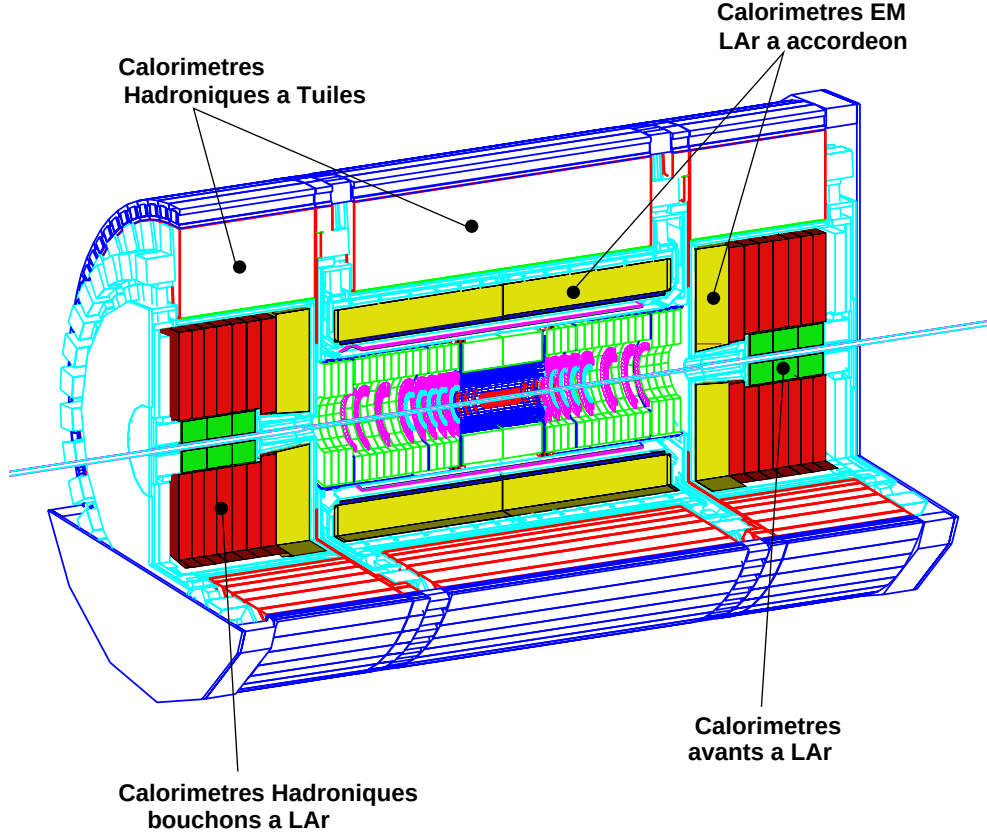


Figure 2.4: Vue en coupe des calorimètres du détecteur ATLAS.

Le tonneau

Le calorimètre électromagnétique tonneau est contenu dans un cryostat cylindrique. La figure 2.5 présente une vue simplifiée d'une moitié de tonneau. Il est constitué de deux parties identiques de 3.15 m de long chacune ($z > 0$ et $z < 0$) et qui sont formées chacune de 16 modules. En profondeur, il est divisé en trois compartiments longitudinaux dont la granularité est donnée dans le tableau 2.3. Le premier compartiment, qui sert de détecteur de pied de gerbe, est très finement segmenté en η . La longueur du plomb traversé par une particule augmente avec la pseudo-rapacité, et l'épaisseur du plomb change à $\eta = 0.8$. Afin de compenser les pertes d'énergie des électrons et des photons dans la matière en amont du calorimètre électromagnétique, un pré-échantillonneur est utilisé. Celui-ci est constitué de longs secteurs disposés sur la face interne du calorimètre électromagnétique. Le tonneau a une résolution de $\frac{10\%}{\sqrt{E}}$ pour le terme d'échantillonnage et de 0.7 % pour le terme constant (la définition de ces termes est donnée au chapitre 4).

Compartiment	1	2	3
Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	$(0.025/8) \times 0.1$	0.0245×0.0245	0.05×0.0245

Tableau 2.3: Granularité des trois compartiments du calorimètre électromagnétique

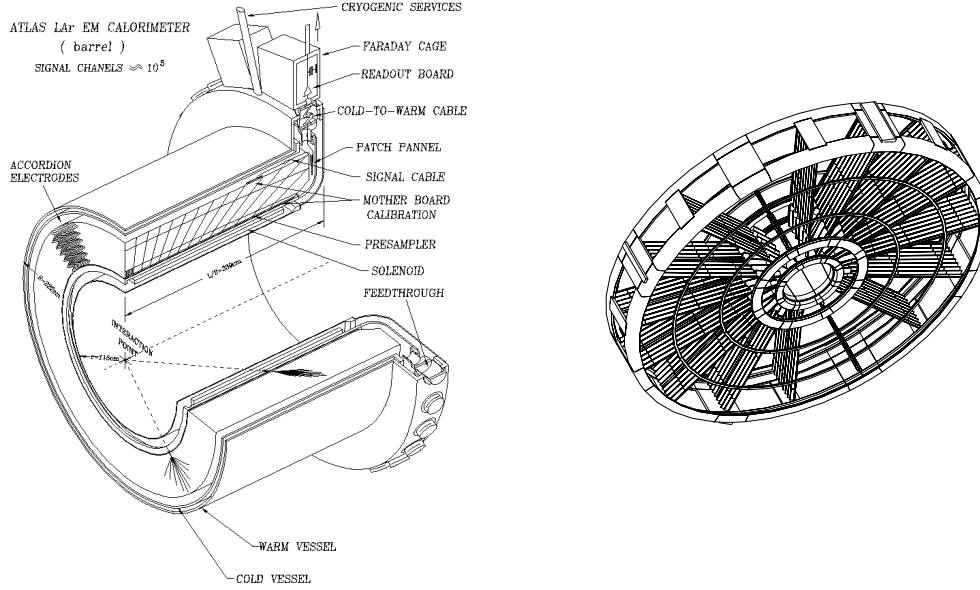


Figure 2.5: Le calorimètre électromagnétique tonneau et bouchon.

Le bouchon

L'accordéon dans le bouchon est sous forme d'éventail et les absorbeurs sont disposés radialement. Le schéma d'une roue est présentée sur la figure 2.5.

La roue du bouchon est composée de deux roues concentriques: la roue externe ($1.4 < |\eta| < 2.5$) et la roue interne ($2.5 < |\eta| < 3.2$). Dans la zone de transition tonneau-bouchon, la matière devant le calorimètre est maximale. Afin de tenir compte des pertes d'énergie en amont du détecteur un compartiment de pré-échantillonneur est placé à l'avant du calorimètre dans la région entre $|\eta| = 1.5$ et 1.8 .

Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique d'ATLAS est constitué de trois parties distinctes: un tonneau à tuiles de scintillateur et deux calorimètres bouchon à argon liquide.

La partie tonneau couvre la région $|\eta| < 1.7$ et utilise le fer comme absorbeur tandis que le milieu actif est constitué de tuiles scintillantes. La disposition des plaques d'absorbeur et de tuiles scintillantes est parallèle aux hadrons incidents (voir figure 2.6). La résolution en énergie de ce calorimètre est de $\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ pour les jets dans la région $|\eta| < 3$.

Les deux bouchons du calorimètre hadronique sont situés dans la région $1.5 < |\eta| < 3.2$ et sont placés dans le même cryostat que les calorimètres électromagnétiques bouchon. Ils sont composés de plaques de cuivre comme absorbeur et d'argon liquide comme matériel actif. Ce choix de technologie est guidé par les exigences de résistance aux radiations et par le besoin d'absorber les gerbes hadroniques dans un volume restreint.

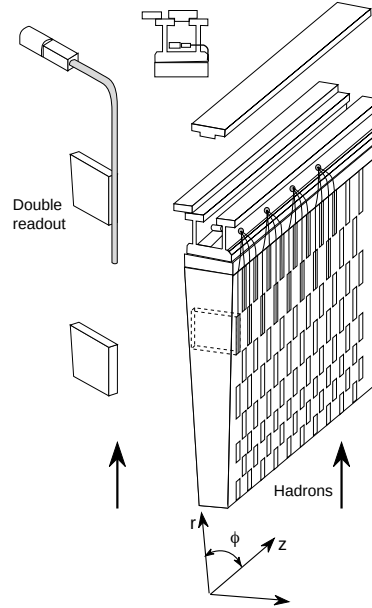


Figure 2.6: Le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes

Calorimètre avant (FCAL)

L'intervalle ($3.1 < |\eta| < 4.9$) est occupé par le calorimètre avant intégré dans les cryostats bouchons. Il est conçu pour fonctionner à des flux de radiation élevés et assure une bonne herméticité au détecteur entier. Il est divisé en trois compartiments: le premier (FCAL1) est un détecteur électromagnétique cuivre/argon et les deux autres sont des détecteurs hadroniques tungstène/argon. Un compartiment supplémentaire non instrumenté en tungstène offre un bouclier pour limiter la propagation longitudinale et latérale des gerbes hadronique vers le spectromètre à muons.

2.2.4 Spectromètre à muons

Ce détecteur couvre l'intervalle compris entre les rayons 4.5 et 11 mètres et mesure 23 mètres de long. Il permet la mesure des impulsions des muons le traversant de 5 GeV/c à 1 TeV/c jusqu'à $|\eta| < 3$. Ce système est conçu pour assurer une mesure autonome, précise et indépendante du détecteur interne. De plus, il doit participer au déclenchement de l'expérience.

Le champ magnétique du spectromètre est engendré par 8 bobines supraconductrices longues de 25 mètres chacune. Le champ a une valeur moyenne d'environ 4 Tesla avec une configuration toroïdale ayant pour axe de symétrie la direction des faisceaux.

Le spectromètre à muons est composé de deux catégories d'éléments de détection : une pour le système de déclenchement et une pour les mesures précises d'impulsions. Pour reconstruire les trajectoires des muons, trois couches de chambres sont disposées entre les bobines. Dans la région centrale ($|\eta| < 1.5$) se trouvent les chambres MDT ("Monitored Drift Chambers") et dans la région avant les CSC ("Cathode Strip Chambers") qui sont des chambres proportionnelles allant jusqu'à $|\eta| = 2.7$.

La résolution désirée pour la mesure de l'impulsion transverse des muons est $\frac{\Delta p_T}{p_T} \simeq 1\%$ (10%) pour des impulsions transverses de $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ (1 TeV/c). L'efficacité d'identification attendue est supérieure à 90% pour des muons de $p_T > 6 \text{ GeV}/c$.

Pour le déclenchement, des détecteurs rapides qui ont une résolution spatiale de quelques mm sont utilisés. Les RPC (Resistive Plate Chambers) sont installées dans la partie centrale et les TGC (Thin Gap Chambers) se placent dans chaque partie avant (figure 2.7).

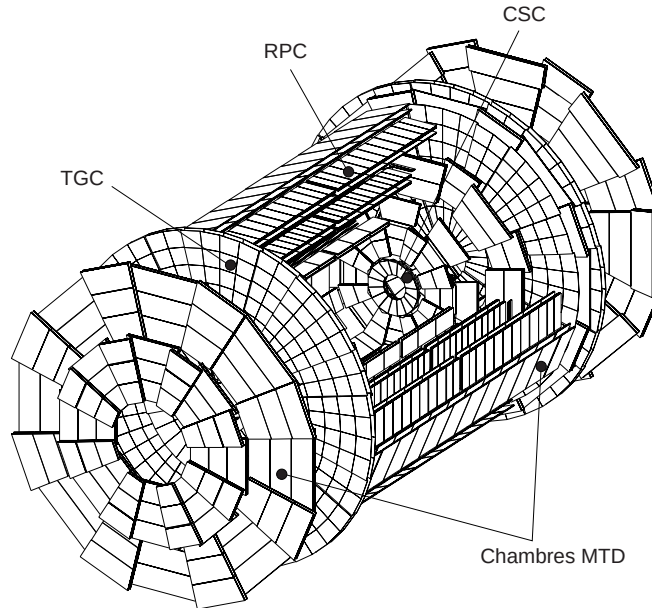


Figure 2.7: Vue en perspective du spectromètre à muons.

2.2.5 DAQ et déclenchement

Etant donné le taux très élevé de collision au LHC, le système de déclenchement ou "trigger" est chargé d'identifier de façon très sélective, de l'ordre d'un événement par million, les événements qui présentent des signatures physiques intéressantes de manière à ne garder qu'une quantité raisonnable d'informations.

Le système de déclenchement et d’acquisition est basé sur une architecture globale à trois niveaux [21].

- Le niveau 1 : opère au rythme des collisions proton-proton soit 40 MHz. Il n’utilise que l’information provenant des calorimètres et des chambres à muons. Les informations sont calculées avec une granularité réduite des sous-détecteurs. Le temps requis pour que le niveau 1 prenne une décision (latence) est d’environ $2 \mu s$. Pendant ce temps, les événements sont stockés dans des mémoires “pipelines”. Il est prévu que ce niveau réduira le taux de déclenchement à moins de 100 KHz.
- Le niveau 2 : est guidé par le niveau 1 qui définit les régions d’intérêt dans les sous-détecteurs pour sélectionner les événements qui contiendraient des électrons, des muons et des jets. La latence du niveau 2 est d’environ 10 ms. Il doit réduire le taux d’événements de 100 KHz à 1 KHz.
- Le niveau 3 : ou “event filter”, reconstruit complètement les événements en un temps de l’ordre d’une seconde. La fréquence des événements en sortie est comprise entre 10 et 100 Hz.

Même après ces sélections, une quantité de données correspondant à 2.7 Petabyte (2.7×10^6 GB) est attendue par année. La puissance de calcul nécessaire pour le trigger est estimée à environ $10^5 - 10^6$ MIPS.

2.3 Simulation du détecteur ATLAS

Le dépôt d’énergie dans les calorimètres puis la reconstruction et l’identification des particules peuvent être étudiés de deux façons différentes. La première est appelée simulation complète et consiste à définir précisément la géométrie de tous les sous-détecteurs et à simuler les processus physiques grâce au programme GEANT [22]. Ce type de simulation nécessite un temps de calcul important. La seconde méthode utilise une paramétrisation des performances des différents sous-détecteurs dans un programme de reconstruction rapide appelé ATLfast [23]. Ces performances sont la combinaison de résultats obtenus à l’aide des simulations complètes et de résultats provenant des campagnes de faisceaux test. Les comparaisons entre la simulation complète et la simulation rapide sont généralement satisfaisantes. La deuxième méthode est utilisée ici pour estimer le signal et le bruit de fond associés à la production de paires de bosons de jauge.

2.3.1 Dépôt d’énergie dans les calorimètres et “clusterisation”

Dans ATLfast, un algorithme basé sur la liste des événements rendue par le générateur, simule le dépôt d’énergie dans les cellules du calorimètre. Les énergies transverses de toutes les particules qualifiées de stable par le générateur d’événements (excepté les neutrinos et les muons), sont sommées dans des cellules de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ (celle-ci vaut 0.1×0.1

pour la région $|\eta| < 3$. et 0.2×0.2 pour $|\eta| > 3$). Le champ magnétique est pris en compte et un décalage en ϕ est appliqué si la particule est chargée. Le rayonnement d'un photon par un électron (Bremsstrahlung) ou la conversion d'un photon en une paire électron-positron dans le détecteur interne, ne sont pas générés par ATLfast. Aucune dégradation du quadrivecteur énergie-impulsion, induite par les effets du détecteur n'est appliquée à ce stade.

Toutes les cellules du calorimètre sont inspectées, et celles possédant une énergie transverse supérieure à $1.5 \text{ GeV}/c$ sont considérées comme source d'un amas d'énergie ou "cluster". Un amas supplémentaire est ajouté à la liste des amas si une énergie supérieure à $10 \text{ GeV}/c$ est recueillie dans l'ensemble des cellules contenues dans un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.4$ centré sur la cellule source. La position des amas reconstruits est calculée en prenant le barycentre des cellules contenues dans le cône. L'association amas-particule est réalisée dans une seconde étape.

2.3.2 Identification des photons

Les photons présents dans l'événement sont repérés. Leurs quadrivecteurs énergie-impulsion et l'angle polaire Θ sont dégradés suivant une résolution en énergie de type gaussienne pour reproduire l'effet de la mesure par le détecteur (résolution et empilement). Pour tout photon passant les critères de déclenchement du détecteur ATLAS ($p_T > 10 \text{ GeV}/c$ et $|\eta| < 2.5$), l'amas qui lui est associé est identifié. Pour être isolé, le photon doit être suffisamment éloigné des autres amas ($\Delta R > 0.4$), et la différence entre l'énergie transverse collectée dans un cône de rayon 0.2 et l'énergie transverse du photon candidat ne doit pas dépasser $10 \text{ GeV}/c$.

ATLfast ne tient pas compte des efficacités d'identification de photons ou des jets simulant un photon.

2.3.3 Identification des électrons

Comme pour les photons, chaque électron est repéré dans la liste des événements physiques. Ensuite son énergie est dégradée suivant l'expression de la résolution en énergie du détecteur.

Contrairement au photon, l'angle Θ n'est pas dégradé, car la direction des électrons est très bien mesurée en combinant les performances du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique.

L'association amas-électron est permise pour les électrons ayant $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ et $|\eta| < 2.5$.

2.3.4 Identification des muons

Dans ATLfast, trois options sont possibles pour mesurer le muon. La première se base uniquement sur le spectromètre de muons, la seconde utilise l'information provenant du

détecteur interne et la dernière est une combinaison des deux autres. L'impulsion transversale du muon est dégradée et une procédure d'identification et d'isolation similaire à celle des photons et des électrons est appliquée pour les muons dont l'impulsion transversale dépasse 6 GeV/c dans l'acceptance $|\eta| < 2.5$.

2.3.5 Identification des jets

Quand un amas ne correspond ni à un électron isolé, ni à un photon isolé, il est associé à un jet. L'énergie de cet amas est dégradée suivant l'expression de la résolution sur la mesure de l'énergie par le calorimètre hadronique :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.5}{\sqrt{E}} \oplus 0.03 \quad |\eta| < 3$$

A haute luminosité, un terme lié aux effets de l'empilement est ajouté. Tout amas dont l'énergie dépasse 15 GeV/c est considéré comme étant dû à un jet, y compris les amas associés à un muon non isolé.

2.3.6 Energie transverse manquante

L'énergie transverse manquante E_T^{miss} est calculée en additionnant vectoriellement les moments des photons isolés, des électrons et des muons isolés, les jets, b-jets et c-jets, et les amas qui n'ont pas été associés à des amas de jets. Finalement, l'énergie transverse déposée dans des cellules qui n'ont pas été utilisées dans la reconstruction des amas sont aussi ajoutées à la somme totale et leurs énergies transverses sont dégradées par la même expression de la résolution en énergie utilisée pour les jets. A partir de cette somme totale E_T^{obs} , l'énergie transverse manquante est obtenue $E_T^{miss} = E_T^{obs}$ et ces composantes sont données par $p_x^{miss} = -p_x^{obs}$ et $p_y^{miss} = -p_y^{obs}$.

Bibliographie

- [1] L.R. Evans, CERN-LHC-Project-Report-101 (July 1997), talk given at the 17th IEEE Particle Accelerator Conference (PAC97), Vancouver, Canada, 12-16 May 1997.
- [2] [http: //info.web.cern.ch/info/LHCCost/2002-04-04/dg%20-april1E.html](http://info.web.cern.ch/info/LHCCost/2002-04-04/dg%20-april1E.html).
- [3] ATLAS Collaboration, Technical Proposal for a General Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN, CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2, 15 December 1994.
- [4] ATLAS Collaboration, Magnet System Technical Design Report, CERN/LHCC/97-18, 30 April 1997.
- [5] ATLAS Collaboration, Central Solenoid Technical Design Report, CERN/LHCC/97-21, 30 April 1997.
- [6] ATLAS Collaboration, End-Cap Toroids Technical Design Report, CERN/LHCC/97-20, 30 April 1997.
- [7] ATLAS Collaboration, Barrel Toroid Technical Design Report, CERN/LHCC/97-19, 30 April 1997.
- [8] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Volume1, CERN/LHCC/97-16, 30 April 1997.
- [9] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Volume2, CERN/LHCC/97-17, 30 April 1997.
- [10] ATLAS Collaboration, Pixel Detector Technical Design Report, CERN/LHCC/98-13, 31 May 1998.
- [11] ATLAS Collaboration, Calorimeter Performance Technical Design Report, CERN/LHCC/96-40, 15 December 1996.
- [12] ATLAS Collaboration, Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-41, 15 December 1996.
- [13] ATLAS Collaboration, Tile Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-42, 15 December 1996.

- [14] ATLAS Collaboration, Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22, 31 May 1997.
- [15] ATLAS Collaboration, First-Level Trigger Technical Design Report, CERN/LHCC/98-14, 30 June 1998.
- [16] ATLAS Collaboration, Technical Coordination Technical Design Report, CERN/LHCC/99-01, 31 January 1999.
- [17] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance Technical Design Report, Volume 1, CERN/LHCC/99-14, 25 May 1999.
- [18] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance Technical Design Report, Volume 2, CERN/LHCC/99-15, 25 May 1999.
- [19] D. Fournier in Large Hadron Collider Workshop, Aachen, October 2000, Volume III, report CERN 90-10, ECFA 90-133 (1990) p. 356.
- [20] B. Aubert et al., Nucl. Inst. Meth. A309 (1991) 438.
- [21] ATLAS Collaboration, High-Level Triggers, DAQ and DCS Technical Proposal, CERN/LHCC/2000-17, 31 March 2000.
- [22] GEANT Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994).
- [23] E. Richter-Was, D. Froidevaux and L. Poggioli, ‘ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS’, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-98-131 (1998).

Chapitre 3

Mesure des couplages à trois bosons de jauge neutres dans la voie ZZ

Le modèle standard des interactions électrofaibles prédit avec précision les valeurs des couplages entre les bosons de jauge résultant de la symétrie de jauge non abélienne $SU(2)_1 \times U(1)_Y$. Ces auto-couplages sont décrits par les couplages à trois bosons de jauge $WW\gamma$, WWZ , $Z\gamma\gamma$, $ZZ\gamma$, $Z\gamma Z$ et ZZZ et par les couplages à quatre bosons de jauge. L'étude de la production des paires de bosons de jauge permet de tester directement les couplages trilinéaires. Toute déviation des ces couplages de leurs valeurs prédites par le modèle standard [1], indiquerait la présence d'une nouvelle physique au delà du modèle standard. Les couplages entre les bosons de jauge ont été explorés en détail à LEP2 [2] et au TeVatron [3]. Aucune déviation significative des prédictions du modèle standard n'a été observée.

Contrairement aux couplages à trois bosons de jauge chargés (TGC) qui existent déjà dans le modèle standard, les couplages neutres (NTGC) ne reçoivent pas de contributions du modèle standard à l'ordre des arbres. Les corrections d'ordre supérieur via des boucles virtuelles prédisent des contributions de l'ordre de 10^{-4} . De nouveaux phénomènes avec une masse caractéristique au delà des valeurs expérimentales actuelles pourraient engendrer des NTGC dans le Lagrangien effectif [1, 5, 6] paramétrisant à basse énergie les effets résiduels d'une nouvelle physique. Par exemple, il a été suggéré dans [5] que des effets virtuels provenant de nouveaux fermions ayant des couplages non-standard aux bosons de jauge peuvent engendrer des NTGC assez importants. Une boucle de corrections virtuelles dans le modèle standard et dans les modèles supersymétriques induirait des couplages effectifs ZZV ($V = Z, \gamma$) de l'ordre $\mathcal{O}(10^{-4})$.

Ce chapitre commence par un bref résumé de la phénoménologie des couplages à trois bosons de jauge neutres (NTGC) et de leur paramétrisation. Une analyse détaillée de la production de ZZ et des signatures des NTGC au LHC est présentée. Finalement, les limites prévues sur ces couplages au LHC auprès du détecteur ATLAS sont données et comparées avec les limites actuelles de LEP2 et celles attendues au TeVatron et au LC (Linear Collider).

3.1 Aspects Théoriques

3.1.1 Les couplages anormaux ZZZ et $ZZ\gamma$

Dans le modèle standard, à l'ordre des arbres (Leading Order), la réaction $pp \rightarrow ZZ$ se produit via les diagrammes de Feynman dans la voie t illustrés sur la figure 3.1. La section efficace totale de production de ZZ est $\simeq 12 \text{ pb}$ (sans coupures).

L'introduction des couplages anormaux requiert l'addition des graphes montrés sur la figure 3.2 qui contribuent à la production de ZZ via l'échange d'un photon ou d'un boson Z dans la voie s .

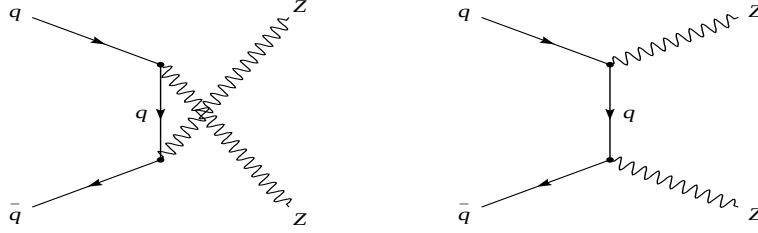


Figure 3.1: Les diagrammes de Feynman qui contribuent à la production de $pp \rightarrow ZZ$ au premier ordre dans le modèle Standard.

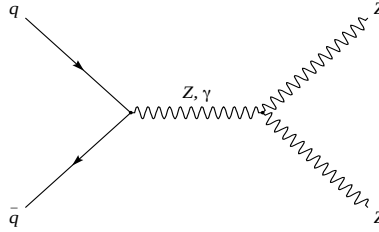


Figure 3.2: Diagrammes contribuant aux couplages à trois bosons de jauge ZZZ et $ZZ\gamma$.

Dans une description indépendante de tout modèle, il existe quatre couplages anormaux: deux couplages (f_4^Z, f_5^Z) décrivant le vertex ZZZ et deux autres (f_4^γ, f_5^γ) paramétrisant le vertex $ZZ\gamma$.

En imposant l'invariance de Lorentz et du groupe de jauge $U(1)_{em}$ ainsi que la statistique de Bose, la forme la plus générale de la fonction du vertex $V(V = Z, \gamma)$ pour des bosons Z on-shell dans l'état final et des bosons intermédiaires $V(V = Z, \gamma)$ off-shell est donnée par la formule suivante [1, 5, 6]:

$$\Gamma_{ZZV}^{\alpha\beta\mu} = \frac{\hat{s} - M_V^2}{M_Z^2} \left[i f_4^V (P^\alpha g^{\mu\beta} + P^\beta g^{\mu\alpha}) - i f_5^V \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q_1 - q_2)_\rho \right] \quad (3.1)$$

Dans le modèle standard, à l'ordre des arbres, les couplages anormaux sont nuls $f_4^V = f_5^V = 0$. La fonction du vertex s'annule pour la valeur $\hat{s} = M_V^2$ à cause de l'invariance de jauge dans le cas où $V = \gamma$, et de la symétrie de Bose pour $V = Z$. Les couplages f_4^V violent la symétrie CP tandis que f_5^V conservent CP mais violent la parité.

Les couplages anormaux contribuent uniquement aux amplitudes $\mathcal{M}(\lambda_1, \lambda_2) = \mathcal{M}(\pm, 0)$ où λ_1 et λ_2 sont les hélicités des bosons Z dans l'état final. La contributions des NTGC à ces amplitudes est proportionnelle à γ^3 (avec $\gamma = \sqrt{\hat{s}}/M_Z$). Le facteur γ^2 provient de la présence des opérateurs de dimension 6 dans le Lagrangien effectif et le facteur γ résulte de la nécessité de la présence d'un boson longitudinal ($\lambda = 0$) dans l'état final [1]. Il faut rappeler que, dans le cas des couplages chargés, la contribution des TGC aux amplitudes est proportionnelle à γ pour $\Delta\kappa$ et à γ^2 pour λ et Δg_1 [1].

Cette grande dépendance en énergie des NTGC via le facteur γ^3 présente un grand avantage au LHC, où les grandes énergies qui pourraient être atteintes augmenteraient la sensibilité aux contributions non-standard des NTGC.

3.1.2 Limites d'unitarité et facteurs de formes

Les couplages à trois bosons de jauge neutres dans la production de ZZ contribuent uniquement de l'amplitude d'onde partielle $J = 1$ (couplages des bosons de jauge aux fermions supposés de masses nulles). Les déviations par rapport aux prédictions du modèle standard croissent rapidement quand l'énergie du centre de masse $\sqrt{\hat{s}}$ augmente et peuvent atteindre des tailles déraisonnables et ainsi violer le principe de l'unitarité. Pour régulariser ce comportement, des facteurs de formes décroissant avec l'énergie $\sqrt{\hat{s}}$, relativement à une échelle d'énergie arbitraire, sont introduits. Les facteurs de forme utilisés sont donnés par la formule [7]:

$$f_i^V(\hat{s}) = \frac{f_{i0}^V}{(1 + \frac{\hat{s}}{\Lambda_{FF}^2})^n} \quad (i = 4, 5), \quad (3.2)$$

où Λ_{FF} est reliée à l'échelle d'énergie d'une nouvelle physique engendrant les couplages anormaux ZZV . L'exposant n doit être supérieur à $3/2$ afin de préserver l'unitarité des amplitudes des ondes partielles [8, 9]. Dans la suite, la valeur $n = 3$ est choisie. Le choix d'une valeur de n suffisamment supérieure à la valeur minimale ($3/2$), garantit que la section efficace différentielle de production de ZZ reste bien au-dessous de la limite d'unitarité pour des énergies $\sqrt{\hat{s}} \gg \Lambda_{FF} \gg M_Z$ où de nouveaux phénomènes tels que la production des nouvelles résonances domineraient (et où cette paramétrisation n'est clairement plus correcte). Dans la suite de ce chapitre, la notation f_i^V est utilisée pour désigner le couplage nu f_{i0}^V défini dans l'équation 3.2.

3.1.3 Génération des événements

Les calculs de la section efficace au NLO (Next-to-Leading Order) ont démontré que les corrections de QCD à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$ croissent logarithmiquement avec l'énergie du centre de masse [10]. Ceci est dû à la combinaison entre l'importance du sous-processus

$qg \rightarrow ZZq$ (figure 3.3 à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$ et à l'accroissement de la densité des gluons en fonction de l'énergie du centre de masse. Cet effet est très similaire à l'importance des corrections QCD observée à grandes valeurs du spectre du moment transverse du boson dans les processus de production des paires de bosons de jauge $W\gamma$, WZ et W^+W^- . Dans le cas de la production de $W\gamma$ et WZ , la section efficace à l'ordre du terme de Born est fortement réduite à cause du zéro de l'amplitude (voir chapitre 5), tandis que dans la production de ZZ , cet effet n'existe pas [16].

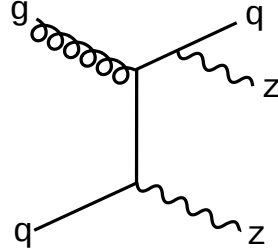


Figure 3.3: Diagramme contribuant à l'augmentation de la section efficace de production de ZZ à grand $p_T(Z)$.

La figure 3.4 représente le moment transverse du boson Z . Les corrections du NLO sont importantes à grandes valeurs de $p_T(Z)$ et altèrent cette distribution qui tend à augmenter à grand $p_T(Z)$. Qualitativement, c'est précisément ce qui est attendu au LHC comme signature des couplages non-standard $ZZ\gamma$ et ZZZ . Par conséquent la sensibilité aux NTGC sera réduite.

Les corrections de QCD, importantes à grandes valeurs de $p_T(Z)$, sont attribuées aux événements contenant un jet de grand p_T dans l'état final. L'application d'un veto de jet permet de réduire de façon significative les effets de corrections de QCD et de retrouver la forme qualitative de la distribution de Born (figure 3.4). Le veto de jet élimine les événements contenant un jet dans l'état final mais ne contenant pas de couplage trilinéaire, et par conséquent la sensibilité aux NTGC est rétablie [11].

Formalisme de production de ZZ au LHC

Le générateur NLO de Dixon, Kunszt, et Signer [12] (DKS) pour la production de paires ZZ inclut le module carré de la contribution du Born, les termes d'interférence entre les diagrammes de Born et les corrections virtuelles à une boucle et le module carré de la contribution associée à l'émission de gluon ou de quark additionnel.

Dans le Monte Carlo (DKS), toutes les corrélations de spin dans la désintégration du boson Z sont correctement prises en compte (y compris dans les diagrammes de corrections virtuelles). Les calculs supposent l'approximation de la largeur étroite du Z . Cependant ce Monte Carlo n'inclut pas les contributions non-standards des couplages anormaux.

Dans le Monte Carlo de Baur et Rainwater [9], les calculs sont effectués à l'ordre des arbres incluant les corrélations de spin dans les désintégrations du Z et les effets de la largeur

de Z , mais négligent les diagrammes de Feynman non-résonants. En revanche ce Monte Carlo inclut la contribution des couplages anormaux.

Les deux générateurs ne comprennent pas la contribution des diagrammes de fusion de gluons $gg \rightarrow ZZ$. Cette contribution augmente la section efficace totale de production de ZZ au LHC de près de 15 % [13]. Cet effet n'est pas considérée dans l'étude présentée ici.

Une comparaison entre les deux types de générateurs au niveau des partons est effectuée en utilisant les fonctions de structures CTEQ4M (NLO) avec l'échelle de factorisation $Q^2 = M_Z$. Les autres paramètres du modèle standard utilisés sont: $\sin^2 \theta_W = 0.23$, $M_Z = 91.187$ GeV, $\alpha_{EM}(M_Z) = 1/128$, $\alpha_S(M_Z) = 0.116$ et le rapport d'embranchement de désintégration du boson Z est $BR(Z \rightarrow \ell^+ \ell^-) = 3.36\%$.

La comparaison concerne la voie $ZZ \rightarrow \ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \ell_2^-$ ($\ell_{1,2} = e, \mu$) en imposant les coupures cinématiques suivantes: les moments transverses de tous les leptons présents dans l'état final doivent être supérieurs à 15 GeV et leurs rapidités $|\eta|$ sont inférieures à 2.5.

Dans le cas du NLO, un veto de jet est appliqué: les événements dont le moment transverse du parton additionnel excède 30 GeV et dont la rapidité satisfait à la condition $|\eta| < 3$, sont rejetés.

Les distribution de $p_T(Z)$ au LO en utilisant les deux générateurs, au NLO inclusif et au NLO avec un veto de jet, sont représentées sur la figure 3.4. Les valeurs des sections efficaces totales correspondantes sont données dans le tableau 3.1.

Section efficace	Dixon/Kunszt/Signer	Baur/Rainwater
σ_{Born}	22.1 fb	22.0 fb
$\sigma_{NLO \text{ inclusive}}$	31.4 fb	-
$\sigma_{NLO \text{ 0-jet}}$	27.6 fb	-

Tableau 3.1: Les prédictions de la section efficace de production de $ZZ \rightarrow \ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \ell_2^-$ ($\ell_{1,2} = e, \mu$) au LHC: en utilisant les deux générateurs DKS et Baur/Rainwater au LO, au NLO inclusif et au NLO avec un veto de jet défini par $p_T(\text{jet}) > 30$ GeV, $|\eta(\text{jet})| < 3$. L'erreur statistique est de 0.1 fb.

Les sections efficaces totales au LO calculées par les deux générateurs sont en excellent accord et un très bon accord est observé dans la forme de la distribution de $p_T(Z)$ dans les deux cas. Le veto de jet est effectif pour retrouver la forme qualitative de la distribution de Born.

Le générateur d'événements Baur/Rainwater est interfacé à Pythia 6.1 [16] pour développer la fragmentation et l'hadronisation des partons et au programme ATLFAST [16] pour obtenir une simulation rapide du détecteur ATLAS.

Une autre comparaison entre le générateur (DKS) au NLO avec un veto de jet et le générateur Baur/Rainwater au LO interfacé à Pythia et ATLFAST en appliquant le même

veto de jet est illustrée sur la figure 3.5. Un accord raisonnable est observé dans la forme de la distribution de $p_T(Z)$ dans les deux cas.

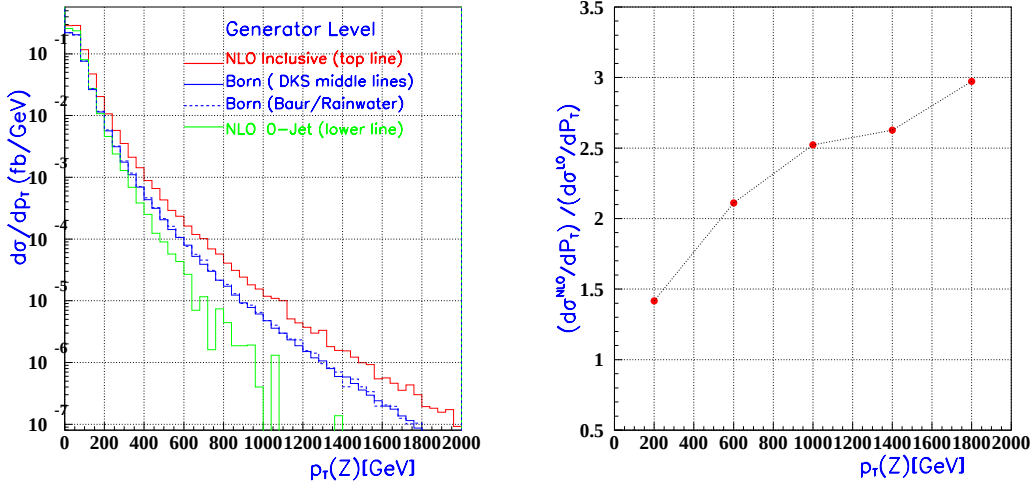


Figure 3.4: A gauche : La distribution de $p_T(Z)$ du processus $ZZ \rightarrow \ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \ell_2^-$ ($\ell_{1,2} = e, \mu$) (une seule entrée par événement) obtenue par le générateur Dixon/Kunszt/Signer superposée à celle calculée par le générateur Baur/Rainwater au LO. Les distributions de $p_T(Z)$ au NLO inclusif et au NLO avec un veto de jet défini par $p_T(\text{jet}) > 30$ GeV, $|\eta(\text{jet})| < 3$ sont aussi représentées. A droite: le rapport entre la section efficace différentielle au NLO sur celle au LO.

3.2 Analyse

La génération et la simulation des événements est basée sur le Monte Carlo Baur/Rainwater au LO interfacé à PYTHIA 6.1 et ATLFast pour la simulation rapide du détecteur ATLAS. Pour tous les résultats numériques présentés ici, les distributions de fonction de structures CTEQ4L sont employées et les autres paramètres du modèle standard sont choisis comme dans la référence [9].

La production de paires ZZ au LHC est étudiée dans la voie complètement leptonique $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) avec des muons ou des électrons dans l'état final et la voie $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$) avec des leptons et de l'énergie manquante. L'avantage de cette dernière est son grand rapport de branchement, cependant le signal souffre de beaucoup de bruits de fond provenant principalement de $t\bar{t}$ et $Z + \text{jets}$.

3.2.1 Sélection des événements $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$

La section efficace de production multipliée par les rapports d'embranchement est de 0.26 pb. Le signal est caractérisé par deux leptons de grand p_T résultant de la désintégration

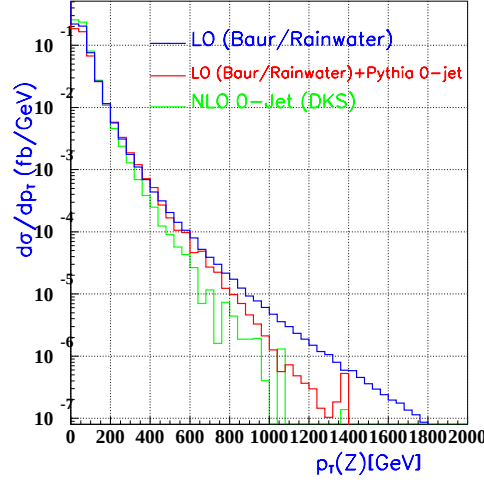


Figure 3.5: La distribution de $p_T(Z)$ de production de $ZZ \rightarrow \ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \ell_2^-$ ($\ell_{1,2} = e, \mu$) obtenue par le Monte Carlo de Baur/Rainwater au LO interfacé à PYTHIA et ATLFAST avec un veto de jet et la distribution au NLO généré par le Monte Carlo (DKS) en appliquant le même veto de jet.

de $Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$ ($\ell = e, \mu$) et une grande énergie manquante associée à la désintégration $Z \rightarrow \nu \bar{\nu}$.

Le bruit de fond le plus important provient du processus $Z + \text{jets}$, où une grande énergie manquante p_T peut être engendrée par les neutrinos ou par les jets mal reconstruits. Ce dernier cas peut se produire à cause des régions de cracks, du matériel mort ou la couverture limitée du calorimètre en terme de rapidité.

Les autres sources de bruits de fond réductibles considérées sont $t\bar{t}$, Wt , $b\bar{b}$, W^+W^-/WZ et $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$. Tous les événements de bruit de fond sont générés avec PYTHIA à l'exception du processus Wt qui a été généré par le Monte Carlo ONETOP [19].

Le tableau 3.2 résume l'importance relative des différents bruits de fond par rapport au signal exprimée dans le rapport de la section efficace totale de production du bruit sur celle du signal:

$$\frac{\sigma_B}{\sigma_S} = \frac{\sigma_{pp \rightarrow \text{Process} \rightarrow \ell^+ \ell^- p_{\cancel{T}}}}{\sigma_{pp \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- p_{\cancel{T}}}}$$

Processus	$t\bar{t}$	$b\bar{b}$	W^+W^-	WZ	Wt	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	$Z + \text{jets}$
$\frac{\sigma_B}{\sigma_S}$	54	4×10^7	5.6	1.8	4.8	300	7000

Tableau 3.2: Le rapport entre la section efficace totale du bruit de fond par rapport à celle du signal

La sélection est basée sur les coupures résumées dans le tableau 3.3. Deux leptons isolés

de grand $p_T^\ell > 20$ GeV et de rapidité $|\eta^\ell| < 2.5$, et de masse invariante proche de celle de la masse du boson Z , sont demandés. Une grande énergie manquante $p_T^{\text{miss}} > 50$ GeV définit le deuxième boson Z .

Moment transverse du lepton	$p_T^\ell > 20$ GeV
Pseudo-rapidité des leptons	$ \eta^\ell < 2.5$
Contrainte sur la masse du Z	$ m_{\ell\bar{\ell}} - 91.2 < 10$ GeV
Energie manquante (dans le cas de $\ell\bar{\ell}\nu\nu$)	$p_T^{\text{miss}} > 50$ GeV
Veto de jet	$p_T(\text{jet}) > 30$ GeV et $ \eta(\text{jet}) < 3$

Tableau 3.3: Résumé des coupures imposées.

les bruits de fond

- $t\bar{t}$, $Wt(t \rightarrow bW)$: La désintégration successive du quark top en un boson W et un quark b , suivie par la désintégration du W en $\ell\nu_\ell$ possède la même signature que le signal $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^- p_T$. Ces deux bruits de fond sont très important car la section efficace de production du top au LHC est très grande. Le quark top se désintègre de façon prédominante en Wb . Ainsi, les processus $t\bar{t}$ et Wt sont caractérisés par une activité hadronique très forte résultant de la présence d'un ou de plusieurs jets de grand p_T dans l'état final. Cette observation suggère que ces bruits de fond peuvent être réduits en imposant un veto des jets de grand p_T . L'argument du "jet zéro" est aussi appliqué pour réduire les effets des corrections de QCD dans le signal $pp \rightarrow ZZ + X$.

Au LHC, un grand nombre de collisions inélastiques non-diffractives se produit. Ces événements d'empilement constituent des interactions parasites qui se superposent aux signaux physiques et ajoutent un niveau de bruit important. Ces effets peuvent simuler des jets et par conséquent réduire les événements du signal.

La figure 3.6 représente la probabilité de reconstruire un jet résultant de la présence des événements d'empilement [23]. Il a été démontré dans la référence [23] que la probabilité que les effets d'empilement engendre un jet de $p_T(\text{jet}) > 30$ GeV et $|\eta(\text{jet})| < 3$ est inférieure à 5%. Ce choix de veto de jet est appliqué dans la suite.

Le veto de jet réduit de façon significative les bruits $t\bar{t}$, $Wt(t \rightarrow bW)$ comme illustré dans le tableau 3.4. La figure 3.7 montre la variation des bruits de fond $t\bar{t}$, Wt et du signal en fonction du moment transverse des deux leptons reconstruits.

- $b\bar{b}$: Le nombre d'événements $b\bar{b}$ produits au LHC est très élevé. Ce bruit de fond est complètement supprimé en imposant des coupures d'isolation des leptons et des jets, et en exigeant des leptons de $p_T^\ell > 20$ GeV et une grande énergie manquante.
- W^+W^- : La désintégration des deux bosons W en $\ell\nu_\ell$ présente la même signature que le signal. Cependant, la contrainte sur la masse invariante des deux leptons proche de celle de la masse du Z , et celle sur l'énergie manquante réduisent considérablement ce bruit (figure 3.8) .

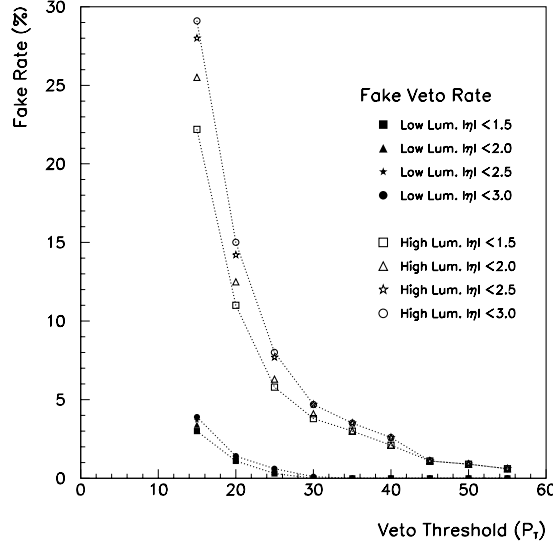


Figure 3.6: La probabilité de reconstruire un jet résultant de la présence des événements d'empilement [23]. Les résultats sont représentés pour la basse et la haute luminosité et pour différentes régions de rapidité du détecteur ATLAS.

- WZ : Ce bruit inclut les deux processus $W(\tau\nu_\tau)Z$ et $W(e\nu)Z(ee)$. Dans le premier cas, le lepton τ se désintègre en muon ou en électron. Dans le second processus l'électron provenant de la désintégration du W n'est pas identifié et peut engendrer de l'énergie manquante. Après application de toutes les coupures, ce bruit devient faible (figure 3.8).
- $Z(\tau^+\tau^-)$: Ce bruit résulte de la désintégration en cascade $Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\ell^-\nu_l\bar{\nu}_l\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ dans les états finaux WZ et $Z(\tau^+\tau^-)$. Ce bruit est faible (figure 3.9) car la désintégration du lepton τ engendre des électrons ou des muons de faible p_T .
- $Z + \text{jets}$: Ce bruit reste très important même après l'application du veto de jet, et domine complètement le signal dans la région $p_T(\ell^+\ell^-) < 80$ GeV comme illustré sur la figure 3.9. Comme la distribution $p_T(\ell^+\ell^-)$ du processus $Z + \text{jets}$ décroît plus vite que celle du signal ZZ , la coupure $p_T(Z) > 150$ GeV diminue le bruit de fond. Cette coupure n'affecte pas beaucoup la mesure des NTGC, car la sensibilité à ces couplages provient principalement des anomalies qui pourraient se manifester à grand $p_T(Z)$.

Une source supplémentaire de bruits de fond est le processus $ZZ \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu} \rightarrow \ell^+\ell^-\nu_l\bar{\nu}_l\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu\bar{\nu}$. Les événements engendrés par cette chaîne de désintégration ne constituent pas réellement un bruit de fond, mais ils ne sont pas encore inclus dans le Monte Carlo Baur/Rainwater. La sélection des leptons de grand $p_T > 20$ GeV rejette ce bruit.

Le tableau 3.4 résume la variation des nombres d'événements du signal et des bruits de fond considérés en fonction des différentes coupures. La rejection est accentuée par le veto

de jet. Un nombre de 580 événements du signal passent toutes les coupures et sont attendus à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} (figure 3.10). Dans la région $p_T(\ell^+\ell^-) > 150 \text{ GeV}$ (où les NTGC deviennent dominant), le bruit de fond représente une fraction de 6 % du signal. Les coupures amènent à un niveau de bruit de fond tolérable localisé loin de la région d'intérêt pour la recherche des NTGC.

Processus	ZZ	$Z + jets$	$t\bar{t}$	WZ	Wt	W^+W^-	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$
$p_T^l > 20 \text{ GeV} \quad \eta_l < 2.5$	11550	$366 \cdot 10^5$	$5.466 \cdot 10^5$	760	58180	55640	$1.9 \cdot 10^5$
$ m_{\ell\bar{\ell}} - 91.2 \text{ GeV} < 10 \text{ GeV}$	11210	$322.4 \cdot 10^5$	75560	588	7580	7820	2810
$P_T^{\text{miss}} > 50 \text{ GeV}$	5530	$1.685 \cdot 10^5$	51680	260	4490	2300	120
Jet Veto ($p_{\text{jet}}^T > 30 \text{ GeV}$ et $ \eta_{\text{jet}} < 3$)	5120	41640	2200	180	790	1560	60
$p_T(\ell^+\ell^-) > 150 \text{ GeV}$	580	12	10	10	3	0.5	0

Tableau 3.4: Le nombre d'événements attendus du signal ($ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$) et des bruits de fonction des coupures pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

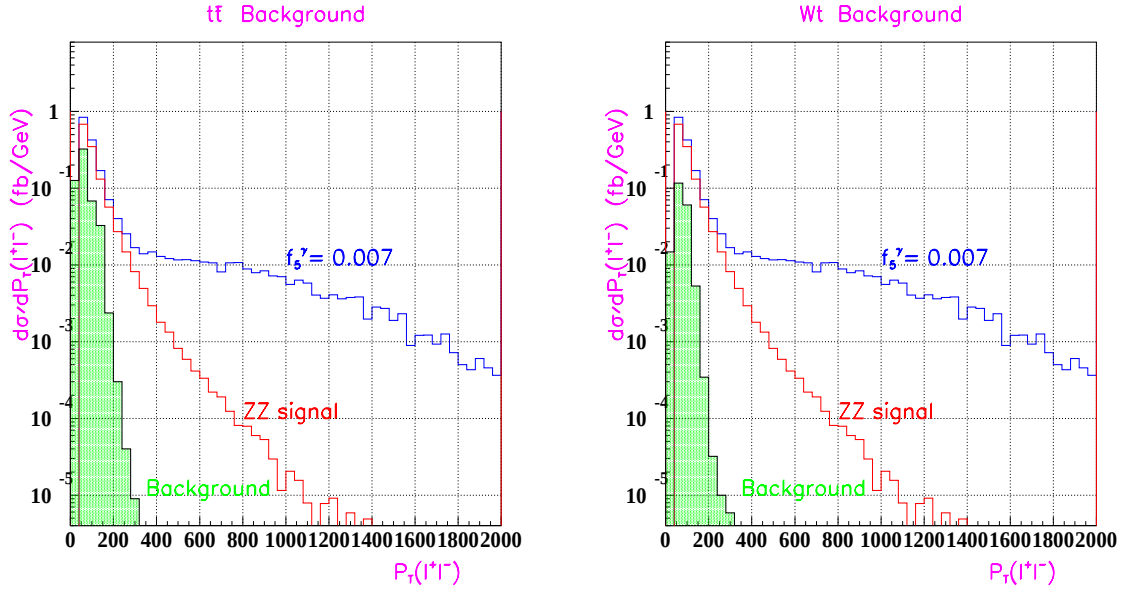


Figure 3.7: Distributions du moment transverse de la paire de leptons pour le signal $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$) dans le modèle standard, le bruit de fond $t\bar{t}$ (à gauche) et Wt (à droite) et en présence des NTGC $f_s^\gamma = 0.007$. La coupure $p_T(\ell^+\ell^-)$ n'est pas appliquée.

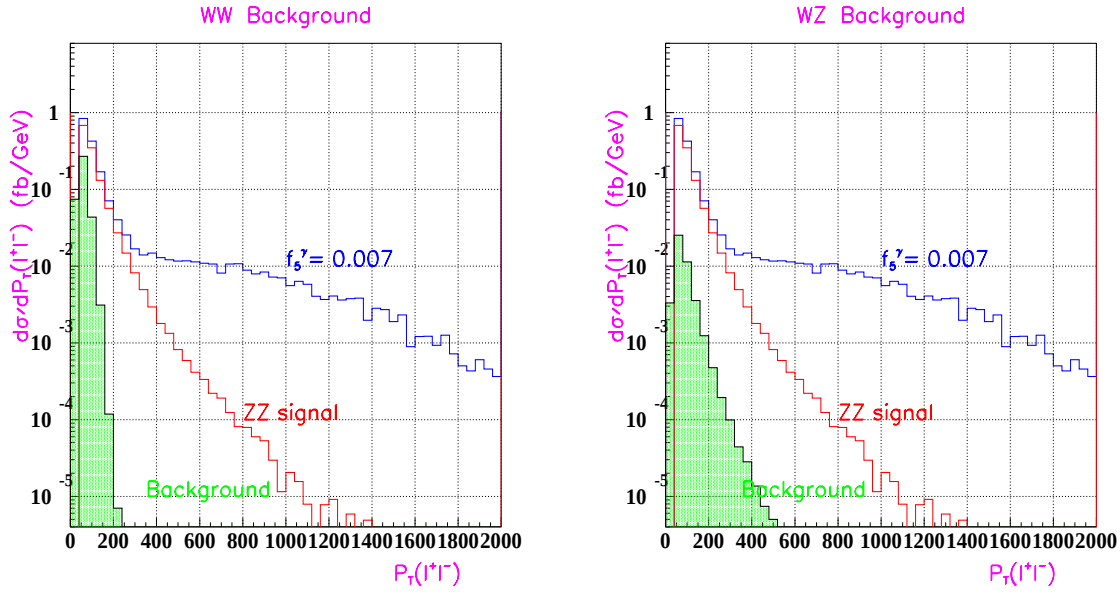


Figure 3.8: Distributions du moment transverse de la paire de leptons pour le signal $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$) dans le modèle standard, le bruit de fond WW (à gauche) et WZ (à droite) et en présence des NTGC $f_s^\gamma = 0.007$. La coupe $p_T(\ell^+ \ell^-)$ n'est pas appliquée.

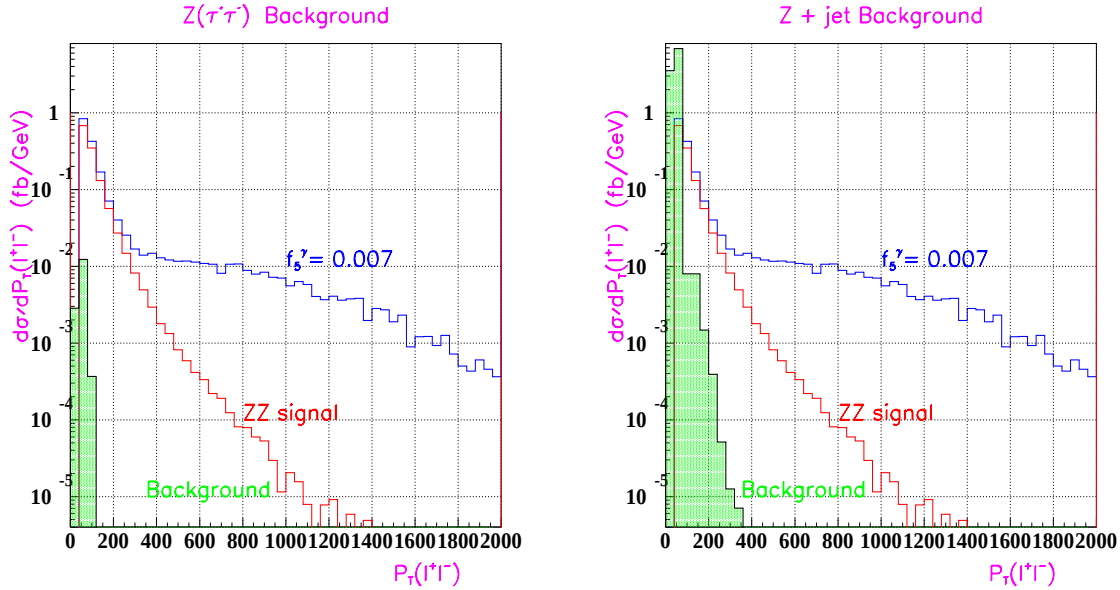


Figure 3.9: Distributions du moment transverse de la paire de leptons pour le signal $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$) dans le modèle standard, le bruit de fond $Z(\rightarrow \tau^+ \tau^-)$ (à gauche) et $Z + \text{jets}$ (à droite) et en présence des NTGC $f_s^\gamma = 0.007$. La coupe $p_T(\ell^+ \ell^-)$ n'est pas appliquée.

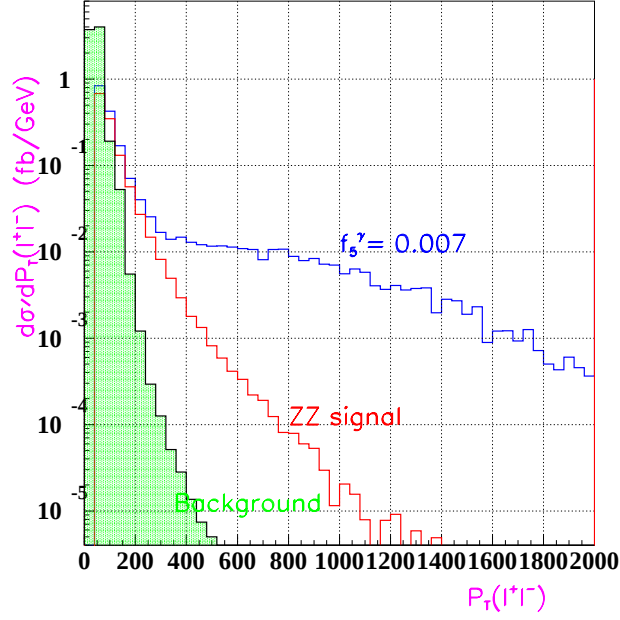


Figure 3.10: Distributions du moment transverse de la paire de leptons pour le signal $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$) dans le modèle standard, le bruit de fond total et en présence des NTGC $f_5^\gamma = 0.007$. La coupure $p_T(\ell^+\ell^-)$ n'est pas appliquée.

3.2.2 Sélection des événements $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$

La voie $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) possède une signature claire avec quatre leptons dans l'état final. Cependant, ce signal souffre du bruit de fond réductible provenant principalement des processus :

- $Zb\bar{b}$: avec une résonance Z dans l'état final, les deux autres leptons sont associés aux désintégrations semi-leptonique des saveurs lourdes b . Les événements sont générés en utilisant le Monte Carlo AcerMC [17] qui consiste en l'implémentation de l'élément de matrice des processus $gg \rightarrow Zb\bar{b}$ et $q\bar{q} \rightarrow Zb\bar{b}$ dans PYTHIA6.1. Ce bruit de fond est très important, de section efficace totale $\sigma(gg \rightarrow Zb\bar{b}) = 2.23$ pb et $\sigma(q\bar{q} \rightarrow Zb\bar{b}) = 0.37$ pb. Dans un lot de 400 000 événements générés, seuls 160 parmi eux possèdent quatre leptons finals.
- $t\bar{t}$: est un bruit de fond non-résonant qui contient deux leptons provenant des désintégrations des bosons W et deux autres leptons associés aux désintégrations semi-leptonique du quark b . La section efficace de production de $t\bar{t}$ est de 6.9 pb.

Un bruit de fond additionnel provient du processus $Z(\tau\bar{\tau})Z(\ell\ell)$ où l'un des bosons Z se désintègre en une paire $\tau\bar{\tau}$, le τ se désintégrant en une paire d'électrons ou de muons. Ce processus n'est pas vraiment un bruit de fond, mais il n'est pas encore inclut dans le générateur d'événements Baur/Rainwater.

La reconstruction du signal est basée sur la sélection de quatre leptons identifiés et isolés de $p_T^\ell > 20$ GeV et de rapidité $|\eta_\ell| < 2.5$. Cette coupure rejette la majorité des événements de bruit $t\bar{t}$ et $ZZ(\tau\tau)$. Les deux paires de leptons de charges opposées doivent avoir une masse invariante proche de la masse du boson Z telle que $|m_{\ell\bar{\ell}} - 91.2| < 10$ GeV. Cette coupure réduit de façon significative les bruits $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$. Un veto de jet est appliqué pour réduire l'activité hadronique de l'état final.

Le nombre d'événements du signal standard passant ces coupures, pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} est de 780 événements en supposant une efficacité de 90 % par lepton. Le bruit de fond représente une fraction de 0.8 % du signal et peut être négligé.

3.2.3 Les erreurs systématiques sur la section efficace totale

Les incertitudes systématiques proviennent principalement de la paramétrisation de la section efficace, du choix des fonctions de structure, de la réponse du détecteur et de la luminosité.

Pour déterminer la section efficace correspondant à des valeurs données de couplages f_4^V et f_5^V , un lot de 500 000 événements a été généré pour différentes valeurs de NTGC. L'erreur sur la paramétrisation de la section efficace (voir 3.2.4) est estimée en calculant la section efficace pour une paire de couplages NTGC donnée par le Monte Carlo Baur/Rainwater et en comparant le résultat obtenu avec la paramétrisation de l'équation 3.3 de la section 3.2.4. L'erreur sur cette paramétrisation est de 1 %.

Les choix des fonctions de structure et de l'échelle de factorisation peuvent aussi modifier la section efficace totale et le spectre de la distribution de $p_T(Z)$. La variation de la section efficace totale en fonction du choix des fonctions de structure est représentée sur la figure 3.11. L'erreur sur la section efficace associée au choix des PDF est estimée à $\pm 6\%$. L'incertitude sur le choix de l'échelle de factorisation est évaluée en variant la valeur de Q^2 (moment de transfert) de $\hat{s}/2$ à $2\hat{s}$. Un effet de $\pm 1\%$ est observé.

L'erreur sur l'échelle d'énergie du calorimètre électromagnétique et la résolution en énergie sont estimées en déplaçant les moments transverses des leptons de $\pm 0.5\%$. Un très faible effet (inférieure à $\pm 1\%$) est noté sur les limites sur les NTGC.

Une erreur de $\pm 5\%$ [21] est estimée pour la luminosité. Les incertitudes dues aux erreurs sur l'estimation du bruit de fond sont négligeables (voir 3.3.3). Les différentes sources d'incertitudes sont résumées dans le tableau 3.5.

Source d'erreur	Incertitude relative
Luminosité	5%
Choix des fonctions de structure	6%
Choix de l'échelle Q^2	1%
Paraméterisation de la section efficace et la statistique du MC	1%
Effet du détecteur	< 1%
Total	8%

Tableau 3.5: Résumé des incertitudes systématiques

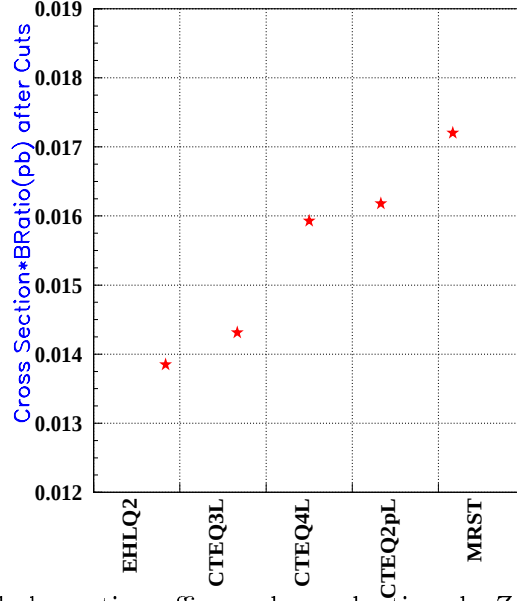


Figure 3.11: Variation de la section efficace de production de ZZ en fonction des fonction de densité des partons PDF

3.2.4 Signatures Expérimentales des Couplages anormaux ZZV

La sensibilité expérimentale aux NTGC vient de trois types d'informations différentes: la section efficace, la dépendance en énergie et la polarisation.

Section efficace

Il découle de l'expression du vertex de l'interaction ZZV ($V = \gamma, Z$), que les contributions des couplages anormaux à la section efficace sont quadratiques en fonction de f_i^V . Les couplages conservant CP contribuent aux amplitudes réelles qui interfèrent avec les amplitudes du modèle standard. En revanche, les couplages violant CP contribuent aux amplitudes purement imaginaires qui n'interfèrent pas avec le modèle standard. Dans ce dernier cas, la section efficace totale est indépendante du signe des couplages f_V^4 . La section efficace peut être exprimée en fonction de deux couplages sous la forme quadratique suivante:

$$\sigma(f_i^V, f_j^{V'}) = \sigma_{SM} + a_0 f_i^V + a_1 (f_i^V)^2 + b_0 f_j^{V'} + b_1 (f_j^{V'})^2 + c f_i^V f_j^{V'} \quad (3.3)$$

où σ_{SM} est la section efficace dans le modèle standard, les termes a_i, b_i et c_i sont des coefficients. Les couplages violant CP et ceux la conservant n'interfèrent pas et le terme proportionnel à leur interférence s'annule dans l'expression précédente.

La figure 3.12 représente la variation de la section efficace totale de production de $ZZ \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ en fonction du couplage f_5^Z et en fonction de la paire (f_5^Z, f_5^γ) . La méthode de comptage, appelée aussi de section efficace, peut être utilisée pour mettre des limites

supérieures sur les NTGC car la section efficace totale augmente en fonction de l'intensité des couplages anormaux.

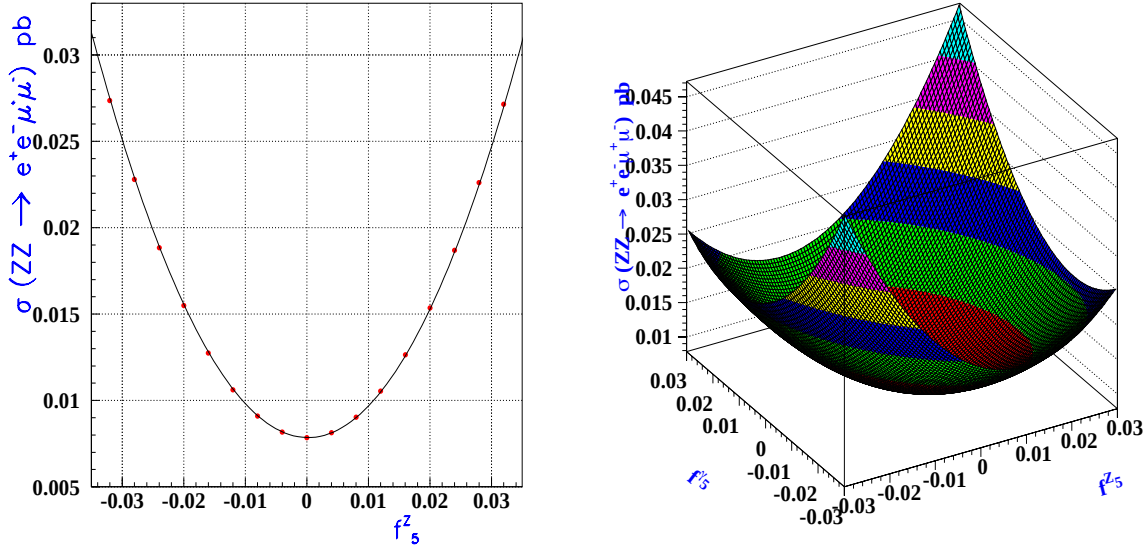


Figure 3.12: La section efficace de production de $ZZ \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ en fonction du couplage f_5^Z (à gauche) et dans le plan (f_5^Z, f_5^γ) (à droite). La ligne continue sur la figure à gauche représente un ajustement par une fonction quadratique.

Dépendance en énergie

Les effets des NTGC sont très importants à grandes énergies. C'est une conséquence directe du comportement des contributions des NTGC aux amplitudes d'hélicité qui croissent avec l'énergie du centre de masse en $(\sqrt{s}/M_Z)^3$. Une signature typique des NTGC serait l'observation d'un excès d'événements dans la distribution de la masse invariante, et dans le spectre du moment transverse du boson Z . La figure 3.13 représente l'augmentation de la section efficace à grand $p_T(Z)$ et à grande valeur de la masse invariante en présence de f_4^Z et f_5^Z . Ici et dans toute la suite du chapitre, seul un couplage anormal varie, les autres étant fixés à 0. Les couplages conservant CP et ceux violant CP ont qualitativement le même comportement à grande énergie. Ainsi, il serait difficile de distinguer entre ces deux types de couplages en utilisant les distributions de la masse invariante des deux bosons ou le moment transverse du boson Z , car les effets d'interférences sont très faibles.

Polarisation

Les NTGC produisent un boson Z de polarisation transverse et un autre boson Z de polarisation longitudinale. L'observable θ^* est l'angle de production du lepton dans le

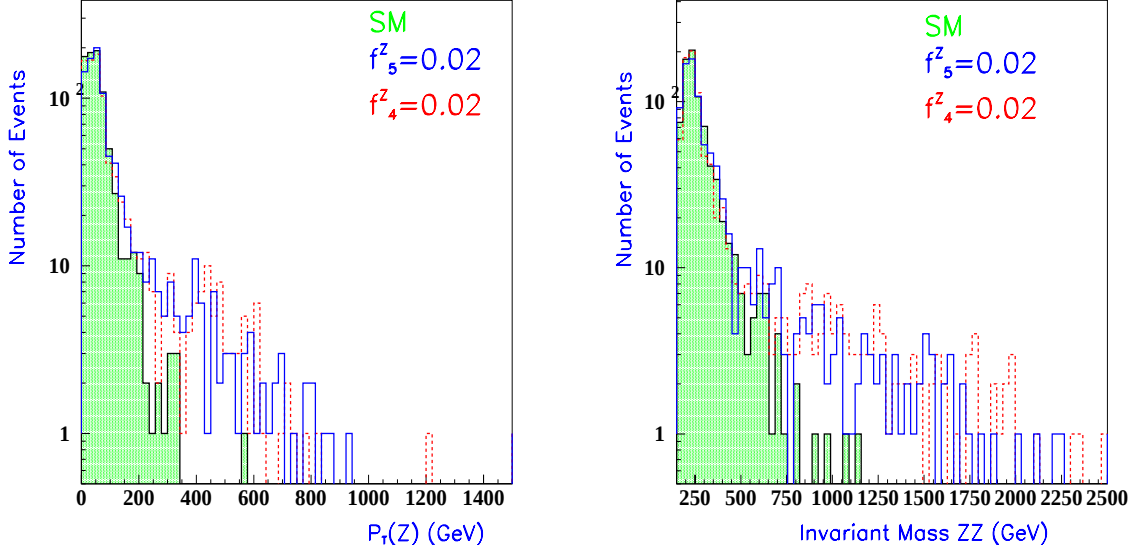


Figure 3.13: Distribution de $p_T(Z)$ (à gauche) et de la masse invariante des deux bosons ZZ (à droite) du processus $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} et une valeur de l'échelle d'énergie du facteur de forme $\Lambda_{FF} = 2 \text{ TeV}$. Les distributions sont montrées dans le modèle standard (histogrammes avec des nuances), $f_4^Z = 0.02$ (histogrammes en trait plein), et $f_5^Z = 0.02$ (histogrammes en pointillé).

référentiel du boson Z par rapport à la direction du Z dans son référentiel propre. Cet angle renseigne sur les hélicités de chaque boson Z . L'angle θ^* et l'angle de production Θ sont schématisés sur la figure 3.14.

Le couplage du boson Z aux leptons chargés est presque purement axial, le boson Z transverse produit une distribution $\sim (1 + \cos^2 \theta^*)$, tandis que le boson longitudinal produit une distribution en $\sin^2 \theta^*$. Dans le modèle standard les composantes transverses prédominent comme illustré par la forme de la distribution de θ^* (figure 3.15). Cependant, la statistique correspondant à une luminosité intégrée 100 fb^{-1} ne permet pas de discriminer les bosons transverses et longitudinaux (figure 3.16). L'information majeure sur les NTGC provient des distributions d'énergie.

Contrairement aux processus $W\gamma/WZ$, la production de ZZ ne possède pas de zéro de l'amplitude. Par conséquent, l'angle de production Θ du boson Z par rapport à la direction du centre de masse ne comporte pas beaucoup d'information sur les NTGC (figure 3.15).

Pour étudier la corrélation entre les angles des produits de désintégration du Z , les variables $\theta_+ = \text{Max}(\theta_1^*, \theta_2^*)$ et $\theta_- = \text{Min}(\theta_1^*, \theta_2^*)$ sont définies. La figure 3.17 montre cette corrélation dans le modèle standard, et en présence des NTGC dans la région $p_T(Z) > 250 \text{ GeV}$. En présence des couplages anormaux, la région centrale devient peuplée parce que les NTGC produisent un boson Z longitudinal et un autre transverse. Malgré le fait que le nombre d'événements attendus au LHC est important et permettrait

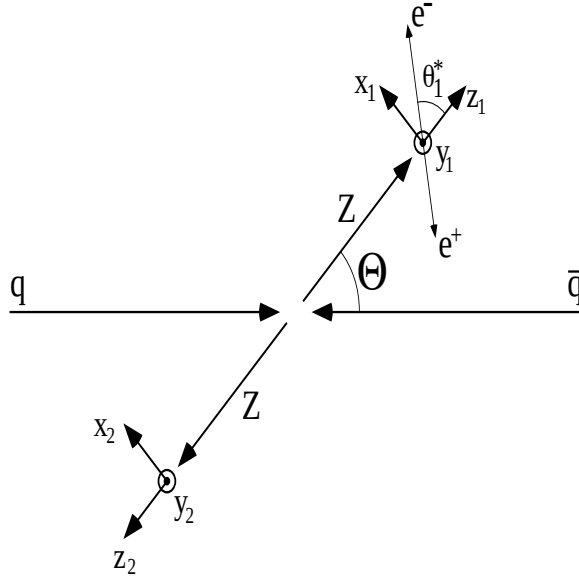


Figure 3.14: Représentation des angles Θ et θ^* .

d'étudier des observables avec des bins à deux dimensions. Un ajustement multidimensionnel utilisant toutes les informations sensibles aux NTGC sera difficile. Pour cette raison, une variable R est définie comme le rapport de la probabilité de l'événement dans le modèle standard et en présence des NTGC en fonction des variables θ_- et θ_+ . La définition de cette variable est une variante à l'utilisation d'observables optimales.

$$R = \frac{P^{NTGC}(\theta_+, \theta_-)}{P^{SM}(\theta_+, \theta_-)}$$

La variable R est reconstruite en utilisant le Monte Carlo. Selon les valeurs de R , une variable $icat$ est optimisé et définie de la façon suivante:

$$icat = \begin{cases} 4 & \text{if } R > 1.2 \\ 3 & \text{if } 1.0 < R < 1.2 \\ 2 & \text{if } 0.8 < R < 1.0 \\ 1 & \text{if } R < 0.8 \end{cases}$$

Le but de cette méthode est de projeter l'information contenue dans la distribution de corrélation à deux dimensions dans une seule variable à une dimension. La variable $icat$ est illustrée sur la figure 3.18 en présence d'un NTGC et dans le modèle standard.

La corrélation angulaire entre les deux plans formés par les leptons définies par $(\phi_1^* - \phi_2^*)$, où $\phi_{1,2}^*$ sont des angles azimutaux du lepton par rapport référentiel de repos du Z (figure 3.18). Cette corrélation ne comporte pas beaucoup d'informations sur les NTGC.

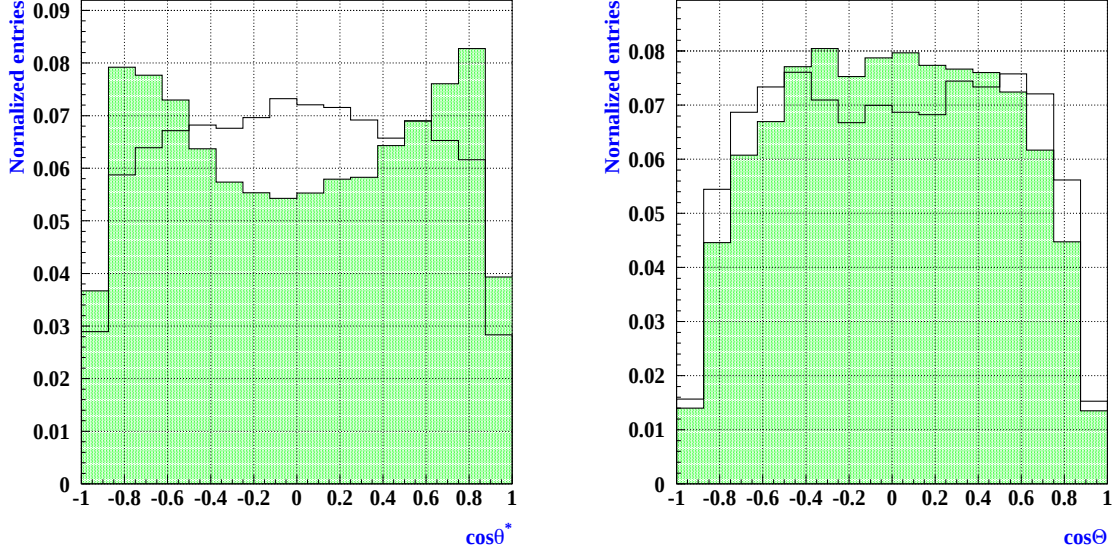


Figure 3.15: Distributions normalisées de l'angle de production θ^* du lepton dans le référentiel du boson Z par rapport à la direction du Z dans le centre de masse ZZ (à gauche) et l'angle de production Θ du Z par rapport à la direction du centre de masse ZZ (à droite). Les distributions sont montrées pour le processus $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) en imposant la coupure $p_T(Z) > 250$ GeV (région où les NTGC sont importants). Les histogrammes (avec des nuances) représentent le modèle standard, $f_5^Z = 0.02$ (histogrammes en ligne solide). Il y a deux entrées par événements.

3.3 Mesure des Couplages Anormaux

3.3.1 Impact des facteurs de forme sur les limites sur les NTGC

L'importance des effets des NTGC dépend de l'échelle d'énergie Λ_{FF} et de l'exposant n du facteur de forme défini dans la section 2.2.

Les couplages $f_{4,5}^V$ reçoivent des contributions des opérateurs de dimension supérieure ou égale 6, et leurs amplitudes d'hélicités sont proportionnelles à $(\sqrt{s}/M_Z)^3$. Les déviations par rapport aux prédictions du modèle standard dues à la présence des NTGC sont visibles à des grandes valeurs de la masse invariante, par conséquent les effets des NTGC augmentent avec l'échelle d'énergie du facteur de forme Λ_{FF} . Plus l'échelle d'énergie est grande, plus la section efficace en présence des NTGC est grande. De même, plus l'exposant $n = 3$ ($n = 4$) est grand, plus le nombre d'événements attendus à grande énergie du centre de masse est faible. La figure 3.19 représente la variation de la masse invariante ZZ pour différents choix de l'échelle d'énergie Λ_{FF} et de l'exposant n .

Les limites sur les NTGC dépendent de la valeur de l'échelle d'énergie du facteur de forme Λ_{FF} . La figure 3.20 illustre la variation des limites sur le couplage f_5^Z à 95 % de niveau de confiance (CL) en fonction de Λ_{FF} pour une valeur fixée de $n = 3$. Les

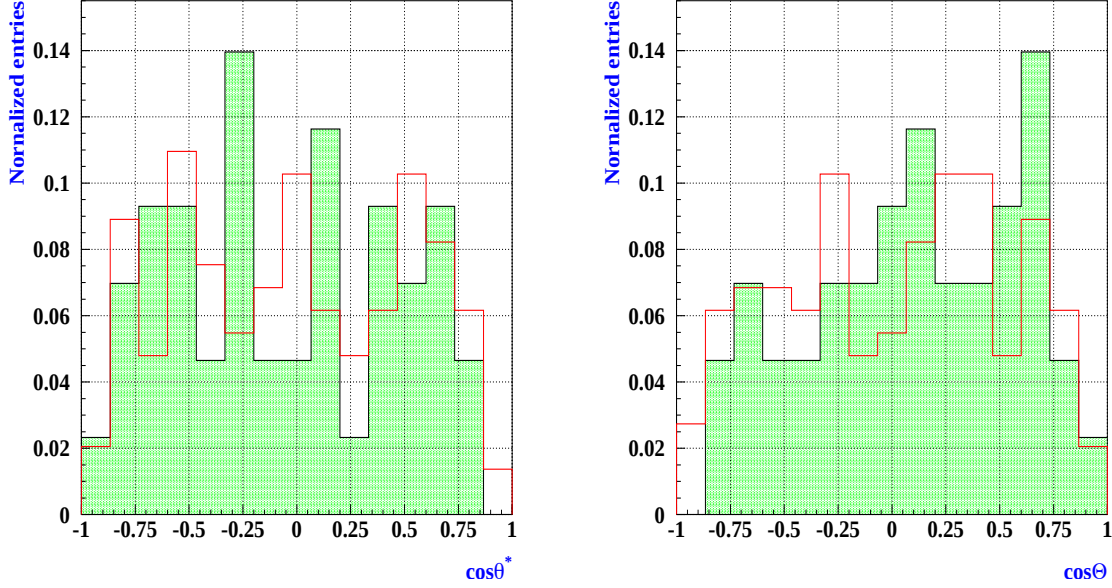


Figure 3.16: Distributions normalisées de l'angle de production θ^* du lepton dans le référentiel du boson Z par rapport à la direction du Z dans le centre de masse (à gauche) et l'angle de production Θ du Z par rapport à la direction du centre de masse (à droite). Les distributions sont montrées pour le processus $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) en imposant la coupure $p_T(Z) > 250$ GeV (région où les NTGC sont important) pour la luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les histogrammes (avec des nuances) représente le modèle standard, $f_5^Z = 0.02$ (histogrammes en ligne continue). Il y a deux entrées par événements.

limites sont obtenues par un ajustement de maximum de vraisemblance biné utilisant la distribution de $P_T(Z)$ (voir la section 3.3.2). Les limites d'unitarité sur les NTGC données par les formules:

$$|f_{4,5}^Z| < \frac{0.089 T e V^3}{\Lambda_{FF}^3} \frac{(\frac{2}{3}n)^n}{(\frac{2}{3}n - 1)^{(n-\frac{3}{2})}} \quad (3.4)$$

$$|f_{4,5}^\gamma| < \frac{0.11 T e V^3}{\Lambda_{FF}^3} \frac{(\frac{2}{3}n)^n}{(\frac{2}{3}n - 1)^{(n-\frac{3}{2})}} \quad (3.5)$$

sont aussi représentées sur la figure 3.20. Les valeurs des couplages anormaux plus grandes que ces limites violent l'unitarité. Un exemple de limites à deux dimensions obtenues en faisant varier une paire de couplages anormaux (f_5^Z, f_4^Z) en même temps, est montré sur la figure 3.20, la limite d'unitarité est représentée par un cercle. Les limites dépendent fortement du choix d'échelle d'énergie du facteur de forme comme illustré sur la figure 3.20.

Si aucune déviation par rapport aux prédictions du modèle standard n'est mesurée, et si aucun signal de nouvelle physique n'est observé au LHC, des limites supérieures sur les NTGC doivent être mises. La question qui se pose est: puisque la paramétrisation du facteur de forme est inconnue, quel est le choix approprié de l'échelle d'énergie? [23]

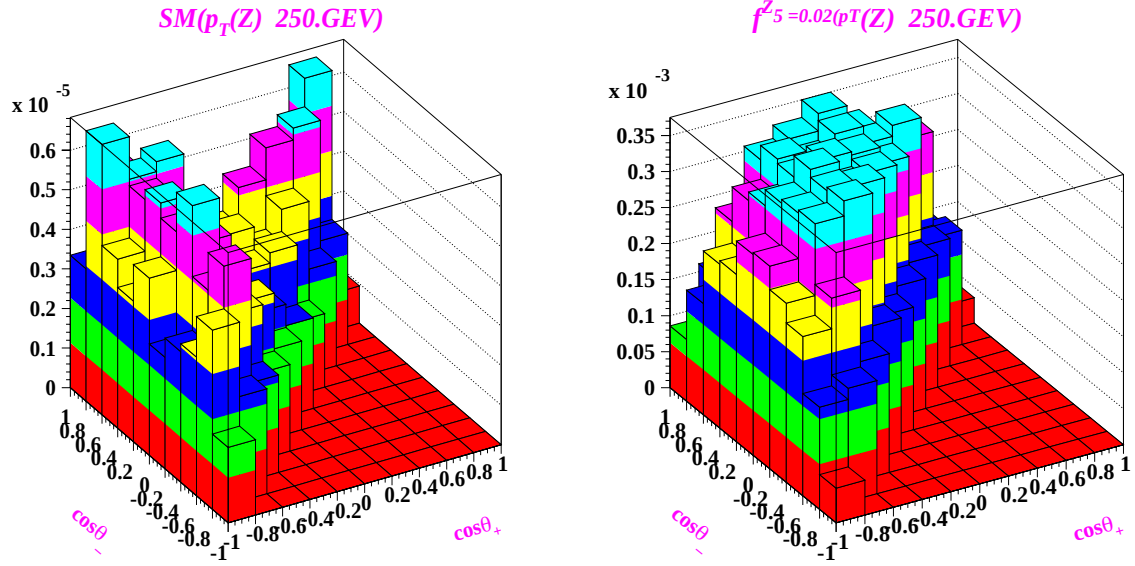


Figure 3.17: Distributions bidimensionnelles de $\cos\theta_+$ en fonction de $\cos\theta_-$ dans la région $P_T(Z) > 250$ GeV dans le modèle standard (à gauche) et en présence des NTGC $f_5^Z = 0.02$ (à droite).

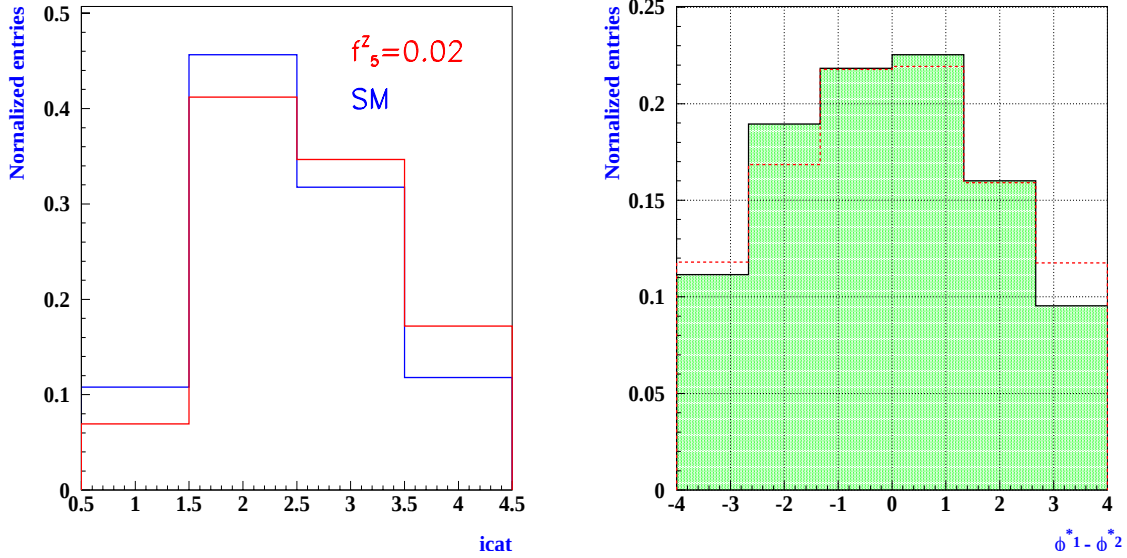


Figure 3.18: Distribution normalisée de $icat$ (définie dans le texte) et de la corrélation entre les angles azimutaux $\phi_1^* - \phi_2^*$ (à droite). Les distributions sont montrées dans le modèle standard (histogrammes avec des nuances) et en présence des NTGC $f_5^Z = 0.02$ (histogrammes en pointillés).

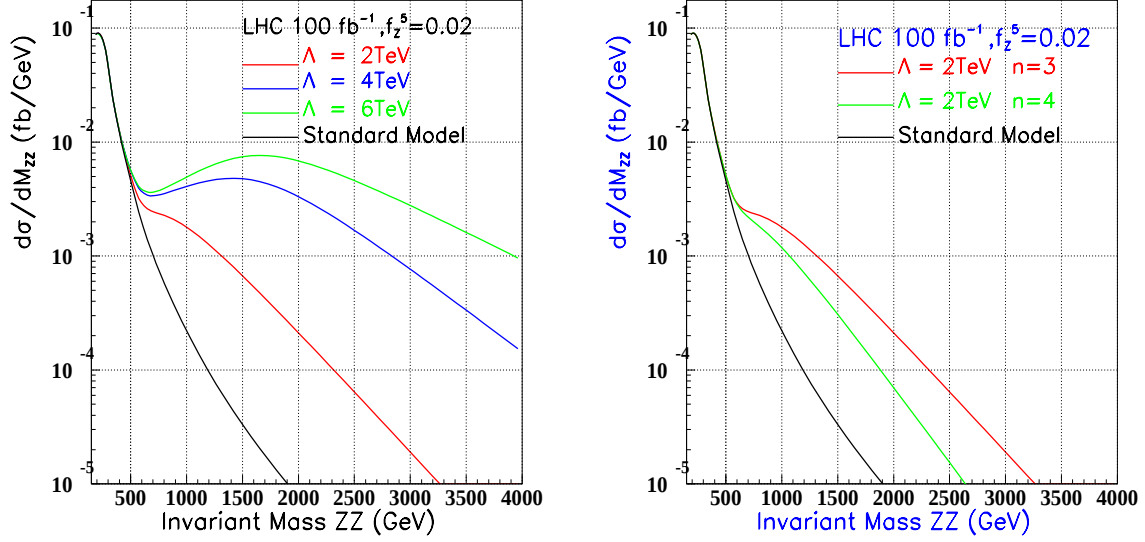


Figure 3.19: La section efficace différentielle du processus $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) est représentée dans le modèle standard et en présence du couplage $f_5^Z = 0.02$ pour différents choix de l'échelle d'énergie Λ_{FF} (à gauche) et de l'exposant n (à droite).

Idéalement, les limites sur les NTGC doivent être exprimées en fonction de Λ_{FF} . Si la valeur choisie Λ_{FF} est inférieure à l'échelle "INTRINSEQUE" des données, les limites sur les NTGC seront surestimées et vice-versa. Par ailleurs, l'analyse dépendrait du choix de l'échelle d'énergie car la sensibilité dans ce cas proviendrait des différentes régions de l'espace de phase. Le choix de l'échelle d'énergie doit refléter le potentiel de la machine, du détecteur et de l'analyse.

Il existe une limite asymptotique pour des grandes valeurs de Λ_{FF} reflétant les limitations en terme d'énergie, de la machine, et de la luminosité convoluées avec la sensibilité de l'analyse. Cette limite coïncide au LHC avec la valeur $\Lambda_{FF} = 6$ TeV.

3.3.2 Limites sur les couplages anormaux

Dans cette section, deux méthodes pour extraire les limites sur les couplages anormaux sont présentées: la méthode de la section efficace ou méthode du comptage, et des ajustements utilisant un maximum de vraisemblance des différentes observables physiques sensibles aux NTGC. Seules les voies leptoniques utilisant des électrons et des muons, sont considérées pour extraire les limites.

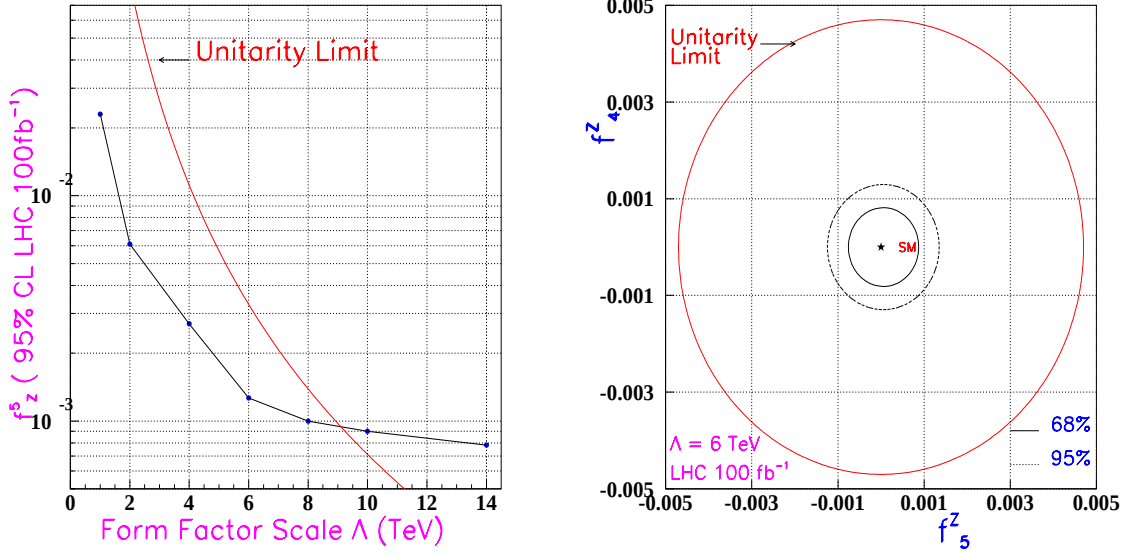


Figure 3.20: A gauche: Limites sur le couplage f_5^Z à 95 % de niveau de confiance (CL) en fonction de Λ_{FF} pour une valeur fixée de $n = 3$. A droite: les contours à 68% et 95% de niveau de confiance dans le plan (f_5^Z, f_4^Z) pour $\Lambda_{FF} = 6 \text{ TeV}$. Les limites sont obtenues par un ajustement de maximum de vraisemblance biné utilisant la distribution de $P_T(Z)$ dans le processus $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

Limites à partir de la mesure de la section efficace

Comme il a été indiqué précédemment, le nombre d'événements (la section efficace) augmente avec les couplages anormaux, spécialement à grandes valeurs de $p_T(Z)$ comme illustré sur la figure 3.13. Par conséquent l'analyse peut devenir encore plus sensible aux NTGC si une coupure adéquate sur $p_T(Z)$ est appliquée afin de réduire les événements du modèle standard et les événements du bruit de fond. Cette coupure permet de rehausser une région de l'espace de phase ayant une grande sensibilité aux NTGC.

Les limites sur les NTGC utilisant la méthode du comptage des événements au-delà d'un certain seuil en $p_T(Z)$, peuvent être extraites en résolvant l'équation:

$$N_{\text{predicted}}(f_i^V, f_j^{V'}) = N(\alpha) \quad (3.6)$$

définissant une ellipse dans le plan $(f_i^V, f_j^{V'})$. $N(\alpha)$ est la limite supérieure (pour un niveau de confiance donné α) sur le nombre d'événements observé décrit par une probabilité de Poisson:

$$P = \frac{e^{-\mu} \mu^N}{N!}$$

où μ est le nombre d'événements attendu du modèle standard, donné par la relation suivante:

$$\mu = b + \mathcal{L} \varepsilon \sigma(f_i^V, f_j^{V'}) \quad (3.7)$$

où b est le nombre d'événements attendu du bruit, $\mathcal{L}$ est la luminosité totale intégrée, ϵ est l'efficacité déduite à partir du Monte Carlo, et σ est la section efficace.

Les erreurs systématiques provenant du bruit de fond, de l'efficacité et de la luminosité sont prises en compte en convoluant la probabilité de Poisson décrivant les événements observé par des distributions Gaussiennes de la luminosité, des efficacités et du bruit de fond. Les rms de ces probabilités Gaussiennes sont tirés du tableau 3.5.

Les limites sur les NTGC à 95 % de niveau de confiance, dans la voie $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$), sont résumées dans le tableau 3.6. L'incertitude sur le bruit de fond dans cette voie n'est pas prise en compte, car le bruit représente une fraction de 0.8 % du signal. Les limites sont obtenues par un logarithme de la fonction de vraisemblance négatif défini par ($\ln L = -\log P$). Les limites à 95 % de niveau de confiance correspondent à $\Delta \ln L = 1.92$. Les limites sur les NTGC utilisant la mesure de la section efficace sont relativement faciles à obtenir. Cependant cette méthode ignore l'information supplémentaire contenue dans la forme du spectre de $p_T(Z)$.

Coupure sur $P_T(Z)$	événements attendus du SM	f_5^γ	f_4^γ	f_5^Z	f_4^Z
100	160	[-0.0043, 0.0045]	[-0.0030, 0.0030]	[-0.0033, 0.0036]	[-0.0026, 0.0026]
200	27	[-0.0028, 0.0025]	[-0.0024, 0.0024]	[-0.0022, 0.0024]	[-0.0019, 0.0019]
300	7	[-0.0025, 0.0022]	[-0.0021, 0.0021]	[-0.0021, 0.0021]	[-0.0017, 0.0017]
400	3	[-0.0021, 0.0019]	[-0.0018, 0.0018]	[-0.0019, 0.0018]	[-0.0016, 0.0016]
500	1	[-0.0018, 0.0019]	[-0.0017, 0.0017]	[-0.0018, 0.0016]	[-0.0015, 0.0015]
600	0	[-0.0017, 0.0019]	[-0.0016, 0.0016]	[-0.0017, 0.0016]	[-0.0014, 0.0014]

Tableau 3.6: Variations des limites à 95% de niveau de confiance en fonction de la coupure sur $p_T(Z)$ en utilisant la méthode de comptage dans la voie $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$ ($l = e, \mu$) pour $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ et $\Lambda_F F = 6 \text{ TeV}$.

Limites à partir des informations cinématiques

Une méthode plus sophistiquée pour extraire des limites sur les NTGC est d'ajuster la forme des distributions cinématiques sensibles à la présence des NTGC. Les limites obtenues sont d'habitude plus rigoureuses et précises, car cette méthode utilise toute l'information contenue dans ces distributions et n'est pas sensible au facteur de normalisation globale.

Les données attendues sont simulées en faisant fluctuer le nombre d'événements prédits par le modèle standard suivant une loi de Poisson dans chaque bin des distributions des observables physiques, ceci après application de la simulation rapide du détecteur, pour prendre en compte les fluctuations statistiques.

Les distributions de référence sont obtenues pour différentes valeurs de NTGC en exploitant le fait que la section efficace est une fonction quadratique des NTGC (voir équation). La section efficace $\sigma(f_i^Z, f_i^\gamma)$ par exemple, peut être exprimée en fonction des sections efficaces calculées pour six combinaisons distinctes de valeurs de f_i^Z et f_i^γ par la formule analytique suivante:

$$\begin{aligned} \sigma(f_i^Z, f_i^\gamma) = & (1 - (\frac{f_i^Z}{f_{i1}^Z})^2 - (\frac{f_i^\gamma}{f_{i1}^\gamma})^2 + \frac{f_i^Z f_i^\gamma}{f_{i1}^Z f_{i1}^\gamma})\sigma(0, 0) - (\frac{f_i^\gamma}{2f_{i1}^\gamma} - \frac{1}{2}(\frac{f_i^\gamma}{f_{i1}^\gamma})^2)\sigma(-f_{i1}^\gamma, 0) \\ & + (\frac{f_i^\gamma}{2f_{i1}^\gamma} + \frac{1}{2}(\frac{f_i^\gamma}{f_{i1}^\gamma})^2 - \frac{f_i^Z f_i^\gamma}{f_{i1}^Z f_{i1}^\gamma})\sigma(f_{i1}^\gamma, 0) - (\frac{f_i^Z}{2f_{i1}^Z} - \frac{1}{2}(\frac{f_i^Z}{f_{i1}^Z})^2)\sigma(0, -f_{i1}^Z) \\ & + (\frac{f_i^Z}{2f_{i1}^Z} + \frac{1}{2}(\frac{f_i^Z}{f_{i1}^Z})^2 - \frac{f_i^Z f_i^\gamma}{f_{i1}^Z f_{i1}^\gamma})\sigma(0, f_{i1}^Z) + \frac{f_i^Z f_i^\gamma}{f_{i1}^Z f_{i1}^\gamma}\sigma(f_{i1}^\gamma, f_{i1}^Z) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Dans le programme, $f_{i1}^Z = 3$ et $f_{i1}^\gamma = 3$.

La fonction du maximum de vraisemblance est calculée comme pour le cas de la méthode de comptage. Pour chaque bin en p_T la probabilité de Poisson est donnée par:

$$P_i = \frac{e^{-(b_i + \varepsilon \sigma_i \mathcal{L})} (b_i + L \varepsilon \sigma_i)^{n_i}}{n_i!}, \quad (3.9)$$

où n_i est le nombre d'événements observé dans le i^{eme} bin et σ_i est donnée par l'équation 3.8. En supposant que les bins sont non-correlés, la probabilité est donnée par:

$$P = \prod_{i=1}^{N_b} P_i,$$

où N_b est le nombre de bins de l'histogramme de la distribution. Le logarithme de vraisemblance négatif est exprimé par:

$$L = -\ln P = -\sum_{i=1}^{N_b} (n_i \ln(b_i + \mathcal{L} \varepsilon \sigma_i) - (b_i + \mathcal{L} \varepsilon \sigma_i)) \quad (3.10)$$

où les termes constants ont été supprimés.

Afin de déterminer la sensibilité aux NTGC, le spectre de $p_T(Z)$ est utilisé dans la voie $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$. Pour le processus $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$, la distributions de $p_T(Z)$, et trois autres ensembles de variables sont utilisées: (M_{ZZ}^{inv}, Θ) , $(p_T(Z), \theta^*)$ et $(p_T(Z), icat)$, où Θ est l'angle de production du Z par rapport à la direction de centre de masse, θ^* est l'angle de production du lepton dans le référentiel du boson Z par rapport à la direction du Z dans le centre de masse de ZZ et $icat$ est une variable décrivant la polarisation. Ces paires d'observables sont constituées d'une variable sensible à l'énergie et d'une autre sensible à la polarisation.

3.3.3 Résultats

Les limites attendus sur les NTGC à 95 % de niveau de confiance sont obtenues par des ajustements des distributions binnées des différentes observables physiques. Les tableaux 3.7 et 3.8 résument ces valeurs pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} et un choix de l'échelle du facteur de forme $\Lambda_{FF} = 6 \text{ TeV}$. Seul un couplage est supposé varier, les autres sont fixés à 0. Les limites sont obtenues en moyennant sur un grand nombre ($\sim 10\,000$) “expériences LHC” (données simulées). La figure 3.21 illustre les résultats d'ajustement d'une “expérience LHC”.

couplage	$p_T(Z)$	(M_{ZZ}^{inv}, Θ)	$(p_T(Z), \theta^*)$	$(p_T(Z), icat)$
f_5^Z	[-0.0014, 0.0012]	[-0.0010, 0.0015]	[-0.0011, 0.0015]	[-0.0012, 0.0013]
f_4^Z	[-0.0012, 0.0012]	[-0.0011, 0.0012]	[-0.0011, 0.0012]	[-0.0012, 0.0011]
f_5^γ	[-0.0016, 0.0014]	[-0.0014, 0.0015]	[-0.0013, 0.0015]	[-0.0012, 0.0017]
f_4^γ	[-0.0014, 0.0014]	[-0.0012, 0.0016]	[-0.0015, 0.0013]	[-0.0013, 0.0014]

Tableau 3.7: Les intervalles à 95% de niveau de confiance ($\Delta(\ln \mathcal{L}) = 1.92$) pour le processus $ZZ \rightarrow \ell'^+\ell'^-\ell^+\ell^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$). Les limites sont obtenues à partir des ajustements à une dimension (un seul couplage varie, les autres étant fixés à 0) pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} et en moyennant sur 10 000 “expérience de LHC”

couplage	$\mathcal{L}=10 \text{ fb}^{-1}$	$\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$
f_5^Z	[-0.0013, 0.0012]	[-0.00066, 0.00063]
f_4^Z	[-0.0014, 0.0014]	[-0.00064, 0.00064]
f_5^γ	[-0.0015, 0.0017]	[-0.00075, 0.00077]
f_4^γ	[-0.0015, 0.0015]	[-0.00075, 0.00075]

Tableau 3.8: Les intervalles à 95% de niveau de confiance ($\Delta(\ln \mathcal{L}) = 1.92$) pour le processus $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$). Les limites sont obtenues à partir des ajustements à une dimension (un seul couplage varie, les autres étant fixés à 0) du spectre de $p_T(Z)$ pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et 100 fb^{-1} et en moyennant sur 10 000 “expérience de LHC”

Les limites les plus rigoureuses sont obtenues dans la voie $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$) où la sensibilité statistique est de l'ordre de $\mathcal{O}(0.0007)$ pour les couplages $f_{5,4}^V (V = Z, \gamma)$. Les limites obtenues dans la voie $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) sont deux fois plus faibles. Il faut rappeler que le nombre d'événements attendu dans la voie $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$) est six fois plus grand que celui attendu dans la voie purement leptonique.

A titre de comparaison, les limites dans la voie $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$) sont extraites pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} correspondant à une année du LHC à basse luminosité. La sensibilité statistique est de l'ordre $\mathcal{O}(0.001)$ (voir le tableau 3.8).

En combinant les voies $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$) et $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$), une très faible amélioration des limites est observée. Les résultats de cette combinaison sont résumés dans le tableau 3.9.

La sensibilité aux NTGC provient principalement de l'information contenue dans les grandes valeurs des spectres d'énergie ($p_T(Z)$ et la masse invariante), avec une très faible contribution de l'information sur la polarisation.

La différence de la sensibilité aux couplages $f_{5,4}^Z$ et $f_{5,4}^\gamma$ est attribuée à la différence des contributions des vertex ZZZ et $ZZ\gamma$ à la section efficace différentielle à grandes énergies. Ces contributions dépendent des valeurs des couplages $Zf\bar{f}$ et $\gamma f\bar{f}$ et des fonctions des distributions des partons (PDF).

Les ajustements à deux dimensions (deux couplages variant en même temps) montrent une très grande corrélation (50 %) entre les couplages conservant CP f_5^Z et f_5^γ , et entre les couplages violant CP f_4^Z et f_4^γ . En revanche, les couplages f_5^V et f_4^V étant de CP différente, n'interfèrent pas. Les différentes corrélations sont représentées sur les figures 3.22 à 68% ($\Delta(\ln \mathcal{L}) = 1.15$) et 95% ($\Delta(\ln \mathcal{L}) = 3.0$) de niveau confiance (en utilisant un ajustement de la distribution de $p_T(Z)$ pour “une expérience du LHC”) pour la voie $ZZ \rightarrow \ell'^+ \ell'^- \ell^+ \ell^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) à luminosité intégrée 100 fb^{-1} .

couplage	95 % CL à $\mathcal{L} = 100\text{fb}^{-1}$
f_5^Z	[-0.00063, 0.00062]
f_4^Z	[-0.00062, 0.000062]
f_5^γ	[-0.00073, 0.00074]
f_4^γ	[-0.00073, 0.00073]

Tableau 3.9: Les limites combinées entre les voies $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$) et $ZZ \rightarrow \ell'^+ \ell'^- \ell^+ \ell^-$ ($\ell, \ell' = e, \mu$). Les intervalles à 95% de niveau de confiance ($\Delta(\ln \mathcal{L}) = 1.92$) sont calculées pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} et en moyennant sur 10 000 “expérience du LHC”.

Discussion sur les systématiques

Les effets des incertitudes systématiques citées dans le paragraphe 3.2.3, sont évalués en changeant les valeurs des paramètres décrivant le modèle du lot des “données” simulées, tout en gardant inchangé le modèle de référence (les distributions de Monte Carlo utilisées dans l’ajustement). Les déplacements observés dans les valeurs centrales des NTGC obtenues par des ajustements de 10 000 expériences du LHC, sont pris comme une erreur systématique pour chaque source d’incertitude. L’expression de la probabilité de Poisson utilisée dans le maximum de vraisemblance, est convoluée avec des distributions Gaussiennes dont le rms est obtenu à partir des déplacements précédents. L’effet des erreurs systématiques est faible. Il faut noter que l’effet net de cette convolution est typiquement 10%.

Dans la voie $ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu$ (pour $p_T(Z) > 150$ GeV), le bruit de fond représente une fraction inférieure à 10 % du signal avec une erreur de près de 30 % donnant une faible incertitude (inférieure à 3 %) et ayant un effet négligeable sur les limites.

En résumé, les meilleurs limites sur les NTGC sont obtenues à partir des ajustements des distributions des observables cinématiques telles que le p_T . Les informations angulaires donnent une contribution marginale aux limites parce que la sensibilité aux NTGC provient principalement de la dépendance en énergie.

Les limites obtenues par la méthode de comptage sont moins bonnes que celles extraites à partir des ajustements utilisant $p_T(Z)$, car cette première méthode dépend de l’optimisation des régions sélectionnées de l’espace des phases. La figure 3.24 illustre une comparaison entre les limites obtenues par les deux méthodes pour différentes coupures sur $p_T(Z)$ montrées sur la figure 3.23. A grandes valeurs de $p_T(Z)$, les limites obtenues par les deux méthodes deviennent identiques. La mesure des couplages anormaux est limitée par la statistique et très peu affectée par les erreurs systématiques.

3.3.4 Mesure des facteurs de forme

Si un signal de NTGC est observé au LHC, la structure et l’échelle d’énergie des facteurs de forme doivent être déterminées afin de donner un sens au résultat obtenu. Il a été indiqué dans la référence [4] qu’en principe, les facteurs de forme peuvent être déterminés en mesurant la distribution de $\sqrt{\hat{s}}$ du NTGC observé. Une étude détaillée de cette méthode a été effectuée dans le cas du processus $W(\rightarrow e\nu, \mu\nu)\gamma$ au LHC [4]. En effet, il est possible de mesurer la dépendance en énergie des couplages anormaux en groupant les données dans des bins de la masse invariante et extraire des NTGC constants dans chaque bin. La paramétrisation des facteurs de forme peut être déterminée par un ajustement des valeurs des NTGC en fonction de l’énergie.

Cette méthode est illustrée sur la figure 3.25 dans le cas du processus $ZZ \rightarrow \ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \ell_2^-$ ($\ell_{1,2} = e, \mu$) en appliquant la simulation rapide du détecteur et l’ensemble des coupures utilisées pour la sélection des événements. Les “données” ont été simulées avec un couplage anormal important de $f_5^Z = 0.06$ décrit par un facteur de forme paramétré par $n = 3$ et $\Lambda_{FF} = 2$ TeV. La masse invariante ($\sqrt{\hat{s}}$) d’un lot d’événements correspondant à

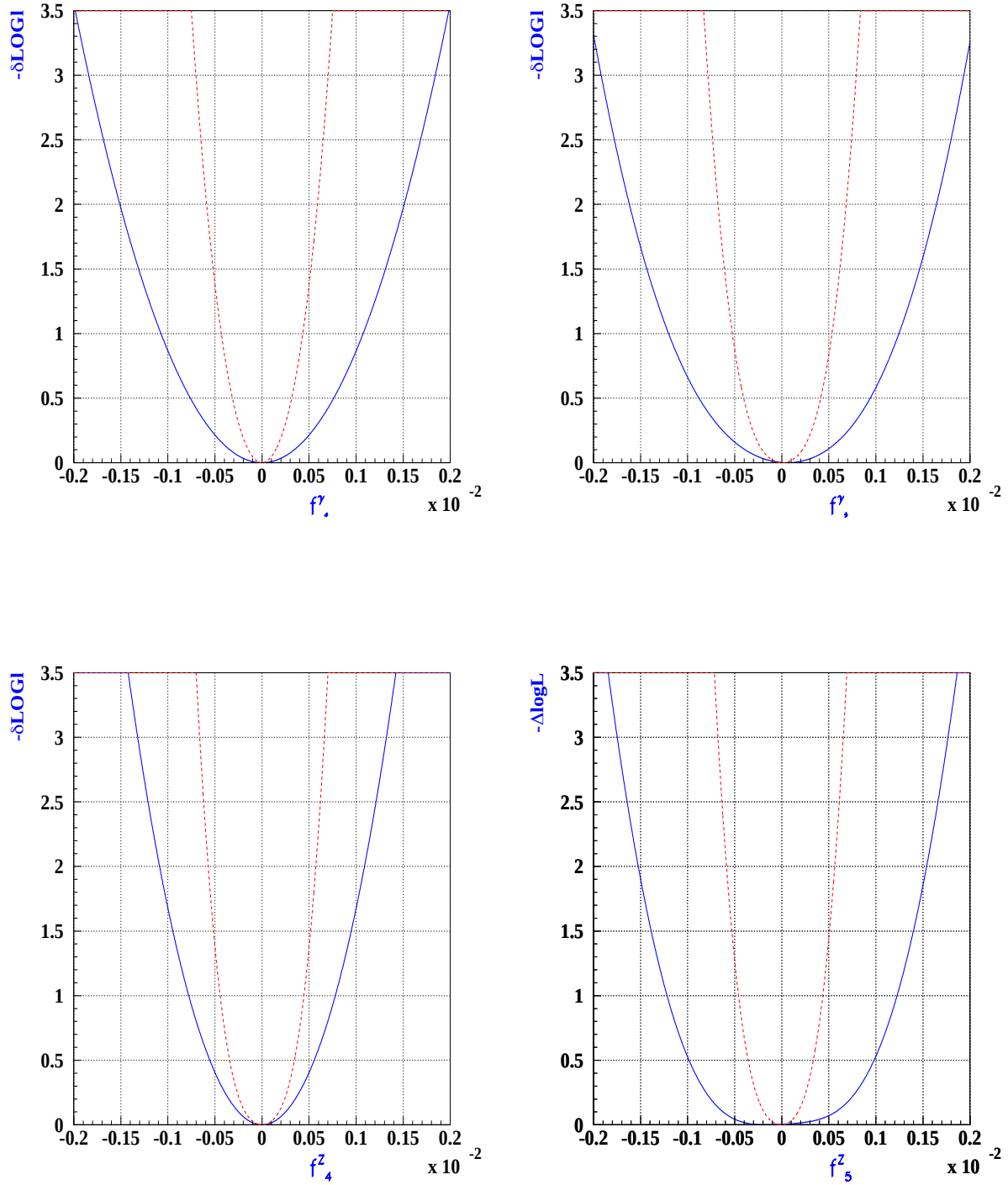


Figure 3.21: Un exemple de courbes de maximum de vraisemblance pour "une expérience typique du LHC" pour luminosité intégrée de 100 fb^{-1} dans la voie $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell^+ \ell^-$ ($\ell = e, \mu$) (la ligne solide) et la voie $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu$) (courbe en pointillés).

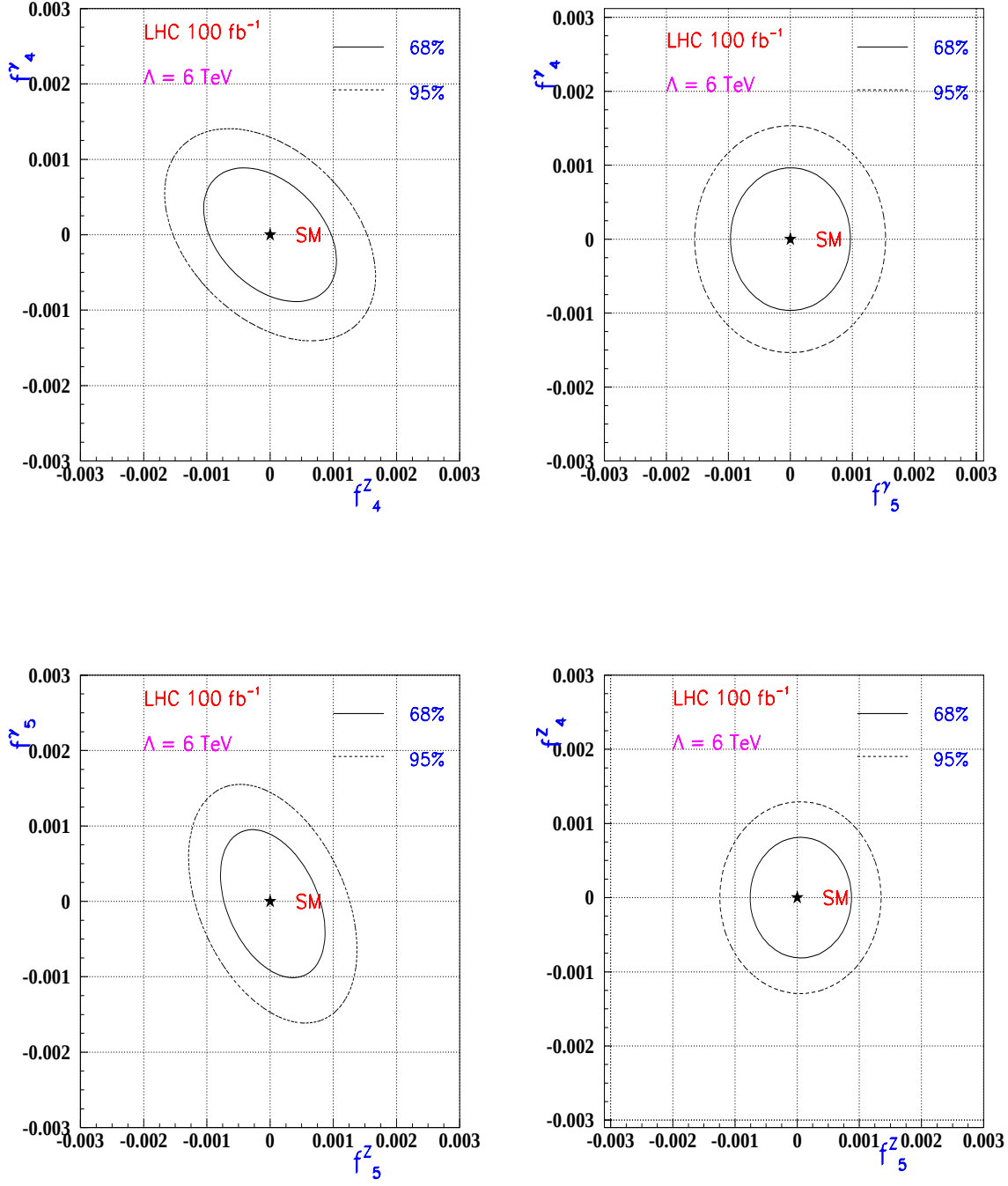


Figure 3.22: Les limites à deux dimensions des paires de NTGC dans la voie $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell^+ \ell^-$ ($\ell = e, \mu$) pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les contours à 68% et 95% sont montrés pour toutes les combinaisons possibles. L'échelle d'énergie des facteurs de forme est fixée à $\Lambda_{FF} = 6 \text{ TeV}$. Sur chaque courbe, seuls les couplages tracés l'un en fonction de l'autre sont supposés varier, les autres sont fixés à 0.

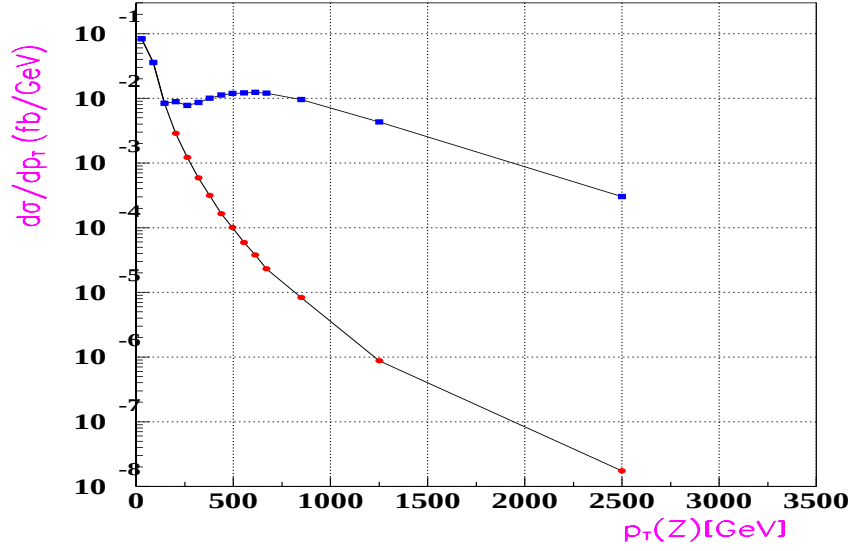


Figure 3.23: Distribution de la section efficace différentielle du processus $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell^+ \ell^-$ ($l = e, \mu$) en fonction de $p_T(Z)$, dans le modèle standard (ligne du bas), et en présence d'un NTGC $f_4^\gamma = 0.02$ avec $\Lambda_{FF} = 6$ TeV

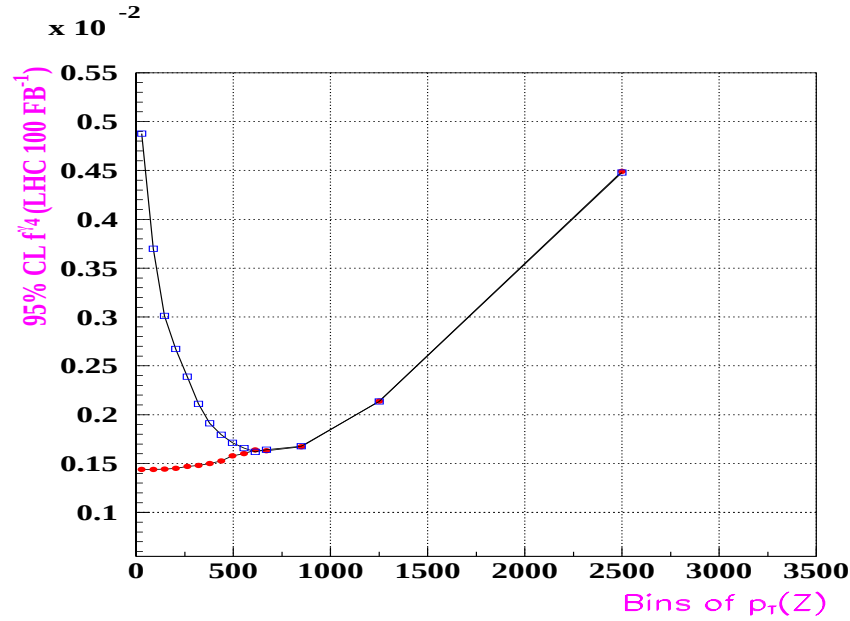


Figure 3.24: Limites sur f_4^γ en fonction du seuil sur $p_T(Z)$ montrées sur la figure du haut et en utilisant la méthode du comptage (carré) et en ajustant la distribution de p_T pour le processus $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell^+ \ell^-$ ($l = e, \mu$) (cercle plein). Les lignes sur la figure sont tracées juste pour guider l'oeil.

trois années du LHC à haute luminosité (300 fb^{-1}) est reconstruite dans des bins de taille finie. Des NTGC constants sont extraits dans chaque bin de la masse invariante en utilisant un ajustement de maximum de vraisemblance de la distribution $p_T(Z)$. Les NTGC obtenus sont tracés en fonction de la masse invariante et ajustés par la formule du facteur de forme donnée par l'équation 3.2. Les couplages nus et l'échelle de facteur de forme sont reconstruits $f_{50}^Z = 0.061 \pm 0.003$ et $\Lambda = 2.07 \pm 0.05$ et peuvent être mesurés avec une précision relative au niveau du pourcent. Les valeurs centrales des paramètres reconstruits sont compatibles avec les paramètres entrés. Comme l'énergie de centre de masse de l'état final $ZZ \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ peut être complètement reconstruite, la précision possible pour mesurer les couplages anormaux serait meilleure que celle relatives aux états finaux $ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu, WZ$ et $W\gamma$ qui dépendent de la mesure précise de l'énergie manquante.

Si des NTGC sont observés au LHC, la méthode présentée ici pourrait fournir des informations indirectes sur la dynamique de la nouvelle physique sous-jacente.

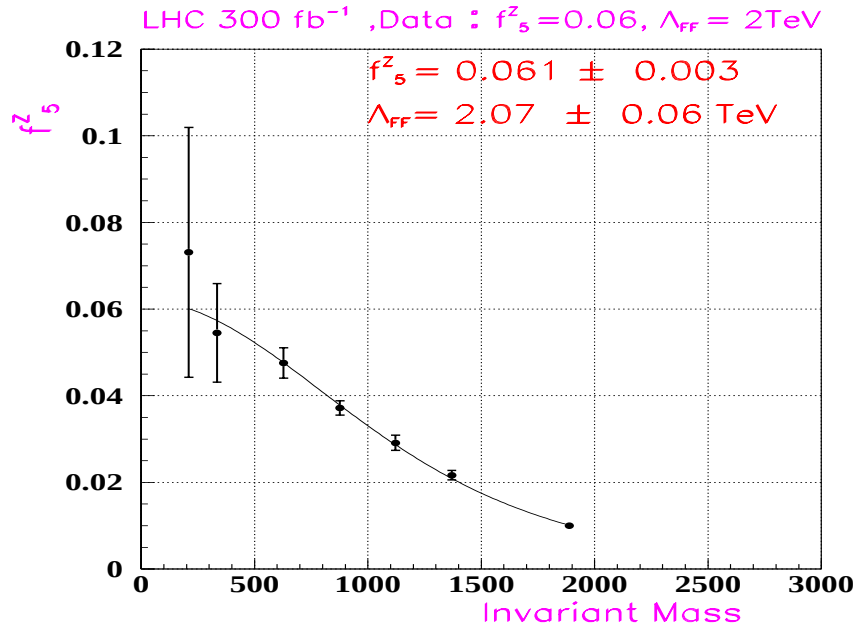


Figure 3.25: Le facteur de forme f_5^Z sont extraits dans des domaines restreints de la masse invariante, en supposant qu'un couplage anormal $f_{50}^Z = 0.06$ décrit par un facteur de forme $n = 3$ et $\Lambda_{FF} = 2 \text{ TeV}$ est observé au LHC pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} . Un ajustement fixant la valeur $n = 3$ est effectué pour reconstruire les couplages nus et l'échelle d'énergie des facteurs de forme.

3.4 Conclusion

Les couplages à trois bosons de jauge neutres peuvent être mesurés au LHC avec une sensibilité 7×10^{-4} pour une luminosité intégrée 100 fb^{-1} et en supposant une échelle

d'énergie du facteur de forme $\Lambda_{FF} = 6$ TeV. Cette sensibilité peut être comparée avec les limites récentes établies par LEP2 [2]:

$$\begin{aligned} -0.31 < f_4^Z < 0.29 & \quad -0.17 < f_4^\gamma < 0.19 \\ -0.19 < f_5^Z < 0.20 & \quad -0.36 < f_5^\gamma < 0.40 \end{aligned}$$

Il faut rappeler que les limites de LEP2 ne prennent pas en compte les effets de facteurs de forme. Au Run II du TeVatron, ces limites peuvent être améliorées par au moins un facteur 4 [23].

Le LHC peut améliorer ces limites par un facteur 1000 et devient pratiquement sensible aux corrections radiatives dans le modèle standard et aux contributions des modèles supersymétriques.

Il faut noter aussi qu'au Linear Collider (LC) [5], les limites prévues à 68 % de niveau de confiance sur les couplages f_4^γ , f_4^Z , f_5^γ et f_5^Z sont de l'ordre de 2×10^{-3} , 4×10^{-4} , 3×10^{-3} et 7×10^{-4} respectivement. Ces limites sont similaires ou moins bonnes que celles prévues au LHC.

L'étude présentée dans ce chapitre a été effectuée au premier ordre, le veto de jet permet de réduire les corrections de QCD et permet de retrouver la forme qualitative de la distribution du Born.

Les limites obtenues sur les NTGC sont du même ordre de grandeur, car ils reçoivent tous des contributions des opérateurs de même dimension contrairement au cas WV .

Malgré le fait que le nombre d'événements attendu au LHC permettrait l'utilisation de bins à deux dimensions, les ajustements multidimensionnels n'améliorent pas les résultats obtenus par rapport à l'utilisation de la distribution de $p_T(Z)$ seule.

Bibliographie

- [1] K. Hagiwara, R.D. Peccei, D. Zeppenfeld and K.Hikasa, Nucl.Phys.B282 (1987)253.
K. J. F. Gaemers and G.J. Gounaris, Z.Phys.C1 (1979) 259.
- [2] For a review of charged boson TGC at LEP see
S.Jezequel LAPP-EXP-2000-10, talk given at ICHEP2000, 27 July -2 August 2000, Osaka, Japan.
For a review of neutral boson TGC see C. Matteuzzi, talk given at ICHEP2000, 27 July -2 August 2000, Osaka, Japan.
A. Oh, talk given at EPS 2001, July 12-18, 2001 Budapest, Hungary.
- [3] D. Benjamin, for the CDF Collaboration, Fermilab-conf-95/241-E
B. Abbott et al (D0 Collaboration), Phys.Rev.D60 (1999)072002; Phys.Rev.D57 (1998)3817.
A. Abachi et al (D0 Collaboration), Phys.Rev.D56 (1997) 6742.
- [4] G.J. Gounaris, J. Layssac and F.M. Renard, Phys.Rev.D61 (2000) 073013;
Phys.Rev.D62 (2000) 073013.
- [5] D. Chang, W-Y Keung and P. B. Pal, Phys.Rev.D51 (1995)1326.
- [6] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance, Technical Design Report, Section 16. 2, CERN/LHCC/99-15 (1999).
Proceeding of the Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC, G. Altarelli and M. L Mangano (eds) CERN 2000-004 p169.
D. Fouchez, Atlas Internal note PHYS-NO-060 (Jan 1995).
M. Dobbs and J.B. Hansen, Transparencies shown at the ATLAS Plenary Physics meeting of 10-02-2000.
- [7] T.G. Rizzo, Phys.Rev.D32 (1985)43.
- [8] U. Baur and D. Zeppenfeld, Phys Lett B201 (1988)383.
- [9] U. Baur and D. Rainwater, Phys.Rev.D62 (2000)113011
- [10] B. Mele, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl.Phys.B357 (1991)409.
J. Ohnemus and J.F. Owens, Phys.Rev.D43 (1991)3626.
J. Ohnemus, Phys.Rev.D50 (1994)1931; hep-ph/9503389.
S. Frixione, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl.Phys.B383 (1992)3.

- [11] R.W. Brown, D. Sahdev and K.O. Mikaelian, Phys.Rev.D20 (1979)1164.
K.O. Mikaelian M.A. Samuel and D. Sahdev, Phys.Rev.Lett 43 (1979)746
U. Baur, T. Han and J. Ohnemus, Phys.Rev.Lett 72 (1994)3941.
- [12] U. Baur, T. Han and J. Ohnemus, Phys.Rev.D51 (1995)3381.
- [13] L. Dixon, Z. Kunszt and A. Signer, Phys.Rev.D60 (1999)114037.
- [14] U. Baur, private communication. See however: EWN Glover and JJ van der Bij Phys Lett B219 (1989)488 where this contribution was found $\sim 40\%$.
- [15] T. Sjostrand, 'Pythia 5. 7 and Jetset 7. 4: Physics and manual' LU-TP-95-20 (1995).
- [16] E. Richter-Was, D. Froidevaux and L. Poggioli, 'ATLFAST 2. 0 a fast simulation package for ATLAS', ATLAS Internal Note ATL-PHYS-98-131 (1998).
- [17] Kersevan, B P ; Richter-Was, E. The gg, qqbar - Z/gamma*(- l l) b bbar process: matrix element implementation to PYTHIA6.1 ATL-PHYS-2001-021
- [18] Package for the single top quark production at hadron colliders, provided by the "Top Working Group".
- [19] D. Costanzo private communication.
V. Cavasini, D. Costanzo, I. Vivarelli, ATL-COM-PHYS-2002-004.
- [20] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance, Technical Design Report, Section 9. 2. 2 p291, CERN/LHCC/99-14 (1999).
- [21] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance, Technical Design Report, Section 13 p433, CERN/LHCC/99-14 (1999).
- [22] Talk given by Jorgen Beck Hansen at LC Workshop, Obernai October 16-19 1999.
- [23] QCD and Weak Boson Physics in Run II , U. Baur, R.K. Ellis and D.Zeppenfeld (eds) Fermilab-Pub-00/297, hep-ph/0005226.

Chapitre 4

Mesure des couplages à trois bosons de jauge neutres dans la voie $Z\gamma$

Les couplages à trois bosons de jauge neutres (NTGC) peuvent aussi être étudiés dans l'état final $Z\gamma$. Les limites expérimentales sur les couplages $Z\gamma\gamma$ et $Z\gamma Z$ ont été établies par les données de LEP2 [1] et du TeVatron [2]. Le LHC possède une plus grande sensibilité car tous les termes du vertex $Z\gamma V$ sont proportionnels aux moments des bosons de jauge impliqués, ce qui résulte en une augmentation de la sensibilité aux NTGC quand l'énergie du centre de masse croît.

Le chapitre commence par un résumé de la paramétrisation des NTGC dans les vertex $Z\gamma\gamma$ et $Z\gamma Z$. Par la suite, une étude détaillée de la production de $Z\gamma$, des bruits de fond et des signatures des NTGC est présentée. Finalement, les limites prévues sur ces couplages au LHC auprès du détecteur ATLAS sont données.

4.1 Aspects théoriques

4.1.1 Les couplages anormaux $Z\gamma\gamma$ et $Z\gamma Z$

Dans le modèle standard, la production de $Z\gamma$ se fait à l'ordre le plus bas via les diagrammes de Feynman montrés sur la figure 4.1 dans la voie t . La section efficace totale de production de $Z\gamma$ est ~ 2.4 pb pour $p_T(\gamma) > 100$ GeV. Les couplages non-standards $Z\gamma\gamma$ et $Z\gamma Z$ contribuent à la production de $Z\gamma$ via l'échange d'un photon γ ou d'un boson Z dans la voie s comme illustré sur la figure 4.2.

Dans une description qui est complètement indépendante du modèle, il existe huit couplages: quatre parmi eux ($h_i^Z, i = 1, \dots, 4$) sont associés au vertex $Z\gamma Z$ et quatre couplages ($h_i^\gamma, i = 1, \dots, 4$) correspondant aux vertex $Z\gamma\gamma$. La fonction du vertex a été initialement introduite dans [6]. Dans cette étude, la définition la plus récente établie dans [5] est adoptée.

En imposant l'invariance de jauge, l'invariance de Lorentz et la statistique de Bose, la

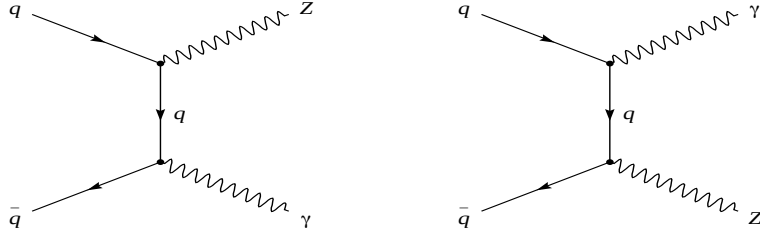


Figure 4.1: Diagrammes de Feynman contribuant à l'ordre le plus bas à la production de $q\bar{q} \rightarrow Z\gamma$ dans le modèle standard.

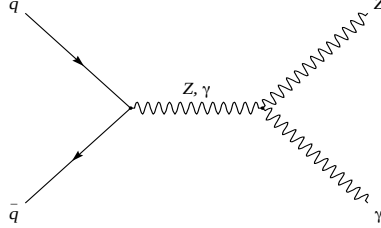


Figure 4.2: Diagrammes de Feynman contribuant à l'ordre le plus bas à la production de $q\bar{q} \rightarrow Z\gamma$ dans le cas où les couplages correspondant aux vertex $Z\gamma\gamma$ et $ZZ\gamma$ sont introduits.

fonction du vertex $Z\gamma V$ [6] est définie par l'équation 4.1 où Z et γ sont des bosons neutres on-shell tandis que le boson intermédiaire ($V = Z, \gamma$) est off-shell.

$$\Gamma_{Z\gamma V}^{\alpha\beta\mu}(q_1, q_2, P) = \frac{i(P^2 - M_V^2)}{M_Z^2} \left[h_1^V (q_2^\mu g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha g^{\mu\beta}) + \frac{h_2^V}{M_Z^2} P^\alpha ((P \cdot q_2) q^{\mu\beta} - q_2^\mu P^\beta) \right. \\ \left. - h_3^V \epsilon_{\mu\alpha\beta\rho} q_{2\rho} - \frac{h_4^V}{M_Z^2} P^\alpha \epsilon_{\mu\beta\rho\sigma} P_\rho q_{2\sigma} \right] \quad (4.1)$$

Comparée avec la définition donnée dans [6], cette paramétrisation inclut un facteur multiplicatif (imaginaire) i qui assure l'hermiticité du lagrangien effectif.

Les couplages $h_i^{Z,\gamma}$ ($i = 1, 3$) sont associés à des opérateurs de dimension six, tandis que les couplages $h_i^{Z,\gamma}$ ($i = 2, 4$) correspondent à des opérateurs de dimension huit.

Les paramètres h_i^V sont des fonctions sans dimension des moments q_1^2, q_2^2 et P^2 qui sont impairs sous la symétrie C. En outre, h_1^V, h_2^V sont paires sous la symétrie P et violent la symétrie CP. Les autres couplages h_3^V, h_4^V conservent CP. Dans le modèle standard, $h_1^V = h_2^V = h_3^V = h_4^V = 0$.

La forme la plus générale du vertex $Z\gamma V$ (où V est le boson virtuel intermédiaire qui peut être un boson Z ou γ) compatible avec l'invariance de Lorentz et l'invariance de jauge électromagnétique comprend quatre opérateurs indépendants. Ces opérateurs correspondent aux états d'hélicités permis dans la production de $Z\gamma$. En effet, le photon présent dans l'état final possède deux états d'hélicités -1 et $+1$. Le boson massif Z peut avoir en plus des états transverses, une hélicité 0 . Ceci restreint le nombre possible des

amplitudes d'hélicités des diagrammes à $2 \times 3 = 6$. Les deux combinaisons correspondant au cas où le boson Z et le photon ont des hélicités de signe opposés $(\lambda_\gamma, \lambda_Z) = (+, -)$ et $(-, +)$ sont exclues car la somme de leurs hélicités est égale à ± 2 . Ces états ne peuvent pas être produits par une particule de spin 1 échangée dans la voie s . Seuls quatre états parmi les six états sont permis et correspondent à $(\lambda_Z, \lambda_\gamma) = (0, +), (+, +), (0, -), (-, -)$.

Les NTGC contribuent de façon prédominante aux états $(\lambda_Z, \lambda_\gamma) = (0, \pm)$. Dans le cas de h_1 et h_3 , cette contribution est proportionnelles à $(\sqrt{\hat{s}})^3$: où le facteur $(\sqrt{\hat{s}})^2$ s'explique par le fait que les interactions sont engendrées par des opérateurs de dimension 6 et le facteur $\sqrt{\hat{s}}$ est attribué à la présence d'un Z de polarisation longitudinale dans l'état final. Dans le cas des couplages h_2 et h_4 , les interactions sont engendrées par des opérateurs de dimension 8, d'où l'addition d'un facteur $\hat{s}$ supplémentaire et les contributions deviennent proportionnelles à $(\sqrt{\hat{s}})^5$.

Les effets des couplages anormaux $h_1^Z(h_2^Z)$ violant CP sont très similaires à ceux des couplages $h_3^Z(h_4^Z)$ conservant CP. La contribution des couplages $h_i^\gamma (i = 1, \dots, 4)$ à la section efficace est près de 20 % inférieure à celle des couplages $h_i^Z (i = 1, \dots, 4)$. Dans la suite de ce chapitre, seules les signatures de h_3^Z et h_4^Z sont étudiées et généralisées aux autres couplages.

4.1.2 Limites d'unitarité et facteur de forme

Les couplages à trois bosons de jauge neutres dans l'état final $Z\gamma$ contribuent uniquement à l'amplitude de l'onde partielle $J = 1$ (échange d'un boson couplé à des fermions supposés sans masse, dans la voie s). Ces contributions augmentent avec l'énergie du centre de masse et pourraient éventuellement violer les limites d'unitarité. Des facteurs de forme [10] paramétrés par l'équation 3.2 sont introduits pour régulariser ce comportement à haute énergie.

Afin d'assurer l'unitarité des ondes partielles, l'exposant n dans l'expression du facteur de forme, doit être supérieur à $3/2$ dans le cas des couplages $h_{1,3}^V$, et $n > 5/2$ pour $h_{2,4}^V$ [11]. Dans la suite, les valeurs de n sont fixées à: $n = 3$ pour $h_{1,3}^V$ et $n = 4$ pour $h_{2,4}^V$. Ce choix préserve l'unitarité et garantit que les termes proportionnels aux couplages $h_{2,4}^V$ et $h_{1,3}^V$ se comportent de la même façon à haute énergie. Des valeurs de n suffisamment grandes par rapport aux minima $3/2$ ($5/2$) assurent que la section efficace différentielle $Z\gamma$ demeure en-dessous des limites d'unitarité quand les énergies atteintes sont de l'ordre de $\sqrt{\hat{s}} \gg \Lambda_{FF} \gg M_Z$, échelle d'énergie où de nouvelles résonances produites par la nouvelles physique sont attendues.

4.1.3 Génération des événements

La distribution du moment transverse du photon dans le processus $pp \rightarrow Z\gamma + X$ est représentée sur la figure 4.3 à l'ordre du LL (Leading Logarithm) et au NLL (Next to Leading Logarithm). Les corrections NLL [12, 13, 14] augmentent avec l'énergie du centre de masse et pour les grande valeurs de $p_T(\gamma)$. Au LHC, les corrections de QCD augmentent

la section efficace totale au terme de Born d'un facteur 2 à $p_T(\gamma) = 1$ TeV, et d'un facteur 1.4 à $p_T(\gamma) = 100$ GeV. L'importance des corrections de QCD à grand $p_T(\gamma)$ est attribuée au facteur d'accroissement collinéaire [17], $\log^2(p_T(\gamma)/m_Z)$ dans le processus partonique $qg \rightarrow Z\gamma q$ à la limite $p_T(\gamma) \gg m_Z$ et à la grande contribution des interactions qg aux énergies du LHC. Les grandes corrections proviennent des régions cinématiques où un photon est produit avec un grand moment transverse $p_T(\gamma)$ et recule par rapport au quark qui émet un boson Z dont le moment transverse est très faible. Le boson Z est émis dans une direction collinéaire à celle du quark. C'est le même effet qui est observé dans la production hadronique de paires $W\gamma$, WZ , et W^+W^- [17, 18, 19, 20, 21, 22]. Cependant les corrections de QCD sont plus faibles dans le cas de $Z\gamma$ que pour ces derniers processus. Dans la production de $W\gamma$ et WZ , la section efficace au niveau du Born est supprimée par le zéro de l'amplitude qui n'existe pas pour le processus $Z\gamma$.

Les corrections NLL sont importantes à grand $p_T(\gamma)$ (Figure 4.3), et ont qualitativement le même comportement que les contributions non-standards des couplages $Z\gamma\gamma$ et $Z\gamma Z$. L'importance de ces corrections réduirait la sensibilité au NTGC.

Au NLL, une grande fraction des événements $Z\gamma$ ayant un photon de grand moment transverse $p_T(\gamma)$, possède aussi un jet à grand p_T . Les effets de QCD peuvent être réduits en appliquant un veto des jets dans la région centrale de rapidité, i.e. en imposant un veto de jet et en ne considérant que le processus $Z\gamma + 0\text{jet}$. La figure 4.3 illustre la variation de la section efficace différentielle en fonction de $p_T(\gamma)$ au NLL avec un veto de jet défini par $p_T(\text{jet}) > 30$ GeV, et $|\eta(\text{jet})| < 3$. Le veto de jet permet de retrouver la forme qualitative de la distribution au LL.

Au LHC, les photons peuvent être aussi produits par le processus appelé Bremsstrahlung [23] ou fragmentation des partons dans le sous-processus $qg \rightarrow Zq$ suivi par le Bremsstrahlung d'un photon par les partons de l'état final. Au niveau du LL, le processus du Bremsstrahlung est du même ordre de grandeur que le processus de Born et par conséquent, les calculs et les générateurs décrits ci-dessous incluent: $\sigma_{LL} = \sigma_{\text{Born}} + \sigma_{\text{LL Bremsstrahlung}}$. La contribution du Bremsstrahlung constitue un bruit de fond à la recherche des couplages anormaux. Ce processus peut être supprimé en imposant que les photons soient isolés des jets [23]. Cette coupure est utilisé lors de la génération des événements [12] et correspond à $z = \frac{E_\gamma}{E_{\text{parton}}} > 0.87$.

Formalisme de Production de $Z\gamma$ au LHC

Le générateur NLL de Baur, Han, et Ohnemus [12] (BHO) pour la production de $Z\gamma$ inclut la contribution LL, les corrections virtuelles à une boucle et la contribution associée à l'émission réelle d'un quark ou d'un gluon dans l'état final. Les corrections NLL sont calculées dans le Monte Carlo BHO en utilisant l'approximation de la largeur finie du boson Z et en ignorant les corrélations de spin dans les diagrammes de corrections virtuelles. Des calculs plus complets sont disponibles dans le générateur NLL de De Florian et Signer (DS) [13] qui prend en compte toutes les corrélations de spin dans les désintégrations du boson Z (y compris dans les corrections virtuelles). Les deux générateurs BHO et DS incluent l'option des couplages anormaux.

La contribution du processus de fusion de gluon $gg \rightarrow Z\gamma$ à la production de $Z\gamma$ dans le modèle standard est $\sim 20\%$ [24]. Cette contribution n'est pas incluse dans les générateurs et n'est pas considérée dans cette étude.

Une comparaison entre les deux générateurs BHO et DS au niveau des partons a été effectuée en utilisant les fonctions de structures MRST (NLO) à une échelle de factorisation $Q^2 = M_Z^2 + \frac{1}{2}((P_T^Z)^2 + (P_T^\gamma)^2)$. Les paramètres du modèle standard utilisés sont: $\sin^2 \theta_W = 0.23$, $M_Z = 91.187$ GeV, $\alpha_{EM}(M_Z) = 1/128$, la constante de couplage fort $\alpha_S(M_Z) = 0.1175$ et le rapport d'embranchements du boson Z $BR(Z \rightarrow \ell^+ \ell^-) = 3.36\%$. Les résultats sont obtenus pour les coupures cinématiques suivantes: le moment transverse des leptons chargés doit être $P_T^\ell > 25$ GeV et les rapidités des leptons et du photon sont limitées à $|\eta^{\ell,\gamma}| < 2.5$. Le photon doit avoir un moment transverse supérieur à $P_T^\gamma > 100$ GeV. Par ailleurs, les leptons chargés doivent être séparés du photon en fonction de l'angle de rapidité azimutale: $\Delta R_{\ell\gamma} = \sqrt{((\eta_\gamma - \eta_\ell)^2 + (\phi_\gamma - \phi_\ell)^2)} > 0.7$. Une coupure additionnelle concernant la masse invariante du système leptons-photon $M_{\gamma\ell\ell} > 100$ GeV est appliquée. Cette coupure est très utile dans l'analyse des données pour réduire le bruit de fond engendré par le processus $Z \rightarrow \ell^+ \ell^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$ ($\ell = e$) où le photon est émis par le lepton énergétique.

Le moment transverse du photon généré par les deux Monte Carlo, est représenté sur la figure 4.3 au LL, NLL, et au NLL avec un veto de jet. Les valeurs des sections efficaces dans ces trois cas sont résumées sur le tableau 4.1. Les deux Monte Carlo sont compatible au niveau de 1 % et un accord qualitatif est observé dans la forme des distributions des observables cinématiques.

Section efficace	De Florian/Signer	Baur/Han/Ohnemus
σ_{LL}	42.9 fb	43.2 fb
σ_{NLL}	66.7 fb	67.1 fb
$\sigma_{NLL \text{ 0-jet}}$	34.0 fb	34.8 fb

Tableau 4.1: Prédictions de la section efficace de production $Z\gamma \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$ ($\ell = e, \mu$) en utilisant les deux générateurs DS et BHO au LL, NLL et au NLL avec un veto de jet défini $p_T(jet) > 30$ GeV, $|\eta(jet)| < 3$. Les erreurs statistiques sont de ± 0.1 fb.

4.1.4 Générateur d'événements

Les résultats produits par le Monte Carlo BHO sont obtenus en moyennant sur les couleurs et les saveurs des partons de l'état initial ($q\bar{q}, gq, g\bar{q}$). Un poids relatif peut être affecté à chacun de ces sous-processus. Une configuration est choisie de façon aléatoire et passée

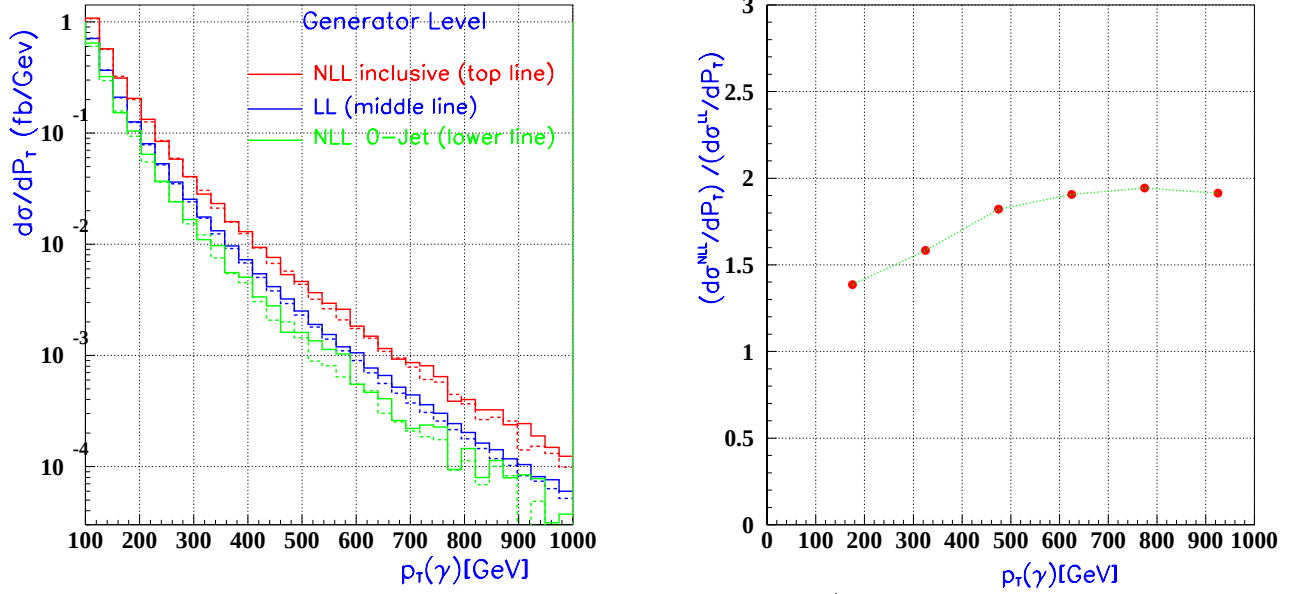


Figure 4.3: A gauche: distribution de $p_T(\gamma)$ du processus $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) générée par le Monte Carlo de De Florian/Signer (ligne en pointillé) et Baur/Han/Ohnemus (ligne continu) au LL, NLL et au NLL en imposant un veto de jet (défini par $P_T(jet) > 30$ GeV, $|\eta(jet)| < 3$). A droite: le rapport de la section efficace différentielle au NLL sur celle au LL.

à PYTHIA 6.1 [25] pour développer la fragmentation et l’hadronisation des partons. La sortie de ce programme est interfacée à ATLFAST [26] pour appliquer une simulation rapide du détecteur ATLAS.

Une comparaison est effectuée entre le générateur BHO au niveau des partons au NLL après application du veto de jet avec les résultats du même générateur interfacé à PYTHIA et ATLFAST en imposant le même veto de jet. La figure 4.4 illustre cette comparaison. Un accord raisonnable est observé dans la distribution de $p_T(\gamma)$. Ce générateur est utilisé dans la suite pour étudier la sensibilité du détecteur ATLAS aux NTGC.

4.2 Analyse

L’étude présentée ici couvre uniquement la voie $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell, \ell' = e, \mu$), où les désintégrations du boson Z en électrons et en muons sont considérées. Une analyse similaire utilisant les désintégrations hadroniques du Z nécessiterait une étude élaborée du bruit de fond de QCD.

De même le mode de désintégration $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ n’est pas considéré, malgré le fait que le rapport d’embranchement de désintégration du Z en une paire de neutrinos est six fois plus grand que dans le mode leptonique. Mais cette voie souffre de bruits de fond très importants provenant des di-jet et de la production directe de photons. Ces bruits réduiraient fortement l’efficacité de détection du signal $Z\gamma$. Une telle analyse supposerait

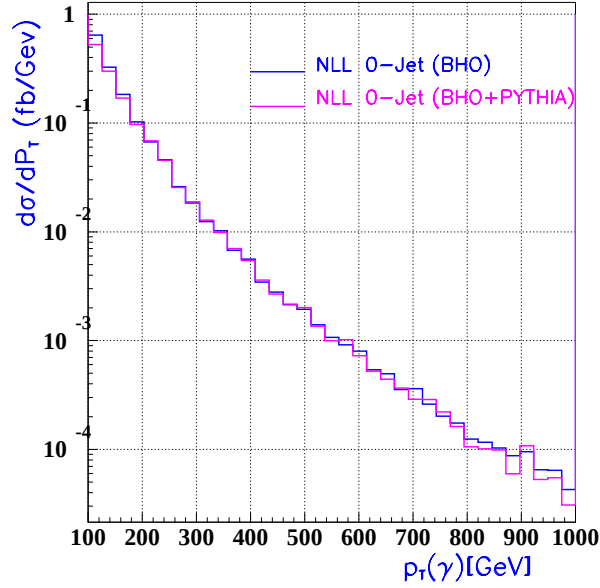


Figure 4.4: Distribution de $p_T(\gamma)$ du processus $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) en utilisant le générateur Baur/Han/Ohnemus au NLL interfacé à PYTHIA et ATLFast en appliquant le veto de jet, et au NLL au niveau des partons en appliquant le même veto de jet.

une bonne compréhension de la reconstruction de l'énergie manquante.

4.2.1 Sélection des événements $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$)

Les événements sont sélectionnés s'ils passent les critères de sélection du trigger d'ATLAS pour deux électrons ou muons isolés (voir référence [29], section 11). Pour étudier la sensibilité du détecteur ATLAS aux couplages trilineaires neutres, un ensemble de coupures (voir tableau 4.2) sont appliquées. La signature du signal consiste en deux leptons chargés et isolés de grand p_T , qui définissent le boson Z, et un photon isolé. Pour réduire les événements radiatifs où le photon est émis par un lepton chargé, le photon doit être bien séparé des leptons chargés et le système leptons-photon ($Z\gamma$) doit posséder une masse invariante supérieure à 100 GeV. La séparation entre les leptons et le photon est définie dans l'espace de rapidité par: $\Delta R_{\ell\gamma} = \sqrt{(\eta_\gamma - \eta_\ell)^2 + (\phi_\gamma - \phi_\ell)^2}$ et doit être supérieure à 0.7. Pour réduire les effets des corrections de QCD importantes au LHC, un veto de jet est appliqué: les événements dont le jet satisfait la condition $p_T^{\text{jet}} > 30$ GeV et $|\eta_{\text{jet}}| < 3$. sont rejetés. Le choix du seuil du moment transverse et de la rapidité du jet [28] prend en considération les effets d'empilement à haute luminosité qui peuvent simuler un jet et réduire les événements du signal (voir chapitre 3). Les efficacités de détection utilisées sont de 80 % pour les photons et 90 % pour les leptons. Pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} , le nombre d'événements $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) attendu est de 2050.

Moment Transverse du Photon	$P_T(\gamma) > 100 \text{ GeV}$
Moment Transverse du Lepton	$P_T^\ell > 25 \text{ GeV}$
Pseudo-rapidité Photon/Lepton	$ \eta_{\ell/\gamma} < 2.5$
Contrainte sur la masse de Z	$ m_{\ell\bar{\ell}} - 91.2 < 10 \text{ GeV}$
Masse invariante $Z\gamma$	$M_{\ell^+\ell^-\gamma} > 100 \text{ GeV}$
Séparation Photon-Lepton	$\Delta R_{\ell\gamma} > 0.7$
Veto de Jet	$P_T(\text{jet}) > 30 \text{ GeV et } \eta(\text{jet}) < 3$

Tableau 4.2: Résumé des coupures appliquées.

4.2.2 Bruits de fond au processus $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma (\ell = e, \mu)$

La section efficace de production de $Z\gamma$ est très faible en comparaison avec celle du processus $Z + \text{jets}$ par exemple et souffre de beaucoup de bruits de fond. La production de $Z + \text{jets}$ constitue le bruit de fond dominant du signal, car le jet peut être mal reconstruit et identifié comme un photon (voir par exemple la référence [27]), et peut ainsi simuler le signal. Les autres sources de bruits de fond proviennent de la production de $t\bar{t}$, $t\bar{t}\gamma$ et $b\bar{b}\gamma$. Les processus $W(\tau\nu_\tau)\gamma$, $Z(\tau^+\tau^-)\gamma$, $\gamma + \text{jets}$, $Zb\bar{b}$ et l'émission d'un photon par un lepton chargé lors de la production directe du boson Z ont une faible contribution au bruit de fond.

- $\gamma^*/Z + \text{jets}$: où le jet peut simuler un photon en se fragmentant en des π^0 de grande énergie qui se désintègrent à leur tour en une paire de photons très proche l'un de l'autre dans l'espace, et qui ne peuvent pas être séparés dans le calorimètre électromagnétique.

Les jets présents dans le processus $\gamma^*/Z + \text{jets}$ peuvent aussi être mal reconstruits et identifiés comme des électrons. Les jets peuvent simuler des électrons en se fragmentant en π^0 avec une trace provenant de la conversion du photon. En revanche, le facteur de réjection électron/jet prévue avec le détecteur ATLAS est de 10 000 [29]. La probabilité qu'un jet simule un photon a été étudiée en détail pour le détecteur ATLAS [30]. Pour estimer la contribution de ce bruit de fond, l'échantillon d'événements $Z(e^+e^-)\text{jet}$ est multiplié par la probabilité qu'un jet simule un photon $R_{\text{jet}/\gamma} = 3200$. De plus une séparation entre le jet et les deux électrons est exigée $\Delta R_{\text{jet}/e} > 0.7$, de la même façon qu'une séparation entre le photons et les leptons est appliquée sur le signal. En multipliant le nombre de jets par la réjection $(R_{\text{jet}/\gamma})^{-1}$, 330 événements de bruit de fond sont attendus. L'application du veto de jet réduit ce nombre d'un facteur 2. Ce bruit affecterait peu la sensibilité aux NTGC.

- $t\bar{t}$, $t\bar{t}\gamma$: la désintégration du quark t en un boson W et un quark b , suivie par la désintégration du W en $\ell\nu$, fournit la même signature que le signal. Ces deux processus représentent un bruit de fond très important au signal $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ à cause de la grande section efficace de production du top et de la possibilité qu'un jet mal reconstruit simule un photon.

Le bruit $t\bar{t}\gamma$ est produit en utilisant PYTHIA, en générant des événements $t\bar{t}$ et

en cherchant un photon dans l'état final engendré par les événements de QED de l'état initial (ISR) ou des fragmentations de l'état final. Cette méthode produit 14 événements passant toutes les coupures sauf celle du veto de jet.

Les processus $t\bar{t}$ et $t\bar{t}\gamma$ sont caractérisés par une grande activité hadronique, qui engendre un ou plusieurs jet de grand $p_T(\text{jet})$ dans l'état final. L'application du veto de jet réduit de façon significative ces deux bruits de fond comme illustré sur le tableau 4.3.

- $b\bar{b}\gamma$: le nombre d'événements $b\bar{b}$ produit au LHC est très important. Cependant, la sélection des leptons de grand moment transverse (supérieur à 25 GeV), bien isolés des jets réduit facilement ce bruit.
- Z radiatif ($Z \rightarrow \ell^+\ell^- \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$): ce bruit de fond est généré en utilisant PYTHIA et PHOTOS [31], où le photon est émis par les leptons chargés. La méthode pour réduire ce bruit est d'imposer que la masse invariante du système $\ell^+\ell^-\gamma$ soit supérieure à 100 GeV. De plus, dans la production de signal $Z\gamma$, les leptons résultant de la désintégration du boson Z sont produits pratiquement dos à dos avec le photon. L'application de la coupure de séparation entre les leptons et le photon réduirait davantage ce bruit.
- $Z(\tau^+\tau^-)\gamma$: une autre source de bruit de fond est la désintégration en cascade $Z\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$. Ces événements ne constituent pas vraiment un bruit de fond, mais ils ne sont pas inclus dans le générateur BHO. Ce processus est réduit par la coupure sur le moment transverse des leptons, qui doit dépasser 25 GeV.
- $\gamma + \text{jets}$ et $Zb\bar{b}$: où les jets présents dans l'état final peuvent simuler des électrons ou des photons. Ces bruits de fond peuvent être facilement réduits par les coupures cinématiques.

La contribution du bruit de fond dans la voie muonique est plus facile à traiter, car la probabilité qu'un jet simule un muon est négligeable. En principe, un jet peut simuler un muon dans le cas des jets de la saveur lourde b . Mais la condition d'isolation et de séparation entre les muons et les jets, ainsi que la coupure sur le moments transverse des muons réduit cette contribution à un niveau négligeable.

Le tableau 4.3 résume la variation des nombres d'événements du signal $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) et des différentes sources de bruits de fond en fonction des coupures appliquées. L'application du veto de jet diminue davantage la contribution du bruits de fond. Un nombre de 160 événements du bruit est attendu pour une luminosité de 100 fb^{-1} . Ces coupures réduisent le bruit de fond à un niveau très faible comme illustré sur la figure 4.5. Le bruit de fond représente une fraction de 5 % du signal.

Comme il a été indiqué dans la section 4.1.3, la contribution du processus du Bremsstrahlung est réduite par une coupure à la génération $z = \frac{E_\gamma}{E_{\text{parton}}} > 0.87$. Après l'application de cette coupure, la contribution du Bremsstrahlung à la section efficace totale de production de $Z\gamma$ est inférieure à 10 %. La réjection du Bremsstrahlung n'a pas été étudiée en détail ici. Cependant plusieurs études traitant le processus γq ont été développées dans le passé [32] et plus récemment dans [27], et ont montrées que l'application des coupures

sévères, permet de réduire la contribution du Bremsstrahlung à un niveau similaire à la contribution du jet-boson (10 % du signal).

Processus	$Z\gamma$	$\gamma^*/Z + \text{jets}$	$t\bar{t}\gamma$	$t\bar{t}$	$Z(\tau^+\tau^-)\gamma$	Z Radiatif
$p_T(\gamma) > 100 \text{ GeV}$ et $M_{\ell\ell\gamma} > 100 \text{ GeV}$	4280	3100	340	420	67	0.3
$p_T^\ell > 25 \text{ GeV}$	4150	640	60	140	6	0.3
$ m_{l\bar{l}} - 91.2 < 10 \text{ GeV}$	3600	630	16	24	0.41	0.3
$\Delta R_{\ell\gamma} > 0.7$	3500	330	14	22	0.29	0
Jet Veto $p_T(\text{jet}) > 30 \text{ GeV}$ et $ \eta(\text{jet}) < 3$	2050	160	< 3	< 1	< 1	0

Tableau 4.3: Le nombre d'évènements attendu du signal $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) et du bruits de fond en fonction des coupures pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

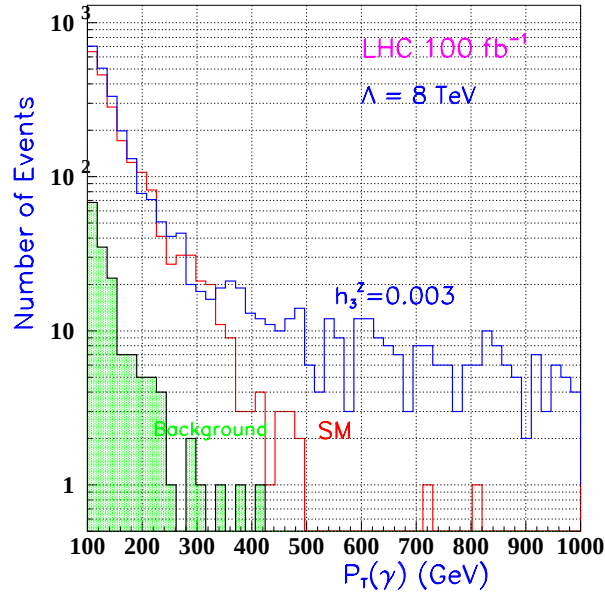


Figure 4.5: La distribution de $p_T(\gamma)$ pour le processus $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) dans le modèle standard, le bruit de fond total, et le signal en présence d'un NTGC $h_3^Z = 0.003$.

4.2.3 Erreurs systématiques sur la section efficace totale

Les incertitudes sur les prédictions proviennent principalement des incertitudes théoriques, de la taille des échantillons d'événements générés et de la paramétrisation de la section efficace en fonction des NTGC, de la réponse du détecteur et de la luminosité.

La section efficace totale de production de $Z\gamma$ dépend fortement du choix des densités des partons et de l'échelle d'énergie Q^2 à laquelle elles sont définies. La figure 4.6 représente les variations de la section efficace totale en fonction des différents choix. Une erreur de 10 % est associée aux choix des densités des partons.

Au NLL, la dépendance de la section efficace en Q^2 intervient aussi via la constante de couplage $\alpha_s(Q^2)$. En faisant varier la valeur de Q^2 (moment de transfert) de $\frac{1}{2}Q^2$ à $2Q^2$, la section efficace varie de 10 %.

La section efficace pour une paire de couplages anormaux $\sigma(h_i^V, h_j^V)$ peut être paramétrée par une fonction bilinéaire (voir chapitre 3). Pour estimer l'erreur de cette paramétrisation, un lot de 2 500 000 événements a été généré, la section efficace a été calculée en utilisant le Monte Carlo BHO et comparée à celle obtenue par la paramétrisation. L'erreur sur cette paramétrisation est de 1 %.

L'incertitude relative à l'échelle d'énergie du calorimètre électromagnétique est évaluée en modifiant le moment transverse des leptons de 0.5 %. Un très faible effet (inférieur à 1 %) est observé sur les limites des NTGC.

L'incertitude sur la luminosité est de 5 % [29]. Augmenter ou diminuer le seuil de la coupure sur le moment transverse du jet change l'importance des corrections de QCD et les déviations des calculs au NLL par rapport à ceux du LL. L'optimisation du seuil du veto de jet doit prendre en compte les effets d'empilement. Il est difficile d'estimer une erreur systématique relative à l'optimisation du veto de jet.

Le bruit de fond présente une fraction de ~ 5 % du signal avec une erreur de $\sim 30\%$, qui a un effet négligeable sur l'étude des NTGC. Les différentes sources de systématiques sont résumées dans le tableau 4.4.

Source d'erreur	Incertitude relative
Luminosité	5%
Choix des Fonctions de Structure	10%
Echelle de Factorisation et de renormalisation	10%
Paramétrisation de la section efficace et statistique du MC	1%
Total	15%

Tableau 4.4: Les valeurs des erreurs systématiques

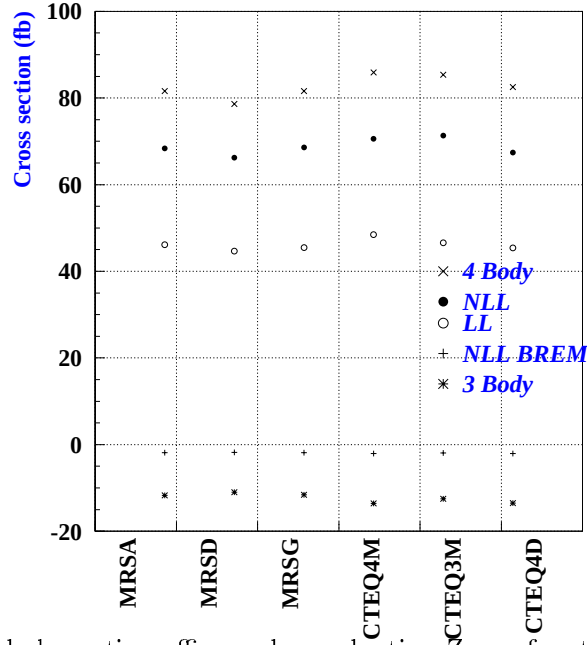


Figure 4.6: Variation de la section efficace de production $Z\gamma$ en fonction des différents choix des fonctions de structure pour les différents sous-processus contribuant à la production de $Z\gamma$ au NLL. L'origine des valeurs négatives est expliquée dans le chapitre 5.

4.2.4 Les signatures Expérimentales des Couplages Anormaux $Z\gamma V$

La sensibilité expérimentale aux NTGC provient de trois types d'information: la section efficace, la dépendance en énergie et la polarisation.

Section efficace

D'après l'expression de l'amplitude du vertex de l'interaction $Z\gamma V$ (équation 4.1), la contribution des couplages anormaux à la section efficace peut être paramétrée par une forme polynomiale d'ordre 2 en fonction des couplages h_i^V :

$$\sigma(h_i^V, h_j^{V'}) = \sigma_{SM} + a_0 h_i^V + a_1 (h_i^V)^2 + b_0 h_j^{V'} + b_1 (h_j^{V'})^2 + c h_i^V h_j^{V'} \quad (4.2)$$

où σ_{SM} est la section efficace dans le modèle standard, a_i, b_i et c sont des coefficients et $V, V' = Z, \gamma$. La figure 4.7 représente la variation de la section efficace totale du processus $Z\gamma \rightarrow \ell^+ \ell^- (\ell = e, \mu) \gamma$ en fonction du couplage h_3^Z . La section efficace augmente en fonction des couplages anormaux. La méthode de comptage [33] ou de mesure de la section efficace peut être utilisée pour mettre des limites sur les NTGC.

La signature expérimentale des couplages $h_i^{Z, \gamma}$ dépend de la variation des opérateurs associées sous la symétrie CP. Les termes proportionnels aux couplages $h_1^{Z, \gamma}$ et $h_2^{Z, \gamma}$ vio-

lent CP, et n'interfèrent pas avec les amplitudes du modèle standard. Par conséquent la section efficace différentielle ne dépend pas du signe de ces couplages et reçoit leurs termes quadratiques comme contribution. En revanche, les autres couplages conservent CP et leurs contributions interfèrent avec les amplitudes du modèle standard. Ainsi, selon le signe et la taille du couplage, la section efficace peut augmenter ou diminuer.

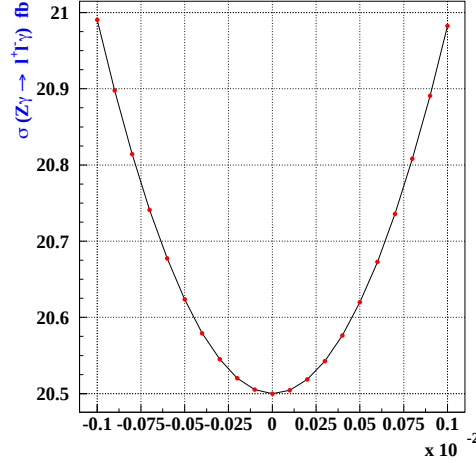


Figure 4.7: Variation de la section efficace totale $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) en fonction du couplage h_3^Z . La ligne solide représente un ajustement avec une fonction bilinéaire.

Dépendance en énergie

Les effets des NTGC deviennent importants à haute énergie. Si le boson Z se désintègre en deux leptons chargés, une signature typique des NTGC serait l'observation d'une augmentation de la section efficace à grandes valeurs de la masse invariante du système $\ell^+\ell^-\gamma$ et à grandes valeurs du moment transverse $p_T(\ell^+\ell^-)$. Ce résultat est démontré sur la figure 4.8 qui représente une comparaison entre la variation de la section efficace différentielle en fonction de la masse invariante $M_{\ell^+\ell^-\gamma}$ et de $p_T(\ell^+\ell^-)$, dans le modèle standard et en présence de deux couplages anormaux $h_3^Z = 0.003$ et $h_4^Z = 0.00006$. Les valeurs de ces couplages sont choisies assez grandes mais en-dessous de la limite d'unitarité, pour montrer l'effet de l'augmentation de la section efficace. Le couplage h_4^Z reçoit des contributions des opérateurs de dimension supérieure ou égale à 8, et les termes des amplitudes d'hélicité augmentent comme $(\sqrt{s}/M_Z)^5$. Les déviations dues à h_4^Z commencent à grandes valeurs de la masse invariante et augmentent plus vite que les contributions du couplage h_3^Z associé à des opérateurs de dimension 6. Cette remarque suggère que l'effet des couplages h_3^Z et h_4^Z peut être séparé en se basant sur la distributions de la masse invariante si un excès par rapport au modèle standard est observé au LHC.

En présence des NTGC, le photon et le boson Z sont produits dos à dos avec des grandes valeurs des moments transverses. Il est clair à partir de la figure 4.8 que la

coupure de sélection $p_T^\gamma > 100$ GeV n'affecterait pas l'observation d'éventuelles anomalies dans les vertex $Z\gamma\gamma$ et $Z\gamma Z$.

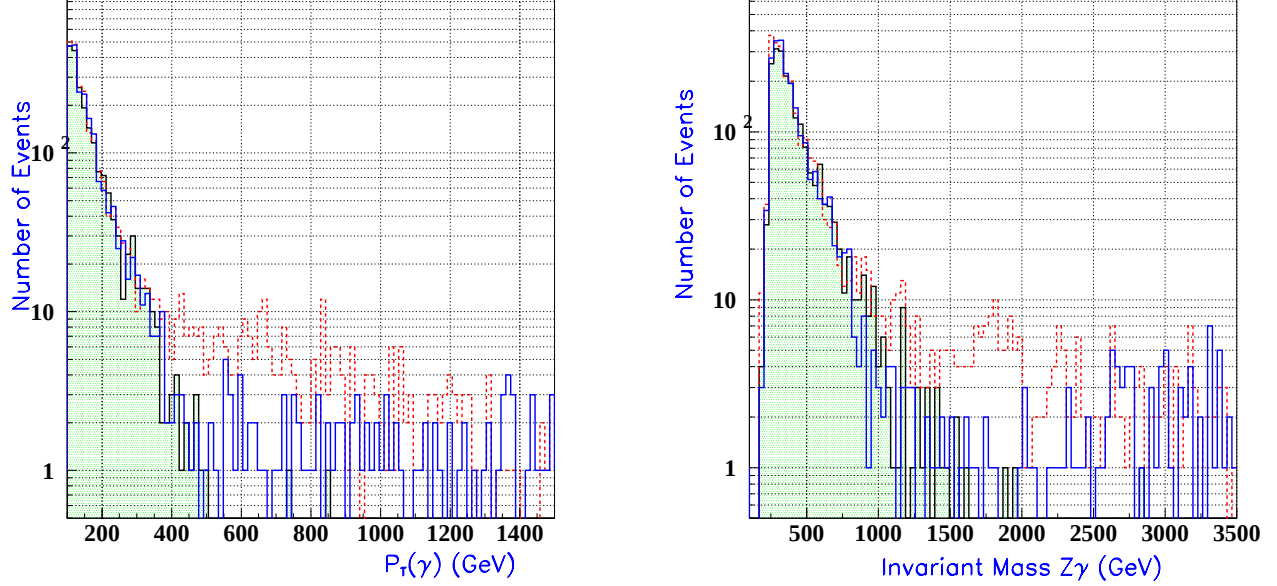


Figure 4.8: Distribution de $p_T(\gamma)$ (à gauche) et la masse invariante du système $\ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) (à droite) pour une luminosité 100 fb^{-1} . Les distributions sont représentées dans le modèle standard (histogramme avec les nuances) et en présence des couplages $h_Z^5 = 0.003$ (histogramme en pointillé) et $h_Z^4 = 0.00006$ (histogramme en ligne continue). Le choix de l'échelle des facteurs de forme est $\Lambda = 8 \text{ TeV}$.

Polarisation

Les NTGC produisent des bosons Z qui sont essentiellement de polarisation longitudinale. La polarisation de boson Z se manifeste dans les distributions angulaires des leptons chargés qui jouent le rôle d'un projecteur du spin du boson Z . La variable $\theta_{\ell^+}^*$ est l'angle polaire de l'anti-lepton dans le référentiel de repos de $\ell^+\ell^-$ par rapport à la direction de $\ell^+\ell^-$ dans le système de centre de masse $\ell^+\ell^-\gamma$. Le couplage du boson Z est pratiquement vectoriel-axial: les bosons transverses produisent des distributions en $\sim (1 + \cos^2 \theta^*)$, tandis que les bosons longitudinaux engendrent des distributions en $\sin^2 \theta^*$.

La figure 4.9 représente la distribution de $\cos \theta_{\ell^+}^*$ qui démontre la dominance de la composante transverse du boson Z dans le modèle standard. En présence des NTGC, c'est la composante longitudinale du Z qui prédomine et la forme d'un $\sin^2 \theta^*$ peut être distinguée. Si un excès d'événements est observé à grandes valeurs de $p_T(Z)$, cette distribution angulaire peut être utilisée comme un test supplémentaire.

La distribution de la pseudo-rapacité du photon η^* est illustrée sur la figure 4.10. La contribution du modèle standard et des NTGC est concentrée dans la région centrale de la

pseudo-rapidité, car les photons de grandes énergies peuplent essentiellement ces régions là.

Mais l'information contenue dans les distributions angulaires θ^* et η^* est faible pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} comme illustrée sur la figure 4.10.

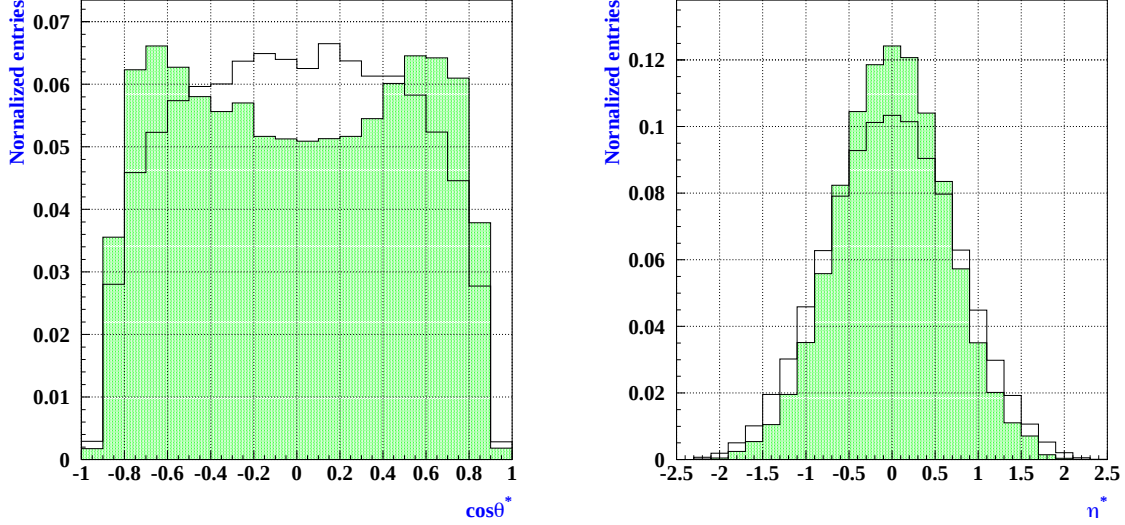


Figure 4.9: Distributions normalisées de l'angle de désintégration θ^* (à gauche) et de la rapidité du photon η^* (à droite) (pour $p_T(Z) > 200 \text{ GeV}$ qui correspond à la région où les NTGC sont dominants). Les distributions sont montrées dans le modèle standard (histogramme avec des nuances) et en présence d'un NTGC $h_Z^3 = 0.003$ (histogramme blanc).

4.3 Interprétation

4.3.1 Impact des facteur de forme sur les Limites

La figure 4.11 illustre la dépendance des effets des NTGC en fonction de l'échelle d'énergie et de l'exposant des facteurs de forme (voir l'équation 3.2). Plus l'échelle d'énergie Λ_{FF} est grande, plus la section efficace est importante à grandes valeurs de la masse invariante. Et plus la valeur de l'exposant n est grande, plus le nombre d'événements attendus à grande valeurs de la masse invariante est faible. L'échelle d'énergie Λ_{FF} et l'exposant n du dénominateur sont les paramètres du modèle. Une fois la valeur de n fixée, Λ_{FF} est le seul paramètre libre du modèle. Les limites sur les NTGC dépendent donc de la valeur de l'échelle d'énergie Λ_{FF} . La figure 4.12 illustre les variations des limites sur $h_3^Z(h_4^Z)$ à 95 % de niveau de confiance en fonction de Λ_{FF} en fixant les valeurs de $n = 3$ ($n = 4$). Ces limites sont obtenus par des ajustements de maximum de vraisemblance de la distribution

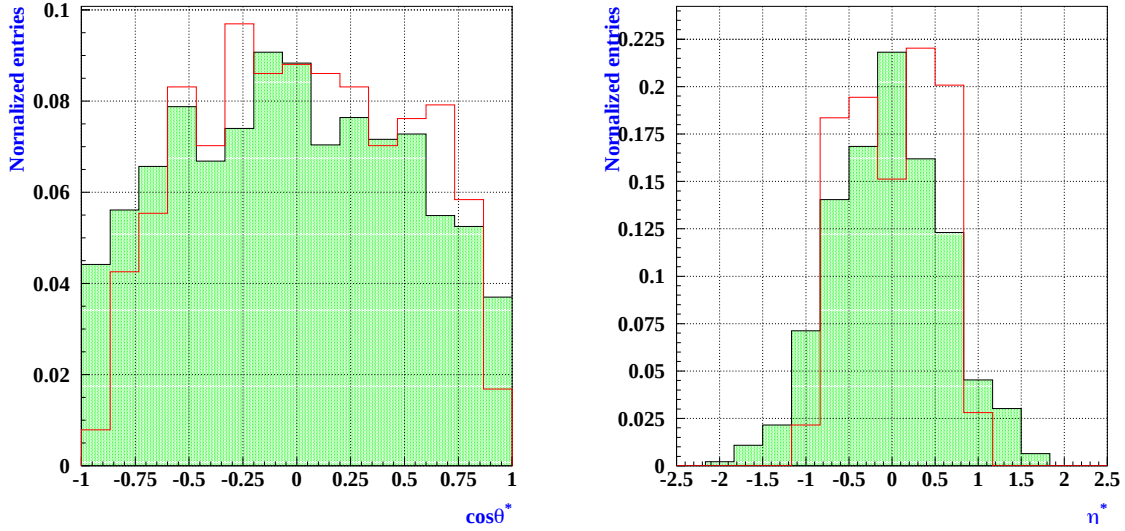


Figure 4.10: Distributions normalisées de l'angle de désintégration θ^* (à gauche) et de la rapidité du photon η^* (à droite) (pour $p_T(Z) > 200$ GeV qui correspond à la région où les NTGC sont dominants). Les distributions sont montrées dans le modèle standard (histogramme avec des nuance) et en présence d'un NTGC $h_Z^3 = 0.003$ (histogramme blanc) pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

de $p_T(\gamma)$. Les limites d'unitarité données par les équations[11]:

$$|h_{1,3}^Z| < \frac{0.126 \text{ TeV}^3}{\Lambda^3} \frac{(\frac{2}{3}n)^n}{(\frac{2}{3}n - 1)^{(n-\frac{3}{2})}} \quad (4.3)$$

$$|h_{2,4}^Z| < \frac{2.1 \times 10^3 \text{ TeV}^5}{\Lambda^5} \frac{(\frac{2}{5}n)^n}{(\frac{2}{3}n - 1)^{(n-\frac{5}{2})}} \quad (4.4)$$

$$|h_{1,3}^\gamma| < \frac{0.151 \text{ TeV}^3}{\Lambda^3} \frac{(\frac{2}{3}n)^n}{(\frac{2}{3}n - 1)^{(n-\frac{3}{2})}} \quad (4.5)$$

$$|h_{2,4}^\gamma| < \frac{2.5 \times 10^3 \text{ TeV}^5}{\Lambda^5} \frac{(\frac{2}{5}n)^n}{(\frac{2}{3}n - 1)^{(n-\frac{5}{2})}} \quad (4.6)$$

sont aussi représentées. Au-delà de ces courbes théoriques, l'unitarité est violée. Les limites dépendent fortement de la valeur de Λ_{FF} . La figure 4.13 représente les limites sur les NTGC dans le plan (h_3^Z, h_4^Z) obtenues par un ajustement de $p_T(\gamma)$ en supposant que $\Lambda_{FF} = 2 \text{ TeV}$. Les contours représentent les limites à 68% et 95 % de niveau de confiance. Les limites obtenues à partir de l'unitarité des ondes partielles [9] sont aussi illustrées.

Si aucun signal de NTGC n'est observé au LHC, des limites devront être extraites. Idéalement, les limites doivent être données en fonction de l'échelle d'énergie des facteurs de forme. Il existe à grandes valeurs de Λ (figure 4.12), une limite asymptotique qui reflète les limitations de la machine, de l'énergie et de la luminosité convoluées avec les sensibilités de l'analyse. Pour le LHC, la valeur $\Lambda = 8 \text{ TeV}$ est choisie, avec certaines différences en fonction des couplages.

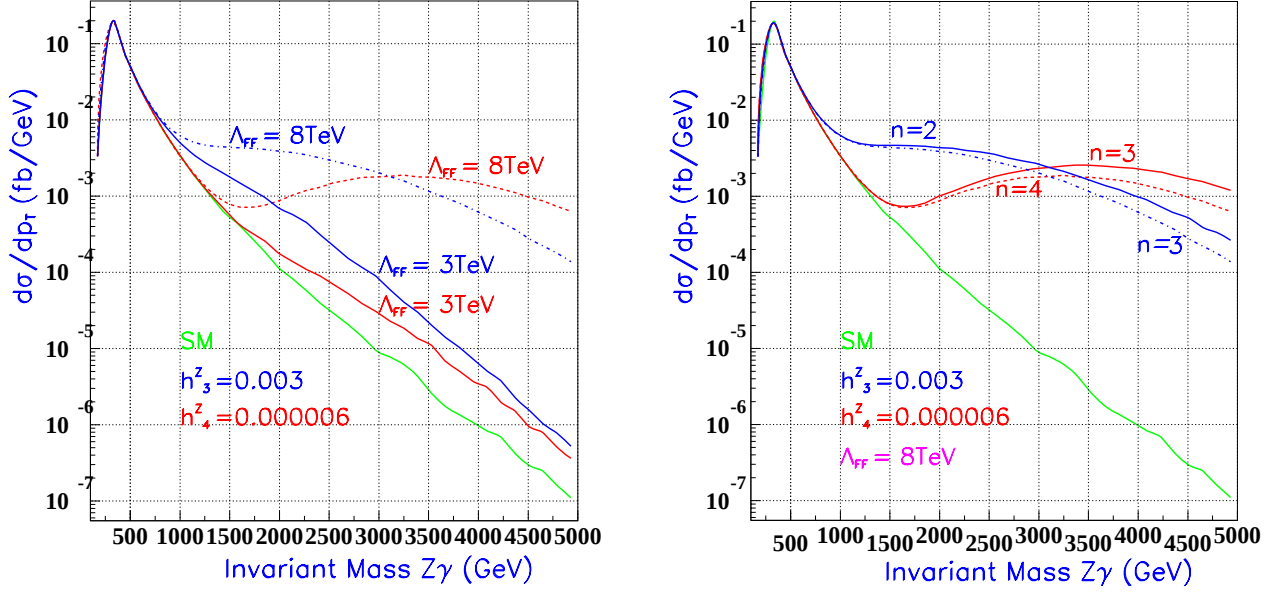


Figure 4.11: La section efficace différentielle du processus $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) dans le modèle standard (au niveau des partons au LL) et pour différents choix des échelles d'énergie Λ_{FF} (à gauche) et de l'exposant n (à droite).

4.3.2 Limites sur les couplages anormaux

Afin d'extraire des limites sur les couplages anormaux, un ajustement de maximum de vraisemblance des différentes observables cinématiques est utilisé. Les voies de désintégration du Z en muons et en électrons sont combinées.

La méthode du maximum de vraisemblance donne en général des résultats plus rigoureux que la méthode de la section efficace [33], car elle utilise toutes les informations contenues dans les distributions et elle est aussi moins sensible au facteur de normalisation globale. Un ajustement des distributions binnées ou non-binnées peut être utilisé. Dans le cas des NTGC, les deux types d'ajustements donnent des résultats similaires. Dans la suite, un ajustement non-binné est effectué.

Les “données” sont simulées en provoquant des fluctuations statistiques de type Poissonien dans le nombre d'événements prévu dans chaque bin des distributions du modèle standard. Ces fluctuations sont effectuées après application de la simulation rapide du détecteur pour prendre en compte des changements de bins. Les distributions de référence utilisées dans l'ajustement sont produites en exploitant le fait que la section efficace peut être exprimée en fonction des NTGC par l'équation 4.2.

Un logarithme de maximum de vraisemblance donné par la formule 3.10 du chapitre 3 est utilisé:

$$\ln L = - \sum_{i=1}^{N_b} (n_i \ln(b_i + \varepsilon \sigma_i \mathcal{L}) - (b_i + \varepsilon \sigma_i \mathcal{L})) \quad (4.7)$$

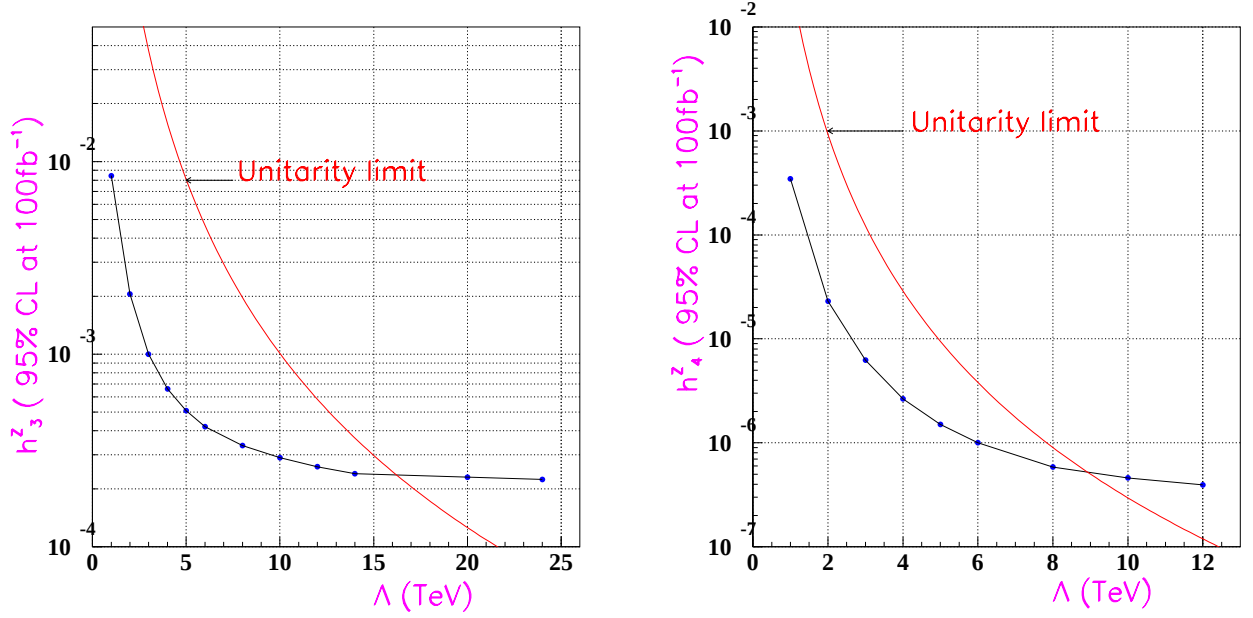


Figure 4.12: Variations des limites à 95 % de niveau de confiance sur les couplages h_3^Z et h_4^Z en fonction de l'échelle d'énergie du facteur de forme Λ_{FF} . Les limites sont obtenues à partir d'un ajustement de la distribution $p_T(\gamma)$.

où N_b est le nombre de bins des distributions, n_i est le nombre d'événements observé, et $(b_i + \varepsilon\sigma_i\mathcal{L})$ est le nombre d'événements prévu (b_i est nombre d'événements du bruit de fond, $\mathcal{L}$ est la luminosité, et ε est l'efficacité déduite du Monte Carlo).

La procédure d'ajustement a été testée. En effet, la valeur centrale des résultats de l'ajustement reproduit correctement les valeurs des NTGC initiaux.

Les limites sur les NTGC sont obtenues en ajustant le spectre du moment transverse du photon $p_T(\gamma)$ et des ensembles de deux observables cinématiques: $(M_{\ell+\ell-\gamma}, \eta^*)$ où η^* est la pseudo-rapacité du photon, $(p_T(\gamma), \theta^*)$ où θ^* l'angle de désintégration du Z. Le choix de ces variables consiste en une variable sensible à la dépendance en énergie et une autre sensible à la polarisation.

4.3.3 Résultats

Les limites sur les NTGC à 95 % de niveau de confiance sont obtenues par des ajustements des observables physiques données dans les tableaux 4.5 et 4.6, pour une luminosité de 100 fb^{-1} et un choix de l'échelle d'énergie $\Lambda_{FF} = 8 \text{ TeV}$. Un seul NTGC est supposé varier, les autres couplages sont fixés à 0. Les limites sont obtenues en moyennant sur un grand nombre $\sim 10\,000$ "d'expérience du LHC" (données simulées). Un exemple de maximum de vraisemblance est illustré sur la figure 4.14.

La sensibilité statistique aux NTGC est de l'ordre de $\mathcal{O}(3 \times 10^{-4})$ pour les couplages de

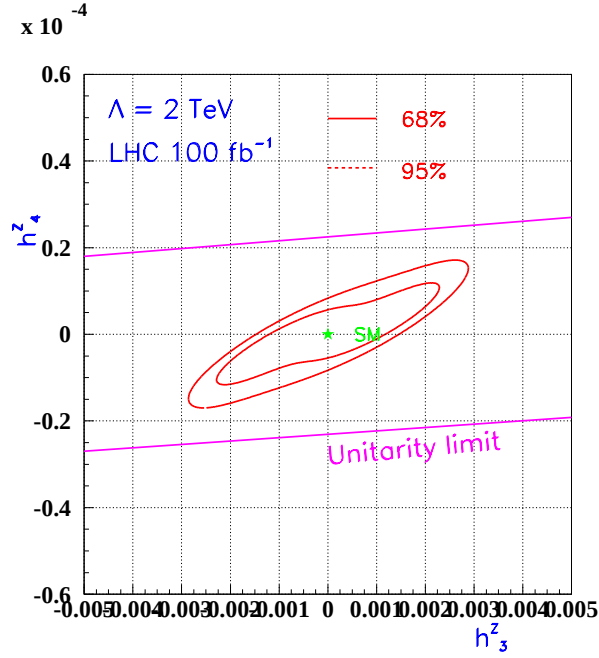


Figure 4.13: Les contours à 68% and 95% de niveau de confiance dans le plan (h_3^Z, h_4^Z) à $\Lambda_{FF} = 2 \text{ TeV}$. Les limites d'unitarité sont aussi tracés. Les limites sont obtenues à partir d'un ajustement de la distribution $p_T(\gamma)$.

couplage	$p_T(\gamma)$	$(M_{\ell^+\ell^-\gamma}, \eta)$	$(p_T(Z), \theta^*)$
h_3^Z	$[-3.1 \times 10^{-4}, 3.2 \times 10^{-4}]$	$[-2.9 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4}]$	$[-3.0 \times 10^{-4}, 3.1 \times 10^{-4}]$
h_4^Z	$[-6.1 \times 10^{-7}, 6.5 \times 10^{-7}]$	$[-6.1 \times 10^{-7}, 6.3 \times 10^{-7}]$	$[-6.4 \times 10^{-7}, 6.0 \times 10^{-7}]$

Tableau 4.5: Limites à 95% CL ($\Delta(\ln L) = 1.92$) sur les NTGC dans la voie $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) dans le cas d'un ajustement à une dimension (un seul couplage varie) pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} et en moyennant sur un grand nombre $\sim 10\,000$ "d'expérience du LHC".

type $h_{1,3}^V(V = Z, \gamma)$ et $\mathcal{O}(7 \times 10^{-7})$ pour les couplages de type $h_{2,4}^V(V = Z, \gamma)$. Les limites sur les couplages $h_{i=1,\dots,4}^\gamma$ sont 20 % plus faibles que les couplages $h_{i=1,\dots,4}^Z$. Ces différences de sensibilité sont attribuées aux différences entre les sections efficaces associées aux vertex $Z\gamma\gamma$ et $Z\gamma Z$, qui sont contrôlées par les valeurs de couplages $Zf\bar{f}$ et $\gamma f\bar{f}$ et par les fonctions de distribution de parton (PDF).

La sensibilité aux NTGC provient essentiellement des comportements à grandes énergies des observables cinématiques avec une très faible contributions des distributions angulaires comme illustré sur le tableau 4.5.

L'ajustement à plusieurs paramètres démontre une grande corrélation entre les cou-

h_1^Z	h_2^Z	h_3^Z	h_4^Z
$[-3. \times 10^{-4}, 3. \times 10^{-4}]$	$[-6.4 \times 10^{-7}, 6.4 \times 10^{-7}]$	$[-3.1 \times 10^{-4}, 3.2 \times 10^{-4}]$	$[-6.1 \times 10^{-7}, 6.5 \times 10^{-7}]$
h_1^γ	h_2^γ	h_3^γ	h_4^γ
$[-3.6 \times 10^{-4}, 3.6 \times 10^{-4}]$	$[-6.9 \times 10^{-7}, 6.9 \times 10^{-7}]$	$[-4.0 \times 10^{-4}, 4.0 \times 10^{-4}]$	$[-7.3 \times 10^{-7}, 6.6 \times 10^{-7}]$

Tableau 4.6: Limites à 95% CL ($\Delta(\ln L) = 1.92$) dans la voie $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) dans le cas d'un ajustement à une dimension (un seul couplage varie) pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} et en moyennant sur un grand nombre $\sim 10\,000$ “d’expérience du LHC”.

plages $h_{1,3}^{Z,\gamma}$ et $h_{2,4}^{Z,\gamma}$. En revanche, les couplages $h_{1,2}^V$ et $h_{3,4}^V$ n’interfèrent pas, car ces derniers respectent CP alors que les premiers violent CP. Ces corrélations sont représentées sur la figure 4.15 dans les plans (h_3^Z, h_4^Z) et (h_1^γ, h_3^γ) . Les contours sont montrés à 68 % ($\Delta(\ln L) = 1.15$) et 95 % ($\Delta(\ln L) = 3.$) de niveau de confiance pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

Discussion sur les systématiques

Les effets des incertitudes systématiques sur les limites sur les NTGC sont estimées en changeant les paramètres du modèle décrivant les distributions des données et en gardant les distributions de référence inchangées. Ces changements déplacent les valeurs centrales des NTGC. Les déplacements observés en moyennant sur $10\,000$ “expériences du LHC” sont pris comme étant l’erreur systématique.

Les systématiques considérées sont celles données dans le paragraphe 4.2.3. Pour estimer l’effet du choix des fonctions de structure, les données sont générées en utilisant les fonctions de structure MRST et ajustées par des distributions de référence engendrées par les fonctions CTEQ4. Les valeurs centrales des NTGC changent de 4 %. L’effet de l’échelle de renormalisation est évaluée en ajustant les données engendrées par une valeur de Q^2 par un modèle de référence utilisant la valeur $2Q^2$. L’effet observé est de 3 %. L’erreur relative sur le bruit de fond est obtenue en multipliant le nombre des événements du bruit par un facteur 1.5 puis par un facteur 2. Un effet inférieur à 1 % est noté. De même, en variant le moment transverse des leptons de 0.5 %, les valeurs centrales des NTGC changent de moins de 1 %. En changeant le seuil du veto de jet de 30 GeV à 40 GeV, les limites changent de moins de 5 %.

En multipliant la fonction du maximum de vraisemblance par des distributions Gaussiennes dont les rms correspondent aux déplacements observés, les limites sur les NTGC changent de moins de 8 %. La mesure des NTGC est limitée par la statistique à grandes valeurs de $p_T(\gamma)$ et est très peu affectée par les systématiques.

Comparaison avec les résultats de CMS

La sensibilité du détecteur CMS aux couplages trilineaires dans la voie $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) a été étudiée dans la référence [34]. Les limites sont extraites par un ajustement de la distribution de $p_T(\gamma)$. Une comparaison entre les limites obtenues par l'étude présentée ici et celles de CMS est résumée sur le tableau 4.7. Les limites prévues par CMS sont légèrement moins bonnes que celles attendues dans ATLAS. Les différences entre les deux analyses sont dues au seuil de la coupure du veto de jet fixé à 50 GeV pour CMS au lieu de 30 GeV. En plus les limites à 95 % de niveau de confiance dans l'analyse de CMS correspondent à $\Delta(\ln L) = 3$ [34] en supposant que deux couplages varient en même temps au lieu de 1.92.

CMS	$ h_3^Z < 6.4 \times 10^{-4}$	$ h_4^Z < 1.8 \times 10^{-6}$
ATLAS	$ h_3^Z < 5.2 \times 10^{-4}$	$ h_4^Z < 1.2 \times 10^{-6}$

Tableau 4.7: Comparaison entre les limites à 95% CL ($\Delta(\ln L) = 3$) limites prévue par ATLAS et CMS pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} et un choix de facteur de forme $\Lambda_{FF} = 6 \text{ TeV}$. Les limites à une dimension sont définies par les points d'intersection entre les ellipses et les axes des coordonnées.

Si un signal de NTGC est observé au LHC, la structure et l'échelle d'énergie des facteurs de forme doit être déterminée pour obtenir des résultats significatifs et interprétables. L'état final $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) peut être complètement reconstruit, et la procédure utilisée dans le cas de $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$ ($\ell = e, \mu$) dans le chapitre précédent peut être facilement appliquée.

4.4 Conclusion

Au LHC, pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} , les NTGC dans la voie $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ($\ell = e, \mu$) peuvent être mesurés avec une précision de 7×10^{-7} pour les couplages du type $h_{2,4}^{Z,\gamma}$ et 3×10^{-4} pour les couplages $h_{1,3}^{Z,\gamma}$ pour un choix de l'échelle d'énergie $\Lambda_{FF} = 8 \text{ TeV}$. Ces valeurs peuvent être comparées aux limites récentes à LEP2 [1] à 95 % de niveau de confiance:

$$\begin{aligned}
 -0.12 < h_1^Z < 0.12 \quad & -0.07 < h_2^Z < 0.07 \quad & -0.18 < h_3^Z < 0.06 \quad & -0.18 < h_4^Z < 0.06 \\
 -0.05 < h_1^\gamma < 0.05 \quad & -0.04 < h_2^\gamma < 0.02 \quad & -0.04 < h_3^\gamma < 0.00 \quad & 0.00 < h_4^\gamma < 0.03
 \end{aligned}$$

Il faut rappeler que ces limites ne contiennent pas les effets de facteur de forme. Au Run II du TeVatron, les expériences CDF et DØ peuvent améliorer ces limites d'un facteur pouvant atteindre 30 pour les couplages h_4^Z et h_2^Z [36].

La grande amélioration de ces limites au LHC est attribuée à la dépendance en énergie du

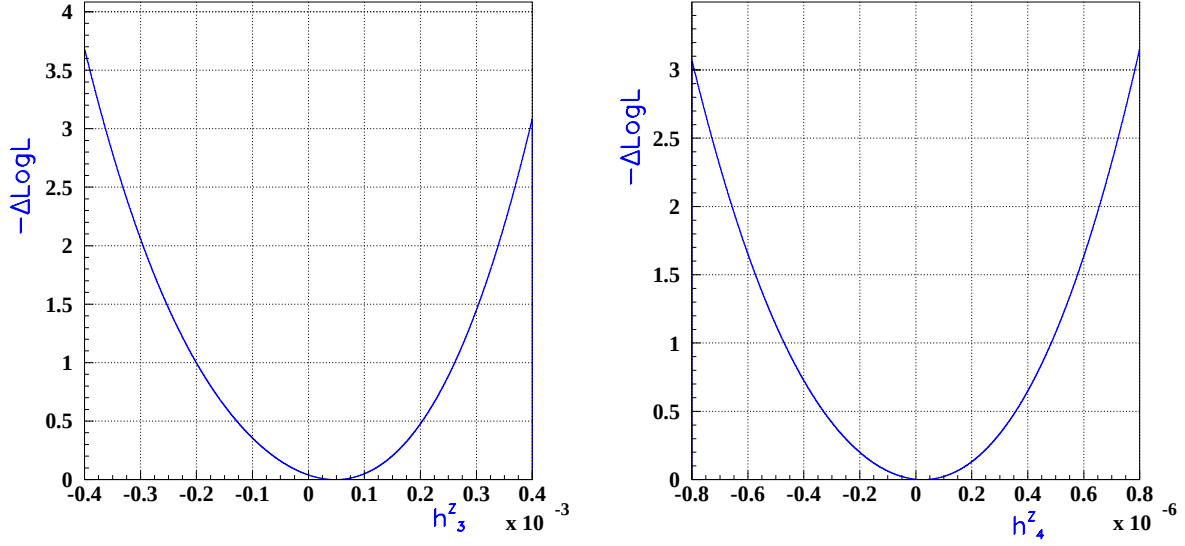


Figure 4.14: Un exemple de résultats de de l'ajustement de maximum de vraisemblance de la distribution de $p_T(\gamma)$ d'une "expérience du LHC" à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

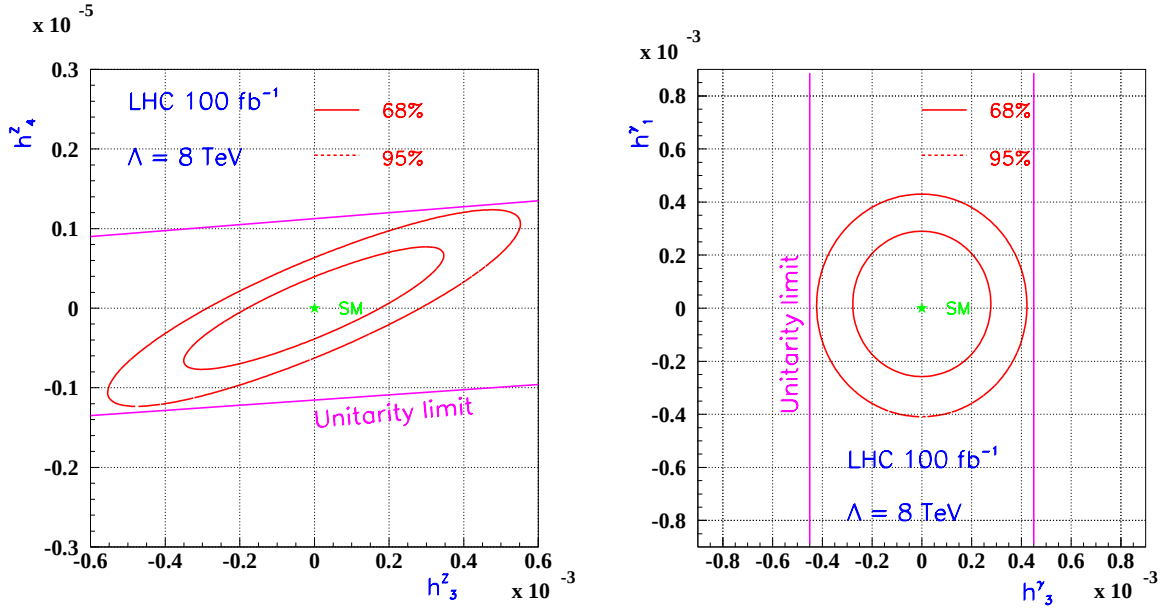


Figure 4.15: Les contours à 68% ($\Delta(\ln L) = 1.15$) et 95 % ($\Delta(\ln L) = 3.$) de niveau de confiance dans le plan (h_3^Z, h_4^Z) et (h_1^γ, h_3^γ) pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} et un choix de facteur de forme $\Lambda_{FF} = 8 \text{ TeV}$. Seuls les couplages tracés l'un en fonction de l'autre sont supposés varier, les autres sont fixés à 0.

centre de masse ($\sqrt{\hat{s}}$) des couplages $Z\gamma Z$ et $Z\gamma\gamma$. Un choix d'une faible valeur des facteurs de forme Λ_{FF} réduirait considérablement cette sensibilité.

L'étude présentée ici est effectuée au NLL, mais le veto de jet réduit les effets des corrections de QCD. Les limites sur $h_{2,4}^{Z,\gamma}$ et $h_{1,3}^{Z,\gamma}$ sont différentes, car les opérateurs associés sont de dimension différentes (8 et 6 respectivement). Malgré la grande luminosité du LHC qui permettrait des ajustements à plusieurs dimensions, les résultats obtenus n'améliorent pas les limites établies en utilisant la distribution de $p_T(\gamma)$ seule.

Bibliographie

- [1] For a review of neutral boson TGC see
A. Oh, talk given at EPS 2001, July 12-18, 2001 Budapest, Hungary.
- [2] D. Benjamin, for the CDF Collaboration, Fermilab-conf-95/241-E
B. Abbott et al (D0 Collaboration) Phys. Rev. D60 (1999)072002; Phys. Rev. D57 (1998)3817.
A. Abachi et al (D0 Collaboration) Phys. Rev. D56 (1997) 6742.
- [3] A. Barroso, F. Boudjema, J. Cole and N. Dombey, Z Phys C28(1985)149.
- [4] H. Georgi, Nucl. Phys B361(1991) 339.
- [5] G.J. Gounaris, J. Layssac and F. M. Renard Phys. Rev. D61 (2000) 073013; Phys. Rev. D62 (2000) 073013.
- [6] K. Hagiwara, R.D. Peccei, D. Zeppenfeld and K.Hikasa Nucl Phys B282 (1987)253.
K. J. F. Gaemers and G.J. Gounaris Z Phys C1 (1979) 259.
- [7] J. Ohnemus, Phys. Rev. D47 (1993)940.
- [8] J. Ellison and J.Wudka, Ann.Rev.Nucl Part Sc 48(1998)33
- [9] F.M. Renard, Nucl. Phys. B196 (1982)93.
- [10] T. G. Rizzo Phys. Rev. D32 (1985)43.
- [11] U. Baur and E.L. Berger, Phys. Rev. D47 (1993)4889.
- [12] U. Baur, T. Han and J. Ohnemus Phys. Rev. D57(1998)2823.
- [13] D. De Florian and A. Signer Eur.Phys.JC16(2000)105.
- [14] J. Ohnemus Phys. Rev. D44(1991)3477.
- [15] B. Mele, P. Nason and G. Ridolfi Nucl. Phys. B357 (1991)409;
J. Ohnemus and J. F. Owens Phys. Rev. D43 (1991)3626;
- [16] R. W Brown, D sahdev and K. O Mikaelian Phys. Rev. D20 (1979)1164;
K. O Mikaelian M. A Samuel and D. Sahdev Phys. Rev. Lett 43 (1979)746;
U. Baur, T. Han and J. Ohnemus Phys. Rev. Lett 72 (1994)3941.

- [17] S. Frixione, P. Nason and G. Ridolfi Nucl. Phys. B357 (1991)409.
- [18] L. Dixon, Z. Kunszt and A. Signer Phys. Rev. D60 (1999)114037.
- [19] J.M Campbell and R.K.Ellis Phys. Rev. D60 (1999)113006.
- [20] L. Dixon, Z. Kunszt and A. Signer Nucl. Phys. B531 (1998)3.
- [21] J. Ohnemus Phys. Rev. D50 (1994)1931.
- [22] J. Ohnemus Phys. Rev. D47(1992)3477, Phys. Rev. D51(1995)1068.
- [23] J. Ohnemus and W.J. Stirling; Phys. Rev. Lett B298(1993)230;
P. Aurenche, R. Bair and M. Fontannaz, Phys. Rev. D42 (1990) 1440;
P. Aurenche et al., in: Proc. Large hadron collider Workshop (Aachen, FRG 1990),
eds. G. Jarlskog and D. Rein, report CERN 90-10, Vol. II (1990) p69.
- [24] EWN Glover and JJ van der Bij Phys Lett B206, 701(1988)
- [25] T. Sjostrand, 'Pythia 5. 7 and Jetset 7. 4: Physics and manual', LU-TP-95-20 (1995).
- [26] E. Richter-Was, D. Froidevaux and L. Poggioli, 'ATLFAST 2. 0 a fast simulation package for ATLAS', ATLAS Internal Note ATL-PHYS-98-131 (1998).
- [27] S. Kiourkos and J. Schwindling ATLAS Internal Note ATL-PHYS-99-010.
- [28] V. Cavasini, D. Costanzo, I. Vivarelli ATL-PHYS-2002-008 .
- [29] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performances, Technical Report CERN/LHCC/99-14.
- [30] M. Wielers Atlas Internal note PHYS-NO-99-016 (October 1999).
- [31] E. Barberio, Z. Was Comput. Phys. Commun. 79(1994)291.
- [32] L. Fayard and G. Unal Atlas Internal note PHYS-NO-001.
- [33] S .Hassani ATL-COM-PHYS-2002-012.
- [34] Th. Muller, D. Neuberg, WH Thummel CMS Note 2000/017.
- [35] M. Dobbs and J. B. Hansen ,Proceeding of the Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC, G. Altarelli and M. L Mangano (eds) CERN 2000-004 p169.
- [36] Report of the Working Group on Photon and Weak Boson Production (conveners U. Baur et al) hep-ph/005226.

Chapitre 5

Si un TGC est observé au LHC dans la voie $W^\pm Z$?

5.1 Introduction

L'étude de la production de la paire de bosons de jauge WZ au LHC est particulièrement intéressante pour tester la structure fondamentale de la théorie électrofaible et rechercher de la nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. En effet :

- Les interactions dans le vertex WWZ sont la manifestation directe du caractère non-Abélien de la symétrie $SU(2) \times U(1)$ sur laquelle la théorie du Modèle Standard est basée. Lors de la production de WZ , des compensations importantes entre les amplitudes d'hélicité interviennent, et qui peuvent être altérées par des effets des couplages anormaux.
- Le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible peut être confirmé expérimentalement par la découverte du boson de Higgs de masse inférieure à 1 TeV. Les contraintes d'unitarité amènent à un secteur de jauge fortement interagissant, avec une modification du comportement des composantes longitudinales des bosons W et Z .
- Le processus de production de paires WZ peut être aussi un bruit de fond potentiel aux signaux de la nouvelle physique, en particulier des nouvelles particules comme le W' et le ρ_{TC} de la théorie technicouleur.

Dans ce chapitre, les effets de corrections de QCD importantes au LHC dans la production WZ sont présentées. Si un écart par rapport au modèle Standard est observé, la possibilité de séparation entre les différents couplages à trois bosons de jauge (TGC) est étudiée en utilisant les distributions angulaires. Finalement la sensibilité du détecteur ATLAS aux couplages trilineaires dans la voie $WZ \rightarrow \ell\ell\nu$ est présentée.

5.2 Formalisme de production de WZ au LHC

Au LHC, les paires $W^\pm Z$ sont produites au premier ordre (LO: Leading Order) via l'annihilation quark-antiquark dans les voies t et u et par l'échange d'un W dans la voie s comme illustré sur la figure 5.1. Les corrections de QCD à l'ordre α_s incluent les contributions des processus $2 \rightarrow 3$ associées à l'émission réelle d'un gluon ou d'un quark dans l'état final dans les sous-processus $q_1 \bar{q}_2 \rightarrow W^\pm Z g$, $q_1 g \rightarrow W^\pm Z q_2$ et $\bar{q}_2 g \rightarrow W^\pm Z \bar{q}_1$ (voir figure 5.2) et les corrections virtuelles à une boucle unique associées au processus $2 \rightarrow 2$ dans l'état final $q_1 \bar{q}_2 \rightarrow W^\pm Z$ représentées sur la figure 5.3.

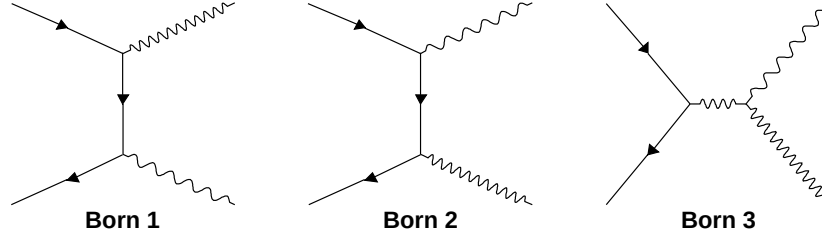


Figure 5.1: Diagrammes de production de WZ au terme de Born.

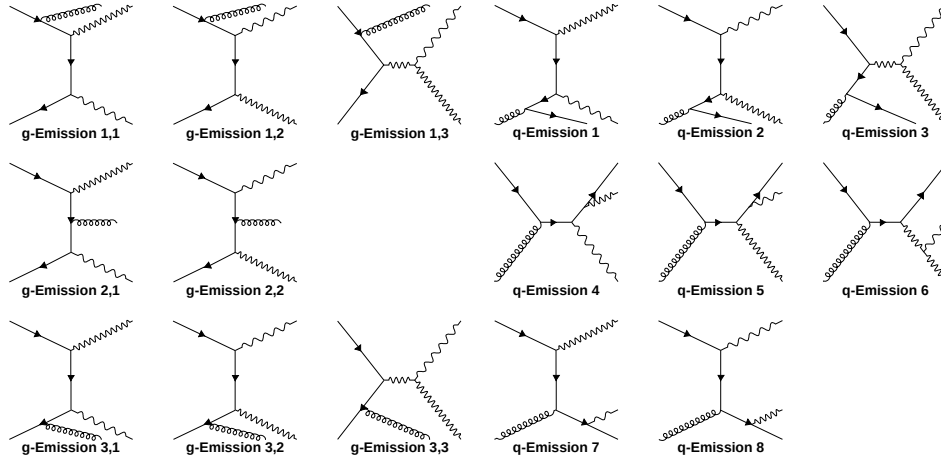


Figure 5.2: Diagrammes d'émission réelle d'un gluon ou d'un quark à l'état final et contribuant à la production de WZ . Les diagrammes correspondant à l'émission d'un anti-quark ne sont pas montrés ici.

Le calcul de la section efficace à l'ordre supérieur (NLO: Next-to-Leading Order) comprend le carré de la contribution associée au terme de Born, les termes d'interférence entre les diagrammes de Born et les corrections virtuelles à une boucle et le carré de la contribution associée à l'émission réelle d'un quark ou d'un gluon.

$$\sigma_{NLO} \propto \mathcal{M}_{NLO}^2 = \mathcal{M}_{Born}^2 + \mathcal{M}_{Born} \otimes \mathcal{M}_{1 \text{ boucle}} + \mathcal{M}_{\text{émission réelle}}^2$$

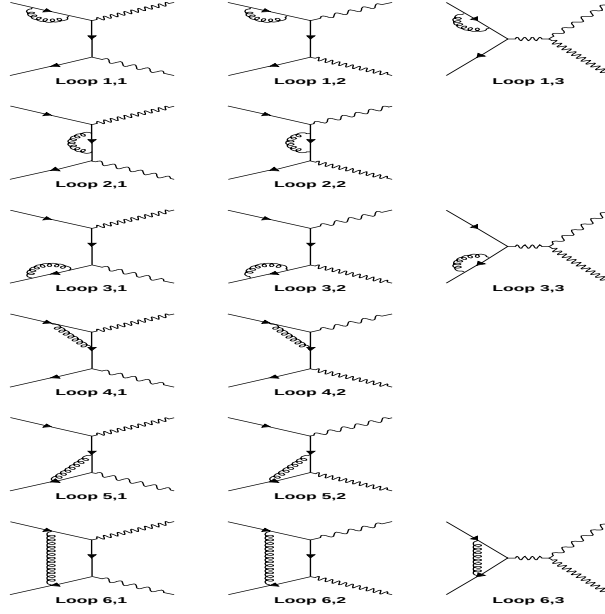


Figure 5.3: Diagrammes des corrections virtuelles à une boucle intervenant dans la production de WZ .

La production de WZ contient des divergences infrarouge (IR) et des divergences collinéaires associées au processus d'émission d'un gluon à l'état final.

Le principe du formalisme du Monte Carlo calculant la section efficace de production de WZ est d'isoler les singularités "douces" (soft ou IR) et collinéaires en divisant l'espace de phase en des régions "douces", collinéaires et finies [1]. Ceci est possible en introduisant des paramètres théoriques de coupure douce δ_s et collinéaire δ_c . Les singularités infrarouges provenant de l'émission d'un gluon et les contributions virtuelles se compensent et s'annulent mutuellement tandis que les singularités collinéaires sont factorisées et absorbées dans la définition des fonctions des distributions des partons.

Le programme de Monte Carlo BHO (Baur/Han/Ohnemus) [1] consiste en deux Monte Carlo indépendants, l'un générant des événements $2 \rightarrow 2$ et l'autre des événements de type $2 \rightarrow 3$. Les contributions $2 \rightarrow 2$ et $2 \rightarrow 3$ séparément n'ont pas de sens physique et dépendent individuellement des valeurs de coupures δ_c et δ_s , mais leur somme qui représente la section efficace totale n'en dépend pas, et par conséquent insensible au choix des coupures δ_c et δ_s comme le montre la figure 5.4.

Dans le Monte Carlo (BHO), les corrélations de spin de désintégration des W et Z sont prises en compte, sauf pour les corrections virtuelles. Ceci modifie légèrement les distributions angulaires et n'affecte pas la section efficace totale. Le Monte Carlo DKS (Dixon/Kunszt/Signer) [2] inclut correctement toutes les corrélations de spin. Une comparaison entre les deux Monte Carlo (DKS) et (BHO) a montré qu'ils sont compatibles au niveau de 1 % et qu'un bon accord est observé dans l'allure de certaines observables physiques [3].

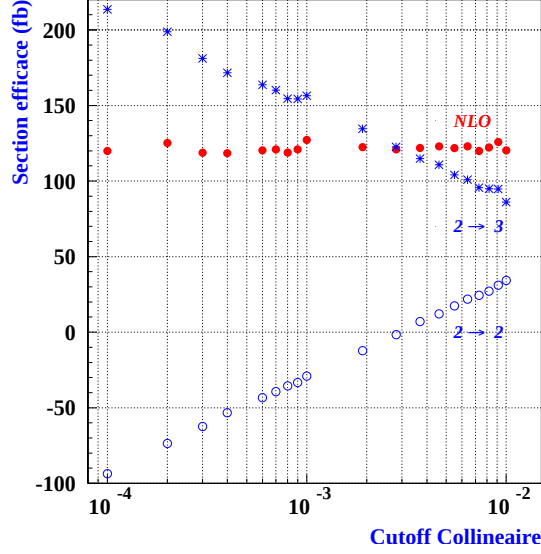


Figure 5.4: Variation de la section efficace des deux sous-processus $2 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$ et de la section efficace NLO en fonction du paramètre de la coupure collinéaire.

L'inconvénient de ce type de générateur est que les poids sont parfois négatifs dans certaines régions de l'espace de phase, et par conséquent la méthode de réjection habituelle "hit and miss" ne peut être utilisée pour obtenir des événements non-pondérés. De plus, la combinaison de l'élément de matrice NLO avec des générateurs pour l'hadronisation et la fragmentation devient difficile. Récemment, plusieurs méthodes ont été suggérées [6] pour incorporer l'élément de matrices NLO dans des générateurs d'événements Herwig [4] et Pythia [5].

Ces méthodes se trouvent confrontées à deux problèmes majeurs. Le premier est l'interprétation probabiliste de l'élément de matrice NLO qui est difficile à accomplir. Le second problème est que l'algorithme de fragmentation et d'hadronisation peut générer des émissions plus importantes que le parton initial conduisant au double comptage des émissions dures. Ces deux problèmes sont en général concentrés dans la région de faible p_T de jet. La différence entre les formes des distributions des observables physiques dans le générateur NLO de (BHO) et ces différentes approches est faible [6].

Ces nouveaux générateurs ne sont pas utilisés dans la suite, et le Monte Carlo (BHO) est interfacé à Pythia en supposant une fragmentation indépendante des partons. Cette approche est, certes, moins réaliste que celles citées ci-dessus, mais elle permet néanmoins de donner une bonne estimation du signal $W^\pm Z$.

La production de WZ est calculée pour le choix des fonctions de structures CTEQ4M(NLO), et les paramètres du Modèle Standard utilisés sont : $\alpha_{EM} = \frac{1}{128}$, $\sin^2 \theta_W = 0.23$, $\alpha_s(M_Z) = 0.116$, $M_Z = 91.187 \text{ GeV}$, $M_W = 80.396 \text{ GeV}$. L'échelle de factorisation $Q^2 = M_W^2$ et l'angle de Cabbibo $\cos \theta_c = 0.975$. Les rapports d'embranchement du boson W et Z sont $Br(Z \rightarrow \ell^+ \ell^-) = 3.36\%$ et $Br(W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu) = 10.8\%$.

5.3 Les effets de corrections de QCD $\mathcal{O}(\alpha_s)$

Les corrections de QCD sont très importantes à grandes valeurs de $p_T(Z)$. La figure 5.5 montre le rapport de la section efficace différentielle au NLO sur celle au LO. Ce rapport varie de 1.8 à faibles valeurs de $p_T(Z)$ et peut atteindre un facteur supérieur à 10 à grandes valeurs de $p_T(Z)$. Ceci est dû à la combinaison des effets des interférences destructives dans le processus de Born, au facteur d'accroissement collinéaire dans la section efficace partonique du processus $q_1 g \rightarrow W Z q_2$ pour $p_T(Z) \gg M_W$ et à la contribution importante de l'interaction qg aux énergies du LHC.

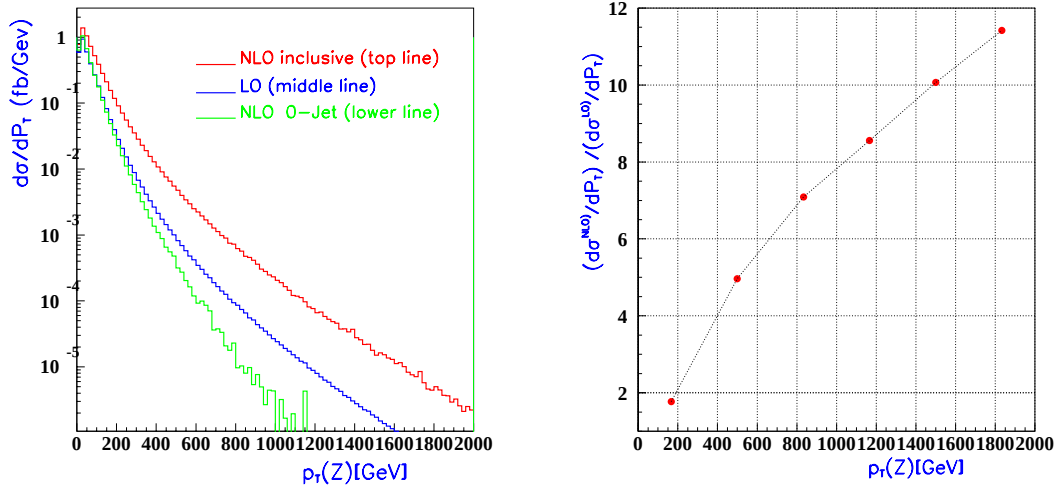


Figure 5.5: La variation de la section efficace différentielle de production de WZ en fonction de $p_T(Z)$ dans le LO, NLO et avec un veto de jet (à gauche). Le rapport de la section efficace différentielle au NLO sur celle au LO (à droite).

Les couplages anormaux à trois bosons de jauge tendent aussi à accroître la section efficace à grand $p_T(Z)$ et à grande valeur de la masse invariante M_{WZ} . La méthode standard pour extraire des limites sur les TGCs est d'appliquer des coupures à grand $p_T(Z)$ et de comparer ce qui est mesuré par l'expérience à ce qui est prédit par la théorie (Modèle Standard). La sensibilité aux TGCs est alors réduite à cause des corrections de QCD qui ont qualitativement le même comportement à grand $p_T(Z)$.

Pour pallier à ce problème, un veto de jet [7] est appliqué pour réduire les effets de QCD à grand $p_T(Z)$ et retrouver la forme qualitative de la distribution du terme de Born (figure 5.5). Cette procédure a été déjà appliquée dans l'étude des états finaux ZZ et $Z\gamma$. En revanche, dans la production de WZ , la section efficace après le veto de jet est ramenée à 10 % seulement de la section efficace NLO pour $p_T(Z) > 300$ GeV. La question qui se pose : est-ce que cette réjection d'un facteur 10 peut être connue avec une précision meilleure que $\pm 50\%$, et par conséquent est-ce que l'incertitude sur la section efficace après le veto de jet est la systématique dominante pour extraire les limites sur les TGCs?

Pour répondre à cette question, il faut une bonne connaissance du veto de jet et de la section efficace avec et sans corrections de QCD.

Pour comprendre les effets de QCD dans le cas WZ , il faut s'intéresser à d'autres processus $pp \rightarrow V_1 V_2 + X (V_i = Z, \gamma, W)$ de production de paires de jauge. Dans la suite les processus ZZ , $Z\gamma$ et $W^\pm\gamma$ sont considérés et plusieurs distributions d'observables physiques sont étudiées. L'efficacité de reconstruction des jets est aussi discutée.

5.3.1 Le processus $Z\gamma$ et $W^\pm\gamma$

Pour commencer, les deux processus $Z\gamma$ et $W^\pm\gamma$ sont comparés. La figure 5.6 montre les effets de QCD sur le moment transverse du photon $p_T(\gamma)$ et le rapport σ_{NLO}/σ_{LO} dans les états finaux $Z\gamma$ et $W\gamma$. Ces corrections sont beaucoup plus importantes dans le cas $W\gamma$ que $Z\gamma$.

Pour comprendre ces grandes différences, il est instructif de comparer séparément les variations des sous-processus du terme de Born et des sous-processus $2 \rightarrow 3$ dans les deux cas. Normalement, la production hadronique du boson W est près de deux fois plus grande que la production hadronique du boson Z , parce que le couplage du boson W au quarks est deux fois plus grand que le couplage du Z au quark. Cependant, c'est exactement le contraire qui est observé dans la production $W\gamma$ et $Z\gamma$, et la section efficace de production de $W\gamma$ est deux fois plus petite que celle de $Z\gamma$. La section efficace de $W\gamma$ est plus petite à cause de l'amplitude zéro de radiation (RAZ) [8], qui correspond à la suppression de l'amplitude pour un angle caractéristique d'émission du photon. Ce phénomène existe déjà dans la théorie classique des collisions relativistes entre les particules chargées. Il est en fait la généralisation de la suppression des radiations du dipôle électrique dans le cas d'une collision classique entre charges lorsque le rapport charge/masse est le même pour chaque particule. Ainsi pour des conditions cinématiques précises, il existe des interférences entièrement destructives dans l'amplitude de la réaction pour une direction particulière d'émission du photon. Cette caractéristique est vérifiée entre les particules de hautes énergies à condition que les couplages dérivent d'une théorie de jauge. Le processus $u\bar{d} \rightarrow W^-\gamma$ possèdent une amplitude nulle pour une valeur de l'angle Θ entre la direction du quark u et le photon tel que $\cos \Theta = -\frac{1}{3}$ ($\cos \Theta = +1/3$ pour $\bar{u}d \rightarrow W^+\gamma$). Cette valeur est directement reliée à la charge fractionnaire des quarks.

La section efficace $2 \rightarrow 3$ de $W\gamma$ est trois fois plus grande que celle de $Z\gamma$, ceci est une conséquence du couplage du W au quark qui est plus grand que celui de Z . Il faut noter que le sous processus $qg \rightarrow W\gamma q$ ne possèdent pas de RAZ et que le sous-processus $q\bar{q} \rightarrow W\gamma g$ présente un RAZ dans la limite où $Eg \rightarrow 0$ (Eg : est l'énergie du gluon).

En résumé, la section efficace du terme de Born de $W\gamma$ est fortement réduite par le RAZ en comparaison avec celle de $Z\gamma$, tandis que dans le processus $2 \rightarrow 3$, la section $W\gamma$ est plus grande à cause du couplage du W au quark. La combinaison de ces deux résultats entraîne que les corrections de QCD apparaissent beaucoup plus grande dans la production de $W\gamma$ que $Z\gamma$.

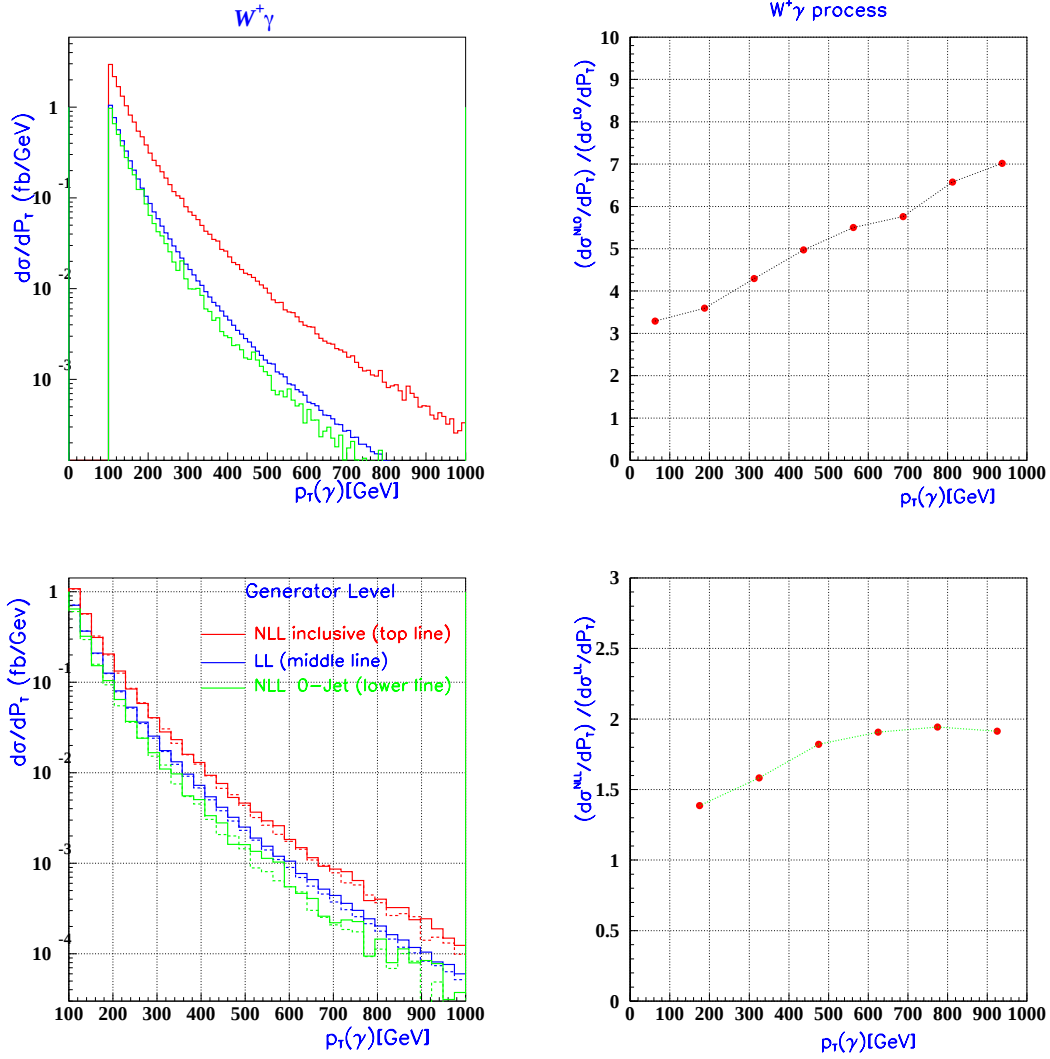


Figure 5.6: La variation de la section efficace différentielle en fonction de $p_T(\gamma)$ dans le LL, NLL et avec un veto de jet (à gauche). Le rapport de la section efficace différentielle au NLL sur celle au LL (à droite), dans le cas de processus $W\gamma$ (en haut) et $Z\gamma$ (en bas).

5.3.2 Les processus ZZ et WZ

Les corrections de QCD sont beaucoup plus importantes dans la production WZ que ZZ et WW . L'accroissement de la section efficace à grand $p_T(Z)$ est attribué au “splitting” collinéaire dans les diagrammes $qg \rightarrow Zq$ suivi par le sous-processus $q \rightarrow qW$; le boson Z et le quark sont émis avec un grand p_T , le quark émet alors un boson W qui lui est presque collinéaire (figure 5.2). Dans la limite $p_T(Z) \gg M_W$, il a été démontré dans la référence [9], que la section efficace de $q_1 g \rightarrow WZ q_2$ peut être approximée par la relation suivante :

$$d\tilde{\sigma}(qg \rightarrow WZq) \approx d\sigma(qg \rightarrow Zq) \frac{g^2}{16\pi^2} \log^2 \left(\frac{p_T^2(Z)}{M_W^2} \right) \quad (5.1)$$

Cette relation décrit à 30 % près la distribution de l'impulsion transverse de $p_T(Z) > 200$ GeV dans la production de WZ . Par conséquent le facteur logarithmique est responsable de l'augmentation de la section efficace à grand $p_T(Z)$. Cet effet a la même importance absolue pour la production de ZZ et WW . C'est cet argument qui est utilisé pour appliquer le veto de jet qui élimine les événements associés au diagramme de Bremsstrahlung du W par un quark, contenant un jet dans l'état final mais ne contenant pas de couplage trilinéaire.

Des arguments similaires à ceux cités ci-dessus s'appliquent à la distribution de $p_T(W)$ à la limite $p_T(W) \gg M_Z$, et une relation analogue à celle de l'équation 5.1 peut être déduite. Le même facteur logarithmique existe dans le sous-processus $\bar{q}_1 g \rightarrow WZ \bar{q}_2$ mais il demeure beaucoup moins important à grand $p_T(Z)$ que la fusion qg , car la contribution $\bar{q}g$ au LHC est plus faible que celle qg (voir figure 5.7). Le processus $q_1 \bar{q}_2 \rightarrow WZ g$ n'augmente pas à grand $p_T(Z)$ parce que le boson W ne se couple pas directement au gluon.

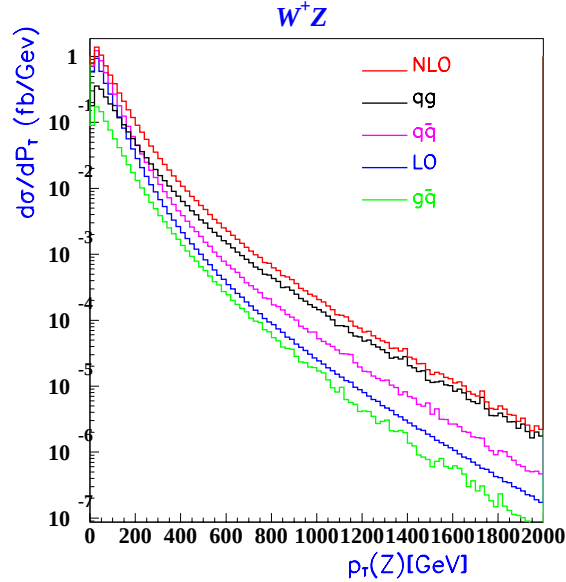


Figure 5.7: Contributions des sous-processus $q_1 g \rightarrow WZ q_2$, $\bar{q}_1 g \rightarrow WZ \bar{q}_2$, $q_1 \bar{q}_2 \rightarrow WZ g$ à la section efficace NLO.

Le processus $pp \rightarrow WZ + X$ est très similaire au processus $q_1 \bar{q}_2 \rightarrow W\gamma$, en effet ils sont décrits par les mêmes diagrammes de Feynman en échangeant les γ et Z . La différence entre les deux processus est que $W\gamma$ possède une amplitude zéro de radiation alors que le WZ possède une amplitude zéro approximative pour des énergies de centre de masse $\hat{s} \gg M_Z^2$ à une valeur de l'angle Θ d'émission du boson W par rapport à la direction du quark dans le centre de masse WZ :

$$\cos \Theta = \cos \Theta_o \simeq \pm \frac{1}{3} \tan \theta_W \simeq \pm 0.1$$

Cette caractéristique est le résultat d'un zéro exact dans l'amplitude d'hélicité dominante $\mathcal{M}(\pm, \mp)$, les autres états étant faibles mais non nuls. A grandes énergies, seuls les états $(\pm, \mp)$ et $(0, 0)$ sont non nuls dans le Modèle Standard. L'existence d'un zéro exact dans l'amplitude $\mathcal{M}(\pm, \mp)$ à $\cos \Theta \approx \pm 0.1$ est la conséquence directe de l'échange de fermions dans les voies u et d et du couplage du W aux fermions. A l'instar de $W\gamma$, l'amplitude zéro approximative provoque une diminution de la section efficace WZ au terme de Born, ce qui rend les corrections de QCD plus importantes à grand $p_T(Z)$ et plus grandes que dans le cas ZZ .

Au vue de cette comparaison, il apparaît que les sections efficaces de production des paires de bosons de jauge ne sont pas universelles et que la distribution de $p_T(V)$ ($V = Z, \gamma$) est très affectée par les corrections d'ordre supérieur NLO spécialement à grand $p_T(V)$.

Le même effet est observé sur la section efficace intégrée. En effet, le facteur $K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}}$ varie de 1.42 pour ZZ à 3.02 pour $W^\pm\gamma$ (tableau 5.1). Il convient alors d'étudier les effets des corrections de QCD sur d'autres observables physiques, comme la masse invariante de la paire de bosons et les distributions angulaires.

Processus	$W\gamma$	WZ	$Z\gamma$	ZZ
$K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}}$	3.02	1.82	1.55	1.42

Tableau 5.1: Les valeurs du facteur K dans les quatre processus de production de paire de bosons de jauge.

5.3.3 Effets de QCD sur la masse invariante et les distributions angulaires

Les effets de QCD apparaissent plus importants dans les processus $W^\pm\gamma$ et $W^\pm Z$ à cause de l'amplitude zéro de radiation. Pour un collisionneur pp , la variable Θ^* qui est l'angle de diffusion du photon par rapport à la direction du quark mesuré dans le référentiel de repos de la paire de bosons, n'est pas mesurable directement. Dans la production $W\gamma$, la variable y qui est la rapidité du photon est utilisée :

$$y^*(\gamma) = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \Theta^*}{1 - \cos \Theta^*}$$

où $\cos \Theta^* = \pm 1$ représente les singularités collinéaires. Cette distribution présente un creux pour $y^* = 0$ dû à l'amplitude zéro de radiation.

Dans la voie WZ , l'amplitude zéro approximative peut être étudiée en utilisant la variable:

$$y^*(Z) = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_Z \cos \Theta^*}{1 - \beta_Z \cos \Theta^*}$$

où

$$\beta_Z = \left[1 - \frac{4M_Z^2 \hat{s}}{(\hat{s} - M_W^2 + M_Z^2)^2} \right]^{1/2}$$

de même, cette variable présente un creux pour $y^*(Z) = 0$.

Il faut rappeler que les autres processus de production de paires de bosons de jauge W^+W^- , $Z\gamma$ et ZZ ne possèdent pas de zéro d'amplitude.

Une autre façon d'étudier cette caractéristique est d'utiliser la corrélation $\Delta y(\gamma, W) = y(\gamma) - y(W) = y^*(\gamma) - y^*(W)$ puisque cette différence est invariante par transformation de Lorentz. La distribution $\frac{d\sigma}{d\Delta y(\gamma, W)}$ (figure 5.8) présente un creux signalant l'amplitude zéro de radiation. Dans la production de $W\gamma$, l'hélicité du W , $\lambda_W = \pm 1$ est dominante dans le Modèle Standard, le lepton provenant de la désintégration du $W \rightarrow \ell\nu$ tend à être émis dans la direction du W et reflète la plupart des propriétés cinématiques du W . De façon analogue la corrélation $\Delta y(Z, \ell) = y(Z) - y(\ell)$ est utilisé pour WZ , mais à la différence que lepton provenant du W ne reflète que partiellement les propriétés du W car aucune hélicité du W n'est prédominante dans la production de WZ . Cette corrélation permet néanmoins de s'affranchir de l'ambiguïté dans la reconstruction de la composante longitudinale du neutrino.

La figure 5.8 montre la distribution de $\frac{d\sigma}{dy(V, \ell)} (V = \gamma, Z)$ dans la production $W\gamma$, WZ , et $Z\gamma$. La distribution de $W\gamma$ présente un creux important alors que celle de WZ possède un creux moins prononcé, le $Z\gamma$ et le ZZ ont des distributions de rapidité habituelles.

Dans la cas de la production de WZ , l'importance du creux dépend beaucoup de la coupure imposée sur $p_T(\ell)$, choisir des leptons de grand $p_T(\ell)$ permet de sélectionner des leptons émis dans la direction du W ($\lambda_W = \pm 1$).

Les corrections de QCD $\mathcal{O}(\alpha_s)$ (voir figure 5.8) tendent à remplir le creux, et les TGCs ont aussi le même effet. L'existence de l'amplitude zéro exacte ou approximée dans le Modèle Standard est liée aux couplages entre les bosons qui respectent l'invariance de jauge locale. Dans le cas d'un couplage anormal, la symétrie n'étant plus exacte, le zéro de l'amplitude disparaît. L'application d'un veto de jet permet de retrouver la forme qualitative de la distribution du terme de Born.

La mesure expérimentale du zéro de l'amplitude n'est pas aisée, car il est très difficile de trouver une observable hadronique qui ne moyenne pas sur $\cos \Theta$.

Les masses invariantes des processus $pp \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \text{ leptons}$, $Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ sont illustrées sur la figure 5.9. Les effets de corrections de QCD sont presque uniformes pour les basses masses invariantes et augmentent légèrement à grandes masses invariantes. Dans les processus $pp \rightarrow WZ \rightarrow \ell\ell\ell\nu$ et $pp \rightarrow W\gamma \rightarrow \ell\nu\gamma$, la masse invariante est déterminée à une ambiguïté près à cause de la présence du neutrino à l'état final. La composante longitudinale du neutrino peut être déterminée en identifiant l'impulsion manquante dans les événements WZ et $W\gamma$ aux composantes transverses du neutrino, et en imposant la contrainte de la masse du W :

$$\begin{cases} P_x^\nu = p_x^{miss} \\ p_y^\nu = p_y^{miss} \end{cases} \quad \text{et} \quad M_W^2 = (p_\ell + p_\nu)^2$$

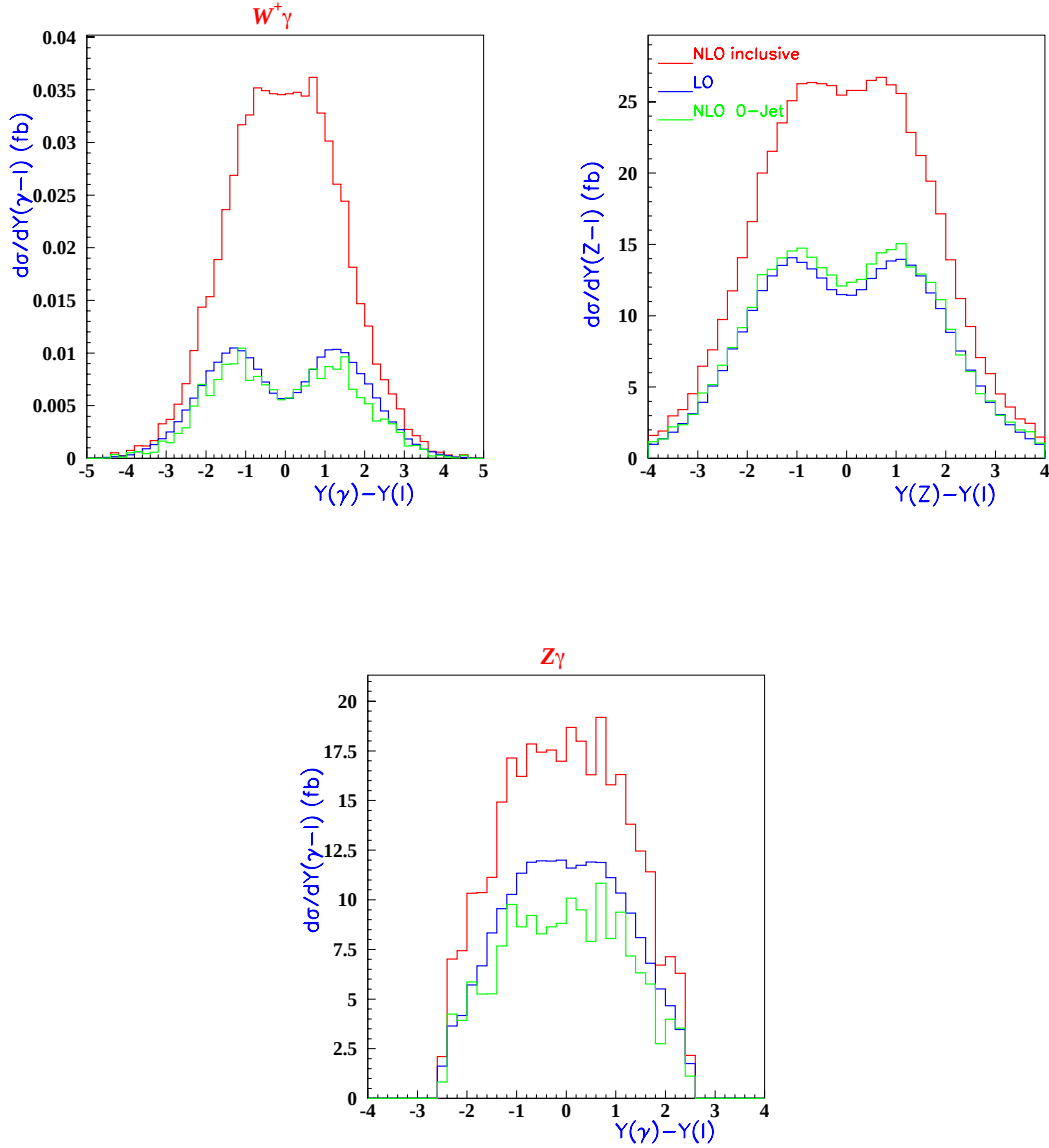


Figure 5.8: La différence de rapidité entre le boson $\gamma(Z)$ et le lepton produit par la désintégration du boson $W(Z)$ dans la production des paires de boson de jauge $W\gamma$, WZ et $Z\gamma$.

La composante d'impulsion longitudinale du neutrino $P_L(\nu)$ est calculée en résolvant une équation du second degré. Dans la limite où la masse du lepton est négligée, cette composante est donnée par la formule suivante:

$$P_L(\nu) = \frac{1}{2p_T^2(\ell)} \left(p_L(\ell) \left[M_W^2 + 2\vec{p}_T(\ell) \cdot \vec{p}_T^{miss} \right] \pm \left\{ \left[M_W^2 + 2\vec{p}_T(\ell) \cdot \vec{p}_T^{miss} \right]^2 - 4p_T^2(\ell) \left(p_T^{miss} \right)^2 \right\}^{1/2} \right)$$

La masse invariante peut être reconstruite dans la production WZ et $W\gamma$ en utilisant les deux solutions possibles pour l'impulsion longitudinale du neutrino et en affectant un poids $\frac{1}{2}$ à chacune, où encore en choisissant la solution qui minimise la masse invariante.

La deuxième proposition est choisie dans la suite. Les masses invariantes M_{WZ} et $M_{W\gamma}$ sont montrés sur la figure au LO, NLO et au NLO avec un veto de jet. Contrairement à la distribution de $p_T(Z)$, la forme de la masse invariante reconstruite est légèrement modifiée par les corrections de QCD à grande M_{WZ} et $M_{W\gamma}$. Les effets de correction de QCD peuvent se traduire par un facteur de normalisation appliqué uniformément à la distribution M_{WZ} .

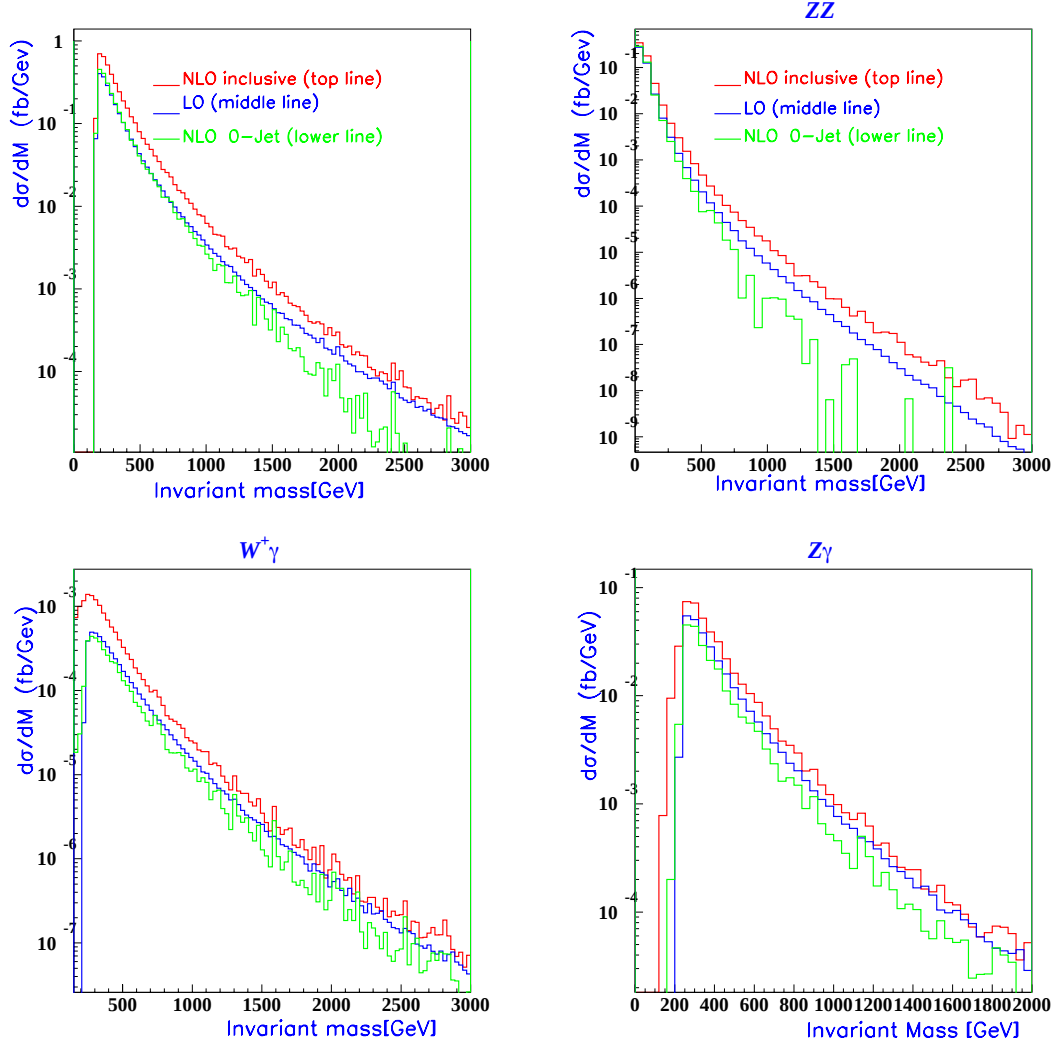


Figure 5.9: La masse invariante des deux paires de bosons dans les états finaux W^+Z , ZZ , $W\gamma$ et $Z\gamma$.

Les corrections de QCD peuvent aussi être étudiées dans des distributions angulaires telles que $\cos\theta_\ell^*$ où θ_ℓ^* est l'angle de production du lepton dans le référentiel du boson $Z(W)$ par rapport à la direction du $Z(W)$ dans le centre de masse. La figure 5.10 montre les distributions de $\cos\theta_\ell^*$ dans des processus WZ et $Z\gamma$. Ces distributions sont changées de façon uniforme en présence des corrections de QCD.

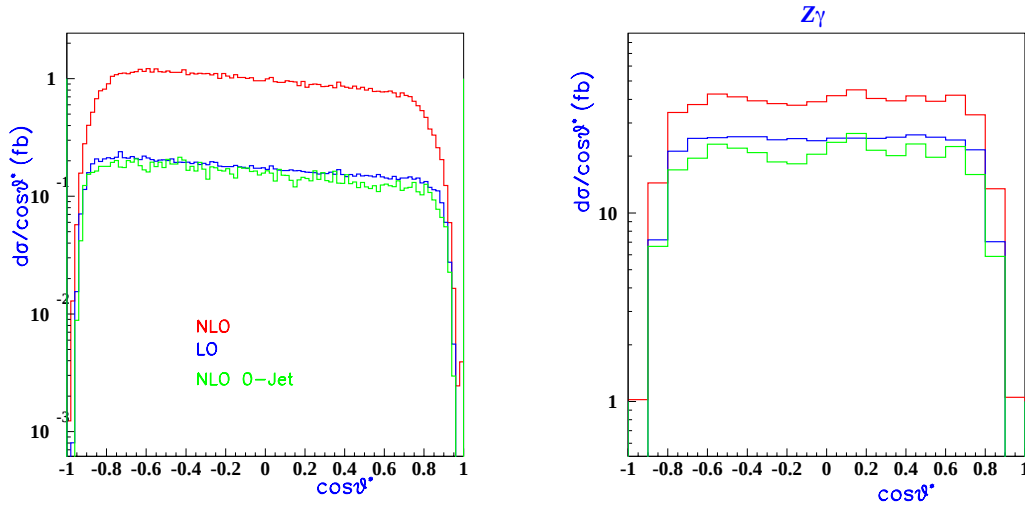


Figure 5.10: Les distributions de $\cos \theta_\ell^*$ dans des processus WZ et $Z\gamma$. θ_ℓ^* est l'angle de production du lepton dans le référentiel du boson $Z(W)$ par rapport à la direction du $Z(W)$ dans le centre de masse.

En résumé, les corrections de QCD augmentent avec l'énergie de centre de masse, elles sont beaucoup plus importantes au LHC qu'au TeVatron. La distribution de $p_T(Z)(\gamma)$ est la plus altérée par ces corrections surtout à grand $p_T(Z)(\gamma)$ dans les processus WZ et $W\gamma$ à cause de la suppression de la section efficace par l'amplitude zéro de radiation. La masse invariante et les distributions angulaires différentielles subissent un léger changement dans leurs formes au NLO, et leurs valeurs sont multipliées par un facteur global et uniforme par rapport au LO. Par conséquent la distribution de la masse invariante, bien que reconstruite à une ambiguïté près, semble la plus appropriée pour étudier les effets des corrections de QCD au LHC. Pour s'affranchir de l'ambiguïté de la reconstruction de la composante longitudinale du neutrino, la masse invariante transverse des deux bosons peut être utilisée et donne les mêmes résultats.

5.3.4 Efficacité de reconstruction des jets

Une bonne connaissance des distributions des observables physiques après l'application du veto de jet suppose une bonne connaissance de l'efficacité de reconstruction des jets par ATlfast [10].

Le processus $W^+Z \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\nu_\ell + X$ est étudié en utilisant le Monté Carlo (BHO) interfacé à Pythia pour obtenir une fragmentation indépendante du quark ou du gluon de l'état final. La coupure $|\eta^{Parton}| < 3$ est appliquée au niveau des partons. Les événements W^+Z sélectionnés sont ceux qui passent les critères de déclenchement d'ATlfast pour les jets c'est-à-dire $p_T^{jet} > 15$ GeV et $|\eta^{jet}| < 5$. Les autres coupures standards sont $p_T^\mu > 25$ GeV et $|\eta^\mu| < 2.5$ et $p_T^{miss} > 25$ GeV.

Pour calculer l'efficacité, une variable appelée $\Delta p'_T$ est définie de la façon suivante :

$$\Delta p'_T = \frac{\frac{\Delta p_T}{p_T}}{\frac{0.5}{\sqrt{E}} \oplus 0.03}$$

où $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ est la différence relative entre le parton initial et le jet reconstruit par ATLfast. Le terme $\frac{0.5}{\sqrt{E}} \oplus 0.03$ est l'expression de la résolution appliquée par ATLfast à l'énergie des amas identifiés comme un jet (voir paragraphe 2.3.4). Le rms de $\Delta p'_T$ doit être égal à 1 s'il n'y a pas d'effets de fragmentation de jet. L'efficacité est définie comme étant tous les événements dont le $p_T(\text{jet})$ vérifie $|\Delta p'_T| < 5\sigma$.

La figure 5.11 représente la multiplicité des jets de gluon reconstruits, le rapport $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ et l'impulsion du jet $p_T(\text{jet})$. Le cas où les jets ne sont pas identifiés est dû principalement aux jets à faible $p_T(\text{jet})$. Un très bon accord est observé dans la distribution du $p_T(\text{jet})$ généré et reconstruit à grand $p_T(\text{jet})$, et un accord qualitatif est noté pour $15 < p_T(\text{jet}) < 30$ GeV. La variable $\Delta p'_T$ est montrée dans les deux régions $15 < p_T(\text{jet}) < 30$ GeV et $p_T(\text{jet}) > 30$ GeV (figure 5.11). L'efficacité est comprise entre 0.9 et 1 pour $p_T(\text{jet}) > 30$ GeV, et elle est inférieure à 0.2 pour $p_T(\text{jet}) < 30$ GeV (figure 5.12). Des courbes analogues sont montrées sur la figure 5.13 dans le cas où le jet est un jet de quark. La variable $\Delta p'_T$ a un rms très proche de 1, et l'efficacité est similaire au cas du gluon. L'efficacité dans la région $15 < p_T(\text{jet}) < 30$ GeV peut être considérablement améliorée en utilisant des facteurs de calibration de jets [10].

En conclusion, l'efficacité de reconstruction des jets apparaît bonne et le choix du veto de jet $p_T(\text{jet}) > 30$ GeV et $|\eta(\text{jet})| < 3$ est adéquat.

5.4 Le signal WZ et les bruits de fond

La désintégration de $W(\ell\nu)Z(\ell\ell)+X$ donne un signal à trois leptons chargés et de l'énergie manquante. Deux types de bruits de fond sont considérées :

- les bruits de fond possédant trois vrais leptons dans l'état final et qui correspondent à des désintégrations leptoniques du boson W ou Z et une désintégration semi-leptonique des saveurs lourdes b ou t , principalement dans les processus $t\bar{t}, b\bar{b}$ et $Z(\ell\ell)Z(b\bar{b})$.
- les bruits de fond à deux leptons plus un jet mal identifié et reconnu comme un lepton, parmi lesquels les processus $W + \text{jets}, Z + \text{jets } t\bar{t} \text{ et } b\bar{b}$.

Les coupures appliquées pour réduire les bruits de fond sont celles données dans la référence [12] et sont basées sur trois leptons isolés de $p_T^\ell > 25$ GeV et $|\eta^\ell| < 2.5$. Une combinaison de ces trois leptons doit minimiser la différence de leur masse invariante et celle de la masse du Z , $|M_{inv}(\ell\ell) - M_Z| < 10$ GeV. La coupure sur l'énergie manquante est considérée en reconstruisant la masse transverse du boson W donnée par: $M_T^2(W) = 2p_T^\ell p_T^{\text{miss}}(1 - \cos \Phi_{\ell\nu})$ où $\cos \Phi_{\ell\nu}$ est l'angle azimutal entre p_T^ℓ et p_T^{miss} . Une

Gluon s Jet

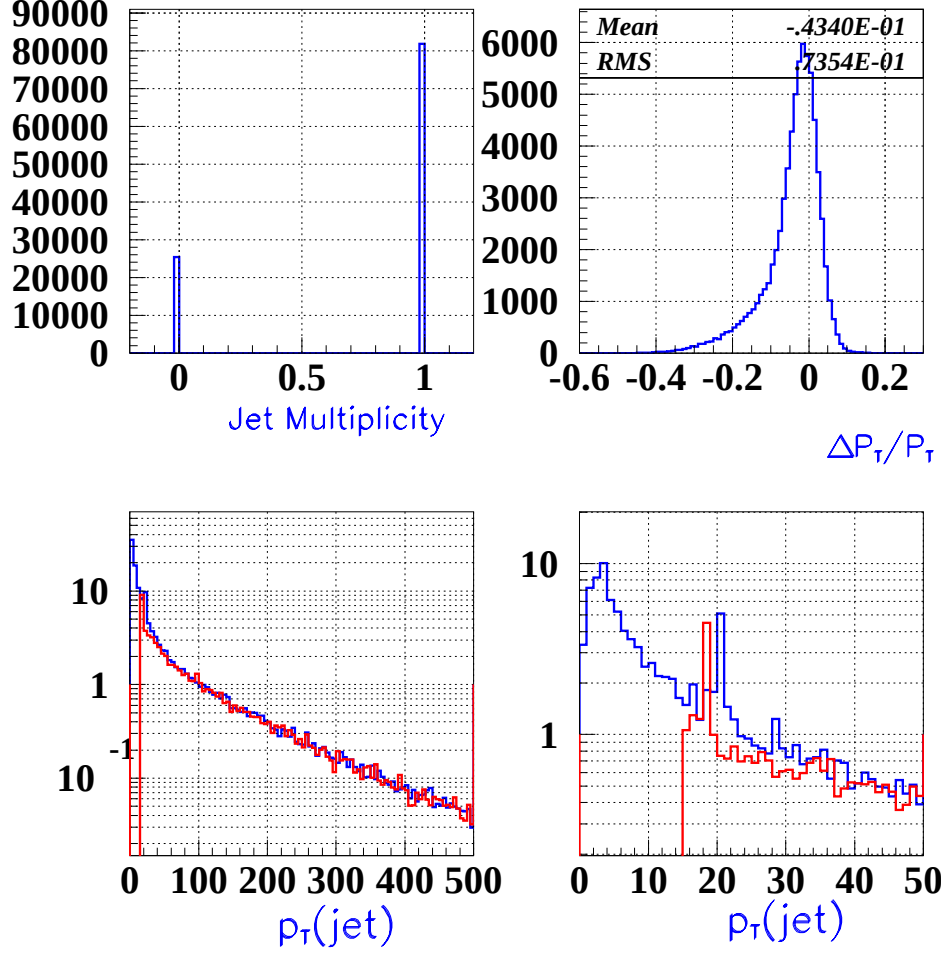


Figure 5.11: La multiplicité des jets de gluon reconstruits, le rapport $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ et l'impulsion du jet généré et reconstruit par Pythia dans les intervalles $0 < p_T < 500$ GeV et $0 < p_T < 50$ GeV .

coupure sur $M_T(W) > 35$ GeV permet entre autre de diminuer de façon significative les bruits de fond et de tenir en compte la perte d'efficacité de la coupure en présence de pile-up. Finalement, le veto de jet $p_T^{\text{jet}} > 30$ GeV et $|\eta^{\text{jet}}| < 3$ est appliqué pour réduire les effets des correction de QCD sur le signal et l'activité hadronique des bruits de fond. Les bruits de fond représentent une fraction de 6 % du signal [13]. Ils sont localisés principalement à bas $p_T(Z)$ et basses valeurs de la masse invariante WZ , et sont par conséquent sans importance pour la mesure des TGCs.

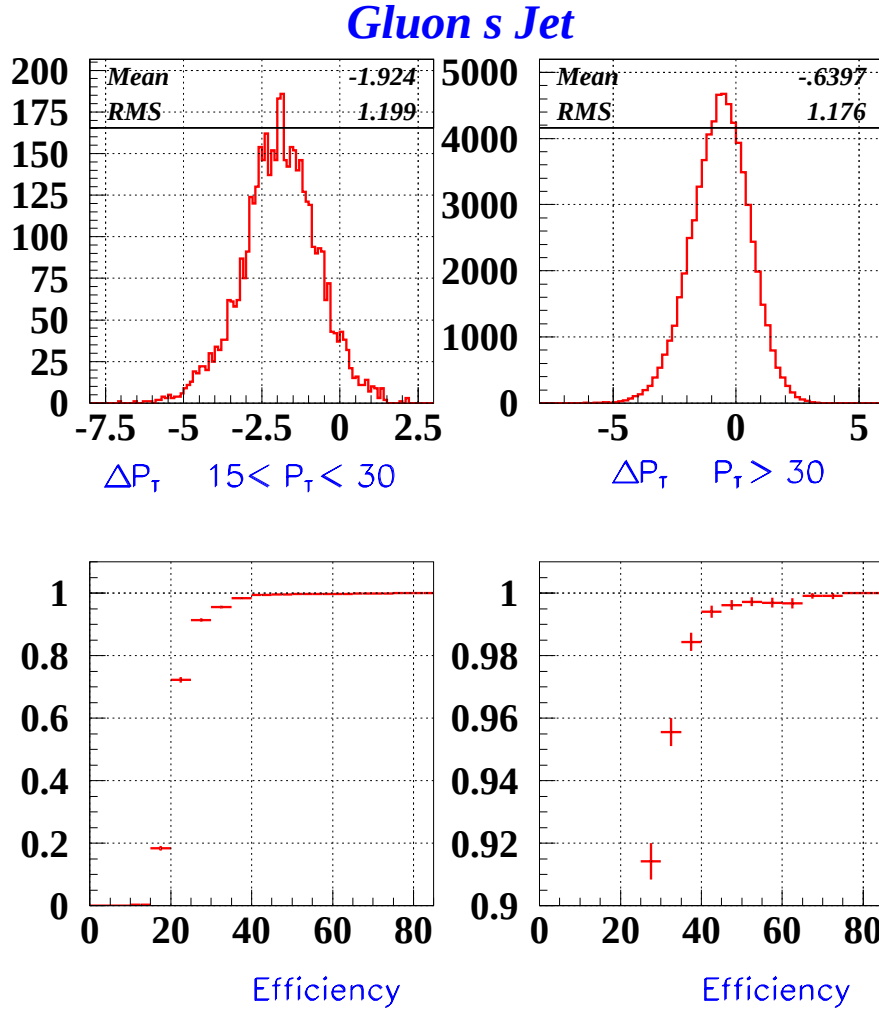


Figure 5.12: La variable $\Delta p'_T$ est montrée dans les deux régions $15 < p_T(\text{jet}) < 30$ GeV et $p_T(\text{jet}) > 30$ GeV (en haut). L'efficacité est représentée dans les deux régions $15 < p_T(\text{jet}) < 30$ GeV et $p_T(\text{jet}) > 30$ GeV (en bas) dans le cas où le jet de l'état final est un gluon.

5.5 Si un TGC anormal est observé au LHC?

Les distributions de $p_T(Z)$ et de la masse invariante peuvent révéler l'existence des couplages anormaux. Si un excès d'événements est observé à grand $p_T(Z)$ et à grande masse invariante, et si les couplages sont suffisamment grands. Cependant, pour identifier une déviation dans ces spectres comme due à un couplage anormal, il est nécessaire d'utiliser les distributions angulaires du W et du Z et de leurs produits de désintégration. Les distributions angulaires renseignent sur les hélicités des bosons W et Z et permettent en principe d'identifier toute anomalie se produisant dans une hélicité spécifique de la composante $J = 1$ de l'onde partielle.

Quark s Jet

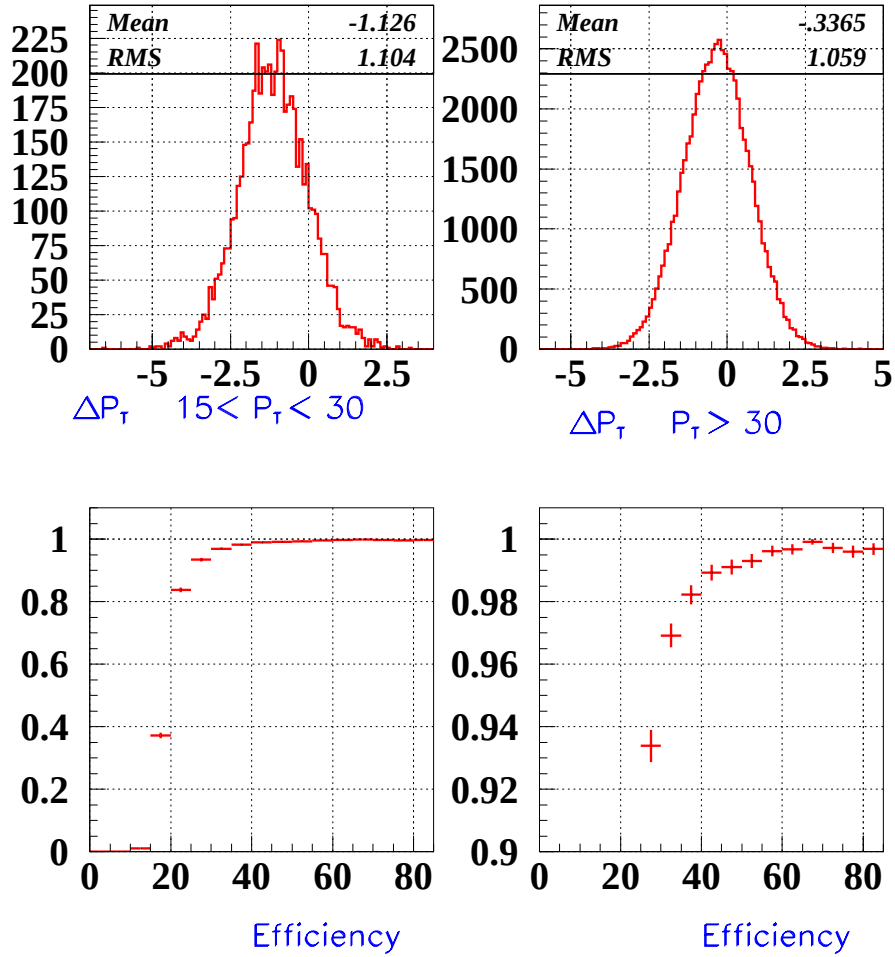


Figure 5.13: La variable $\Delta p'_T$ est montrée dans les deux régions $15 < p_T(\text{jet}) < 30$ GeV et $p_T(\text{jet}) > 30$ GeV (en haut). L'efficacité est représentée dans les deux régions $15 < p_T(\text{jet}) < 30$ GeV et $p_T(\text{jet}) > 30$ GeV (en bas) dans le cas où le jet de l'état final est un quark.

Dans le Modèle Standard, la production de WZ est caractérisée par 9 états d'hélicités ($\lambda_Z, \lambda_W = \pm, 0$). Les TGCs agissent sur 7 d'entre eux car les états $(+, -)$ et $(-, +)$ ne peuvent pas être produits par une particule de spin 1. L'importance relative des états d'hélicité dans le Modèle Standard est représentée sur la figure 5.14 qui représente qualitativement les contributions des différents états en fonction de $\cos \Theta$ où Θ est l'angle entre le boson Z et le quark u pour une énergie du centre de masse fixée $\sqrt{s} = 0.1$ TeV. Cette figure illustre la dominance des composantes transverses $(+, -)$ et $(-, +)$ pour des valeurs de Θ comprises dans les régions $-1 < \cos \Theta < -0.2$ et $0.2 < \cos \Theta < 1$. En revanche, dans la région du centre $|\cos \Theta| < 0.2$, ce sont les composantes longitudinales qui prédominent.

Les amplitudes d'hélicités $\mathcal{M}(\sigma_1 \sigma_2; \lambda_1 \lambda_2)$ du processus partonique $q(\sigma_1) + \bar{q}(\sigma_2) \rightarrow$

$Z(\lambda_1) + W^\pm(\lambda_2)$ sont données par l'expression suivante :

$$\mathcal{M}(\sigma_1\sigma_2; \lambda_1\lambda_2) = \pm e^2 \frac{\cos \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \beta \frac{s}{s - M_W^2} \times \delta_{\sigma_1}^+ \delta_{\sigma_2}^+ A_{\lambda_1\lambda_2}(\theta) d_{-1,\lambda_1-\lambda_2}^{J_o}(\theta)$$

où σ_i et λ_i représentent les hélicités des quarks et des bosons, Θ est l'angle de production du Z par rapport à la direction du quark, A_{λ_1,λ_2} sont les amplitudes réduites et d sont des fonctions de l'angle Θ .

% A grandes énergies, les contributions des couplages anormaux dominant complètent

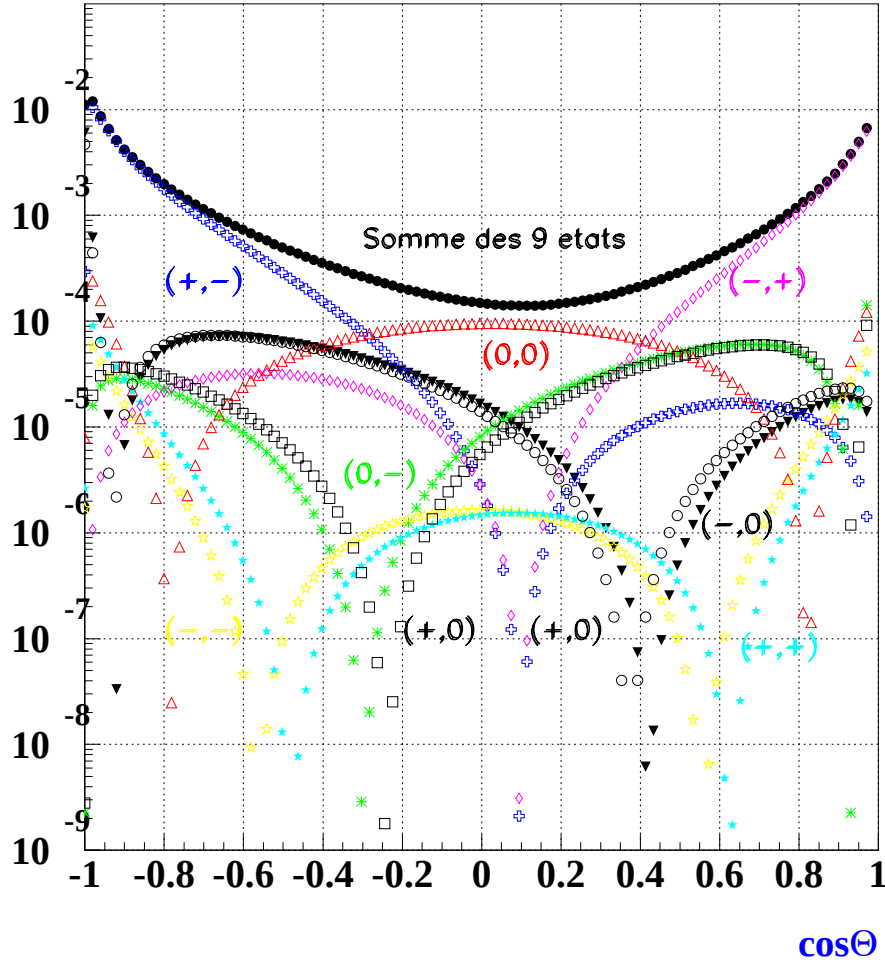


Figure 5.14: L'importance relative des états d'hélicité dans le Modèle Standard en fonction de $\cos \Theta$ où Θ est l'angle entre le boson Z et le quark u pour une énergie de centre de masse fixée $\sqrt{s} = 0.1$ TeV.

la section efficace, il suffit alors de considérer les déviations $\Delta A_{\lambda_1\lambda_2}$ des prédictions du Modèle Standard dues à des anomalies dans le vertex WWZ . Dans la limite des grandes

énergies, la différence entre les masses de W et Z devient sans importance et $\Delta A_{\lambda_1 \lambda_2}$ peut être exprimée en termes de $\gamma \simeq \frac{\sqrt{s}}{2M_W} \simeq \frac{\sqrt{s}}{2M_Z}$. Le tableau 5.2 résume le comportement à grandes énergies des différents couplages ainsi que leurs effets sur les différents états d'hélicité permis.

$(\lambda_Z, \lambda_{W\pm})$	$\Delta A_{\lambda_Z, \lambda_W}$	$d(\Theta)$
$(+, 0)$	$\gamma(\Delta g_1 + \Delta \kappa + \lambda)$	$\frac{1}{2}(1 - \cos \Theta)$
$(0, -)$	$\gamma(2\Delta g_1 + \lambda)$	$\frac{1}{2}(1 - \cos \Theta)$
$(0, +)$	$\gamma(2\Delta g_1 + \lambda)$	$\frac{1}{2}(1 + \cos \Theta)$
(-0)	$\gamma(\Delta g_1 + \Delta \kappa + \lambda)$	$\frac{1}{2}(1 + \cos \Theta)$
$(+, +)$	$2\gamma^2(\lambda)$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \Theta$
$(-, -)$	$2\gamma^2(\lambda)$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \Theta$
$(0, 0)$	$2\gamma^2(\Delta g_1)$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \Theta$

Tableau 5.2: Déviations des amplitudes réduites $\Delta A_{\lambda_Z, \lambda_W}$ de leurs valeurs du Modèle Standard dû à la présence des anomalies dans le vertex ZWW . Les valeurs des fonctions d sont aussi données.

Deux remarques importantes peuvent être déduites du tableau 5.2. La première concerne la dépendance en énergies des différents couplages. En effet, les amplitudes proportionnelles à $\Delta \kappa_Z$ augmentent comme $\sqrt{\hat{s}}$, tandis que celles associées à Δg_1^Z et λ_Z croissent comme $\hat{s}$. Par conséquent une meilleure sensibilité est attendue pour λ_Z et Δg_1^Z que $\Delta \kappa_Z$. La deuxième remarque concerne les effets des couplages sur les différents états d'hélicité. Le couplage Δg_1 agit principalement sur les états longitudinaux, le paramètre λ_Z affecte les états transverses $(+, +)$ et $(-, -)$ et $\Delta \kappa_Z$ altère légèrement les composantes $(+, 0)$ et $(-, 0)$. Ces effets sont illustrés en fonction de l'énergie du centre de masse, sur les courbes qualitatives (figure 5.15) obtenues par un programme calculant numériquement la contribution des différents états d'hélicités.

Ces remarques suggèrent la possibilité de séparation entre les différents couplages anormaux en utilisant les distributions angulaires, si un excédent important d'événements est observé à grand $p_T(Z)$.

Les distributions angulaires du W et du Z et de leurs produits de désintégrations peuvent être reconstruites au LHC à une ambiguïté près à cause de la composante longitudinale du neutrino.

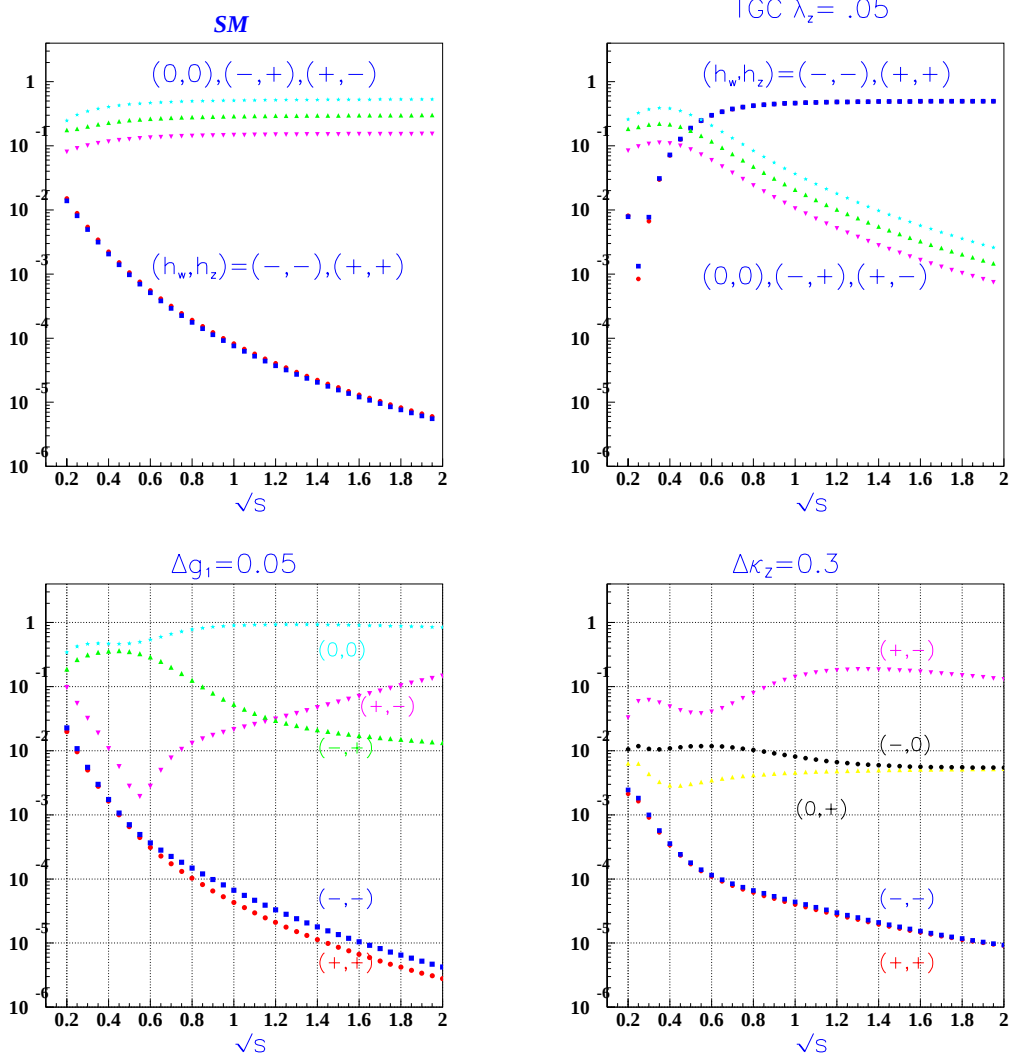


Figure 5.15: Courbes Qualitatives montrant l'importance relative des contribution des différents états d'hélicité dans le modèle standard et en présence des TGC.

Pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} , 32 événements du Modèle Standard sont attendus pour $p_T(Z) > 300 \text{ GeV}$. Si un excès d'événements est observé pour $p_T(Z) > 300 \text{ GeV}$ (la région où les TGCs sont importants), Δg_Z^1 et λ_Z peuvent être séparés. Soit Θ l'angle de production du W dans le centre de masse de WZ .

La figure 5.16 montre la variation de $\cos \Theta$ dans le Modèle Standard et en présence de valeurs significatives des TGCs $\lambda_Z = 0.05$, $\Delta g_Z^1 = 0.05$ et $\Delta \kappa_Z = 0.5$ pour des valeurs de $p_T(Z) > 300 \text{ GeV}$. Dans le Modèle Standard, la distribution de $\cos \Theta$ est concentrée dans la direction avant et arrière, les effets de Δg_Z^1 et λ_Z produisent une forme en $\sin^2 \Theta$ dans la distribution du boson W . Ceci s'explique par le fait que Δg_Z^1 agit sur les états $(0,0)$ et λ sur les états $(+,+)$ et $(-,-)$. En revanche, $\Delta \kappa_Z$ agit sur les composantes $(+,0)$ et $(0,-)$ et produit un mélange de $(1 - \cos \Theta)^2$ et $(1 + \cos \Theta)^2$ qui n'est pas visible sur la figure 5.16. A priori, en utilisant l'angle Θ seul, Δg_Z^1 et λ ne peuvent être séparés. néanmoins,

d'autres informations peuvent être utilisées. En particulier, θ_1 est l'angle de production du lepton dans le référentiel de repos du Z par rapport à la direction du centre de masse, et θ_2 l'angle de production du $\mu(e)$ dans le référentiel de repos du W par rapport à la direction du centre de masse. Le tableau 5.3 résume la forme des distributions angulaires Θ , θ_1 et θ_2 en présence des TGCs et dans le Modèle Standard.

couplage	(h_Z, h_W)	Θ	θ_1	θ_2
$\Delta\kappa_Z$	$(+, 0)$	$(1 - \cos \Theta)^2$	$(1 + \cos^2 \theta_1)$	$\sin^2 \theta_2$
	$(-, 0)$	$(1 + \cos \Theta)^2$	$(1 + \cos^2 \theta_1)$	$\sin^2 \theta_2$
λ_Z	$(+, +)$	$\sin^2 \Theta$	$(1 + \cos^2 \theta_1)$	$(1 + \cos \theta_2)^2$
	$(-, -)$	$\sin^2 \Theta$	$(1 + \cos^2 \theta_1)$	$(1 - \cos \theta_2)^2$
Δg_1	$(0, 0)$	$\sin^2 \Theta$	$\sin^2 \theta_1$	$\sin^2 \theta_2$
SM	$(0, 0)$		$\sin^2 \theta_1$	$\sin^2 \theta_2$
	$(+, -)$	$\frac{1}{1 - \cos \Theta^2}$	$(1 + \cos^2 \theta_1)$	$(1 + \cos \theta_2^2)$
	$(-, +)$		$(1 + \cos^2 \theta_1)$	$(1 - \cos \theta_2)^2$

Tableau 5.3: les forme des distributions angulaires Θ , θ_1 et θ_2 prédites dans le Modèle Standard et en présence des TGCs .

Le couplage du boson Z aux leptons chargés est presque purement axial, les deux composantes transverses du boson Z ($\lambda_Z = \pm 1$) produisent alors une distribution $\frac{1}{2}(1 + \cos^2 \theta_1)$ pour les $\ell^\pm$ de l'état final. La composante longitudinale ($\lambda_Z = 0$) produit une distribution en $\sin^2 \theta_1$. Cependant, pour le W^+ , les distributions $\frac{1}{2}(1 \mp \cos \theta^2)$ correspondent à $\lambda_W = \pm 1$ et $\sin^2 \theta_2$ pour $\lambda_W = 0$, ceci est une conséquence du couplage V-A (vectoriel-axial) du W aux leptons chargés.

Les angles θ_1 et θ_2 sont montrés sur les figures 5.17 et 5.18, et apportent de l'information supplémentaire puisque Δg_1 produit un $\sin^2 \theta_{1,2}$, alors que l'effet de λ est proportionnel à $1 + \cos^2 \theta_1^2$. Un raisonnement analogue peut être appliqué pour séparer les autres couplages.

En conclusion, les couplages dans la voie WZ peuvent être séparés par une analyse des distributions angulaires, pourvu qu'un excès d'événements assez important soit observé.

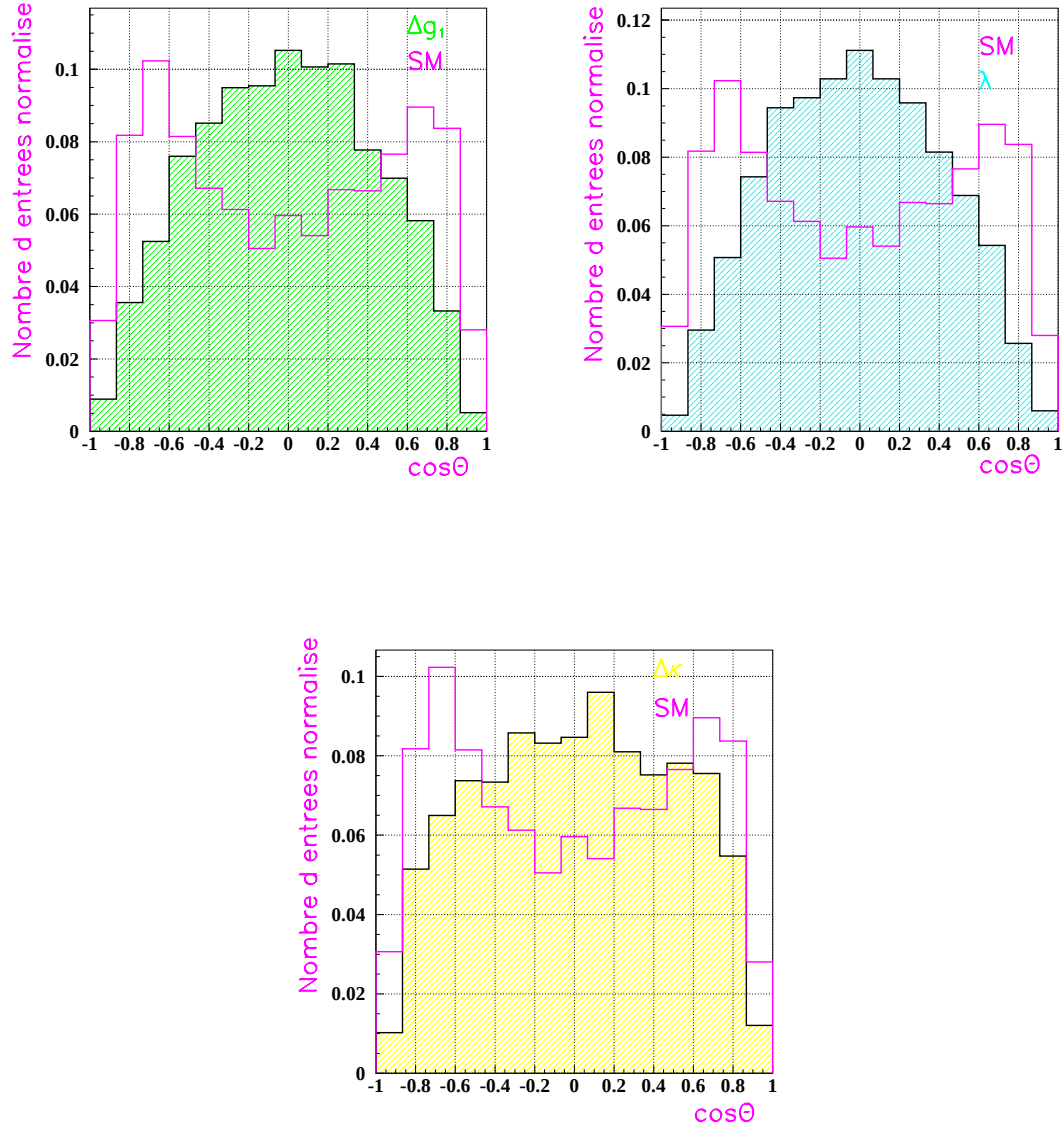


Figure 5.16: L'angle Θ (angle de production du W dans le centre de masse WZ) au LHC à 100 fb^{-1} pour $p_T(Z) > 300 \text{ GeV}$, dans le Modèle Standard et en présence des TGC. Les nombres d'événements attendus dans le modèle standard $N_{SM} = 32$ et dans les cas des TGC : $N(\Delta g_1 = 0.05) = 331$, $N(\lambda = 0.05) = 988$, $N(\Delta\kappa_1 = 0.5) = 267$

5.6 Les limites sur les TGC au LHC

Si aucun signal de TGC n'est observé au LHC, des limites peuvent être extraites. La paramétrisation des facteurs de forme choisie correspond à $\Lambda = 10 \text{ TeV}$, $n = 1$ pour le couplage $\Delta\kappa_Z$ et $n = 2$ pour les couplages Δg_Z^1 et λ_Z [11].

La procédure d'ajustement développée pour l'étude des couplages neutres dans les voies ZZ et $Z\gamma$ est utilisée. Les erreurs systématiques sont dominées par les erreurs théoriques

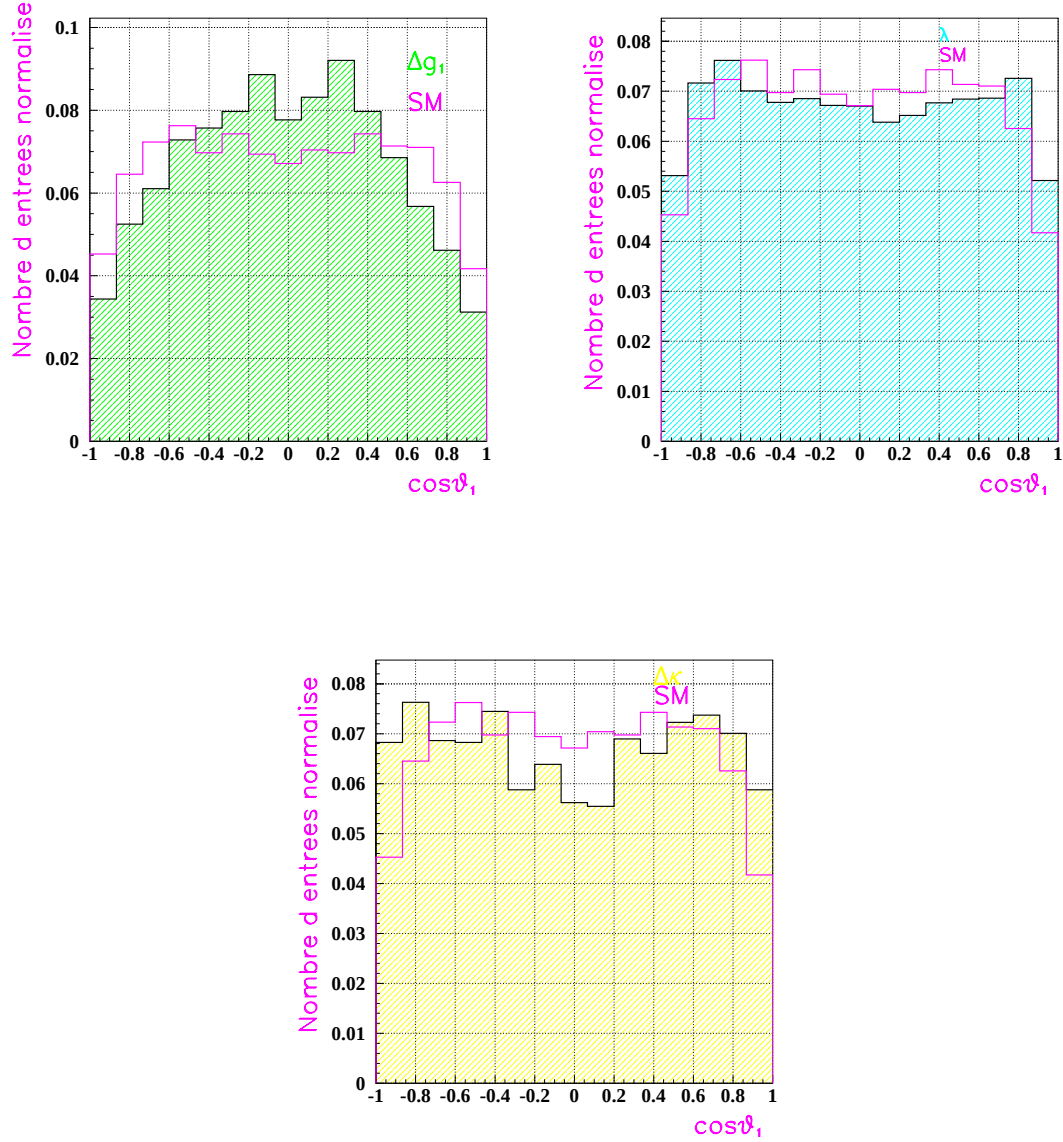


Figure 5.17: L'angle θ_1 (angle du lepton dans le centre de masse du Z) au LHC à $100fb^{-1}$ pour $p_T(Z) > 300$ GeV, dans le Modèle Standard et en présence des TGC. Les nombres d'événements attendus dans le modèle standard $N_{SM} = 32$ et dans les cas des TGC : $N(\Delta g_1 = 0.05) = 331$, $N(\lambda = 0.05) = 988$, $N(\Delta\kappa_1 = 0.5) = 267$

sur le calcul de la section efficace provenant du choix des distributions des fonctions de structures (PDF) estimée à $\pm 15\%$ et le choix de l'échelle de factorisation Q^2 , évaluée à $\pm 10\%$. Une étude détaillée des différentes systématiques peut être trouvée dans [13].

Les distributions sensibles aux TGC et utilisées par l'ajustement sont : la masse invariante M_{WZ} , $p_T(Z)$, les angles Θ , θ_1 , θ_2 et les angles azimutaux. Les valeurs données dans le tableau 5.4 sont obtenues par une moyenne des ajustements à un paramètre de 10 000 expériences LHC à $30fb^{-1}$ chacune.

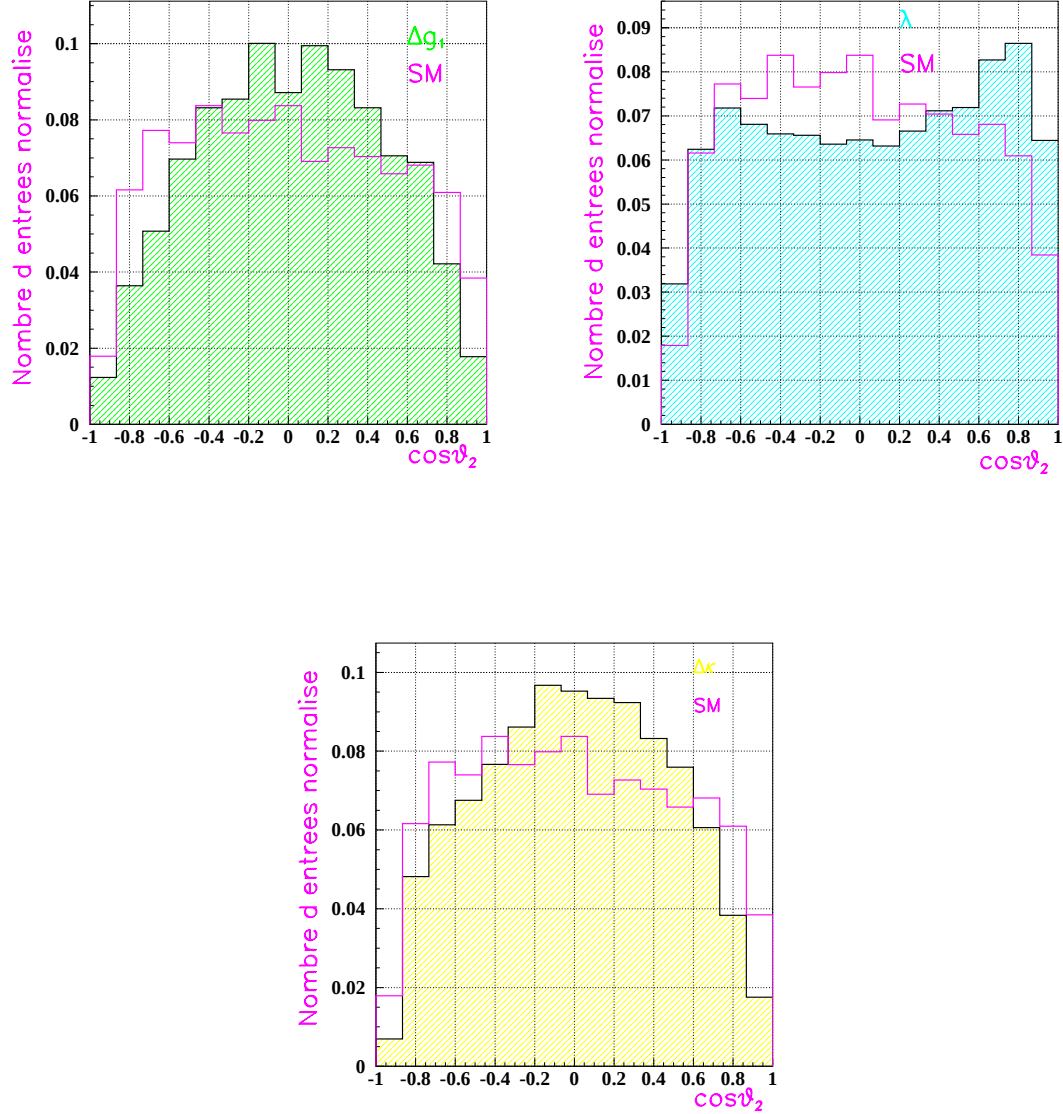


Figure 5.18: L'angle θ_2 (angle du lepton dans le centre de masse du W) au LHC à 100fb^{-1} pour $p_T(Z) > 300\text{ GeV}$, dans le Modèle Standard et en présence des TGC. Les nombres d'événements attendus dans le Modèle Standard : $N_{SM} = 32$ et dans les cas des TGC : $N(\Delta g_1 = 0.05) = 331$, $N(\lambda = 0.05) = 988$, $N(\Delta\kappa_1 = 0.5) = 267$

La sensibilité statistique pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} est de l'ordre de $\mathcal{O}(0.006)$ pour les couplages de type λ_Z et Δg_1^Z , tandis qu'elle est de $\mathcal{O}(0.08)$ pour $\Delta\kappa_Z$. Les limites sur les couplages λ_Z et Δg_1^Z proviennent essentiellement dans le spectre en $p_T(Z)$ car ils sont proportionnels à des amplitudes qui augmentent comme $\hat{s}$ à grandes énergies. En revanche les amplitudes proportionnelles à $\Delta\kappa_Z$ croissent comme $\sqrt{\hat{s}}$. Par conséquent la sensibilité attendue sur $\Delta\kappa_Z$ est moins bonne que celle prévue sur λ_Z et Δg_1^Z . La sensibilité sur $\Delta\kappa_Z$ peut être considérablement améliorée par les informations provenant des distributions angulaires.

95 % CL	$Mass_{WZ}$	$Mass_{WZ} \otimes \Theta$	$p_T \otimes \theta_1$	$p_T \otimes \theta_2$
$\Delta\kappa_Z$	0.1067	0.0854	0.1042	0.1045
λ	0.0063	0.0058	0.0063	0.0062
Δg_1	0.0073	0.0063	0.0071	0.0072

Tableau 5.4: Les limites à 95 % CL sur les TGC pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} . Les valeurs sont obtenues par une moyenne des ajustements à un paramètre de 10 000 expériences LHC.

Des ajustements utilisant deux paramètres montre une faible corrélation (10 %) entre les couplages de type λ et $\Delta\kappa_Z$. Une corrélation de 30 % est observé entre les couplages Δg_1^Z et $\Delta\kappa_Z$. La figure 5.20 illustre les corrélations entre les différents couplages.

La figure 5.21 montre la variation des limites sur les TGC en fonction de la coupure sur $p_T(Z)$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} et 100 fb^{-1} . La limite sur le couplage λ_Z est très peu affectée par la coupure sur $p_T(Z)$ et la sensibilité sur ce paramètre est contenue principalement dans événements localisés à grand $p_T(Z)$. Les limites sur les couplages de type Δg_1^Z et $\Delta\kappa_Z$ sont fortement altérées par la coupure sur $p_T(Z)$ et dépendent de la forme du spectre de $p_T(Z)$.

Le bruit de fond et l'échelle d'énergie des leptons n'ont aucun effet sur le couplage λ_Z et un effet inférieur à 5 % des limites sur les deux autres.

La mesure des TGC est limitée principalement par la statistique à grand $p_T(Z)$ et très peu affectée par les erreurs systématiques. Les résultats obtenus ici, bien que utilisant des générateurs différents sont en très bon accord avec ceux déjà établis dans [12, 11, 13]

5.7 Conclusion

La production de paire de boson WZ au LHC est intéressante soit pour confirmer les prédictions du modèle standard, soit pour rechercher de la nouvelle physique indépendamment du modèle.

Si un excès d'événements est observé à grandes valeurs de $p_T(Z)$, les différents couplages peuvent être séparés en utilisant les distributions angulaires. Si aucun signal de TGC n'est observé, des limites peuvent être extraites avec une précision qui est un ordre de grandeur meilleure que celle obtenue actuellement à LEP2.

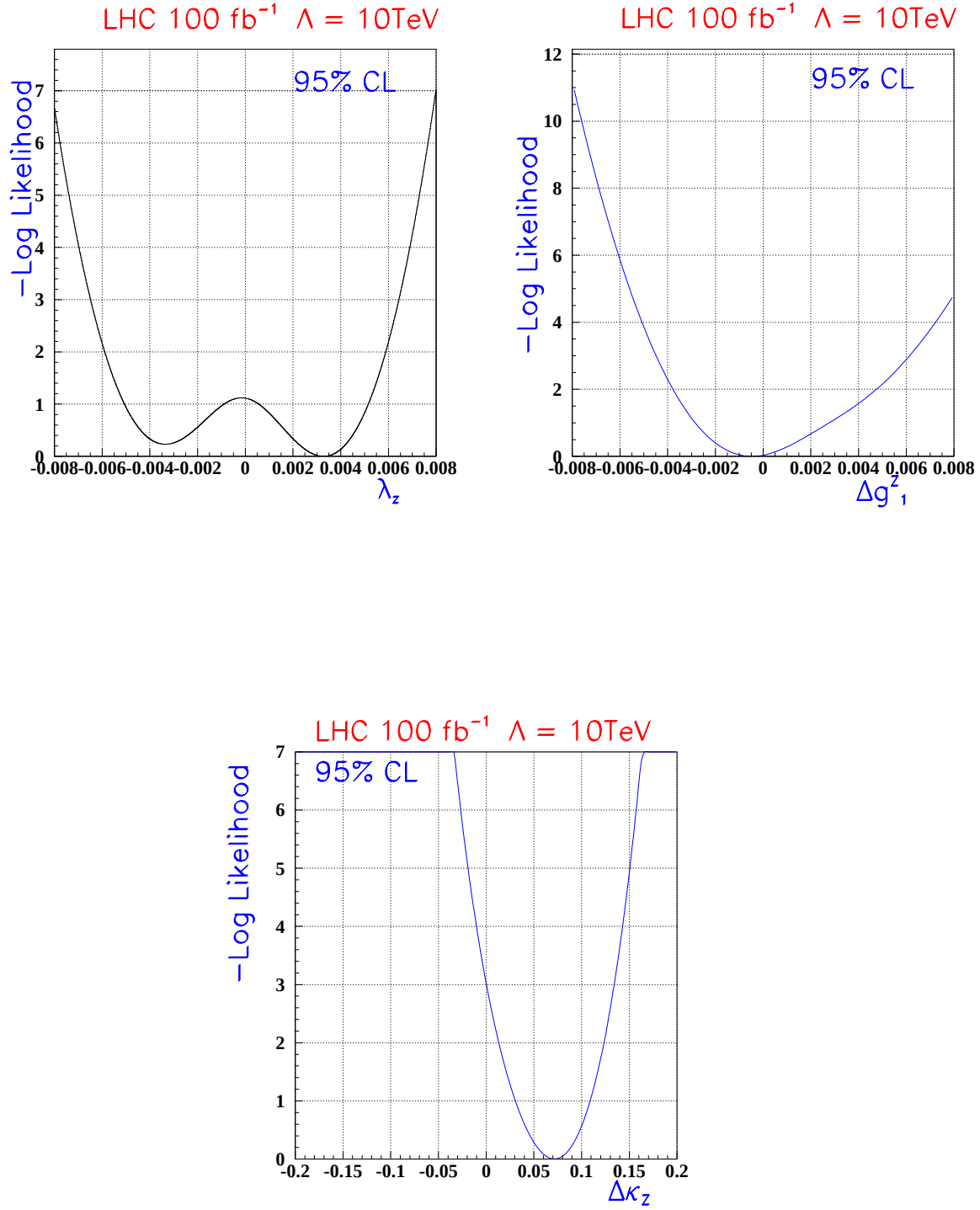


Figure 5.19: Courbes illustratives des résultats de l'ajustement de $p_T(Z)$ pour une expérience LHC. Pour le couplage λ_Z , une expérience présentant deux minimums est montrée.

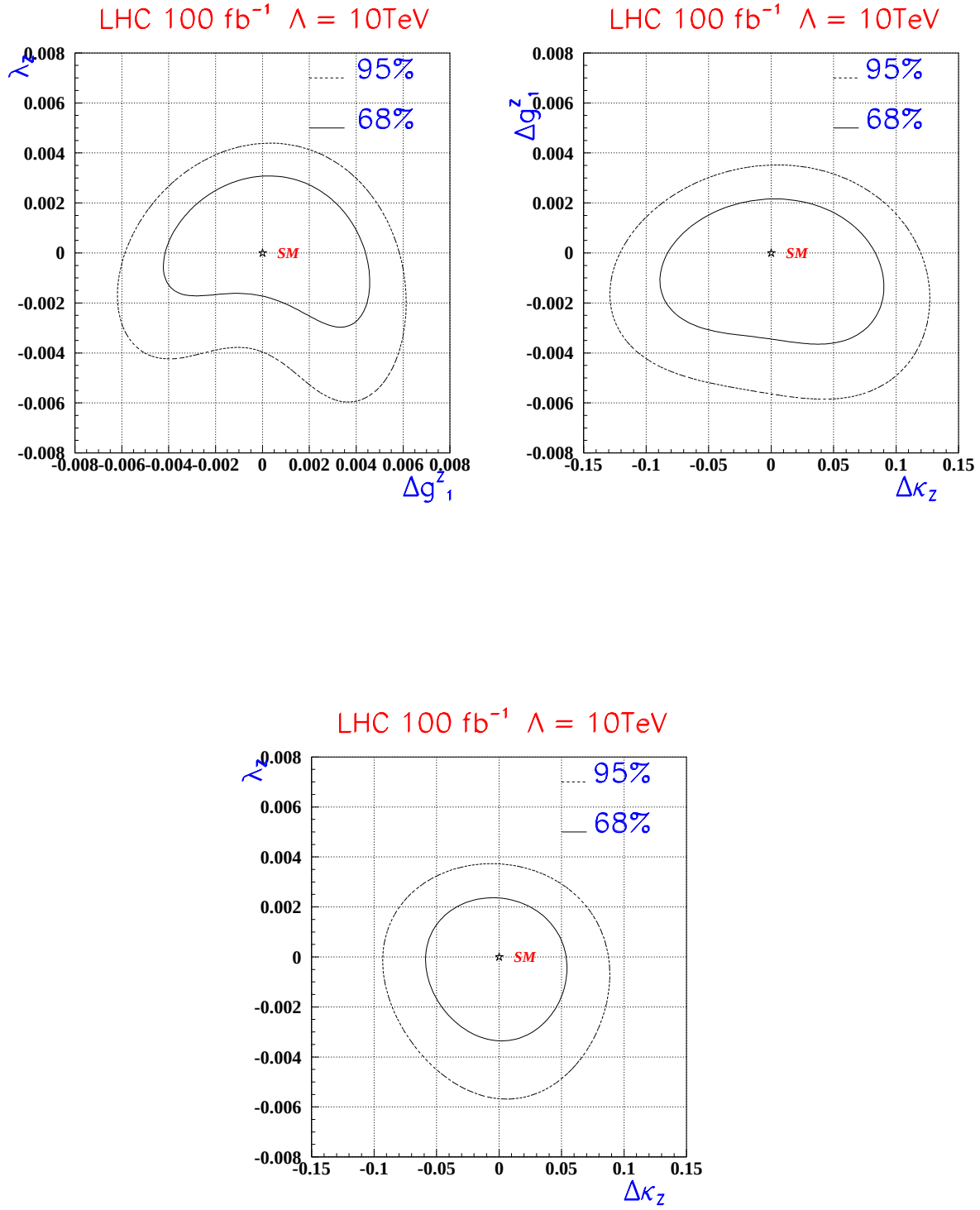


Figure 5.20: Corrélations entre les différents TGC obtenues par des ajustements de $p_T(Z)$ pour une expérience LHC.

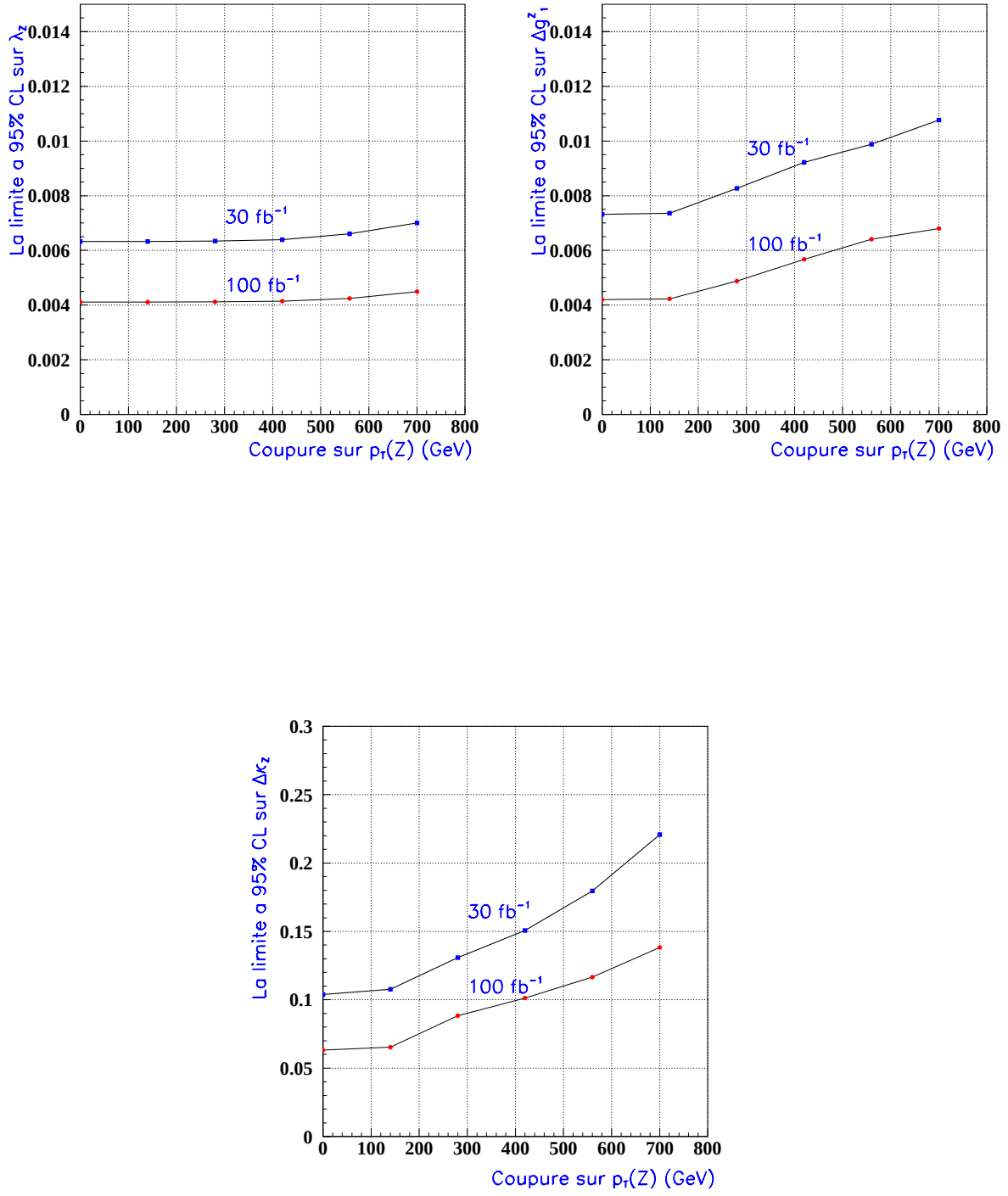


Figure 5.21: Variation des limites sur les TGC en fonction de la coupure sur $p_T(Z)$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} et 100 fb^{-1} .

Bibliographie

- [1] U. Baur, Tao Han, J. Ohnemus “W Z production at hadron colliders: Effects of nonstandard W W Z couplings and QCD corrections”. Phys.Rev.D51: 3381-3407,1995
- [2] J. Dixon, Z. Kunszt, A. Signer “VECTOR BOSON PAIR PRODUCTION IN HADRONIC COLLISIONS AT ORDER α_s : LEPTON CORRELATIONS AND ANOMALOUS COUPLINGS.”
- [3] ELECTROWEAK PHYSICS hep-ph/0003275, M. Dobbs and J. B. Hansen, Talk given at CERN Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC, Geneva, Switzerland, 14-15 Oct 1999.
- [4] G. Marchesini, B.R. Webber. C “HERWIG: A NEW MONTE CARLO EVENT GENERATOR FOR SIMULATING HADRON EMISSION REACTIONS WITH INTERFERING GLUONS”. Cavendish-HEP-87/9
- [5] PYTHIA 6.2: PHYSICS AND MANUAL. By Torbjorn Sjostrand, Leif Lonnblad, Stephen Mrenna. LU-TP-01-21, hep-ph/0108264
- [6] M. Dobbs, “PHASE SPACE VETO METHOD FOR NEXT-TO-LEADING ORDER EVENT GENERATORS IN HADRONIC COLLISIONS”. Phys.Rev.D65: 094011,2002
M. Dobbs, “INCORPORATING NEXT-TO-LEADING ORDER MATRIX ELEMENTS FOR HADRONIC DIBOSON PRODUCTION IN SHOWERING EVENT GENERATORS” Phys.Rev.D64: 034016,2001
M. Dobbs “UNWEIGHTED EVENT GENERATION IN HADRONIC WZ PRODUCTION AT ORDER(α_s).” Phys.Rev.D63: 053011,2001
- [7] J. Ohnemus “Hadronic Z Z, W- W+, and W+- Z production with QCD corrections and leptonic decays”. Phys.Rev.D50: 1931-1945,1994
J. Ohnemus “QCD corrections to diboson production.” hep-ph/9503389
- [8] U. Baur, Tao Han, N. Kauer, R. Sobey, D. Zeppenfeld Phys.Rev.D56: 140-150,1997
- [9] S. Frixione, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl. Phys. B383, 3 (1992) “STRONG CORRECTIONS TO W Z PRODUCTION AT HADRON COLLIDERS”.
- [10] Richter-Was, E ; Froidevaux, D ; Poggioli, L ; ATL-PHYS-98-131 . “ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS”.

- [11] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance, Technical Design Report, Section 16. 2, CERN/LHCC/99-15 (1999).
Talk given by Jorgen Beck Hansen at LC Workshop, Obernai October 16-19 1999
- [12] Fouchez, D ; ATL-PHYS-94-060 “Gauge bosons pairs production study with ATLAS”
- [13] M. Dobbs and Michel Lefebvre, “ Prospects for Probing the Three Gauge-boson Couplings in $W + Z$ Production at the LHC” ATL-COM-PHYS-2002-020

Chapitre 6

Détermination de l'énergie du faisceau test

Introduction

Bien qu'optimisé pour la recherche du Higgs et de la supersymétrie, le détecteur ATLAS pourra aussi effectuer des mesures de précision de phénomènes ou quantités déjà connues. Une mesure précise de la masse du W avec une erreur systématique de 25 MeV permettra de contraindre, en association avec la mesure de la masse du top, le domaine de masse autorisé du Higgs. Au LHC, la masse du W est déterminée en reconstruisant la masse transverse du W dans les canaux leptonique à basse luminosité.

Pour obtenir une erreur systématique de 25 MeV [1], l'échelle d'énergie des leptons doit être connue avec une précision de 0.02 %. Pour atteindre ce niveau de précision, il est proposé au démarrage du LHC, de calibrer l'échelle d'énergie des muons en utilisant le processus $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, et de déterminer l'échelle d'énergie des électrons dans le calorimètre électromagnétique en utilisant la grande statistique du processus $Z \rightarrow e^+ e^-$. Le rapport de masse du Z à celle du W est 1.13, ainsi les erreurs d'extrapolation des points où l'échelle d'énergie est définie aux points où la masse du W est mesurée, sont limitées. L'échelle d'énergie peut aussi être déterminée en mesurant le rapport E/p pour des électrons isolés. Cette méthode impose des contraintes sur la connaissance du champ magnétique dans le solénoïde à un niveau de 0.1 % et du matériel du détecteur interne de 1 % [2].

Afin d'étudier la linéarité intrinsèque du calorimètre et de l'électronique associée avant les collisions du LHC, la méthode suivante a été proposée [3] en se basant sur l'observation suivante: la ligne de faisceau test possède un spectromètre magnétique beaucoup plus puissant que le solénoïde du détecteur ATLAS, qui correspond à environ 65 T.m et 2×70 m de bras de levier en comparaison avec 3 T.m. Les données du faisceau test des modules du calorimètre électromagnétique tonneau peuvent donc à priori être utilisées pour vérifier si une aussi bonne précision que 0.02% sur la linéarité est possible.

La mesure de la linéarité avec le faisceau test suppose une connaissance appropriée de l'énergie de ce faisceau et une excellente reconstruction au niveau du calorimètre. Le

calorimètre électromagnétique d'ATLAS et son électronique sont en principe linéaires, mais plusieurs effets secondaires énumérés dans le chapitre suivant, peuvent affecter sa réponse.

La mesure de l'énergie du faisceau est directement reliée au champ magnétique intégré sur la longueur de l'aimant dipolaire. L'utilisation en continu des sondes à effet Hall et la mesure des courants dans l'aimant, permettent de suivre l'évolution du champ magnétique lorsque la valeur de l'énergie nominale du faisceau change et d'estimer précisément cette dernière.

Ce chapitre détaille la méthode de la mesure précise de l'énergie du faisceau test à partir des données de courants et de tensions de Hall enregistrées durant le mois de juillet 2001.

6.1 Principe de calibration de la ligne de faisceau

A l'inverse de ce qui se passerait dans ATLAS lorsqu'une calibration utilisant le rapport E/p est appliquée en utilisant des mesures magnétiques, dans la ligne du faisceau test, toutes les particules suivent la même trajectoire, proche de l'axe de l'aimant. Mais la valeur des courants et celle du champs magnétique varient quand la valeur de l'énergie est changée.

Le principe de la détermination de l'énergie du faisceau est basé sur la relation entre la déviation du faisceau dans le champ magnétique d'un aimant dipolaire exprimée par la relation suivante:

$$\Delta\theta = 0.3 \frac{\int_{aimant} B dl}{P_{faisceau}} \quad (\text{T.m/GeV/c}) \quad (6.1)$$

où P est l'impulsion du faisceau exprimé en GeV/c. Dans la suite du texte le mot énergie du faisceau sera utilisé à la place de l'impulsion (car la masse des électrons est négligeable à cette énergie). Dans H8 l'angle de déviation $\Delta\theta$ est égal à 41 mrad.

Le champ magnétique qui règne dans l'aimant est sujet à plusieurs effets systématiques parmi lesquels les effets d'hystérésis et la stabilité et la reproductibilité des courants appliqués. Le problème d'hystérésis constituait dans le passé la principale limitation dans l'étude de la linéarité des modules du calorimètre soumis au faisceau test. En effet, la dispersion sur les valeurs nominales d'énergie du faisceau est paramétrée à l'aide de la formule [4]:

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{25\%}{P} \oplus 0.25\% \quad (P \text{ en GeV/c})$$

Le premier terme de cette équation correspond aux effets d'hystérésis des aimants de courbure, le terme constant rend compte des erreurs systématiques liées à la calibration et à l'optique de la ligne de faisceau. Le tableau 6.1 donne les valeurs "nominales" des énergies du faisceau d'électrons utilisées jusqu'à présent.

Pour mesurer précisément l'énergie du faisceau, deux méthodes sont utilisées pour estimer l'intégrale du champ dans l'aimant dipolaire, se basant sur des mesures directes et indépendantes:

Energie (GeV)	20	30	40	50	80	100	119.7	149.2	178.3	243.9
---------------	----	----	----	----	----	-----	-------	-------	-------	-------

Tableau 6.1: Les énergies nominales des électrons du faisceau test.

- Mesure précise du courant dans l'ensemble des aimants à l'aide d'un DCCT (Direct Current Current Transformer).
- Mesure directe du champ magnétique en utilisant des sondes à effet Hall installées à l'intérieur du premier aimant, proche du tube de faisceau, mais pas exactement le long de la trajectoire des particules.

La première étape est de comparer ces deux estimations du champ magnétique extrapolées à un point donné le long de l'axe de l'aimant. La seconde étape consiste à calculer l'intégrale du champ magnétique à partir de la valeur du champ en un point sur l'axe du faisceau. La valeur de l'énergie du faisceau est proportionnelle à l'intégrale du champ magnétique le long de l'aimant dipolaire. Finalement, la troisième étape est de corriger les pertes d'énergie des électrons par le rayonnement synchrotron.

6.1.1 Description géométrique du faisceau

La zone de test du calorimètre électromagnétique se situe sur la ligne H8 de la zone expérimentale Nord du SPS. Des protons accélérés dans le SPS jusqu'à 400 GeV/c, sont dirigés sur une cible de beryllium (Be) de 30 cm de long appelée T4. Cette cible alimente en particules (électrons, positrons et pions) la ligne H8. Les faisceaux peuvent être secondaires ou tertiaires selon leurs énergies nominales qui varient de 10 à 245 GeV. La figure 6.1 donne un schéma simplifié de la ligne du faisceau.

Les faisceaux secondaires d'électrons (positrons) sont produits par la succession de deux réactions:

- La désintégration du π^0

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

- La production de paire électron-positron

$$\gamma + A \rightarrow e^+ + e^- + A$$

Ces deux réactions ont lieu dans la cible T4 qui émet des paires électron-positron vers l'avant. Un canal magnétique constitué des aimants B1 et B2 isole ensuite les électrons d'énergie donnée(ou les positrons si les champs magnétiques sont renversés).

Pour produire un faisceau tertiaire, le faisceau secondaire est envoyé sur une deuxième cible de matériau lourd comme le plomb (notée "Target" sur la figure 6.1). Les électrons émettent des photons par rayonnement de freinage et perdent de l'énergie après la traversée de la cible. Les énergies 243.9 GeV et 178.3 GeV correspondent à des faisceaux

secondaires, tandis que les autres énergies sont associés à des faisceaux tertiaires produits à partir d'un faisceau de 178.3 GeV.

Deux ensembles composés chacun de 6 aimants dipolaires sont utilisés comme des spectromètres et permettent de choisir l'énergie du faisceau.

Les aimants $B3$ et $B4$ (sur la figure 6.1) sont alimentés par le courant nominal qui va définir l'énergie du faisceau tandis que les aimants $B1$ et $B2$ sont utilisés pour le guidage et la focalisation du faisceau. Le faisceau doit être focalisé dans les collimateurs $C3$ et $C9$ qui sont des images miroir de la cible primaire. La précision sur la valeur de l'énergie du faisceau détermine l'ouverture (en mm) des deux collimateurs $C3$ et $C9$ [4]:

$$\frac{\Delta P}{P}(\%) = \frac{\sqrt{(C_3)^2 + (C_9)^2}}{27}$$

C_3 et C_9 sont exprimés en mm.

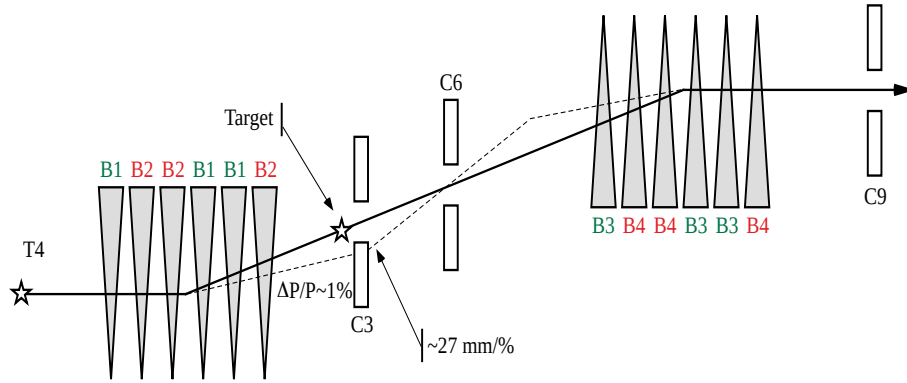


Figure 6.1: Description géométrique de la ligne du faisceau H8.

Certains effets systématiques peuvent altérer la précision de mesure de l'énergie. Le plus important est lié aux erreurs d'alignement du faisceau. La géométrie du système (figure 6.1) est définie par la position de la cible, la position du centre du système d'aimants et la position de la fente de l'impulsion du faisceau représenté par $C9$. L'acceptance de cette ouverture est de 0.1 % pour 3 mm. Pour éviter les erreurs d'alignement, les position de $C3$ et $C9$ doivent être fixées au début du run de linéarité, et les runs correspondant à différentes énergies doivent être pris sans toucher ni à $C3$ ni à $C9$. Seul le champ magnétique correspondant à chaque énergie change. Aucune condition n'est imposée sur les autres collimateurs car avec des faisceaux tertiaires les collimateurs en amont et en aval sont décorrélés.

Durant la période de faisceau test de juillet 2001, deux sondes à effet Hall ont été utilisées. Elles ont été placées à une profondeur de 500 mm et 1050 mm respectivement à l'intérieur du premier aimant du triplet B3 (figure 6.1), proche de la ligne de faisceau mais à l'extérieur de la chambre à vide. L'aimant utilisé a une longueur de 5 m, et un champ magnétique intégré maximal de 10.8 T.m. Les phénomènes d'échauffement et de dilatation de l'aimant sont limités par un système de refroidissement.

6.2 Principe de mesure du champ magnétique

En faisant varier continûment le champ appliqué dans l'aimant, la variation de l'aimantation n'est pas réversible et décrit un cycle d'hystérésis. Une procédure de désaimantation de l'aimant est nécessaire pour produire des états reproductibles qui peuvent servir d'états de référence. Un cycle qui consiste en 5 fois l'application d'un courant dont l'amplitude croît de $I = 0$ jusqu'à une grande valeur $I_{\max} = 1500$ A où la réponse de l'aimant sature, puis décroît jusqu'à $I = 0$, permet de réduire l'aimantation rémanente (quelques Gauss) et de fournir un état reproductible indépendamment de "l'histoire" de l'aimant avant le cycle. Le schéma d'un cycle de désaimantation est illustré sur la figure 6.2.

La séquence des mesures suivantes a été réalisée:

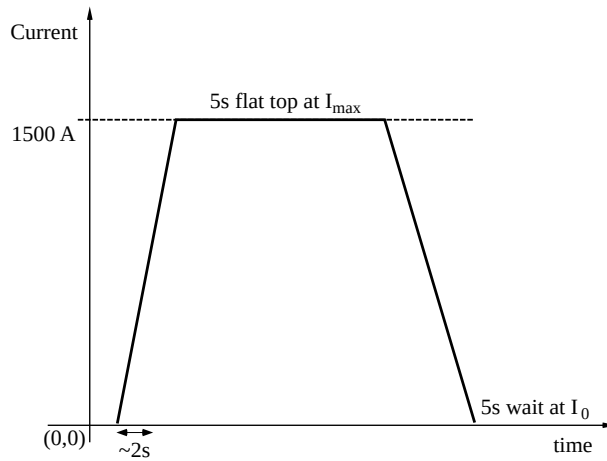


Figure 6.2: Illustration du cycle de désaimantation utilisé.

1. Mesurer en l'absence du faisceau, pour différentes valeurs de courant, l'intégrale du champ magnétique le long de l'axe du faisceau dans un aimant dipolaire identique à celui de H8 et le comparer à la valeur mesurée à l'aide d'une sonde de précision (sonde à résonance magnétique nucléaire). A partir de ces mesures, la quantité intéressante à déduire est :

$$r(I) = \frac{\int B d\ell}{B_{\text{axe}}}$$

où B_{axe} est la valeur du champ magnétique sur l'axe du faisceau (figure 6.3) et I est le courant appliqué. La valeur $r(I)$ représente la longueur effective de l'aimant, qui doit rester proche de la longueur de la culasse de l'aimant (5 m). Toute déviation de cette quantité doit être introduite comme un facteur de correction.

2. Comparer en l'absence du faisceau, le champ magnétique mesuré par la sonde NMR placée sur l'axe du faisceau et le champ mesuré par une sonde à effet Hall placée à sa position nominale au point E (figure 6.3)

3. Garder la sonde à effet Hall au point E (à l'extérieur de la chambre à vide) durant la prise des données avec le calorimètre et enregistrer la valeur B_E avec une fréquence appropriée et en même temps mesurer le courant I avec un DCCT

Cette procédure permet un contrôle continu du champ magnétique et des courants des aimants qui définissent l'impulsion du faisceau.

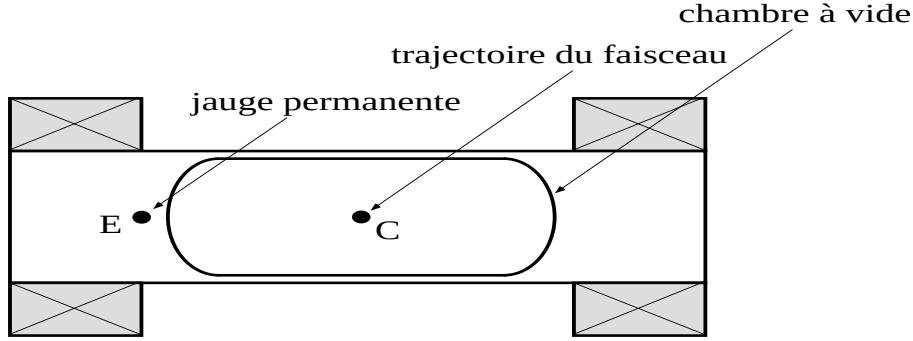


Figure 6.3: Position de la sonde à l'intérieur de l'aimant.

6.3 Champ magnétique à partir des mesures de courant

Le courant est mesuré avec un capteur de courant DCCT connecté au convertisseur qui fournit le courant aux aimants. Un voltmètre de précision (DVM) permet de mesurer la tension du signal (proportionnel au courant) provenant du DCCT. L'utilisation d'une nouvelle régulation des dipôles $B_3 - B_4$ et d'un DCCT extérieur de précision permet d'obtenir une précision de 10^{-4} sur la mesure de courant et une excellente stabilité en fonction de la température.

Les données de cette calibration ont été enregistrées durant le mois de juin 2001 dans le tunnel H8. Le courant a été mesuré de façon précise en utilisant un DCCT et le champ magnétique a été mesuré avec deux sondes à résonance magnétique nucléaire (NMR). La précision des NMR est de l'ordre d'un millièème de Gauss. Toutes ces mesures ont été précédées par des cycles de désaimantation. Les sondes utilisées ont une gamme utile [0.35 T, 1.05 T] et [0.7 T, 2.1 T].

Une courbe typique de la variation du champ B en fonction du courant est représentée sur la figure 6.4. Le champ mesuré par la sonde NMR a un comportement parfaitement linéaire jusqu'à 600 A. Au delà de cette valeur, une faible saturation commence. La réponse de la sonde NMR peut être ajustée par:

$$\begin{aligned} B(T) &= 1.4204 I \text{ (kA)} & I \leq 600 \text{ A} \\ B(T) &= 0.00216 + 1.42017 I - 0.00449 I^2 & I > 600 \text{ A} \end{aligned} \quad (6.2)$$

Les données et les résultats de l'ajustement diffèrent par moins de 3 Gauss. La figure 6.4 représente les résidus.

Les deux premiers points de données étant pris à la valeur 300 A, il est difficile d'estimer la valeur du champ rémanent à partir de l'ajustement. Des mesures directes utilisant des Gauss-mètres, et des sondes à effet Hall donnent une valeur de champ rémanent de 10 à 11 Gauss.

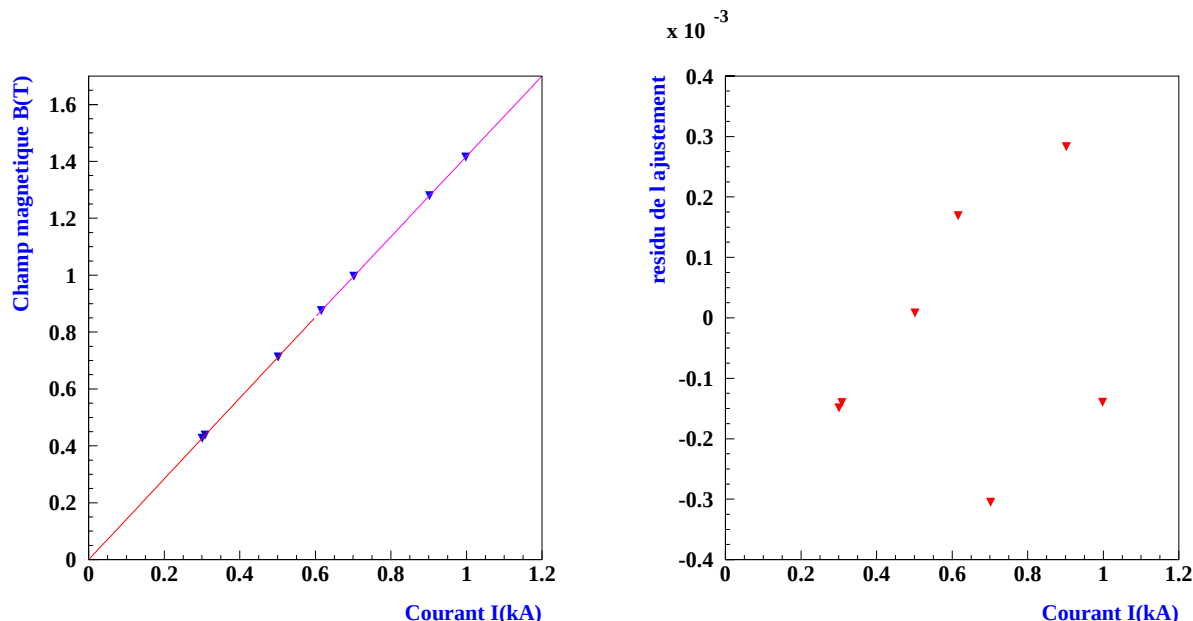


Figure 6.4: Variation du champ magnétique en fonction du courant (à gauche) et les résidus de l'ajustement (à droite).

6.4 Description et calibration d'une sonde à effet Hall

Le champ magnétique dans les aimants peut être mesuré avec une bonne précision grâce à des sondes à effet Hall. Ces sondes possèdent des qualités essentielles telle que la précision, la stabilité dans le temps et une résistance aux radiations suffisante. Elles sont moins précises que les sondes NMR mais peuvent fonctionner dans un champ légèrement inhomogène et sur toute la gamme utile.

Définition générale Une sonde à effet Hall est un capteur de petites dimensions (de surface de quelques mm^2), d'épaisseur très faible et réalisé en matériau semi-conducteur. Un courant continu de quelques milliampères, est envoyé dans le capteur qui est alimenté en 4 fils pour ne pas mesurer, en plus de la tension de Hall, la chute de tension dans les fils. La tension, qui est proportionnelle au champ magnétique perçu par la sonde peut être mesurée avec un voltmètre numérique.

La sensibilité des sondes est généralement de 10^{-5} à 10^{-6} Tesla. Certaines sondes ont un coefficient de température faible ($\simeq 10^{-4}$ /Kelvin). La gamme de température d'utilisation des sondes ordinaires est de -55°C à 100°C . Il existe aussi des sondes dites cryogéniques. Dans un champ nul, une tension non nulle dite d'offset ou piédestal est mesurée par l'électronique associée à la sonde. Le piédestal est faible pour les capteurs de bonne qualité (par exemple 1 mV pour une sonde ayant une sensibilité de 100 mV/Tesla).

6.4.1 Sondes utilisées au faisceau test

Les sondes utilisées sont triples, permettant de mesurer les trois composantes spatiales du champ magnétique. Elles sont équipées d'un NTC (Négatif Temperature Coefficient) pour mesurer les variations de la température. Le NTC est une résistance avec un coefficient de température élevé et négatif. Le microcontrôleur mesure cette résistance placée dans un pont en envoyant un courant très faible et en mesurant la tension aux bornes. Les tensions lues sont numérisées sur 24 bits par un ADC de précision, lui-même interfacé à un microcontrôleur. La liaison avec un PC est réalisée à l'aide d'un CAN bus et d'une interface PCI. La figure 6.5 illustre une photo d'une sonde dont la conception est de type "carte de crédit".

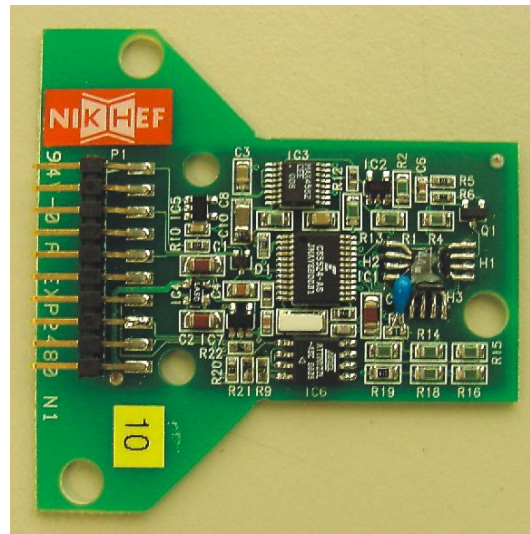


Figure 6.5: Photo de la sonde à effet Hall utilisée pour mesurer le champ magnétique.

Les capteurs mesurent les trois composantes $\vec{H}$ du champ magnétique. La composante importante est celle qui est perpendiculaire au plan de courbure et qui affecte directement la valeur des moments des particules du faisceau. La seconde composante est dirigée le long de la trajectoire du faisceau et n'influence pas les moments. La dernière composante est perpendiculaire aux deux autres et pourrait engendrer une très petite déviation horizontale. Les composantes $\vec{H}$ sont enregistrées en coups d'ADC. Elles doivent être converties

en Tesla suivant la relation :

$$H_i(T) = (ADC(int) - pedestal) \times 2 \times \frac{0.1V}{2^{24}} \frac{2T}{0.1V} \quad (i = 1, 2, 3)$$

où 2 Tesla correspond à 0.1 Volt à une calibration finale près.

Pour chaque valeur du cycle SPS, trois mesures différentes du courant, des composantes H_i et de la température sont effectuées. Ces trois valeurs fluctuent légèrement, la valeur la plus probable est prise comme étant celle s'approchant le plus de la valeur moyenne des trois mesures et les deux autres sont rejetées. Le champ magnétique dans la sonde se calcule comme la somme quadratique des trois composantes :

$$B(T) = \sqrt{H_1(T)^2 + H_2(T)^2 + H_3(T)^2}$$

La valeur du piédestal de chaque sonde est obtenue en lisant cette dernière à 50 cm à l'extérieur de l'aimant. Des valeurs typiques de piédestal sont de 10 à 70 Gauss. La stabilité des piédestaux est contrôlée indirectement en association avec les valeurs du champ rémanent (voir paragraphe 1.6).

6.4.2 Calibration des sondes à effet Hall

La sensibilité nominale des sondes utilisées est de 100 millivolts pour 2 Teslas avec une plage de $\pm 10\%$. Par conséquent, une calibration absolue est exigée. Elle est effectuée in situ par une comparaison avec les résultats obtenus par une sonde NMR.

La calibration des sondes à effet Hall en utilisant une sonde NMR a été effectuée durant le mois de juin 2001 [5]. Dans un premier temps, la sonde à effet Hall a été placée proche de la sonde NMR sur l'axe du faisceau. La figure 6.6 montre le rapport entre la mesure du champ magnétique en utilisant une sonde à effet Hall et la sonde NMR, les deux étant placées dans la position au centre. Ce rapport permet d'évaluer la non-linéarité de la sonde. Une non-linéarité inférieure à 0.1 % est observée. Cette calibration n'est pas utilisée dans la suite.

Dans un second temps, la sonde à effet Hall a été placée à sa position nominale (figure 6.3), la sonde NMR étant à la position au centre, ce qui permet de déterminer le rapport montré sur la figure 6.7. Une non-linéarité importante qui est supérieure à 1% est observée. Cette non-linéarité combine la non-linéarité propre de la sonde et l'effet de saturation précoce due à la position nominale décalée, plus proche d'un épaulement dans les pièces polaires. Ce rapport sera utilisé comme un facteur correctif par la suite.

D'autres calibrations ont montré que la linéarité des sondes à effet Hall peut être meilleure que celle obtenue ici. En revanche, l'effet observé est en accord qualitatif avec des anciennes mesures.

L'écart entre les deux premières mesures du champ correspondant au courant 300 A et 308 A est attribuée aux instabilités de la sonde NMR pour les valeurs basses de sa gamme utile. Il est alors difficile de choisir une des deux valeurs. Un ajustement polynômial de

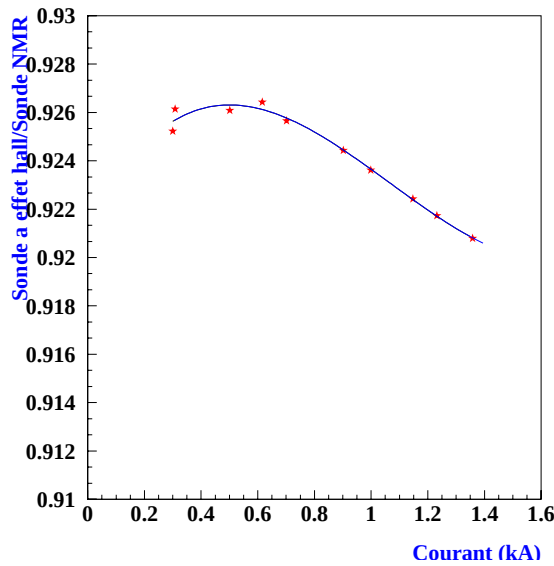


Figure 6.6: Rapport entre les valeurs du champ mesurées par la sonde à effet Hall et sonde NMR, toutes les deux étant placées à la position au centre

degré 2 est appliqué, les différences entre les données et les valeurs obtenues par l'ajustement sont de l'ordre de 3×10^{-4} ou mieux sauf pour les deux premiers points où les différences sont deux fois plus grandes.

Une comparaison entre la réponse de la sonde à effet Hall placé au centre de l'aimant et la à position nominale (à l'extérieur de la chambre à vide mais proche de l'axe du faisceau) indique que la saturation commence un peu plus tôt dans la seconde position (figure 6.8). Le rapport entre les valeurs de champ mesurées dans les deux positions est montré sur la figure 6.8. Mais allant de la première position à la suivante, la sonde a subi une rotation de 90 degrés. Par conséquent, ce n'est plus physiquement le même capteur qui lit la composante principale du champ et une comparaison absolue de la valeur du champ sur la ligne du faisceau et loin de celle-ci n'est pas possible. Cette mesure ne sera pas utilisé dans la suite.

6.5 Mesures du champ magnétique pour un faisceau d'énergie de 245 GeV

Lors de la prise des données d'uniformité du module avec un faisceau de 245 GeV, sans cycle de désaimantation, le courant et le champ magnétique ont été mesurés, ce qui permet de comparer les deux mesures et d'étudier leur stabilité dans le temps.

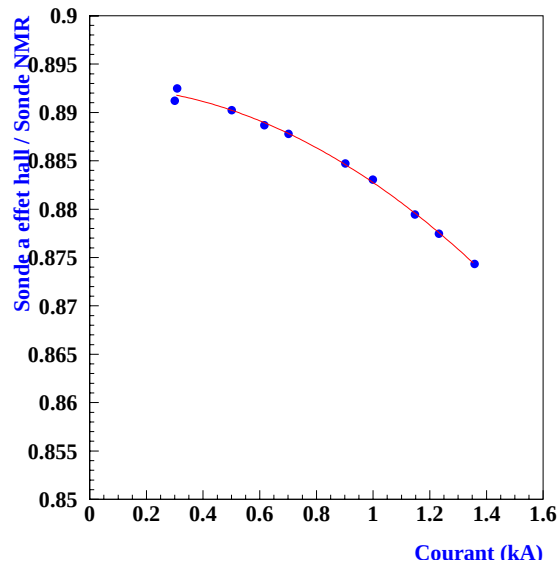


Figure 6.7: Rapport entre les valeurs du champ mesurées par une sonde NMR placées sur l'axe de l'axe de l'aimant et la sonde à effet Hall placée dans la position nominale.

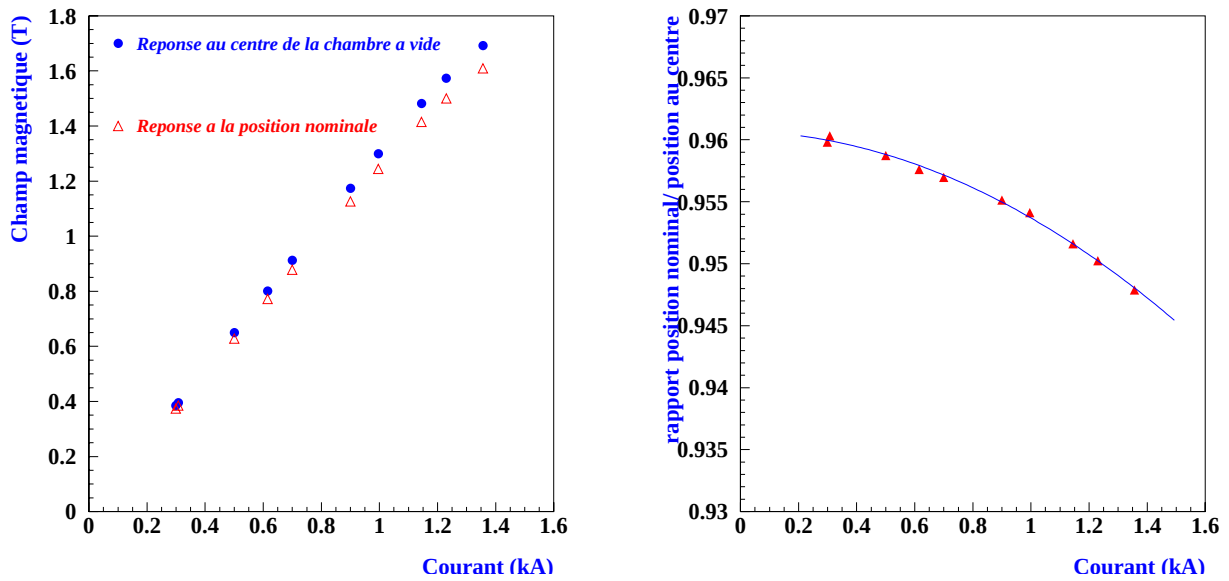


Figure 6.8: Comparaison entre les valeurs du champ obtenues dans la position au centre et la position nominale de la sonde à effet hall (à gauche) et rapport entre les deux réponses (à droite).

6.5.1 Variation du courant en fonction du temps

Le courant appliqué à l'aimant varie dans le temps. La figure 6.9 montre la variation du courant durant la période 23-30 juillet. Les valeurs de courant sont négatives car le faisceau utilisé est un faisceau d'électrons. Trois intervalles de valeurs de courant peuvent être distingués. Le saut observé dans la valeur du courant autour de $t = 150$ heures correspond au cycle MD (Machine Developpement) où le faisceau est arrêté. En revanche le saut associé au troisième intervalle est expliqué par une disjonction après laquelle le courant n'a pas été remis à sa valeur initiale.

Les deux courbes parallèles sur la figure 6.9 traduisent la précision de la mesure du courant et correspondent à la variation d'un bit. Les points éloignés des moyennes des autres points dans chaque intervalle de variations du courant, correspondent soit à une erreur de mesure, soit à un mauvais choix de la valeur parmi les trois mesures enregistrées.

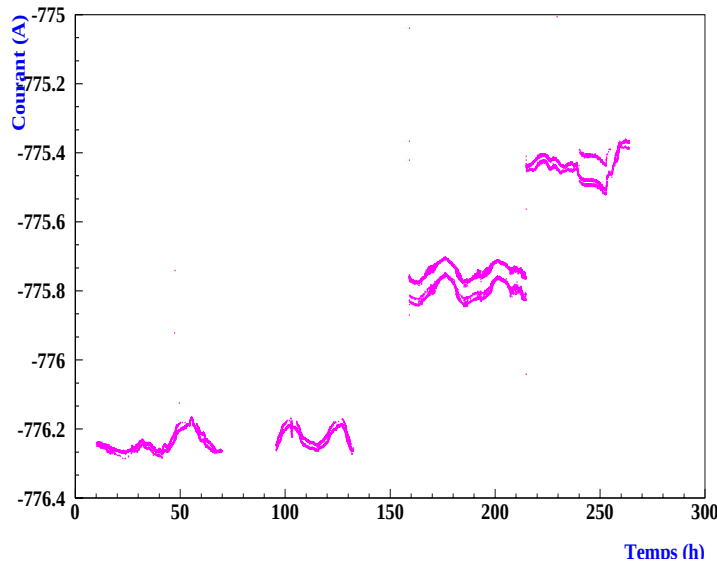


Figure 6.9: Variation du courant et du champ magnétique au cours de la période 23-30 juillet. Le temps est exprimé en heures.

6.5.2 Variations du champ magnétique B_{Hall} en fonction de la température

Les sondes à effet Hall utilisées présentent une dépendance de la réponse en fonction de la température. La figure 6.10 montre les variations du champ magnétique en fonction de la température. La variation du champ magnétique en fonction de la température est linéaire sur l'intervalle de température $[19.5^\circ \text{ C}, 23.5^\circ \text{ C}]$ et de pente négative. La dépendance en

température des sondes est de 7×10^{-4} par degré. Les sondes utilisées ont un coefficient de température donné par le constructeur de 0.03 %.

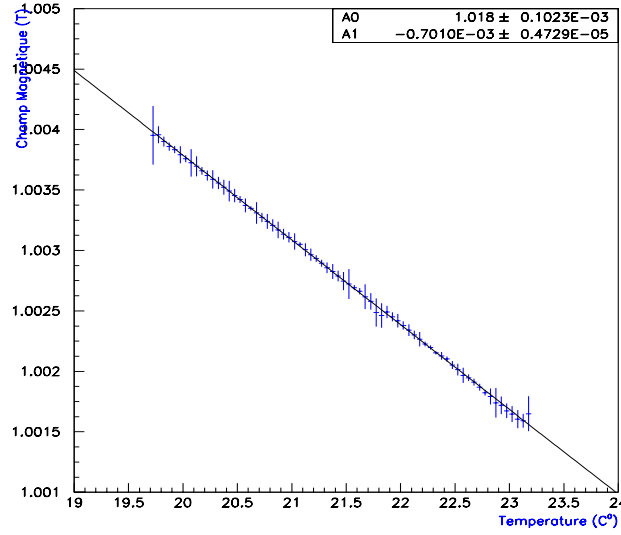


Figure 6.10: Variation de la mesure du champ magnétique en fonction de la température.

6.5.3 Stabilité dans le temps

Le champ magnétique corrigé des effets de changement de température est montré en fonction du temps sur la figure 6.11. Seul le premier intervalle en temps est montré pour mieux distinguer les formes des distributions. Les variations du champ magnétique et du courant sont anti-corrélées en fonction du temps car les particules du faisceau sont des électrons. L'anti-corrélation entre la mesure du champ magnétique et le courant injecté dans l'aimant dipolaire est illustrée sur la figure 6.12.

6.5.4 Précision de la mesure du champ magnétique

En supposant que les variations corrélées dans le temps du courant I et du champ magnétique B_{Hall} proviennent d'une même origine et correspondent effectivement à une variation du champ, la précision de mesure relative peut être estimée en déconvoluant la dépendance dans le temps du courant I sur B_{Hall} . Un rms de 2.3×10^{-5} est obtenu, indiquant pour chacun des systèmes une stabilité de l'ordre de 1.6×10^{-5} à cette intensité de courant. Le champ magnétique corrigé des dépendances en température et des effets de variations du courant dans le temps est représenté sur la figure 6.13.

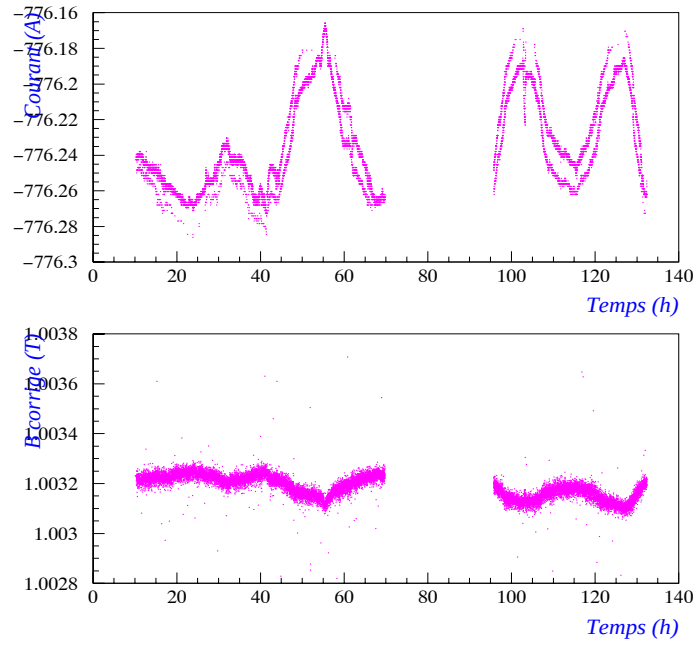


Figure 6.11: Variation du courant (en haut) et du champ magnétique (en bas) au cours de la période 23-30 juillet. Le temps est exprimé en heures.

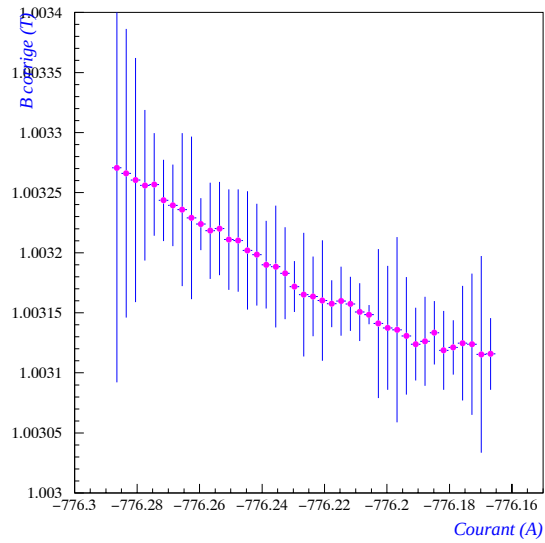


Figure 6.12: Corrélation entre la mesure du champ magnétique et celle du courant.

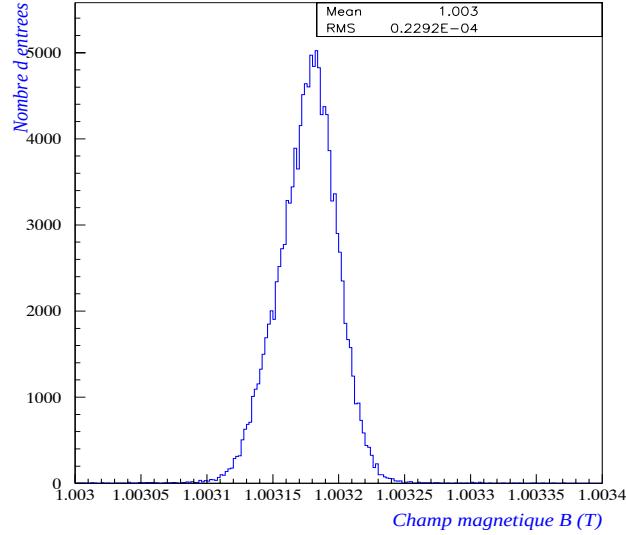


Figure 6.13: précision de la mesure du champ magnétique.

En conclusion, l'analyse des mesures de champ magnétique à l'énergie 245 GeV, démontre que l'utilisation des sondes à effet Hall correspond aux critères requis pour une mesure précise de l'énergie du faisceau, avec une excellente précision et une très bonne stabilité dans le temps.

De même, les mesures du courant sont très précises et stables et l'extrapolation du comportement linéaire d'une sonde NMR permet une détermination précise du champ magnétique.

6.6 Détermination de l'énergie du faisceau

A chaque cycle du SPS, le programme lisant les données des sondes attend le début de l'extraction pour déclencher la mesure du champ magnétique et du courant. Après avoir lu la date, le numéro du super-cycle, il se resynchronise avec le timing du SPS et lit le DCCT1 et DCCT2 du convertisseur, puis les sondes à effet Hall. Il attend la fin de l'extraction pour lire un compteur de H8. A chaque début et fin de run de physique, pour une énergie donnée, le numéro du super-cycle (MTG Cycle Number) du SPS est noté manuellement. C'est cette information qui est utilisée pour récupérer les valeurs du champ magnétique correspondant à une énergie donnée.

Durant la mesure de linéarité, des cycles de désaimantation ont été appliqués. Malgré cela, il convient de contrôler la valeur du champ rémanent. Les trois composantes du champ rémanent sont mesurées en lisant les valeurs des sondes pendant le cycle de désaimantation et à la fin de celui-ci. Au mois de juin, ceci a donné une valeur de 10

Gauss à la composante principale du champ, et des valeurs négligeables pour les deux autres.

Les valeurs à la fin des cinq cycles de désaimantation sont stables au niveau d'une fraction de Gauss, indiquant que le piédestal et le champ rémanent sont stables à mieux que 1 Gauss.

6.6.1 Valeur du champ B_{Hall} sur l'axe du faisceau

Les valeurs des piédestaux des sondes utilisées n'ayant pas été directement mesurées, la valeur du champ magnétique sur l'axe du faisceau s'obtient après les opérations suivantes:

- soustraction des valeurs lues à la fin du cycle de désaimantation (piédestal+champ rémanent)
- Correction de température où toutes les mesures sont ramenées à 23°C
- utilisation de la courbe de “calibration” (figure 6.7)
- addition d'une valeur de 10 Gauss de champ rémanent à la composante principale du champ

Les variations du champ en fonction du courant avant et après ces corrections sont illustrées sur la figure 6.14.

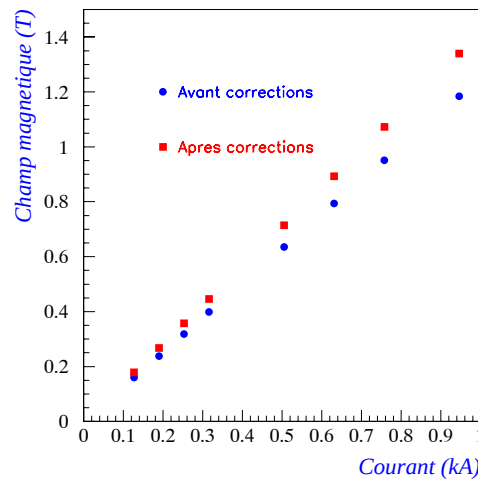


Figure 6.14: Les variations du champ sur l'axe du faisceau en fonction du courant avant et après corrections

6.6.2 Comparaison entre les deux méthodes

La valeur du champ magnétique sur l'axe de faisceau a été calculée en utilisant deux mesures indépendantes et directes. La première provenant des mesures précises de courant DCCT (paragraphe 6.3), la seconde se basant sur les mesures des sondes à effet Hall durant la mesure de linéarité du module du calorimètre.

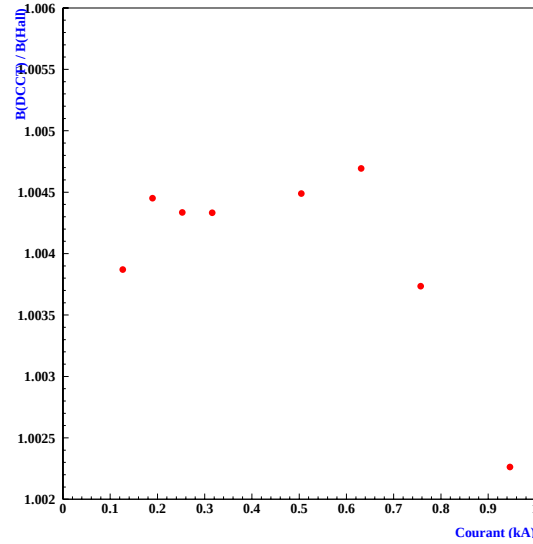


Figure 6.15: Rapport entre les valeurs du champ sur l'axe déterminées à partir des mesures du courant et en utilisant la sonde à effet hall.

Un déplacement global de 4×10^{-3} est observé entre les deux mesures, et peut être attribué à une dérive d'une mesure par rapport à l'autre: il s'est écoulé plus d'un mois entre la calibration IDCCT/NMR et la prise des données de linéarité du calorimètre. Cette dérive est indépendante du champ magnétique et n'altère pas l'étude de la linéarité. La variation des rapports des deux mesures en fonction du courant est montrée sur la figure 6.15. La dispersion des 8 rapports est 7.7×10^{-4} . Dans la suite, la valeur moyenne des deux estimations est considérée.

6.6.3 Déduction de l'intégrale $\int B d\ell$ à partir des valeurs de B sur l'axe

L'étape suivante est d'estimer la valeur de l'intégrale du champ magnétique le long de l'aimant en partant de la valeur de B sur l'axe. Les résultats de mesure de l'intégrale le long d'un aimant dipolaire qui ont été effectuées dans le passé (1978) [6] sont utilisées à cette fin. La figure 6.16 montre les valeurs de l'intégrale $\int B d\ell$ et les valeurs de B sur l'axe en fonction du courant. La saturation de $\int B d\ell$ débute un peu plus tôt que celle de B sur l'axe du faisceau.

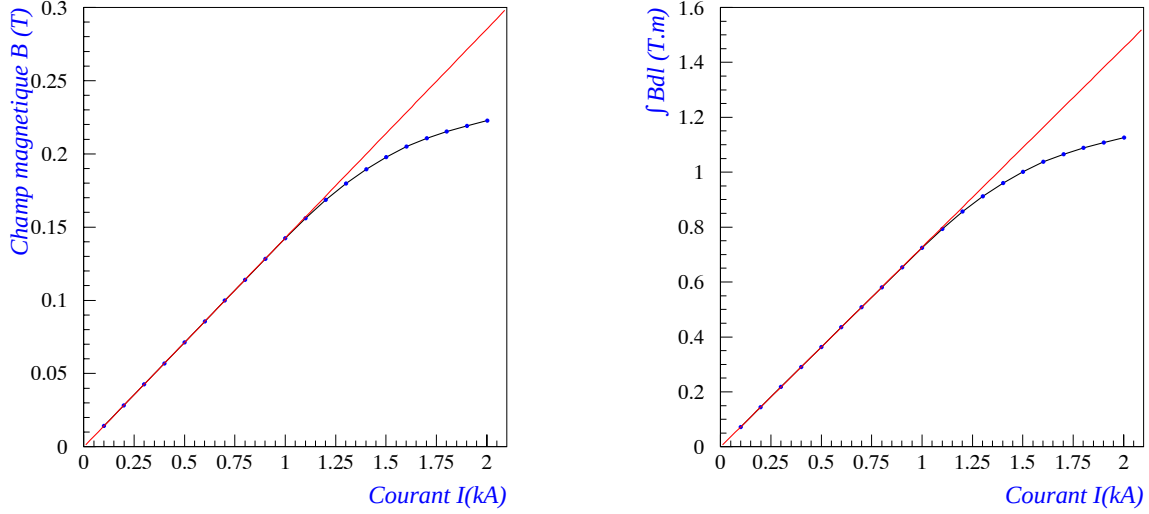


Figure 6.16: Les valeurs du champ magnétique sur l'axe du faisceau (à gauche) et de l'intégrale $\int Bdl$ (à droite) en fonction du courant mesurées en 1978.

Le rapport $\frac{\int Bdl}{B \text{ sur l'axe}}$ est représenté sur la figure 6.17 . Il représente aussi la longueur effective de l'aimant. Un ajustement polynômial est effectué dans l'intervalle [0.1 A, 1 A] et la fonction corrective obtenue est:

$$\mathcal{L}_{\text{effective}}(m) = \frac{\int Bdl}{B \text{ sur l'axe}} = 5.098 - 0.0109 I^3 \quad (6.3)$$

où I est exprimé en (kA). Les valeurs de la longueur effective sont représentées sur la figure 6.17. Le rms de la différence entre les données et les valeurs de l'ajustement est 3×10^{-4} . En combinant les informations des paragraphes précédents et en utilisant l'équation 6.3, l'énergie du faisceau pour chaque point en énergie peut être déduite. Les valeurs de $\int Bdl$ pour les données de juillet (6.18) corrigées à partir de la figure 6.17 sont présentées à partir de la figure 6.16.

6.6.4 Correction concernant l'aimant B4

Pour les énergies inférieures ou égales à 150 GeV, les aimants B_4 ne sont pas alimentés, mais la valeur du champ rémanent dans l'aimant B_4 n'est pas négligeable et doit être additionnée correctement à la mesure de $\int_{B_3} Bdl$. L'aimant B_4 a subi un cycle de désaimantation ayant la même polarité de courant que B_3 . Par conséquent une valeur de 10 Gauss doit être ajoutée dans les trois aimants B_4 , ce qui correspond à une valeur 0.015 T.m.

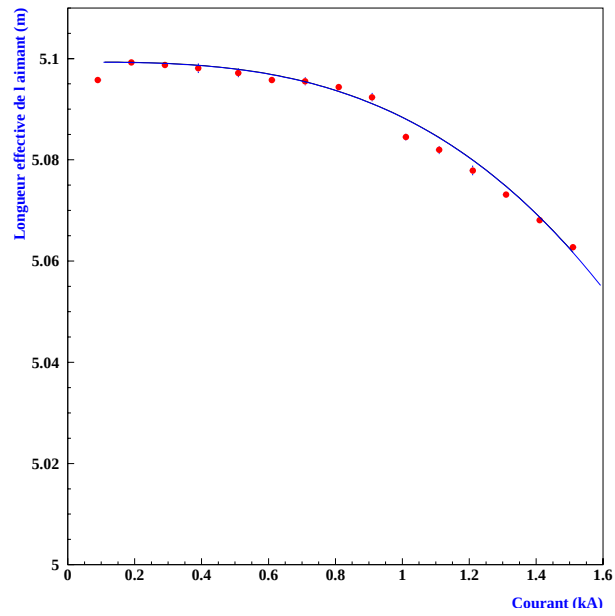


Figure 6.17: La longueur effective de l'aimant.

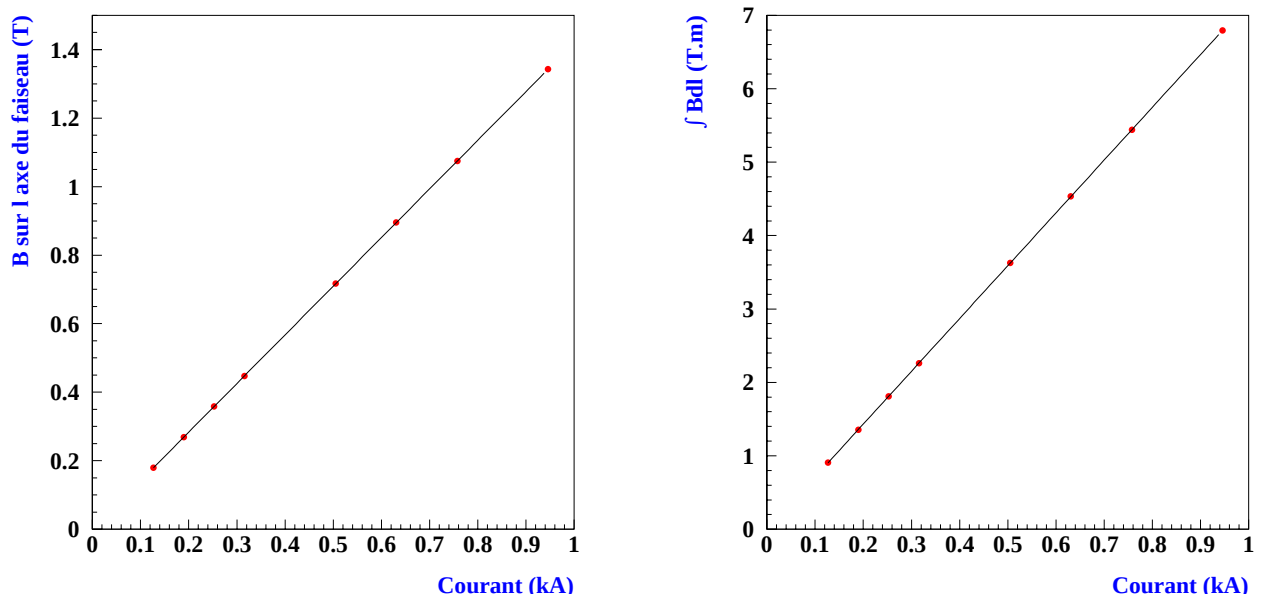


Figure 6.18: Les valeurs du champ magnétique sur l'axe du faisceau (à gauche) et de l'intégrale $\int Bdl$ (à droite) en fonction du courant pour les données de juillet 2001.

6.6.5 Perte d'énergie par rayonnement synchrotron

Les particules chargées du faisceau déviées par le champ magnétique, subissent une accélération normale à leurs trajectoires et émettent des photons. L'énergie perdue par rayonnement synchrotron est proportionnelle à E^3 (E : Energie) et au champ B . Comme le champ croît avec l'énergie de façon à ce que le rayon de courbure ρ soit fixe, le champ B peut être remplacé par $\frac{E}{\rho}$ et l'énergie perdue par rayonnement synchrotron devient proportionnelle à $\frac{E^4}{\rho}$:

$$\Delta E(1 \text{ tour}) = 8.85 \times 10^{-5} \frac{E^4}{\rho}$$

E est exprimée en GeV et ρ en km. Dans la configuration normale, les 6 aimants du doublets B_3 et B_4 sont alimentés. Tandis que dans la configuration choisie, seul le triplet B_3 est alimenté avec un courant et un champ double. La déviation fixée par la géométrie du faisceau reste égale à 41 mrad et le rayon de courbure demeure également inchangé. Le rayon de courbure se calcule en sachant qu'à "100 GeV" est associé un courant de 629.5 A et un champ magnétique $B = 0.894$ Tesla. La relation:

$$E = 0.3 \times B \times \rho$$

donne $\rho = 372.85$ m quelque soit l'énergie du faisceau et une perte d'énergie $\Delta E(100 \text{ GeV}) = 0.155$ GeV.

Lorsque la ligne de faisceau entre C_3 et C_9 est réglée pour laisser passer des pions (dont le rayonnement est négligeable) d'énergie E , la même ligne va sélectionner au premier ordre une énergie $E + \frac{\Delta E}{2}$ avant les aimants, E au milieu des aimants et $E - \frac{\Delta E}{2}$ après les aimants, qui correspondent à une perte de ΔE et un comportement moyen de E . L'énergie des électrons en aval de C_9 est égale à $E - \frac{\Delta E}{2}$.

La dernière correction concerne la perte d'énergie dans les aimants horizontaux B_5 et B_6 , qui est complètement effective mais très faible et proportionnelle à $\Delta E(B_5) + \Delta E(B_6)$. L'énergie totale perdue par rayonnement synchrotron est proportionnelle à $\frac{\Delta E}{2} + \Delta E(B_5) + \Delta E(B_6)$ et représentée sur la figure 6.19 en fonction de l'énergie nominale du faisceau.

6.6.6 Résultats: Energies des faisceaux

Le tableau 6.2 résume et combine les résultats des paragraphes précédents et donne les valeurs précises des énergies des faisceaux utilisés pour l'étude de la linéarité du module.

La première colonne du tableau 6.2 indique les courants mesurés avec une précision de 10^{-4} par un DCCT. La deuxième colonne présente la valeur de B sur l'axe du faisceau qui est obtenue en prenant la moyenne des mesures du champ magnétique à partir des mesures de courant et de la sonde à effet Hall installée à l'intérieur de l'aimant dipolaire. La correspondance entre B sur l'axe et l'intégrale $\int_{B_3} B d\ell$ est déduite en utilisant la fonction correctrice (équation 6.3) de la longueur effective de l'aimant. L'intégrale du champ rémanent dans les trois aimants B_4 qui ne sont pas alimentés en courant est ajoutée à la valeur de l'intégrale. Il faut noter que les valeurs $\int_{B_3} B d\ell$ et de la correction

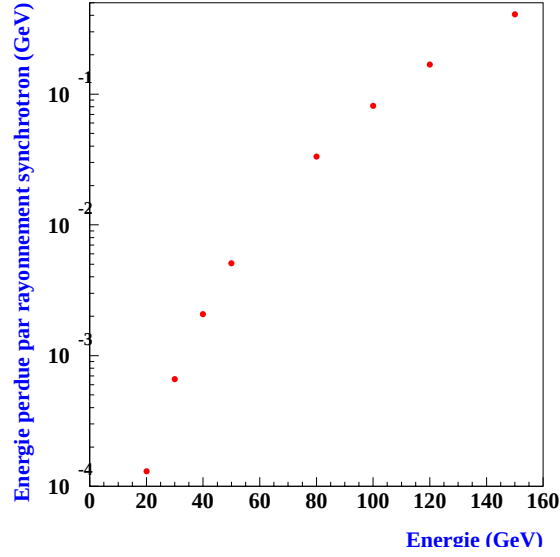


Figure 6.19: Energie perdue par rayonnement synchrotron en fonction de l'énergie du faisceau.

dans l'aimant B_4 sont données pour un seul aimant et qu'il faut multiplier par un facteur 3 pour décrire tout le spectromètre. Les valeurs nominales des pions sont données dans la colonne numéro 5. L'énergie du faisceau est directement reliée à l'intégrale du champ, L'énergie 80 GeV est choisie arbitrairement comme point de normalisation, et les autres énergies sont déduites dans la colonne 6. La colonne 7 indique la perte d'énergie par rayonnement synchrotron entre C_3 et C_9 et dans les aimants horizontaux B_5 et B_6 . Elle est proportionnelle à $\frac{\Delta E}{2} + \Delta E(B_5) + \Delta E(B_6)$. Cette perte est soustraite de l'énergie des pions pour obtenir l'énergie des électrons donnée dans la colonne 8.

I DCCT (kA)	B sur l'axe (T)	$f B d\ell$ (T.m)	B4 ajouté (T.m)	pion nominal	pion réel (GeV)	ΔE sync (GeV)	$E_{faisceau}$ (GeV) Electrons
0,126789	0,179744	0,916331	0,921331	20	20,186	0,00013	20,186
0,189639	0,268766	1,370151	1,375151	30	30,129	0,00066	30,129
0,252690	0,358146	1,825767	1,830767	40	40,112	0,00208	40,110
0,315726	0,447490	2,281150	2,286150	50	50,089	0,00508	50,084
0,504822	0,715447	3,646345	3,651345	80	80,000	0,03322	79,967
0,630965	0,894392	4,557161	4,562161	100	99,956	0,08111	99,875
0,757379	1,073243	5,466312	5,471312	120	119,875	0,16847	119,707
0,946029	1,340230	6,820125	6,825125	150	149,537	0,40869	149,128

Tableau 6.2: Résumé des mesures et des corrections conduisant à la mesure précise de l'énergie du faisceau.

6.6.7 Estimation des erreurs

Les principales erreurs sur la détermination de l'énergie du faisceau sont systématiques. Le champ magnétique le plus faible est mesuré à une énergie de 20 GeV et correspond à 0.18 Tesla. Toutes les lectures effectuées (DCCT, NMR, sondes à effet Hall) sont précises à mieux que 1 Gauss, par conséquent les erreurs de lectures sont inférieures ou égales à 5×10^{-4} .

Seul un aimant du triplet B_3 a été instrumenté par une lecture de courant DCCT et une sonde à effet Hall. Il faut donc prendre en compte l'uniformité des aimants. D'après [7], les aimants sont identiques à $\pm 2 \times 10^{-4}$. Cet effet n'est pas dominant.

L'erreur sur l'écart entre la mesure du champ à partir des mesures de courant DCCT et en utilisant la sonde à effet Hall est de 7.7×10^{-4} . Cette valeur contient implicitement les effets des erreurs cités plus haut.

Les erreurs d'interpolations proviennent de:

- La qualité de l'ajustement du rapport entre la sonde à effet Hall installé à position nominale et la sonde NMR placée au centre de la chambre à vide estimée à 3×10^{-4}
- La qualité de l'ajustement de la longueur effective de l'aimant évalué à 3×10^{-4}

La valeur de 10 Gauss de champ rémanent ajoutée pour chaque aimant du triplet B_4 est connue à mieux que 3 Gauss près. C'est un effet cohérent qui déplacent tous les points en énergie de la même façon et qui est évalué à ± 30 MeV. D'autres sources d'erreurs peuvent provenir du décalage en position transverse de la sonde et de la perte d'énergie par rayonnement synchrotron. En effet, à un déplacement transverse de 1 mm correspond une erreur de 0.02 %. L'incertitude sur l'énergie perdue par rayonnement synchrotron est très faible. En combinant ces différentes incertitudes, l'énergie du faisceau est estimée avec une erreur de 8×10^{-4} . Le tableau 6.3 résume les différentes sources d'erreurs.

Source d'erreur	Erreur
Écart entre la valeur de B estimée par les deux méthodes	7.7×10^{-4}
Qualité de l'ajustement de la calibration $B(\text{Hall})/B(\text{NMR})$	3×10^{-4}
Qualité de l'ajustement de $\int_{B_3} B d\ell$	3×10^{-4}
Le champ rémanent dans B_4	30 MeV

Tableau 6.3: Résumé des principales sources d'erreurs.

6.7 Conclusion

Les différence entre les valeurs d'énergie obtenues par la méthode présentée ici et les valeurs nominales données dans le tableau 6.1 varient jusqu'à 1 % et sont résumées dans le tableau 6.4.

L'énergie du faisceau est mesurée avec une très bonne précision de 10^{-3} . En principe, la connaissance de l'énergie du faisceau ne constitue plus une limitation dans l'étude de la linéarité des modules du calorimètre.

Energie nominale (passé) (GeV)	Energie mesurée (GeV)	Différence (%)
20.	20.186	+0.92%
30.	30.129	+0.43 %
40.	40.11	+0.27 %
50.	50.084	+0.17 %
80.	79.967	-0.04 %
100.	99.875	-0.12 %
119.7	119.707	-0.005 %
149.2	149.128	-0.048 %

Tableau 6.4: Différence entre les valeurs d'énergie obtenues par la méthode présentée ici et les valeurs nominales données dans le passé.

6.8 Perspectives

Pour pouvoir mesurer la linéarité des modules du calorimètre électromagnétique au niveau de 10^{-4} , des mesures supplémentaires doivent être réalisées:

- Effectuer une “calibration postérieure” des sondes à effet Hall après la prise des données.
- Refaire toutes les calibrations avec beaucoup plus de points sur les courbes
- Prendre des points correspondant aux faibles valeurs du champ magnétique en utilisant une sonde NMR sensible à ces gammes de valeurs
- Re-mesurer directement l'intégrale $\int B d\ell$
- Suivre les électrons le long de la ligne du faisceau en utilisant un code de simulation pour vérifier leurs trajectoires en présence du rayonnement synchrotron.

Les quatre premiers points de cette liste ont été réalisés par le groupe SPL durant le printemps 2002.

Bibliographie

- [1] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance Technical Design Report, Volume 2, CERN/LHCC/99-15, 25 May 1999, page 545-552
- [2] ATLAS Collaboration, Detector and Physics Performance Technical Design Report, Volume 1, CERN/LHCC/99-15, 25 May 1999, page 401-413
- [3] D. Fournier, Are precision linearity studies with test beam data feasible? , présentation à la réunion faisceau test (CERN) (30/11/2000)
- [4] Short introduction to the use of the H8 beam, SL/EA/KE version 3.0 2 May 2000, <http://atlasinfo.cern.ch/ATLAS/GROUPS/GENERAL/TESTBEAM/References/H8manual.pdf>
- [5] I. Efthymiopoulos, Improving the energy linearity of the H8 beam line, présentation à la réunion faisceau test (CERN) (10/07/2001)
- [6] I. Efthymiopoulos, communication privée, note SL/EA 1978
- [7] J. Loas note SL/EA 1976

Chapitre 7

Etude de la linéarité du calorimètre électromagnétique

Le but de ce chapitre est l'étude de la linéarité du module du calorimètre électromagnétique sur faisceau test. Les mesures ont été effectuées en Juillet et Octobre 2001.

Le calorimètre électromagnétique à échantillonnage utilisant l'argon liquide ainsi que sa chaîne d'électronique, sont en principe linéaires. Mais plusieurs effets secondaires peuvent altérer sa réponse. Une liste non-exhaustive de ces effets inclut :

- La perte d'énergie dans la matière située devant le calorimètre
- Les calibrations et les pondérations entre compartiments
- La taille finie des clusters
- Les corrections des modulations en η et φ
- Le changement du gain haut au gain moyen autour de 30 GeV/cellule dans le compartiment du milieu
- La calibration électronique et la reconstruction du signal

Certains de ces effets sont détaillés dans ce chapitre.

Après avoir rappelé les principes de la calorimétrie à échantillonnage et décrit le module et l'électronique de lecture, les résultats de la linéarité de réponse dans le Monte Carlo sont présentés. Les résultats d'une étude préliminaire sur les données du faisceau test ainsi que les limitations observées sont exposées. Finalement, la résolution en énergie dans les données et le Monte Carlo est présentée.

7.1 Calorimètre électromagnétique à échantillonnage avec l'argon liquide

Les deux quantités les plus importantes pour caractériser un calorimètre sont la linéarité de la réponse et la résolution en énergie.

La résolution en énergie dans un calorimètre à échantillonnage est déterminée par la fluctuation sur la perte d'énergie dans les couches actives. Cette résolution est moins bonne que dans un calorimètre homogène. En général, les calorimètres à échantillonnage peuvent être segmentés transversalement et longitudinalement. Cette propriété est particulièrement intéressante pour l'identification des γ et des $e^\pm$ par rapport aux jets, elle peut assurer en outre d'excellentes résolutions pour les mesures d'angles des γ et des $e^\pm$.

7.1.1 Principe de fonctionnement et résolution intrinsèque

Le principe du calorimètre d'ATLAS consiste en une alternance d'un milieu actif (l'argon liquide) pour la détection du signal et d'un milieu passif constitué d'un matériau dense, appelé absorbeur (plomb) qui favorise le développement des gerbes électromagnétiques et absorbe la plus grande partie de leurs énergies. Les deux paramètres caractéristiques de ce type de calorimètres sont :

- La fréquence d'échantillonnage, f_{echan} , qui est donnée par la formule :

$$f_{\text{echan}} = \frac{X_0}{t + s}$$

$(t + s)$ représente l'épaisseur d'une période (absorbeur-milieu actif), elle est exprimée en cm et X_0 est la longueur équivalente en cm à une longueur de radiation ($X_0^{\text{passif}} \gg X_0^{\text{actif}}$). La longueur totale du calorimètre d'ATLAS est supérieure à $24 X_0$ et les épaisseurs pour la séquence plomb/argon utilisées sont respectivement (à $z = 0$) $L_P = 0.280 X_0$ et $L_A = 0.015 X_0$.

- La fraction d'échantillonnage, f , définit la fraction d'énergie déposée par une particule au minimum d'ionisation dans le milieu actif, par rapport à celle qui est perdue dans la cellule (absorbeur + milieu actif) :

$$f = \frac{\Delta E_{\text{actif}}}{\Delta E_{\text{passif}} + \Delta E_{\text{actif}}}$$

Dans le cas du calorimètre électromagnétique d'ATLAS : $f \sim 19 \%$.

La résolution intrinsèque sur la mesure de l'énergie est dominée par les fluctuations statistiques sur le nombre de traces secondaires $e^\pm$ qui traversent le milieu actif. Le nombre de particules traversant une couche d'argon liquide est donné par

$$N = \frac{E}{\delta E}$$

où E est l'énergie d'une particule avant traversée d'une couche d'absorbeur et δE est l'énergie qu'elle y perd. La résolution intrinsèque du calorimètre est définie à partir des fluctuations statistiques poissonniennes du nombre de particules détectées :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sqrt{N}}{N}$$

Il existe une relation de proportionnalité entre le nombre de charges créées et l'énergie déposée dans l'argon. Ainsi, la mesure de l'énergie se fait par comptage des charges créées lors de l'ionisation:

$$\frac{\sqrt{N}}{N} \propto \sqrt{\frac{t}{E_{\text{inc}}}}$$

où t représente l'épaisseur du milieu absorbeur et E_{inc} est l'énergie incidente. A la limite $t = 0$, le calorimètre est homogène. Toutefois, ce calcul n'est valable que si l'épaisseur des plaques d'absorbeur n'est pas trop petite ($t > 1/6X_0$). Ainsi, au premier ordre, l'énergie déposée dans une certaine couche du milieu actif, est indépendante de la quantité de matière qui précède. C'est une fonction linéaire de l'énergie incidente.

L'utilisation de l'argon liquide comme milieu actif assure une excellente résistance aux radiations et une collection de signal avec une granularité fine, suivant le découpage des électrodes de lecture. Cependant ce choix présente aussi deux inconvénients majeurs. L'amplitude des signaux est relativement faible, ce qui nécessite d'utiliser une électronique bas-bruit. De plus, les parois du cryostat utilisées constituent des zones mortes pour la détection et une quantité additionnelle de matière devant les calorimètres.

7.2 Description de la chaîne de lecture du signal

Au passage dans l'argon liquide, un électron ou un positron de la gerbe dépose une partie de son énergie par ionisation. La fraction d'énergie déposée dans l'argon est de l'ordre de 19 %, les 81 % restants sont perdus dans les absorbeurs et ne sont pas mesurés. Les charges produites par l'ionisation sont collectées en appliquant un champ électrique entre l'absorbeur et une électrode de lecture. Sous l'effet de ce champ, les électrons d'ionisation dérivent dans l'argon. Le courant à la sortie d'une cellule du calorimètre électromagnétique a une forme triangulaire (figure 7.1) entre le temps $t = 0$ et $t_D \sim 450$ ns.

$$I = \frac{1}{t_D} Q_0 \left(1 - \frac{t}{t_D}\right)$$

Sa valeur maximale I_0 est proportionnelle à la charge totale déposée et par conséquent à l'énergie déposée avec une constante de proportionnalité de $2.8 \mu\text{A GeV}^{-1}$. La gamme dynamique s'étend de 50 MeV (niveau du bruit d'électronique) à 3 TeV (échelle des électrons issus de la désintégration du Z' et W').

La figure 7.1 schématise l'architecture de la chaîne d'électronique du calorimètre électromagnétique. Elle est composée de :

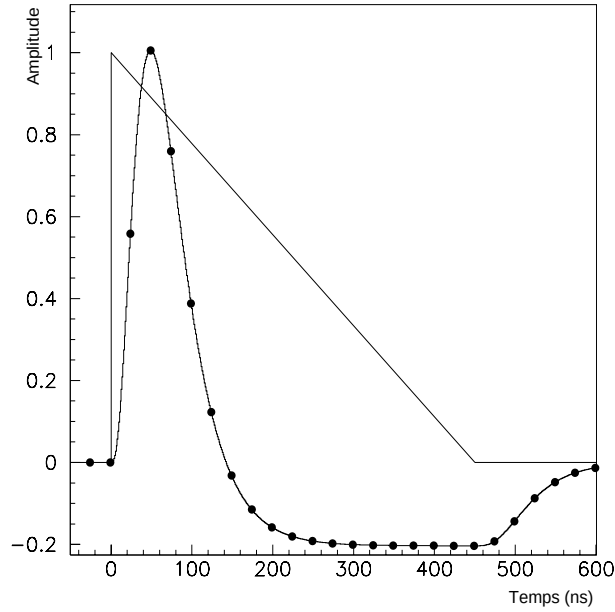


Figure 7.1: Réponse du calorimètre à un signal d’ionisation avant (triangle) et après mise en forme. Les points correspondent aux temps de croisement des faisceaux.

- L’électronique froide (ou passive) se trouvant dans le cryostat, est constituée de cartes sommatrices et de cartes mères. Ces cartes récupèrent et somment les signaux afin de former des canaux de lecture. Les cartes mères distribuent aussi le signal d’étalonnage.
Les câbles électriques pour le signal, l’étalonnage et la haute tension sont transférés du détecteur vers l’extérieur du cryostat par un système de traversées étanches appelées feed-through.
- L’électronique chaude (ou active) se trouve hors du cryostat. Elle est placée sur le cryostat, afin de limiter la longueur des câbles, à la sortie des traversées étanches, dans les chassis Frontaux “Front End Crate”. L’électronique frontale est chargée de la pré-amplification, de la mise en forme, du stockage sous forme analogique et de la numérisation du signal. Le signal est ensuite sommé dans la carte “tower builder” et envoyé au déclenchement du niveau 1.
- L’électronique de déclenchement est situé à l’extérieur du détecteur ATLAS. Elle permet de déclencher le niveau 1 du trigger (LVL1) et du système de CPU qui reconstruit l’énergie après décision du système de déclenchement (ROD).

La disposition des différentes composantes de la chaîne résulte d’un compromis entre les contraintes liées aux radiations à proximité du détecteur et le niveau bas du bruit.

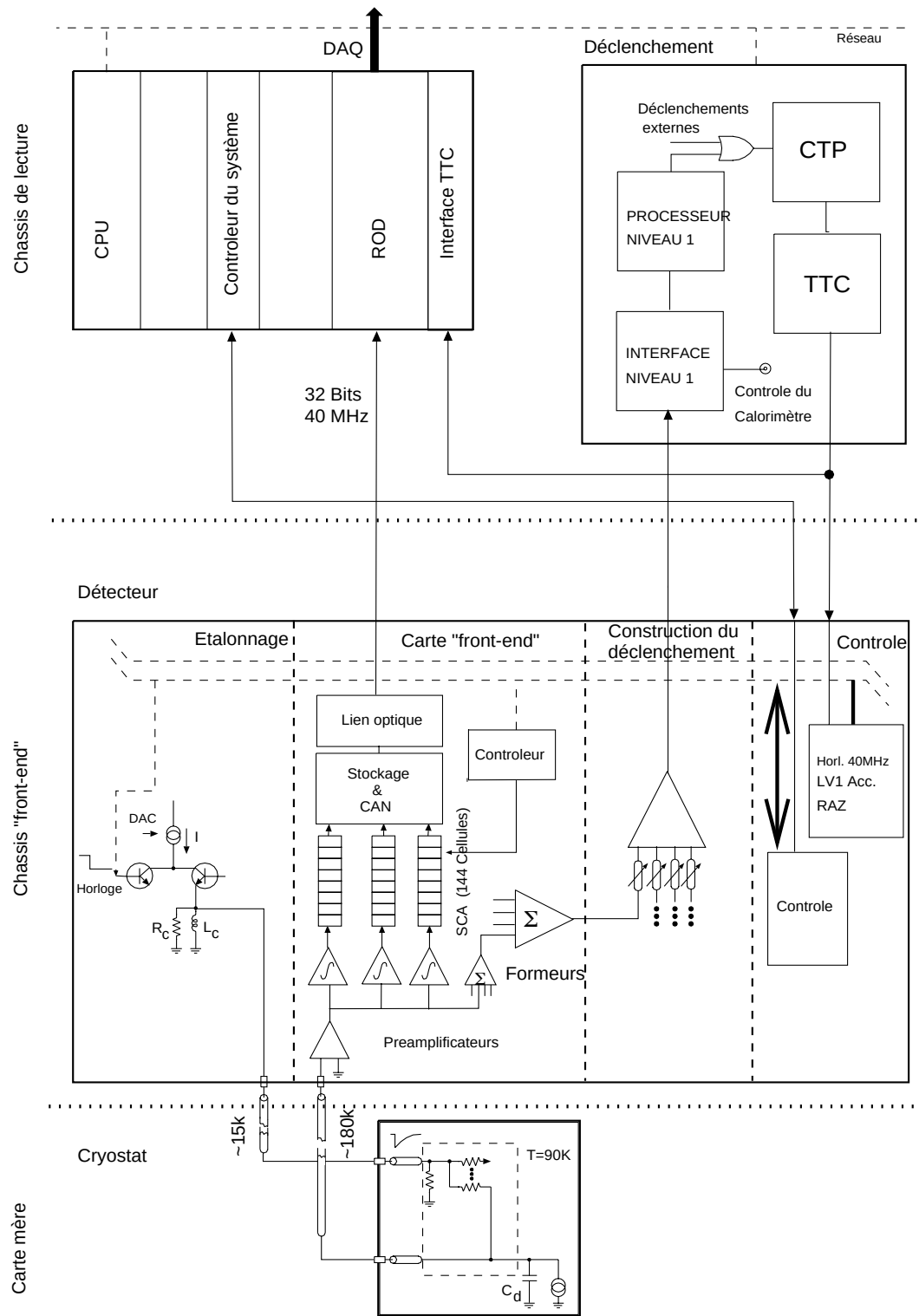


Figure 7.2: Schéma de la chaîne d'électronique de lecture.

7.2.1 Pré-amplification et mise en forme

Le courant en sortie du détecteur est amplifié afin de réduire la sensibilité au bruit des étages ultérieurs et au bruit cohérent.

Le temps de dérive des électrons étant trop important par rapport à la fréquence de croisement des faisceaux (25 ns), l'information sur la quantité d'énergie déposée dans une cellule du calorimètre est donnée par l'amplitude du signal. Le signal est mis en forme par un filtre bipolaire CR-CR². La réponse typique des formeurs d'ATLAS à un signal triangulaire est montré sur la figure 7.1. L'intégrale nulle dans le temps du signal bipolaire permet de traiter l'effet d'empilement comme un bruit. Ce circuit permet d'optimiser le rapport signal sur bruit en choisissant un temps de mise en forme τ_{shaping} dont la valeur est un compromis entre la minimisation du bruit d'empilement (petit τ_s) et du bruit d'électronique (grand τ_s). La valeur optimale varie également en fonction de la position en η et de la luminosité. Il a été choisi d'utiliser une constante $\tau_{\text{shaping}} = 15$ ns qui minimise le bruit total (électronique + empilement) à haute luminosité.

7.2.2 Echantillonnage et stockage analogique

Les signaux, à la sortie des formeurs, sont échantillonnés toutes les 25 ns et stockés dans un système de mémoires analogiques (Switch Capacitor Array) composés de 144 capacités, afin d'attendre la décision du 1er niveau de déclenchement. Le nombre d'échantillons successifs du signal bipolaire transmis, pour un déclenchement de l'expérience est égal à cinq. Ces échantillons sont l'échantillon d'amplitude maximale et 4 autres répartis de part et d'autre de celui-ci. Si l'événement est retenu par LVL1, le gain optimal est choisi par un circuit logique et les échantillons sont envoyés vers le convertisseur analogique-numérique.

7.2.3 Numérisation et reconstruction

Les signaux sont lus et numérisés par un convertisseur analogique-numérique (ADC) avec un codage sur 12 bits. Les 5 échantillons sont transmis par lien optique vers les ROD pour la reconstruction de l'énergie.

La reconstruction de l'énergie (en GeV) et du temps d'arrivée de l'événement à partir des 5 échantillons est réalisée en utilisant la méthode du filtrage optimale décrite en détail dans [1]. L'énergie reconstruite déposée dans une cellule peut s'exprimer comme :

$$E_{\text{reconstruite}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{echan}}} a_i \times s_i$$

où s_i est l'amplitude du signal pour le i -ème échantillon ($N_{\text{ech}} = 5$). Les coefficients sont optimisés de façon à rendre la mesure de l'énergie insensible à la phase et réduire la contribution du bruit.

La méthode de la parabole est utilisée au faisceau test pour une reconstruction en ligne de l'énergie car elle permet une estimation du maximum avec un déclenchement asynchrone par rapport à l'horloge 40 MHz. Elle consiste à estimer l'amplitude du signal par l'ajustement d'une forme parabolique sur les trois échantillons présentant les plus grandes valeurs d'ADC. Il existe néanmoins un biais systématique en fonction de la position des échantillons par rapport au maximum car la réponse du circuit de mise en forme n'est pas parabolique. De plus, cette méthode ne tient pas compte le bruit affectant chaque échantillon.

7.2.4 Linéarité de la carte d'électronique frontale

Sur chaque carte d'électronique frontale (FEB) sont connectés 128 canaux provenant du détecteur. Pour la calibration sur le banc-test, un signal de forme proche de celui du détecteur est injectée sur chacune des voies avec une amplitude linéairement croissante. L'amplitude est fixée par un convertisseur analogique numérique (DAC). Une droite est utilisée pour l'ajustement des valeurs de DAC par rapport aux valeurs ADC. La figure 7.3 illustre la réponse des canaux de la FEB dans le haut gain à des intervalles équidistants de DAC de pas 0.7 mV. Les résidus par rapport à l'ajustement linéaire sont faibles (figure 7.3) et la non-linéarité intégrale est de 0.1 %.

Le signal est amplifié avec un système de trois gains linéaires appelés bas, moyen et haut. Les rapports de la réponse de la FEB à des valeurs de DAC dans les trois gains, sont représentés sur la figure 7.4 et sont respectivement dans un rapport (1, 9.2, 92).

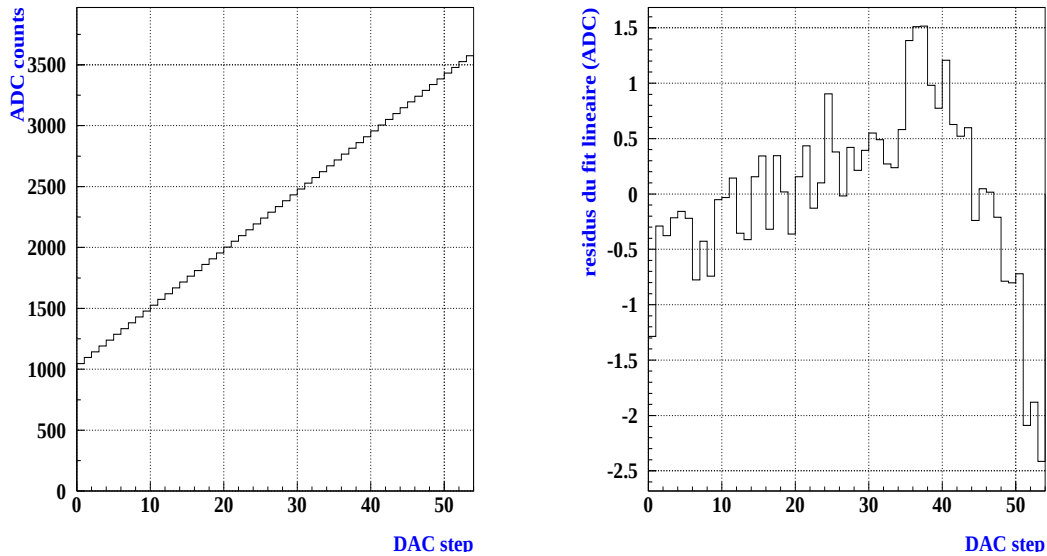


Figure 7.3: Linéarité de la réponse de la FEB sur le banc-test (à gauche) et les résidus par rapport à un fit linéaire (à droite).

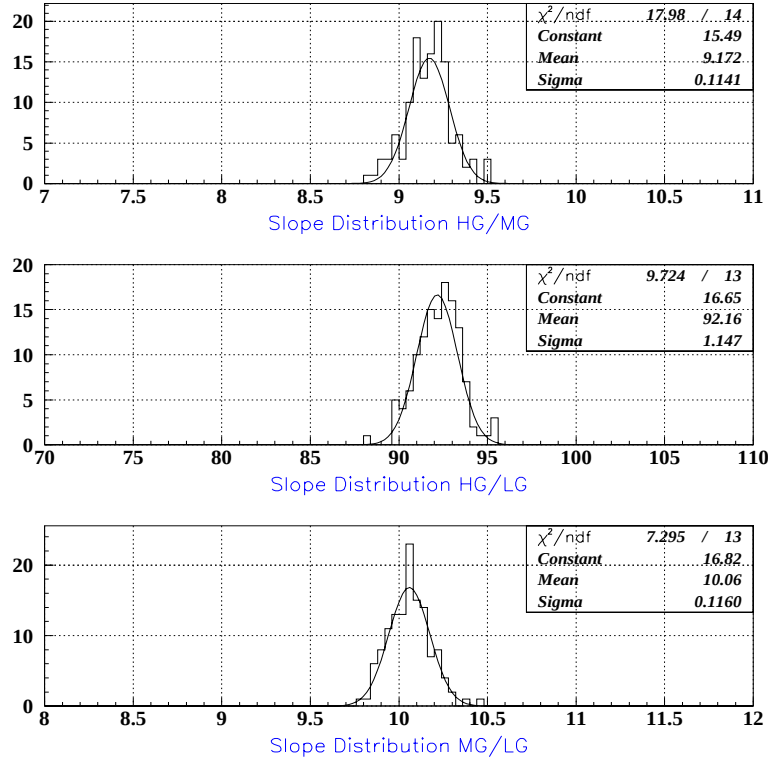


Figure 7.4: Rapport entre les gains d'électronique bas, moyen et haut.

7.3 Description du module du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est divisé en deux demi-tonneaux ($z > 0$ et $z < 0$) qui sont formés chacun de 16 modules.

Le module testé couvre $\frac{2\pi}{16}$ en ϕ et la région de 0 à 1.475 en η . Il est placé dans un cryostat monté sur une plate forme orientable en η et ϕ . Sa géométrie est complètement projective à une distance qui correspond au point d'interaction des faisceaux du LHC. La nomenclature utilisée pour les positionnements du faisceau utilise la numérotation des cellules du compartiment du milieu de 0 à 15 selon ϕ et de 0 à 56 selon η . La taille transverse des faisceaux $4 \times 4 \text{ cm}^2$ est équivalente à la taille d'une cellule du 2nd compartiment.

Le module est équipé d'une chaîne de lecture composée de 28 cartes d'électronique frontale (FEB) pour couvrir toutes les cellules du calorimètre et du pré-échantillonneur et d'une carte de calibration par feed-through. Des mini-RODS remplacent les ROD d'ATLAS et ont pour fonction de transmettre le signal échantillonné des FEBs vers l'acquisition des données.

Quatre chambres à fils sont réparties sur la ligne du faisceau devant le cryostat, pour localiser la position des particules incidentes. Trois scintillateurs sont installés devant le cryostat pour le déclenchement de l'acquisition et deux autres derrière le cryostat pour identifier les pions et les muons. La figure 7.5 schématise la disposition de ces différents

éléments sur la ligne du faisceau H8.

Comme le déclenchement est asynchrone, un système TDC (Time Discriminator Counter) mesure avec une précision de 300 ps le temps t_{tdc} séparant le déclenchement et l'échantillonnage à 40 MHz.

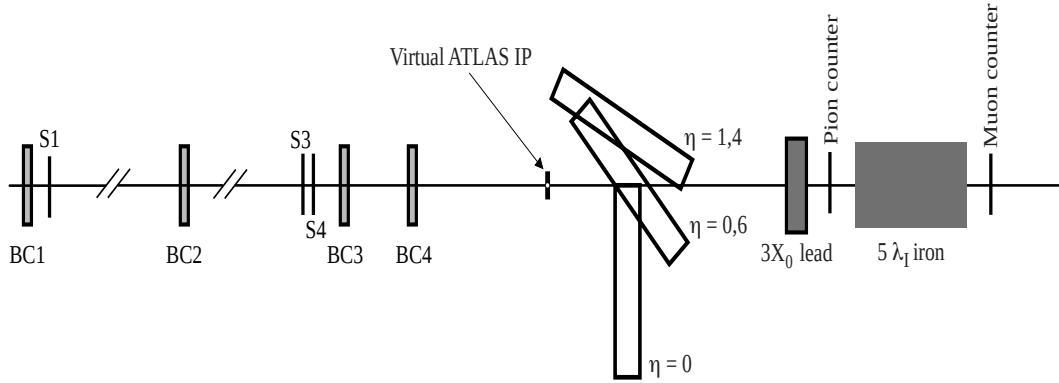


Figure 7.5: Description de la ligne du faisceau H8.

7.3.1 Calibration électronique du détecteur

La calibration électronique des cellules permet d'homogénéiser la réponse de l'ensemble des canaux du détecteur. Son principe consiste à déterminer les facteurs de proportionnalité entre l'amplitude appliquée (DAC) et le signal de sortie (ADC). Elle permet aussi de contrôler la linéarité de la chaîne d'électronique et la stabilité dans le temps. Durant la prise de données, des rampes de calibration sont régulièrement effectuées de la façon suivante : 11 valeurs sont injectées avec des amplitudes croissantes (0 à 15000 DAC en gain moyen et 0 à 1500 DAC en haut gain). Un DAC de 17 bits est utilisé au faisceau.

Un polynôme de degré 2 est utilisé pour l'ajustement des valeurs DAC par rapport aux valeurs ADC d'une cellule. Ce choix de polynôme permet de prendre en compte les possibles saturations du signal de sortie lorsque les valeurs d'injections sont élevées. Les résidus de l'ajustement effectué sur des runs de calibration typiquement pour le second compartiment qui contient le maximum d'énergie :

1. un résidu de ± 300 MeV dans le cas d'un ajustement des cellules dans le gain moyen sur la gamme d'énergie de 50 à 300 GeV
2. un résidu de 100 MeV dans le cas d'un ajustement des cellules dans le haut gain sur la gamme d'énergie de 0 à 50 GeV
3. un résidu de 100 MeV aussi dans le cas de données prise dans un run spécial dans le gain moyen et couvrant la gamme de 0 à 50 GeV.

Bien que le résidu soit réduit dans ce dernier cas et comparable avec celui du cas 2, la pente obtenue diffère de 2 % par rapport à celle obtenue dans le run standard haut gain. Les résultats de l'ajustement de ces trois cas sont illustrés sur la figure 7.6.

Finalement, dans le cas des ajustements standards où aucune contrainte n'est appliquée sur la continuité des gains, il apparaît une non-linéarité pouvant atteindre 400 MeV.

Comme montré dans la suite du chapitre, ces observations entraîneront des effets importants sur l'étude de la linéarité des électrons. Des données complémentaires vont être prises pour comprendre si ces différences de pentes doivent être attribuées à un problème de comportement de la calibration à petits signaux ou bien de la réponse du traitement de l'électronique de lecture (utilisation d'une atténuation en sortie de la calibration pour extraire le haut gain en utilisant la gamme de DAC de 0 à 15000).

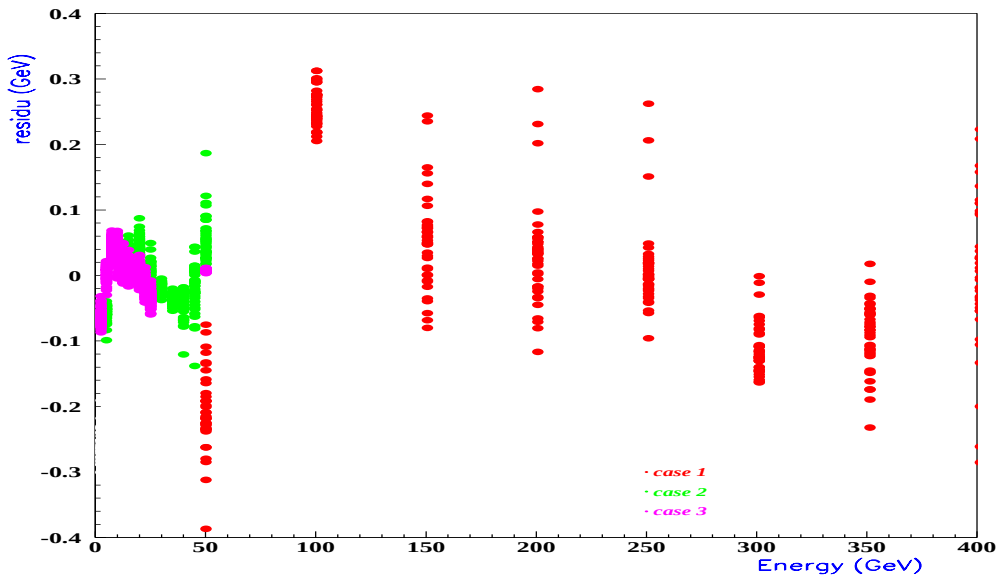


Figure 7.6: Les résidus de l'ajustement effectué sur des runs de calibration standard en fonction de l'énergie dans le 2ème compartiment dans les trois cas cités dans le texte.

7.3.2 Reconstruction de l'énergie en gain haut et moyen gain

Pendant la période de test sous faisceau du module, des données dites de “delay” ou de forme de signal ont été enregistrées. Le signal de calibration est échantillonné et retardé en temps par un pas de 1 ns afin de décrire la forme du signal de calibration sur un intervalle de 125 ns. La figure 7.7 a) représente le rapport gain haut/gain moyen pour les 128 canaux d'une FEB du 2nd compartiment pour une valeur de DAC = 200. L'étude du rapport entre le signal brut du troisième échantillon dans le gain haut et le gain moyen pour différentes valeurs de DAC injectées, montre qu'il vaut 9.35 ± 0.14 indépendamment

des amplitudes injectées (figures 7.7 b, c, d). Cette valeur est compatible avec celle prévue (9.3) par la FEB. Une comparaison entre les forme des signaux en haut gain et gain moyen en utilisant le second et le troisième échantillon a été effectuée. La forme du signal en haut et moyen gain est identique avec un décalage de 2.5 ns du haut gain par rapport au moyen gain.

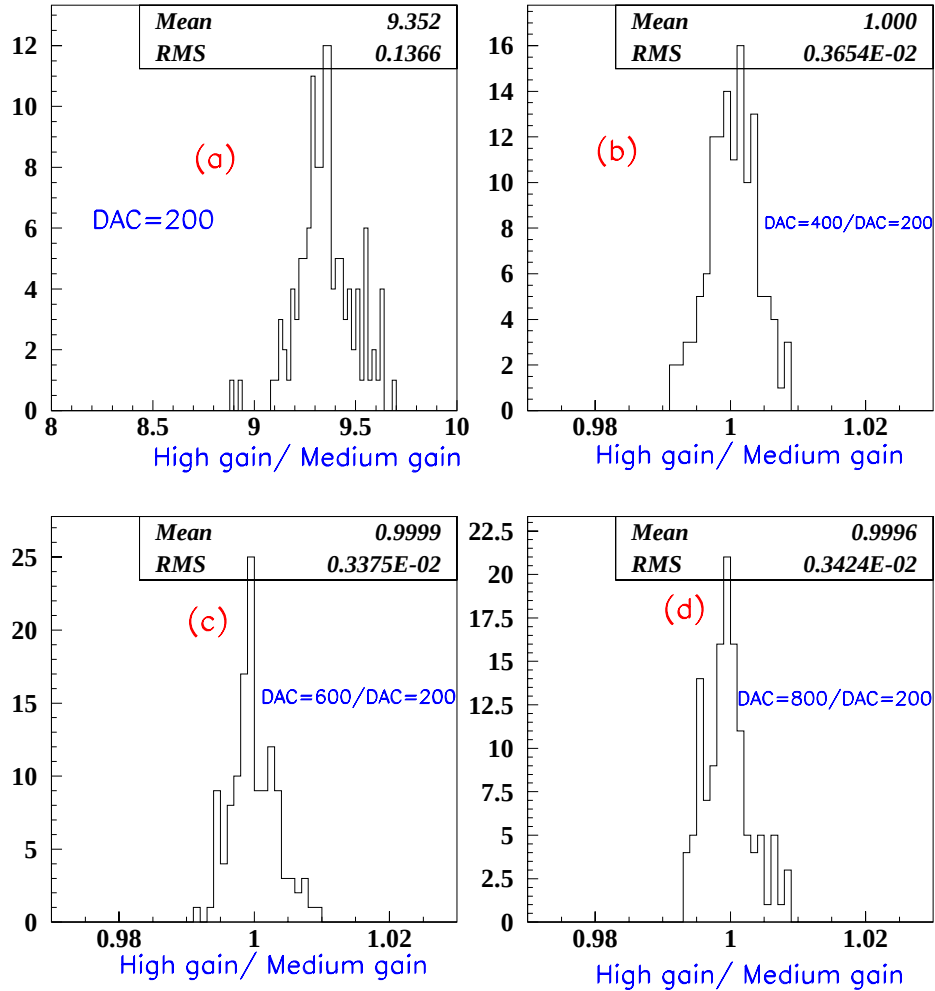


Figure 7.7: Données d'un run de "delay" des 128 voies d'une FEB connectée au 2ème compartiment: a) le rapport gain haut/gain moyen pour une valeur de $DAC = 200$. Les figures b), c) et d) donnent les rapports gain haut/gain moyen entre les valeurs $DAC = 400, 600$ et 800 respectivement et $DAC = 200$.

Afin de comparer les reconstructions de signaux haut gain et moyen gain, la corrélation événement par événement de l'énergie d'une cellule (7.8) a été étudié en utilisant le filtrage optimal [2]. La même corrélation est représenté sur la figure 7.8 avec la méthode de la parabole.

Une différence de 2 % est observée entre les valeurs d'énergies des électrons reconstruits dans ces deux gains en utilisant les deux méthodes. Le tableau 7.1 compare les valeurs des énergies moyennes dans les deux gains en utilisant le filtrage optimal.

Energie du faisceau (GeV)	Energie reconstruite Moyen gain	Energie reconstruite Haut gain	Différence (%)
20.186	19.550	19.981	2.18
30.129	29.151	29.780	2.13
40.11	38.910	39.750	2.13
50.084	48.637	49.868	2.49

Tableau 7.1: Comparaison entre les énergies des électrons reconstruites dans le haut et moyen gain.

La corrélation entre les énergies reconstruites dans le haut gain et le gain moyen en utilisant le filtrage optimal montre l'existence de deux populations de points qui peuvent être ajustée par deux droites dont les pentes diffèrent de 6 %. En revanche, si le signal est reconstruit en utilisant la méthode de la parabole, cet effet n'existe pas.

Le même effet se manifeste par un déplacement entre la distribution du profil de l'énergie totale en fonction du temps dans le haut gain pour des valeurs de temps inférieures à 5 ns (figure 7.9). L'effet observé est attribué au calcul des coefficients du filtrage optimal dans le haut gain. En effet pour obtenir ces derniers, les coefficients calculés en moyen gain sont appliqués avec un décalage de 1.4 ns pour décrire la forme du signal dans le haut gain. Or, la comparaison des formes des signaux dans les deux gains a été estimée à 2.5 ns.

En coupant sur les événements ($t < 5$ ns), l'écart observé dans la corrélation entre l'énergie reconstruite dans les deux gains disparaît. Mais cela ne résout pas le problème de 2 % de différence entre l'énergie reconstruite dans le haut et moyen gain.

En utilisant pour le gain moyen, les calibrations issues du cas 3 (les données du run spécial dans le gain moyen couvrant la gamme de 0 à 50 GeV), les énergies obtenues en haut et moyen gain sont compatibles, démontrant que l'effet provient majoritairement du gain électronique utilisé.

7.4 Linéarité de réponse en énergie dans le Monte Carlo

Pour mieux comprendre les effets des corrections géométriques, la taille des clusters, les pondérations entre les compartiments et la reconstruction du signal sur la linéarité du calorimètre, il est proposé dans ce paragraphe de commencer par l'étude de la linéarité dans le Monte Carlo.

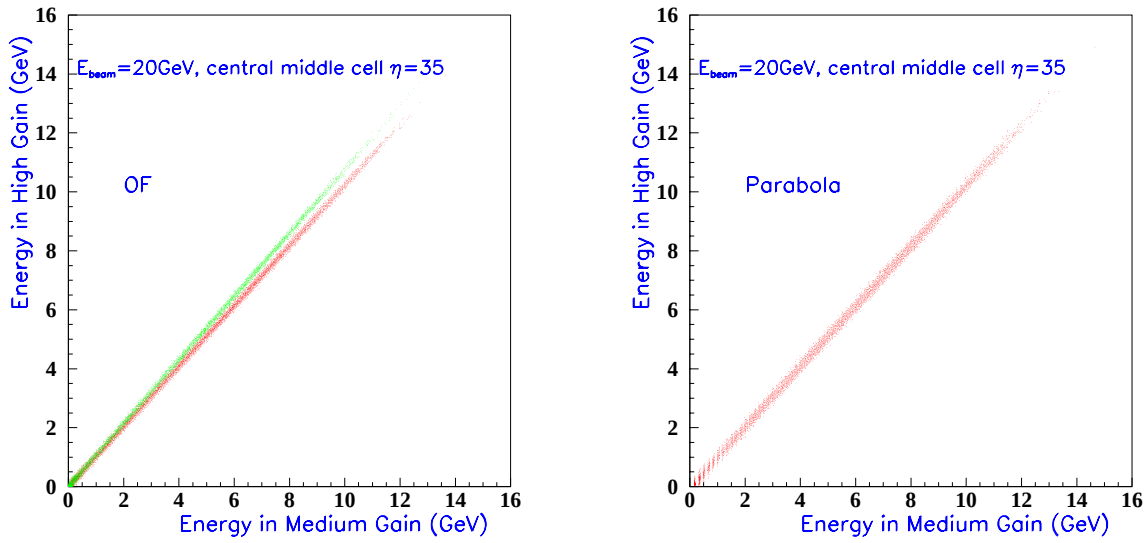


Figure 7.8: Corrélation entre l'énergie reconstruite dans le gain haut et le gain moyen en utilisant le filtrage optimal (à droite) et la méthode de la parabole (à gauche).

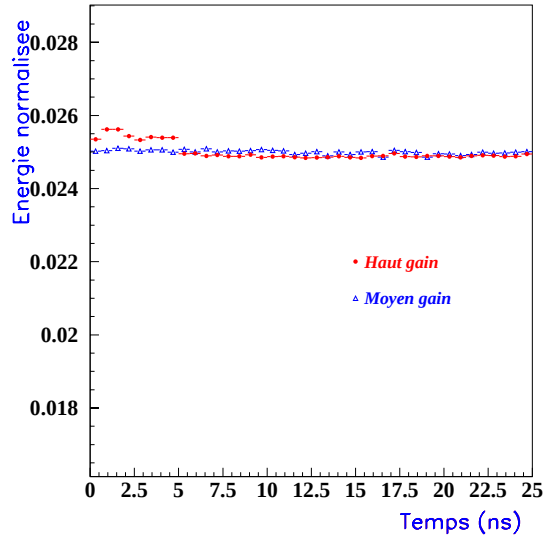


Figure 7.9: Profil de l'énergie reconstruite en fonction du temps.

Le programme Geant 3 [3] est utilisé pour la simulation complète du module du calorimètre dans les conditions du faisceau test [4] et une interface permet de lire les variables de simulation dans le format des données du faisceau test. La reconstruction des événements est basée sur l'utilisation du programme EMTB [5].

7.4.1 Taille des clusters

La taille des clusters utilisés pour reconstruire l'énergie des particules est limitée en particulier à cause de la sensibilité aux bruits d'électronique et d'empilement. L'énergie des électrons est reconstruite dans des clusters de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$ cellules autour de la cellule la plus énergétique dans le 2nd compartiment. Ce choix correspond à 5×1 cellules du pré-échantillonneur, à 11×2 dans le 1er compartiment et à 3×5 dans le 3ème compartiment. Cette taille de clusters permet de contenir plus de 94 % des gerbes indépendamment de l'énergie incidente. Contrairement aux conditions d'ATLAS, l'absence du champ magnétique autorise l'utilisation de clusters de tailles symétriques.

7.4.2 Modulation en η et ϕ

La structure en accordéon du calorimètre module sa réponse en fonction du barycentre ϕ . Ceci est expliqué par deux effets :

- La variation locale du rapport d'échantillonnage, dans les cellules de lectures en fonction du point d'impact ϕ
- Le champ électrique n'est pas uniforme dans les zones de pliage des absorbeurs et des électrodes

Compte tenu de la taille des clusters limitée à $\Delta\eta = 5$, une variation de la position du centroïde dans la cellule centrale du clusters entraîne une perte latérale d'énergie déposée dans le cluster.

L'énergie reconstruite peut être corrigée des modulations en η et en ϕ . Cependant pour éviter les corrections imparfaites de ces effets géométriques, une coupure au centre de la cellule a été appliquée où seules les particules telles que $|\eta_{\text{centroïde}} - \eta| < 10 \%$ et $|\phi_{\text{centroïde}} - \phi| < 10 \%$ interviennent dans la reconstruction de l'énergie.

7.4.3 Pondérations entre compartiments

Pour prendre en compte les pertes d'énergie à l'avant du détecteur et les fuites longitudinales de la gerbe vers l'arrière, une pondération entre les compartiments doit être appliquée. Les différents poids sont estimés localement en minimisant la résolution de l'énergie reconstruite. L'énergie est calculée suivant la formule :

$$E^{\text{rec}} = \sum_{i=0}^3 \omega_i E_i^{\text{rec}}$$

où E_o^{rec} est l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et $E_{i=1,3}^{\text{rec}}$ les énergies laissées dans chacun des compartiments du calorimètre accordéon. Les différents poids ω_i sont calculés

à l'aide du programme MINUIT [6] de façon à minimiser la valeur du χ^2 définie par :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{E_i^{\text{rec}} - E_i^{\text{vrai}}}{\sigma^{\text{rec}}} \right)^2$$

où N est le nombre de particules simulées, et E_i^{vrai} , la valeur de l'énergie simulée. La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est donnée par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

A l'aide de cette formule, il est possible de définir le terme σ^{rec} comme :

$$\sigma^{\text{rec}} = a\sqrt{E^{\text{vrai}}}$$

Le bruit de l'électronique et d'empilement n'est pas simulé ($b = 0$) et la valeur du terme constant c est négligeable au premier ordre. Le terme a est fixé à une valeur typique attendue pour le terme d'échantillonnage (10 % $\text{GeV}^{1/2}$).

La procédure de minimisation du χ^2 est itérative. Une fois les poids ω_i calculés les particules qui ont une énergie, telle que :

$$(E_i^{\text{rec}} - E^{\text{vrai}}) > 2a\sqrt{E^{\text{vrai}}}$$

sont exclues du lot, car elles font parties des queues de la distribution de l'énergie reconstituée. La procédure est itérée jusqu'à ce qu'aucune nouvelle particule ne soit plus exclue.

Une fois les différents poids calculés, l'échelle d'énergie est fixée à 1 dans le second compartiment qui contient la majeure partie de l'énergie de la gerbe. Les coefficients $\omega_{i=0,1,3}$ ont alors une pondération relative par rapport à ω_2 qui permet de minimiser la résolution totale. Pour la taille de cluster donnée, la figure 7.10 représente les valeurs des différents poids obtenues pour la position $\eta = 35, \varphi = 2$ en fonction de l'énergie.

Le poids du pré-échantillonneur permet de tenir compte des pertes d'énergie à l'avant du détecteur. Sa valeur, très différente des autres coefficients s'explique parce que ce détecteur n'a pas le même rapport d'échantillonnage que l'accordéon. Ces cellules ne sont pas constituées d'une alternance plaque d'absorbeur-gap d'argon liquide, mais simplement d'électrodes inclinées par rapport à la trajectoire incidente des particules et alternées avec des gaps d'argon liquide. La valeur des poids dans le pré-échantillonneur croît avec l'énergie, ce comportement reste inexpliqué.

Le poids dans le premier compartiment décroît avec l'énergie et permet de corriger les pertes d'énergie à l'avant du calorimètre. La distribution de la perte d'énergie moyenne par unité de X_0 est donnée par la formule empirique de "Longo-Sestilli".

$$\frac{dE}{d\ell} = E_{\text{inc}} \beta \frac{(\beta\ell)^{\alpha-1}}{\Gamma(\alpha)} e^{-\beta\ell}$$

où $\ell = \frac{x}{X_0}$ (x est la quantité de matière traversée et α et β sont deux paramètres caractéristiques du matériau). La figure 7.11 donne une illustration qualitative de la perte

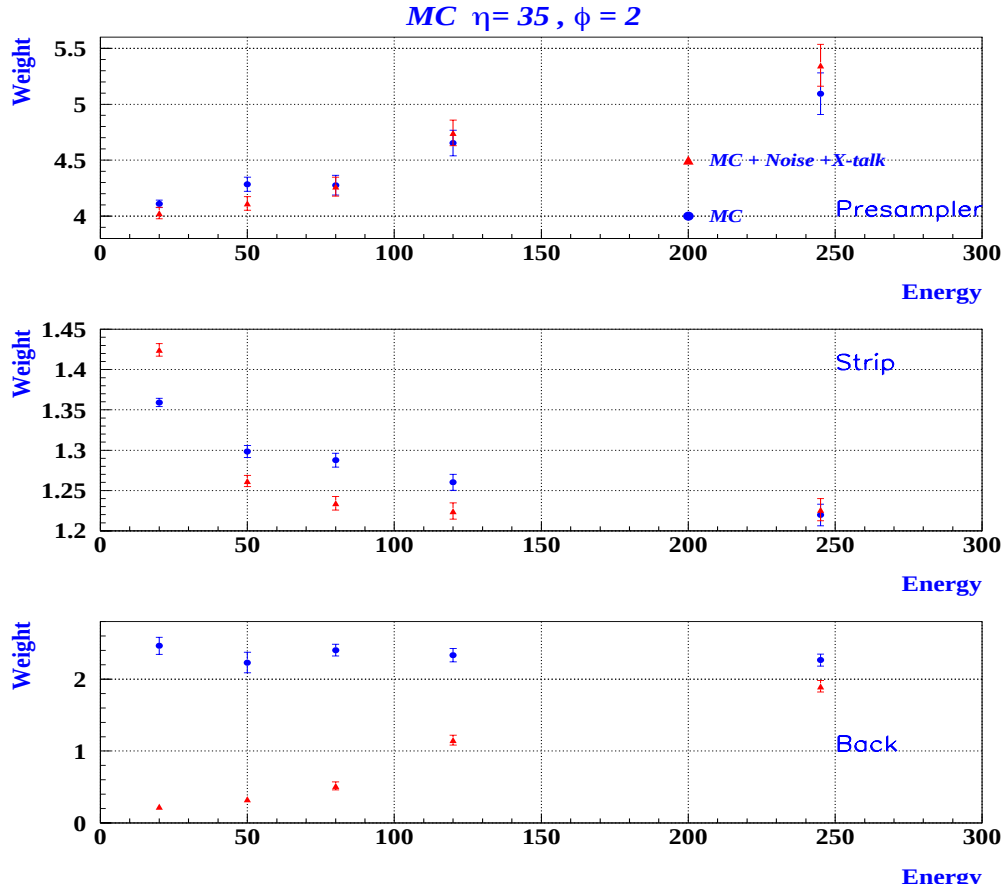


Figure 7.10: Variation des poids dans le pré-échantillonneur, le premier et le dernier compartiment en fonction de l'énergie exprimée en GeV.

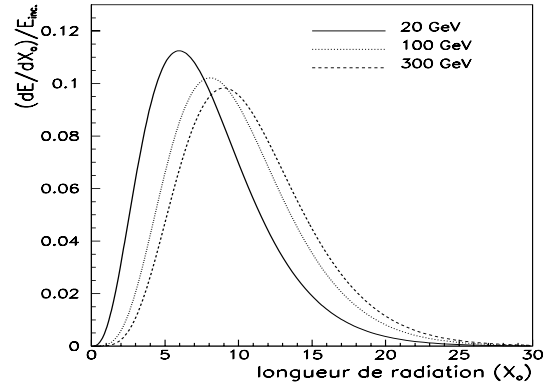


Figure 7.11: Distributions longitudinales des gerbes électromagnétique d'électrons.

d'énergie relative par unité de X_0 , pour différentes valeurs de E_{inc} . Le développement de la gerbe commence plutôt pour les basses énergies en comparaison avec les hautes énergies, par conséquent la quantité d'énergie à récupérer dans le 1er compartiment est beaucoup plus importante et le poids est plus grand. Le poids du pré-échantillonneur et du premier compartiment sont fortement corrélés ($\sim 75\%$).

Le poids du 3ème compartiment permet de corriger les fluctuations sur l'énergie perdue longitudinalement et la diaphonie entre le 2nd et 3ème compartiment. Les valeurs de ces poids ne varient pas en fonction de l'énergie incidente car le bruit n'a pas été simulé dans le Monte Carlo.

Les valeurs du bruit d'électronique dans le pré-échantillonneur et dans les trois compartiments de l'accordéon ont été mesurés à partir des données pour la cellule $\eta = 35, \phi = 2$ et sont introduites dans le Monte-Carlo sous forme de fluctuations gaussiennes. La diaphonie entre le 2ème et le 3ème compartiment a été paramétrée et ajoutée au Monte Carlo. Les valeurs des poids sont recalculées en présence du bruit et de la diaphonie et montrées sur la figure 7.10.

Les coefficients du pré-échantillonneur ne changent pas, car le bruit dans le pré-échantillonneur est très faible par rapport à l'énergie déposée et les poids dans le 2ème compartiment varient de moins que 5 %.

Pour des électrons d'énergie inférieure à 50 GeV, l'énergie déposée dans le compartiment arrière est négligeable devant le bruit et la diaphonie, c'est pourquoi les poids sont presque nuls. En revanche, à hautes énergies, c'est le signal qui prédomine. Ceci explique pourquoi les valeurs du poids croient avec l'énergie dans ce compartiment.

En conclusion, l'introduction du bruit et de la diaphonie dans le Monte Carlo n'altère pas l'allure de la variation des poids en fonction de l'énergie dans le pré-échantillonneur et le 1er compartiment.

7.4.4 Linéarité de la réponse dans le Monte Carlo

La réponse en énergie est estimée en comparant la valeur moyenne de la distribution d'énergie reconstruite en appliquant les pondérations dépendant de l'énergie, après ajustement Gaussien, à la valeur nominale du faisceau. Le point qui correspond au faisceau d'électrons de 80 GeV est normalisé à 1 et fixe l'échelle d'énergie absolue. Une linéarité de $\pm 0.1\%$ est réalisée de 20 à 245 GeV (figure 7.12). La même linéarité est obtenue si la coupure au centre de la cellule est enlevée et les réponses en η et en ϕ sont ajustées par une parabole et une fonction sinusoïdale.

En revanche, si à chaque point en énergie, l'énergie est reconstruite en utilisant les pondérations calculées à 80 GeV, une linéarité de 1 % est obtenue (figure 7.12) qui est 10 fois moins bonne que à la première procédure.

En conclusion, l'application des pondérations entre les compartiments calculées séparément pour chaque point en énergie permet de gagner un ordre de grandeur sur la linéarité dans le Monte Carlo.

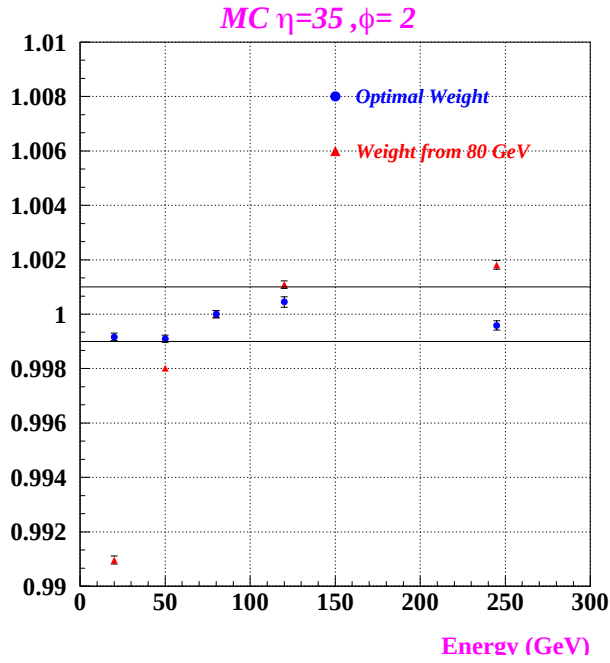


Figure 7.12: Linéarité de l'énergie reconstruite pour différentes énergies simulées

7.5 Comparaison des fractions d'énergie dans les données et le Monte Carlo

La fraction d'énergie est calculée dans les données et dans le Monte Carlo en utilisant les valeurs des poids optimisés dans les différents compartiments en fonction de l'énergie du faisceau. L'énergie est donnée par la formule :

$$E_{\text{rec}} = W_{PS} E_{PS} + W_S E_{\text{strip}} + E_M + W_B E_{\text{back}}$$

L'énergie dans les données est reconstruite en utilisant les coefficients du filtrage optimal. Les données de la cellule $\eta = 35, \phi = 2$ du module 13 sont analysées en utilisant le gain moyen. Les données de la cellule $\eta = 19, \phi = 2$ du module 10 ont été enregistrées durant le mois d'octobre 2001 en gain libre. Le bruit d'électronique et la diaphonie sont introduits dans le MC à partir des valeurs mesurées dans les données, et l'énergie est reconstruite sans utilisation du filtrage optimal. Les deux positions $\eta = 35$ et $\eta = 19$ sont situés de part et d'autre de la région de transition du plomb. La figure 7.14 représente les profondeurs des différents compartiments en fonction de la position en η .

Le tableau 7.2 résume les valeurs des fractions d'énergie dans le pré-échantillonneur et les 3 compartiments du calorimètre dans les données et le Monte Carlo pour les énergies 120 GeV et 20 GeV. Ces fractions varient en fonction de la position et de l'énergie. Les fractions d'énergie calculées dans les données pour la cellule $\eta = 19, \phi = 2$ sont en bon accord avec le Monte Carlo dans les différents compartiments. Alors que pour la position

$\eta = 35, \phi = 2$, la comparaison est moins bonne. L'accord observé dans les données du module 10 est expliqué par le fait que de la matière a été détecté et enlevée de la ligne du faisceau après que les données du module 13 soient prises [7]. Les figures 7.13 et 7.15 illustrent les comparaisons entre les données et le MC dans les différents compartiments pour les deux cellules $\eta = 19$ et 35.

Un accord raisonnable est observé entre les valeurs des fractions d'énergie dans le Monte Carlo et les données par conséquent la linéarité dans le modules 13 peut être étudiée en suivant la même stratégie que le Monte Carlo.

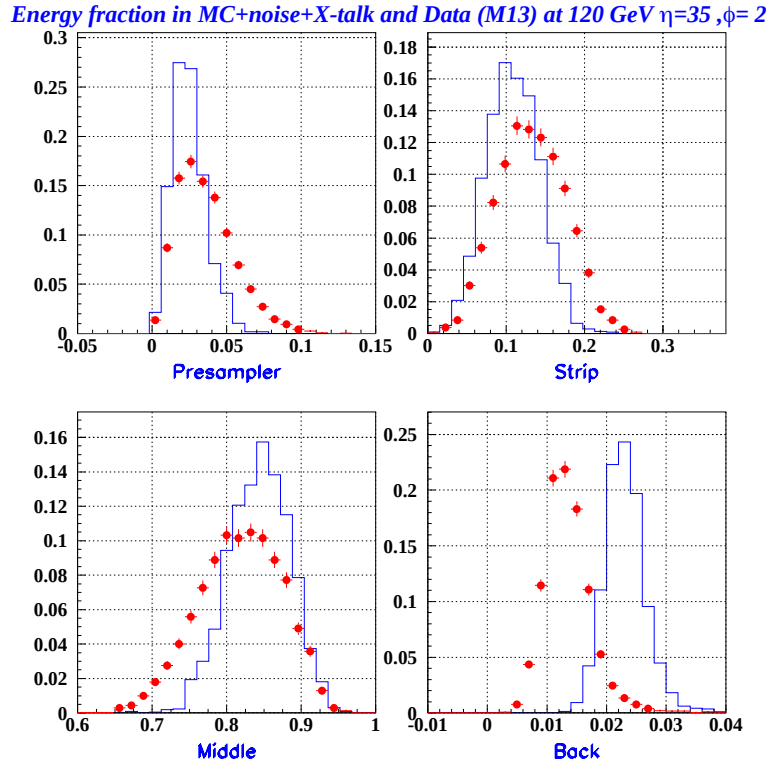


Figure 7.13: Les fractions d'énergies dans les données du module 13 (points) et le Monte Carlo (histogrammes) pour la position $\eta = 35, \phi = 2$

7.6 Linéarité de réponse du module

La linéarité de réponse du calorimètre en fonction de l'énergie du faisceau déterminée avec précision à partir des mesures du champ magnétique (chapitre 6), est étudiée dans ce paragraphe.

		données	Monte Carlo
$\eta = 19, \phi = 2$ E = 120 GeV	Pré-échantillonneur	$\langle \rangle = 0.74 \pm 0.008$ $\sigma = 0.42 \pm 0.006$	$\langle \rangle = 1.23 \pm 0.013$ $\sigma = 0.60 \pm 0.009$
	1er compartiment	$\langle \rangle = 18.38 \pm 0.10$ $\sigma = 5.30 \pm 0.08$	$\langle \rangle = 18.33 \pm 0.10$ $\sigma = 5.02 \pm 0.07$
	2ème compartiment	$\langle \rangle = 79.30 \pm 0.10$ $\sigma = 5.27 \pm 0.07$	$\langle \rangle = 79.68 \pm 0.10$ $\sigma = 5.12 \pm 0.07$
	3ème compartiment	$\langle \rangle = 1.57 \pm 0.01$ $\sigma = 0.49 \pm 0.007$	$\langle \rangle = 0.75 \pm 0.01$ $\sigma = 0.61 \pm 0.008$
$\eta = 35, \phi = 2$ E = 120 GeV	Pré-échantillonneur	$\langle \rangle = 3.50 \pm 0.031$ $\sigma = 1.87 \pm 0.022$	$\langle \rangle = 2.13 \pm 0.021$ $\sigma = 1.01 \pm 0.015$
	1er compartiment	$\langle \rangle = 13.07 \pm 0.073$ $\sigma = 4.28 \pm 0.05$	$\langle \rangle = 11.40 \pm 0.076$ $\sigma = 3.54 \pm 0.05$
	2ème compartiment	$\langle \rangle = 82.05 \pm 0.094$ $\sigma = 5.54 \pm 0.07$	$\langle \rangle = 85.79 \pm 0.088$ $\sigma = 4.09 \pm 0.06$
	3ème compartiment	$\langle \rangle = 1.37 \pm 0.008$ $\sigma = 0.48 \pm 0.006$	$\langle \rangle = 0.66 \pm 0.012$ $\sigma = 0.55 \pm 0.008$
$\eta = 19, \phi = 2$ E = 20 GeV	Pré-échantillonneur	$\langle \rangle = 2.41 \pm 0.02$ $\sigma = 1.51 \pm 0.01$	$\langle \rangle = 3.51 \pm 0.025$ $\sigma = 1.92 \pm 0.017$
	1er compartiment	$\langle \rangle = 31.0 \pm 0.017$ $\sigma = 8.22 \pm 0.066$	$\langle \rangle = 31.2 \pm 0.024$ $\sigma = 7.66 \pm 0.069$
	2ème compartiment	$\langle \rangle = 64.43 \pm 0.099$ $\sigma = 8.67 \pm 0.071$	$\langle \rangle = 65.00 \pm 0.11$ $\sigma = 8.62 \pm 0.078$
	3ème compartiment	$\langle \rangle = 1.33 \pm 0.019$ $\sigma = 1.71 \pm 0.013$	$\langle \rangle = 0.30 \pm 0.0042$ $\sigma = 0.32 \pm 0.003$
$\eta = 35, \phi = 2$ E = 20 GeV	Pré-échantillonneur	$\langle \rangle = 5.02 \pm 0.04$ $\sigma = 2.7 \pm 0.02$	$\langle \rangle = 4.65 \pm 0.03$ $\sigma = 2.5 \pm 0.02$
	1er compartiment	$\langle \rangle = 23.0 \pm 0.09$ $\sigma = 6.73 \pm 0.06$	$\langle \rangle = 22.2 \pm 0.08$ $\sigma = 6.30 \pm 0.06$
	2ème compartiment	$\langle \rangle = 71.9 \pm 0.11$ $\sigma = 8.50 \pm 0.08$	$\langle \rangle = 73.0 \pm 0.10$ $\sigma = 7.92 \pm 0.07$
	3ème compartiment	$\langle \rangle = 0.052 \pm 0.0005$ $\sigma = 0.041 \pm 0.0004$	$\langle \rangle = 0.051 \pm 0.0018$ $\sigma = 0.14 \pm 0.0012$

Tableau 7.2: Comparaison entre les fractions d'énergies dans les données et le Monte Carlo pour les énergies 20 et 120 GeV dans les positions $\eta = 35, \phi = 2$ du module 13 et $\eta = 19, \phi = 2$ du module 10. Le symbole $\langle \rangle$ désigne la fraction d'énergie.

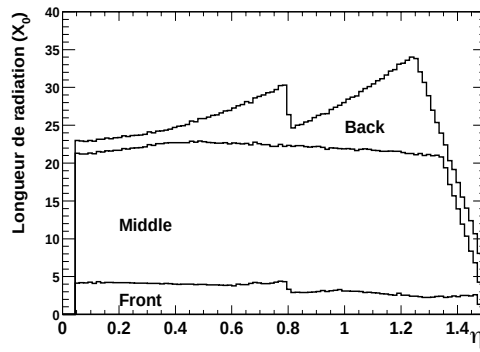


Figure 7.14: contribution des différents compartiments du calorimètre électromagnétique (en unité de X_0 en fonction de η).

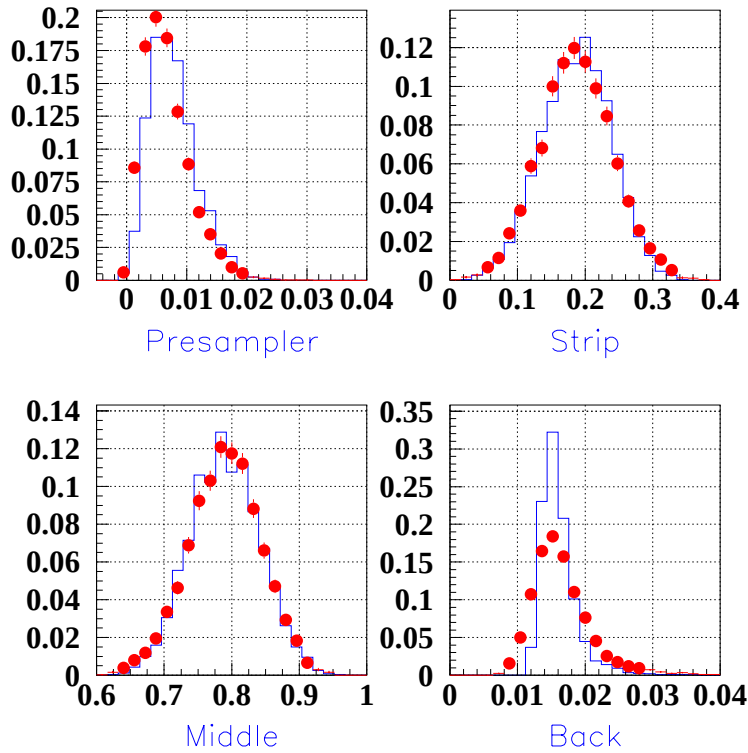


Figure 7.15: Les fractions d'énergies dans les données du module 10 (points) et le Monte Carlo (histogrammes) pour la position $\eta = 19$, $\phi = 2$ pour une énergie de 120 GeV.

7.6.1 Pondérations entre compartiments

Les pondérations entre les compartiments sont calculés dans les données en suivant la même procédure utilisée dans le Monte Carlo (voir paragraphe), en minimisant la résolution

et en fixant l'échelle d'énergie à 1 dans le compartiment du milieu. La figure 7.16 représente les variations des poids dans les différents compartiment du calorimètre en fonction de l'énergie du faisceau pour la position $\eta = 35$ et $\phi = 2$. Le signal est reconstruit en moyen gain en appliquant les coefficients du filtrage optimal.

Les poids croissent en fonction de l'énergie dans le pré-échantillonneur, décroissent dans le 1er compartiment et croissent dans le compartiment arrière. Ces comportements sont compatibles avec ceux rencontrés dans le Monte Carlo. La différence entre les valeurs des poids dans les données et le Monte Carlo est due à la correspondance entre les valeurs d'ADC et les valeurs de l'énergie en GeV et à la reconstruction du signal.

L'étude de la variation des poids en fonction de la position en ϕ , montre qu'ils bougent très peu en fonction de ϕ mais ils dépendent de la position en η [8] car les profondeurs des différents compartiments du calorimètre varient en fonction de η (figure 7.14).

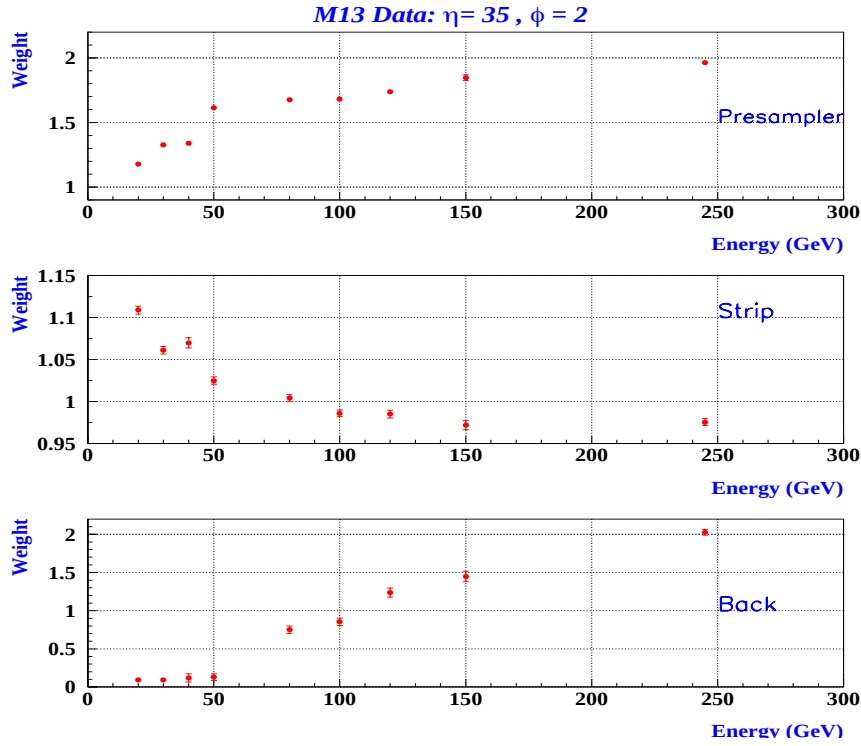


Figure 7.16: Variations des poids en fonction de l'énergie, l'échelle d'énergie est fixé à 1 dans le compartiment du milieu.

7.6.2 Résultats préliminaire de la linéarité

Les pondérations entre les compartiments calculées en fonction de l'énergie sont utilisées. Les réponses en η et en ϕ sont ajustées par une parabole et une fonction sinusoïdale,

aucune coupure au centre de la cellule n'est appliquée. Le signal est reconstruit en gain moyen en utilisant la calibration standard et en appliquant les coefficients du filtrage optimal. L'énergie reconstruite est déterminée par un ajustement Gaussien sur l'intervalle $[-1.5 \sigma, +4 \sigma]$. Les résultats des ajustements de chaque point en énergie sont montrés sur la figure 7.17 et les valeurs numériques sont résumées sur le tableau 7.3. La linéarité de réponse est estimée par le rapport de l'énergie reconstruite sur l'énergie du faisceau. Le point qui correspond au faisceau d'électrons de 80 GeV est normalisé à 1 et fixe l'échelle d'énergie absolue. La figure 7.18 montre la linéarité du module en fonction de l'énergie. Une linéarité de réponse de $\pm 0.3 \%$ est obtenue entre 20 GeV et 245 GeV. L'erreur systématique sur cette valeur provient principalement de la qualité de l'ajustement Gaussien de l'énergie reconstruite qui présente une queue radiative attribuée à la présence de la matière sur la ligne du faisceau.

E_{faisceau}	Nombre d'événements	$E_{\text{reconstruite}}$	Largeur σ
20.186	46569	19.550	0.742
30.129	37409	29.151	0.779
40.11	26940	38.910	0.873
50.084	23270	48.637	0.981
79.967	17068	77.785	1.112
99.875	15934	97.420	1.182
119.707	17529	116.84	1.220
149.128	10593	145.58	1.476
244.26	5462	238.24	1.749

Tableau 7.3: Les énergies du faisceau, les nombres d'événements, les énergie obtenues par les ajustements gaussiens, et les valeurs des largeurs σ sont donnés pour tous les points en énergie utilisés.

En reconstruisant les basses énergies (inférieures à 50 GeV dans le haut gain (cas 2)) et en utilisant le run spécial dans le moyen gain et couvrant le haut gain (cas 3), les énergies reconstruites sont en accord (figure 7.19) mais un décalage important de l'ordre de 2 % est observée conforme à l'effet déjà rencontré (paragraphe 7.3).

Les effets de la pondération entre compartiments et des corrections géométrique ne sont pas à l'origine de cette discontinuité, puisqu'un traitement similaire effectué sans application des poids conduit au même résultat.

En conclusion, l'utilisation des calibrations du moyen gain couvrant la gamme du haut gain semble donner une meilleure linéarité que le haut gain, ce qui suggère que le signal de calibration injecté à petit signaux présente un problème.

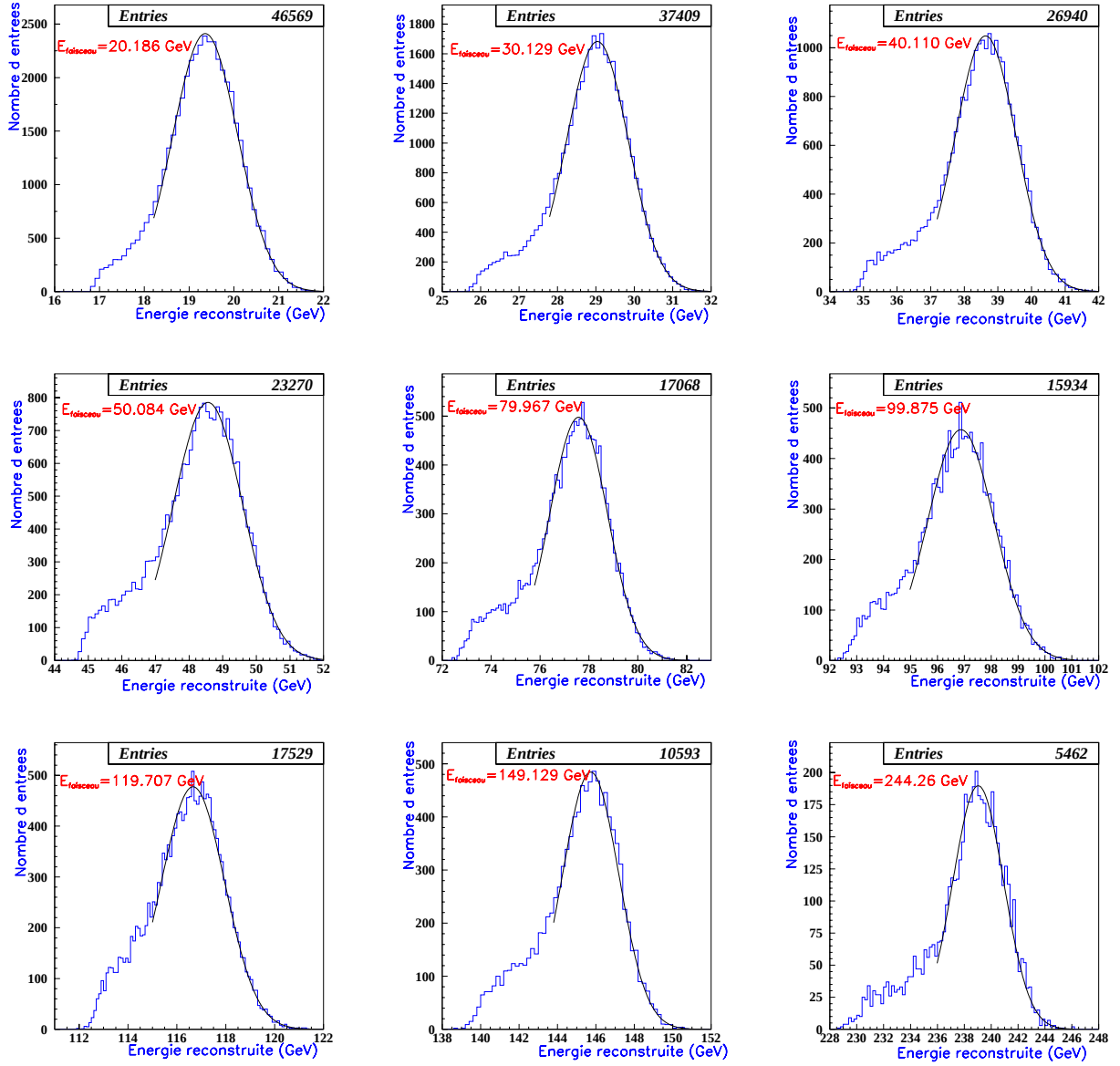


Figure 7.17: Les ajustements gaussiens et les nombres d'événements sont donnés pour tous les points en énergie utilisés.

7.7 Résolution en énergie du module

La résolution en énergie est mesurée pour la position $\eta = 35, \phi = 2$. L'énergie du faisceau varie de 20 GeV à 245 GeV. Les pondérations entre compartiments calculées pour chaque énergie sont appliquées. L'énergie est reconstruite en appliquant les coefficients du filtrage optimal dans le gain moyen. Pour éviter les fluctuations d'énergie latérales, une taille de cluster 5×5 dans le compartiment 2 est choisie. La variation de l'énergie déposée en fonction de η et ϕ est montrée sur la figure 7.20. Le creux au centre de la distribution de

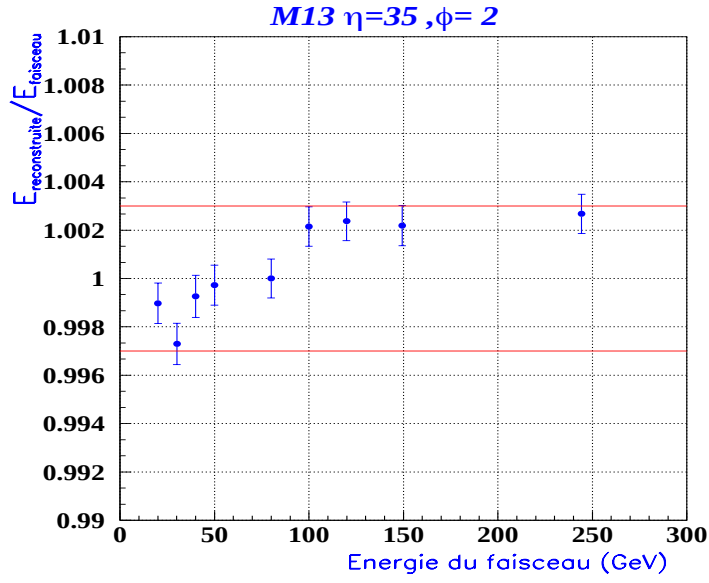


Figure 7.18: Linéarité de réponse de calorimètre à la position $\eta = 35, \phi = 2$ en fonction de l'énergie des faisceaux incidents en utilisant le moyen gain et la calibration standard.

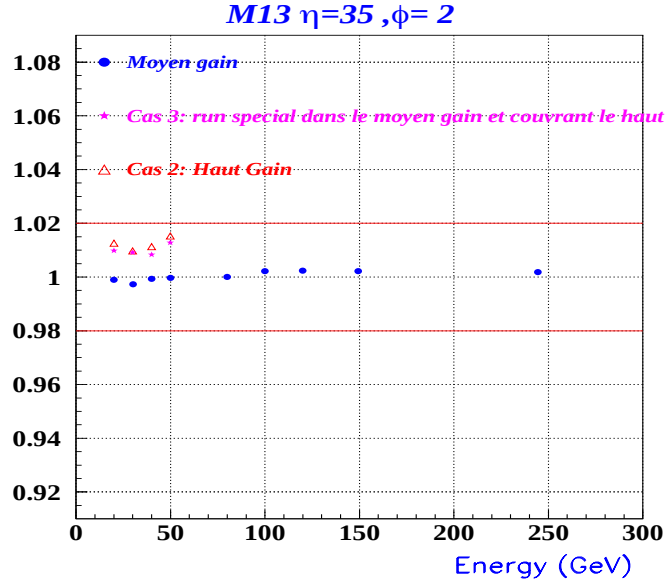


Figure 7.19: Linéarité de réponse de calorimètre à la position $\eta = 35, \phi = 2$ en fonction de l'énergie des faisceaux incidents dans le gain moyen et les deux cas cités dans le texte.

η dans le module 13 a été identifié comme étant dû à la présence de matériel sur la ligne

de faisceau. La présence de la matière affecte la résolution en énergie, particulièrement pour les électrons de grande énergie par la manifestation d'une queue radiative dans la distribution de l'énergie. Au lieu d'ajuster les réponses en η et en ϕ par une parabole et une fonction sinusoïdale, il est préférable d'appliquer les corrections géométriques bin par bin des distributions.

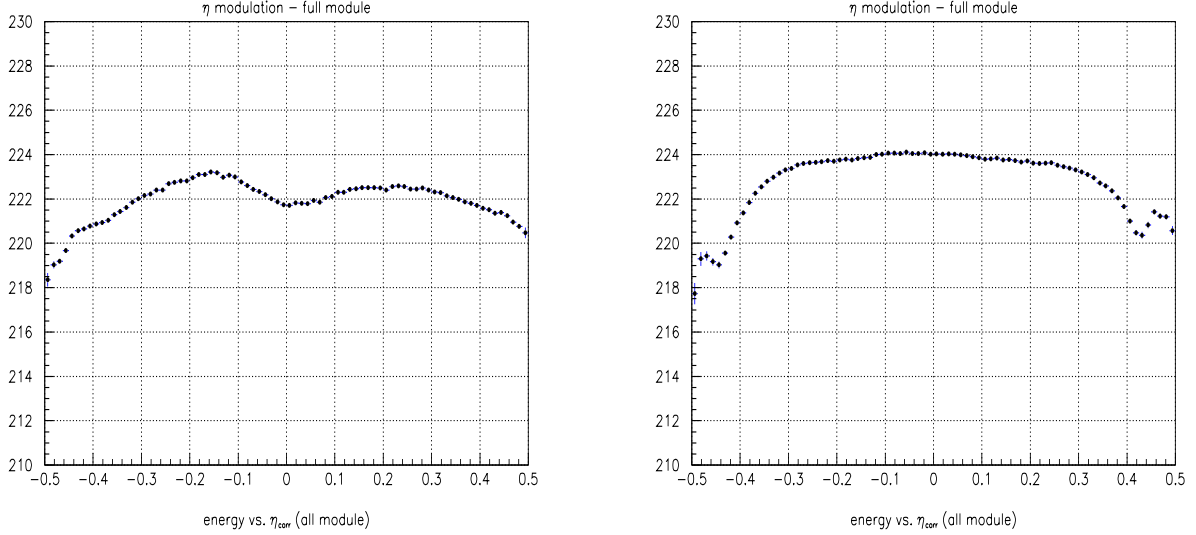


Figure 7.20: Energie reconstruite en fonction du barycentre η dans le module 13 (à gauche) et dans le module 10 (à droite) pour une énergie de 245 GeV.

La résolution en énergie est ajustée pour chacune des positions par la forme suivante:

$$\frac{\sigma(E)}{E}(\%) = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{c}{E} \oplus b \quad (E \text{ en GeV})$$

qui est la somme quadratique d'effets indépendants.

- Le paramètre a est le terme de fluctuation statistique, une valeur inférieure ou égale $\frac{10\%}{\sqrt{E}}$ sur toute l'acceptance en η est l'objectif à atteindre.
- Le paramètre c est appelé terme de bruit d'électronique. C'est le terme dominant à basse énergie ($E < 20$ GeV), sa contribution est d'autant plus grande que la taille du cluster utilisé pour reconstruire l'énergie d'une particule est importante.
- Le terme constant global b est dominant à haute énergie ($E > 200$ GeV) et rend compte de tous les effets systématiques:
 - Non-uniformité de l'électronique (calibration cellule à cellule, forme du signal . . .)

- Perte d'énergie latérale, à cause de la taille des clusters utilisés, et longitudinales pour les gerbes à très haute énergie.
- Effets liés à la matière devant le calorimètre.

Le terme c est estimé à partir des événements de déclenchement aléatoire et soustrait quadratiquement à la résolution. La figure 7.21 montre la résolution en énergie pour le point $\eta = 35, \phi = 2$. Les paramètres de l'ajustement sont ($a = 10.86 \pm 0.20$)% $\text{GeV}^{1/2}$ et ($b = 0.29 \pm 0.08$) %, les erreurs sur les paramètres correspondent aux erreurs statistiques uniquement. Ces valeurs sont compatibles avec celles calculées pour les autres modules testés. Dans le Monte Carlo 7.22 , le terme de fluctuation statistique ($a = 9.23 \pm 0.035$)% et le terme constant est compatible avec 0.

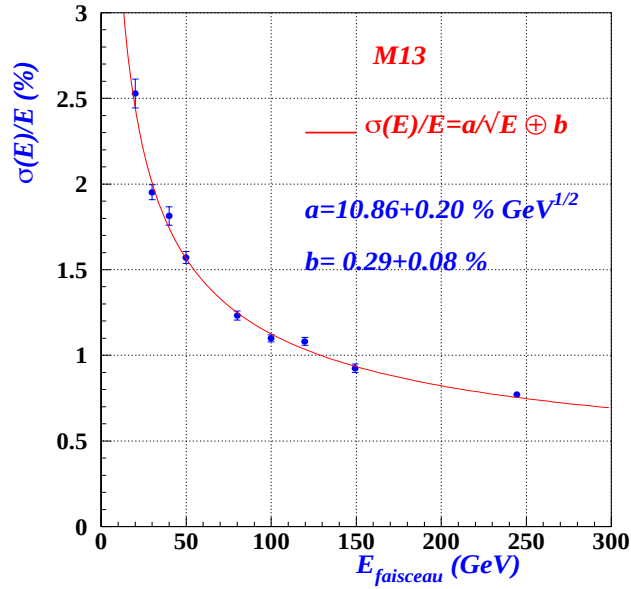


Figure 7.21: La résolution globale du Module 13 en fonction de l'énergie. Le terme du bruit est soustrait quadratiquement à la résolution

7.8 Conclusion

L'étude préliminaire présentée ici, montre que la linéarité de réponse du module du calorimètre n'est pas limitée par la connaissance de l'énergie du faisceau et peut atteindre ± 0.3 %. Cependant, des effets importants liés à la reconstruction du signal et/ou à la calibration ont été mis en évidence nécessitant des prises de données complémentaires pour espérer obtenir une linéarité de ± 0.1 % (données de calibration à la transition entre le haut et moyen gain, avec atténuation, davantage de points d'énergie tous les 10 GeV . . .)

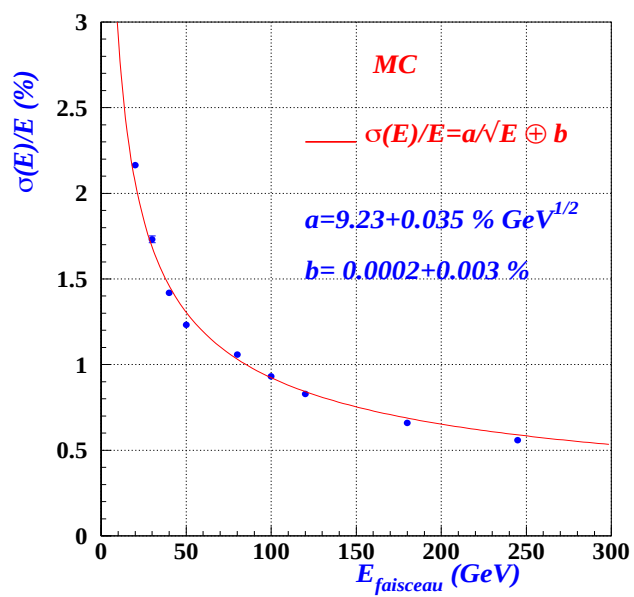


Figure 7.22: La résolution globale dans le Monte Carlo en fonction de l'énergie.

Bibliographie

- [1] W.E. Cleland, E.G. Stern “SIGNAL PROCESSING FOR LIQUID IONIZATION CALORIMETERS” Nucl. Instrum Method A338 (1994) 467-497
- [2] Di Ciaccio,R; Neukermans, L; Perrodo, P; Zitoun, R; ”Uniformity Of The 2000 Test Beam Module With The New Optimal Filtering Coefficients” ATL-LARG-2001-008.
- [3] GEANT Description and Simulation Tool, CERN Program L ibrary Long Writeup W5013 (1994).
- [4] G. Parroul communications privées.
- [5] R, Lafaye; D. Nicod; D, Zerwas; R, Zitoun EMTB user guide version 1.6
- [6] F. James, M. Roos CERN-DD-75-20, Jul 1975 'MINUIT' A SYSTEM FOR FUNCTION MINIMIZATION AND ANALYSIS OF THE PARAMETER ERRORS AND CORRELATIONS” Comput.Phys.Commun.10: 343-367,1975
- [7] Efthymiopoulos, I; Elsener,K “H8 Electron beam quality improvement during 2001” SL-Note-2002-018 EA
- [8] Delmastro, M; Fanti, M “Energy resolution optimization through layers measurements weighting: analytical solutions and numerical strategies” ATL-COM-LARG-2002-001

Conclusion

Le sujet de cette thèse porte sur l'étude de la sensibilité du détecteur ATLAS aux couplages trilineaires neutres (NTGC) dans la production des paires de bosons de jauge ZZ et $Z\gamma$. La deuxième partie de ce travail est consacrée à l'étude de la linéarité du calorimètre électromagnétique.

A la grande luminosité du LHC, les corrections de QCD deviennent très importantes essentiellement dans les régions de grande sensibilité aux couplages anormaux. Pour réduire les effets de ces corrections un veto de jet est appliqué. Les générateurs de Monte Carlo de production de ZZ et $Z\gamma$ ont été comparés et interfacés à Pythia pour développer la fragmentation et l'hadronisation des partons et à la simulation rapide du détecteur ATLAS. Les bruits de fond ont été étudiés en détail. Après réjection, les bruits de fond représentent une fraction inférieure à 10 % du signal dans les deux cas ZZ et $Z\gamma$. La sensibilité aux NTGC au LHC provient de trois types d'information: la section efficace, la dépendance en énergie et la polarisation. Les signatures des NTGC ont été étudiées dans plusieurs observables physiques. Si aucun signal des NTGC n'est observé au LHC, une procédure d'ajustement a été utilisée pour extraire les limites. Les limites prévues sont de l'ordre de $\mathcal{O}(3 \times 10^{-4})$ et $\mathcal{O}(7 \times 10^{-7})$ (selon les couplages) et sont trois à cinq ordre de grandeur meilleures que celles déjà établies par LEP2 et celles attendues au Run II du TeVatron. Si un signal des NTGC est observé, la structure et l'échelle d'énergie des facteurs de forme peuvent être déterminées. La méthode présentée dans cette thèse pourrait fournir des informations indirectes sur la dynamique de la nouvelle physique sous-jacente.

Pour mesurer la masse du boson W avec une erreur systématique de 25 MeV, l'échelle d'énergie des électrons doit être connue avec une très bonne précision. L'étude de la linéarité avec les données du faisceau test des modules du calorimètre électromagnétique, suppose une très bonne connaissance de l'énergie du faisceau et de la réponse du calorimètre.

L'énergie du faisceau test a été mesurée par deux méthodes directes et indépendantes. La première se basant sur des mesures de courants dans les aimants dipolaires et la seconde utilise le champ magnétique mesuré à l'aide des sondes à effet Hall. En prenant en compte les effets d'hysteresis, du champ rémanent et des énergies perdues par rayonnement synchrotron, l'énergie du faisceau a été mesurée avec une précision de 8×10^{-4} .

Une procédure de pondération entre les compartiments du calorimètre dépendant de l'énergie a été développée. Elle permet d'obtenir une linéarité de 0.1 % dans le Monte Carlo et 0.3 % dans les données du faisceau test. Des limitations associées à la calibration et à la reconstruction du signal ont été mises en évidence. Ces effets doivent être étudiés plus en détail pour améliorer la linéarité dans les données.

ABSTRACT

The study of vector pair production ZZ and $Z\gamma$ at the LHC allows to test the trilinear couplings. Deviations of the couplings from the SM values would indicate the presence of new physics beyond the Standard Model.

Prospects for measuring neutral gauge boson couplings (NTGC) in ZZ and $Z\gamma$ production with the ATLAS detector are studied in details including a fast detector simulation. NLO corrections in hadronic di-boson production are large at LHC energies, particularly in the region of maximum sensitivity to anomalous NTGC. With veto of hard jets, the qualitative shape of the LO distributions is recovered. The expected limits on these couplings will improve the limits obtained by the LEP experiments by three to five orders of magnitude.

A precise knowledge of the calorimeter energy scale is mandatory for precision measurements at the LHC. Precision studies of the linearity calorimeter response with test beam data require a good knowledge of the absolute beam energy. Two methods to estimate the field integral in the magnet were studied: a precise measurement of the magnet current and direct measurement of the field by a set of Hall probes. By taking into account the effects of hysteresis, the remnant field and the energy loss by synchrotron radiation, the beam energy is measured with good precision of 8×10^{-4} .

A method of weighting the longitudinal compartments of the electromagnetic calorimeter was developed. It allows to obtain a linearity response of 0.1 % in the Monte Carlo, 0.3 % with the test beam data. Limitations related to the calibration and the signal reconstruction are observed and must be investigated to improve the linearity studies in the data.

Key-words:

Neutral Triple Gauge Boson Couplings
Jet Veto
ATLAS
Electromagnetic Calorimeter
Beam Energy
Linearity

Résumé

L'étude de la production des paires de bosons de jauge ZZ et $Z\gamma$ au LHC permet de tester les couplages à trois bosons de jauge neutres (NTGC). Toute déviation de ces couplages par rapport à leurs valeurs prédites dans le modèle standard indiquerait l'existence d'une nouvelle physique au-delà du modèle standard.

La possibilité de mesures des NTGC dans les états finals ZZ et $Z\gamma$ avec le détecteur ATLAS a été étudiée en détails en utilisant une simulation simplifiée du détecteur. Les corrections NLO de QCD sont très importantes aux énergies du LHC, particulièrement dans les régions de sensibilité aux couplages anormaux NTGC. Un veto de jet est appliqué pour retrouver la forme qualitative des distributions au niveau du terme de Born. Les limites prévues amélioreront les limites actuelles établies par LEP2 et celles prévues au TeVatron par trois à cinq ordres de grandeur.

La connaissance de l'échelle d'énergie des électrons est essentielle pour effectuer des mesures de précision au LHC. L'étude de la linéarité avec les données du faisceau test suppose une très bonne connaissance de l'énergie du faisceau et de la réponse du calorimètre. Deux méthodes ont été utilisées pour mesurer l'énergie du faisceau : par des mesures des courants et par des mesures du champs magnétiques à l'aide de sondes à effet Hall. L'énergie du faisceau a été mesurée avec une bonne précision de 8×10^{-4} .

Une procédure de pondération entre les compartiments du calorimètre électromagnétique a été développée. Elle permet d'obtenir une linéarité de 0.1 % dans le Monte Carlo et de 0.3 % dans les données du faisceau test. Certaines limitations associées à la calibration et à la reconstruction du signal ont été observées dans les données. Ces effets doivent être étudiés en détail pour améliorer la linéarité dans les données.

Mots clés:

Couplages à Trois Bosons de Jauges Neutres
Veto de Jet
ATLAS
Calorimètre Electromagnétique
Energie du faisceau test
Linéarité